Hanno Krieger

Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes

3. Auflage

STUDIUM

VIEWEG+
TEUBNER

Hanno Krieger

Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes

Hanno Krieger

Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes

3., überarbeitete und erweiterte Auflage

STUDIUM

VIEWEG+
TEUBNER

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der
Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über
<http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Dr. rer. nat. Hanno Krieger
Geboren 1942 in Heidelberg. Studium der Physik an der Justus-Liebig-Universität Gießen. Diplomarbeit und Promotion in Experimentalphysik und angewandter Kernphysik mit den Spezialgebieten Kernspektrometrie und Kernspaltung. Bis 2008 leitender Medizinphysiker und zentraler Strahlenschutzbevollmächtigter am Klinikum Ingolstadt. Medizinphysikexperte nach RöV und StrlSchV für Radioonkologie, Nuklearmedizin, Röntgendiagnostik und Interventionelle Radiologie. Dozent am Medizinischen Schulzentrum Ingolstadt für die Ausbildung Technischer Assistenten in der Medizin in den Fächern Radiologie, Röntgenphysik, Nuklearmedizin, Strahlenphysik, Strahlenbiologie, Strahlenschutz und Dosimetrie. Kursleiter und Veranstalter von Strahlenschutz-Fachkundekursen nach der Strahlenschutz- und Röntgenverordnung für die Strahlenschutzausbildung von Physikern, Radiologieärzten, Technischen Assistenten und Arzthelferinnen. Gastdozent beim HelmholtzZentrum München in Neuherberg.

E-Mail: Hanno.Krieger@t-online.de

1. Auflage 2004
2. Auflage 2007
3., überarbeitete und erweiterte Auflage 2009

Alle Rechte vorbehalten
© Vieweg+Teubner | GWV Fachverlage GmbH, Wiesbaden 2009

Lektorat: Ulrich Sandten | Kerstin Hoffmann

Vieweg+Teubner ist Teil der Fachverlagsgruppe Springer Science+Business Media.
www.viewegteubner.de

Das Werk einschließlich aller seiner Teile ist urheberrechtlich geschützt. Jede Verwertung außerhalb der engen Grenzen des Urheberrechtsgesetzes ist ohne Zustimmung des Verlags unzulässig und strafbar. Das gilt insbesondere für Vervielfältigungen, Übersetzungen, Mikroverfilmungen und die Einspeicherung und Verarbeitung in elektronischen Systemen.

Die Wiedergabe von Gebrauchsnamen, Handelsnamen, Warenbezeichnungen usw. in diesem Werk berechtigt auch ohne besondere Kennzeichnung nicht zu der Annahme, dass solche Namen im Sinne der Warenzeichen- und Markenschutz-Gesetzgebung als frei zu betrachten wären und daher von jedermann benutzt werden dürften.

Umschlaggestaltung: KünkelLopka Medienentwicklung, Heidelberg
Druck und buchbinderische Verarbeitung: Stürtz GmbH, Würzburg
Gedruckt auf säurefreiem und chlorfrei gebleichtem Papier.
Printed in Germany

ISBN 978-3-8348-0801-1

Vorwort zur dritten Auflage

Die jüngsten Entwicklungen im Strahlenschutzrecht sowie die Fortschritte beim Erschließen neuer Strahlungsquellen und Techniken für die technische und medizinische Radiologie haben eine Umgestaltung und Erweiterung der ursprünglich zweibändigen Ausgabe "Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz" erforderlich gemacht. Die Strahlenkunde wird jetzt in einer mehrbändigen Buchreihe dargestellt. Dieses vorliegende Buch ist die dritte Auflage des Grundlagenbandes zur Strahlenkunde. Im zweiten Band (Erstausgabe 2005) werden die Strahlungsquellen in Technik und Medizin dargestellt. Der kommende dritte Band enthält Ausführungen zur Dosimetrie, insbesondere zu den medizinisch-radiologischen Strahlungsquellen.

Das vorliegende Buch ist die dritte erweiterte und überarbeitete Auflage des Grundlagenbandes zur Strahlenphysik und zum Strahlenschutz. In diesem Grundlagenband werden ausführlich die physikalischen, biologischen und rechtlichen Grundlagen der Strahlenkunde dargestellt. Er richtet sich an alle diejenigen, die als Anwender, Lehrer oder Lernende mit ionisierender Strahlung zu tun haben, und soll eine ausführliche praxisorientierte Einführung in die Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes geben. Mögliche Interessenten sind Medizinphysiker, Techniker und Strahlenschutzingenieure, Radiologen und Radiologieassistenten, medizinische und technische Strahlenschutzbeauftragte und alle mit der Strahlenkunde befassten Lehrkräfte. Er deckt auch die einschlägigen Lehrinhalte für die ärztliche Prüfung, die Radiologieassistentenausbildung und für die technisch-physikalischen und medizinischen Strahlenschutzkurse ab.

Das Buch gliedert sich in vier große Abschnitte. Der erste Teil befasst sich mit den physikalischen Grundlagen der Strahlungskunde, den Dosisbegriffen und den praktischen Verfahren zur Berechnung bzw. Abschätzung der Dosisleistungen in Strahlungsfeldern. Im zweiten Teil werden die strahlenbiologischen und epidemiologischen Grundlagen des Strahlenschutzes sowie die natürliche und zivilisatorische Strahlenexposition dargestellt. Der dritte Teil des Buches erläutert ausführlich die rechtlichen und praktischen Aspekte des Strahlenschutzes. Neben den grundlegenden Ausführungen enthält dieser Band im laufenden Text zahlreiche Tabellen und Grafiken zur technischen und medizinischen Radiologie, die bei der praktischen Arbeit sehr hilfreich sein können. Im letzten Teil findet sich ein aktualisierter Tabellenanhang mit den wichtigsten für den praktischen Strahlenschutz erforderlichen Basisdaten.

Um den unterschiedlichen Anforderungen und Erwartungen der Leser an ein solches Lehrbuch gerecht zu werden, wurde der zu vermittelnde Stoff generell in grundlegende Sachverhalte und weiterführende Ausführungen aufgeteilt. Letztere befinden sich entweder gesondert in den mit einem Stern (*) markierten Kapiteln oder in den entsprechend markierten Passagen innerhalb des laufenden Textes. Sie enthalten Stoffvertiefungen zu speziellen radiologischen und physikalischen Problemen und können bei der ersten Lektüre ohne Nachteil und Verständnisschwierigkeiten übergangen wer-

den. Soweit wie möglich wurde in den grundlegenden Abschnitten auf mathematische Ausführungen verzichtet. Wenn dennoch mathematische Darstellungen zur Erläuterung unumgänglich waren, wurden nur einfache Mathematikkenntnisse vorausgesetzt.

Jedes Kapitel beginnt mit einem kurzen Überblick über die dargestellten Themen. Am Ende jedes Abschnitts finden sich als Gedächtnisstütze knappe Zusammenfassungen und Wiederholungen der wichtigsten Inhalte sowie ein Anhang mit einschlägigen Übungsaufgaben. Die Lösungen dieser Aufgaben wurden in einem gesonderten Kapitel am Ende des Buches zusammengefasst.

Die Literaturangaben wurden wie in den früheren Ausgaben im Wesentlichen auf die im Buch zitierten Fundstellen beschränkt. Für Interessierte gibt es darüber hinaus im laufenden Text und im Literaturverzeichnis Hinweise auf weiterführende Literatur und empfehlenswerte Lehrbücher. Solche Hinweise finden sich auch in den Publikationen der ICRP, der ICRU, im deutschen Normenwerk DIN und in allen zitierten Lehrbüchern. Für die praktische Arbeit in der technischen oder medizinischen Radiologie und im Strahlenschutz sollten die einschlägigen Gesetze und Verordnungen sowie die gängigen DIN-Normen und internationalen Reports zu Rate gezogen werden. Sehr empfehlenswert sind Recherchen im Internet. Als Anregung wurde deshalb eine Liste wichtiger und weiterführender Internetadressen am Ende des Literaturverzeichnisses zusammengestellt.

Ich danke den zahlreichen Fachkolleginnen und Fachkollegen für ihre hilfreichen Anregungen und Hinweise und die geduldigen Diskussionen und hoffe auch zukünftig auf konstruktive Kritik.

Ingolstadt, im Juli 2009 Hanno Krieger

Inhalt

Abschnitt I: Physikalische Grundlagen

1 Strahlungsarten und Strahlungsfelder 17

1.1 Die atomare Energieeinheit eV 18
1.2 Korpuskeln 19
1.2.1 Relativistische Massenzunahme von Korpuskeln 22
1.2.2 Der klassische Grenzfall* 26
1.3 Photonen 27
1.3.1 Das klassische Wellenbild 28
1.3.2 Elektromagnetische Wellenpakete (Photonen) 32
1.4 Dualismus Teilchen-Welle* 35
1.5 Beschreibung von Strahlungsfeldern* 39
1.5.1 Der stochastische Charakter von Strahlungsfeldern* 41
1.5.2 Nichtstochastische Strahlungsfeldgrößen* 43
1.5.3 Der Wirkungsquerschnitt* 45
Aufgaben 50

2 Atombau 51

2.1 Historische Atommodelle* 51
2.2 Die Atomhülle 55
2.2.1 Aufbau der Atomhülle 55
2.2.2 Anregung und Ionisation von Atomhüllen 64
2.2.3 Hüllenstrahlung 65
2.2.3.1 Charakteristische Photonenstrahlung 67
2.2.3.2 Augerelektronen 69
2.2.3.3 Fluoreszenz- und Augerelektronenausbeuten 70
2.3 Der Atomkern 73
2.3.1 Atomkernmodelle 76
2.3.2 Bindungsenergie und Massendefekt von Atomkernen 80
2.3.3 Anregung von Atomkernen und Separation von Nukleonen 83

2.4 Wichtige Begriffe der Atom- und Kernphysik 85
Aufgaben 89

3 Radioaktivität 90

3.1 Radioaktive Umwandlungsarten 90
3.1.1 Der Alphazerfall 96
3.1.2 Die β-Umwandlungen 101
3.1.2.1 Die β^--Umwandlung 106
3.1.2.2 Die β^+-Umwandlung 108
3.1.2.3 Der Elektroneneinfang (EC) 111
3.1.3 Die Gammaumwandlung 112
3.1.4 Die Innere Konversion (IC) 116
3.1.5 Spontane Kernspaltung, Neutronenquellen, Protonenzerfall 118
3.2 Das Zeitgesetz für den radioaktiven Zerfall 123
3.2.1 Aktivitätsdefinitionen 123
3.2.2 Formulierung des Zerfallsgesetzes 126
3.2.3 Aktivitätsanalyse und radioaktives Gleichgewicht* 133
3.3 Natürliche Radioaktivität 143
3.3.1 Die kosmogenen Radionuklide 143
3.3.2 Die primordialen Radionuklide 147
3.4 Künstliche Radioaktivität 154
Aufgaben 157

4 Wechselwirkung ionisierender Photonenstrahlung 158

4.1 Der Photoeffekt 160
4.2 Der Comptoneffekt 165
4.2.1 Überblick über die Theorie des Comptoneffekts* 166
4.2.1.1 Berechnung der Energie des gestreuten Photons* 166
4.2.1.2 Winkelverteilungen der Comptonphotonen* 169
4.2.1.3 Energie- und Winkelverteilungen der Comptonelektronen* 176
4.3 Die Paarbildung durch Photonen im Coulombfeld 182
4.4 Die klassische Streuung 185

4.5 Kernphotoreaktionen 186
4.6 Der Schwächungskoeffizient für Photonenstrahlung 190
4.7 Schwächungskoeffizient bei Stoffgemischen und Verbindungen* 196
4.8 Der Energieumwandlungskoeffizient für Photonenstrahlung 196
4.9 Der Energieabsorptionskoeffizient für Photonenstrahlung 202
Aufgaben 206

5 Schwächung von Strahlenbündeln ungeladener Teilchen 207

5.1 Exponentielle Schwächung 207
5.2 Schwächung schmaler heterogener Strahlenbündel ungeladener Teilchen* 214
5.3 Aufhärtung und Homogenität heterogener Photonenstrahlung* 215
5.4 Schwächung ausgedehnter, divergenter Strahlenbündel in dicken Absorbern* 220
Aufgaben 227

6 Wechselwirkung von Neutronenstrahlung mit Materie 228

6.1 Elastische Neutronenstreuung 233
6.1.1 Labor- und Schwerpunktsystem* 233
6.1.2 Neutronenrestenergie* 234
6.1.3 Energieübertrag durch Neutronen 236
6.1.4 Vielfachstreuung von Neutronen 236
6.1.5 Moderation und Lethargie von Neutronen* 236
6.1.6 Neutronenwechselwirkungen mit menschlichem Gewebe 239
6.2 Inelastische Neutronenstreuung 240
6.3 Neutroneneinfangreaktionen 240
6.3.1 Einfang langsamer Neutronen 240
6.3.2 Einfang schneller Neutronen 244
6.4 Neutroneninduzierte Kernspaltung und Spallation 245
Aufgaben 247

7 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie 248

7.1 Das Bremsvermögen für geladene Teilchen 254
7.1.1 Das Stoßbremsvermögen 254

7.1.2 Das Strahlungsbremsvermögen 263
7.1.3 Richtungsverteilung der Bremsstrahlungsphotonen für Elektronenstrahlung 267
7.1.4 Verhältnis von Stoß- und Strahlungsbremsvermögen für Elektronen 268
7.2 Energiespektren von Elektronen in Materie 271
7.3 Das Streuvermögen für Elektronen 274
7.3.1 Transmission und Rückstreuung von Elektronen 277
7.4 Reichweiten geladener Teilchen 280
7.4.1 Reichweiten schwerer geladener Teilchen 280
7.4.2 Bahnlänge und Reichweiten monoenergetischer Elektronen 284
7.4.3 Reichweiten und Transmission von β-Strahlung 288
7.5 Wechselwirkungen negativer Pi-Mesonen 291
Aufgaben 292

8 Ionisierung und Energieübertragung 293

8.1 Ionisierungsvermögen und Ionisierungsdichte 293
8.2 Der Lineare Energietransfer (LET) 298
8.3 Stochastische Messgrößen für die Mikrodosimetrie* 300
Aufgaben 304

9 Strahlenschutzbegriffe und Dosisgrößen 305

9.1 Allgemeine Strahlenschutzbegriffe 305
9.2 Physikalische Dosisgrößen 308
9.3 Die Dosisgrößen im Strahlenschutz 310
9.3.1 Die Äquivalentdosis 313
9.3.2 Die Ortsdosisgrößen 315
9.3.3 Die Personendosisgrößen 318
9.3.4 Die Organdosen 319
9.3.5 Die Effektive Dosis 322
9.3.6 Probleme mit den aktuellen Strahlenschutzdosisgrößen 325
9.4 Die bisherigen Dosisgrößen im Strahlenschutz* 326
9.4.1 Die bisherigen Dosismessgrößen* 326

9.4.2 Die bisherige Größe Äquivalentdosis* 327
9.4.3 Die bisherige Größe Effektive Äquivalentdosis* 329
Aufgaben 330

10 Dosisleistungskonstanten, Hautdosisfaktoren und Inkorporationsfaktoren 331

10.1 Dosisleistungskonstanten für Photonenstrahlungen 331
10.1.1 Kermaleistungskonstanten für Gammastrahler 331
10.1.2 Strahlenschutz-Dosisleistungskonstanten für Gammastrahler 338
10.1.3 Dosisleistungskonstanten für Bremsstrahlungen 340
10.1.4 Dosisleistungskonstanten für Röntgenstrahler 342
10.1.5 Umrechnung der Ortsdosen in Körperdosen für Photonen 343
10.2 Dosisleistungskonstanten für reine Betastrahler 346
10.2.1 Dosisleistungskonstanten für Betapunktstrahler 346
10.2.2 Dosisleistungen für Beta-Linien- und Beta-Flächenstrahler 350
10.2.3 Dosisleistungen in betakontaminierten Luftvolumina 352
10.2.4 Umrechnung der Ortsdosen in Körperdosen für Betastrahler* 354
10.3 Dosisfaktoren bei Hautkontaminationen 357
10.4 Dosisfaktoren bei Radionuklidinkorporation 363
Aufgaben 365

Abschnitt II: Biologische und epidemiologische Grundlagen

11 Grundlagen zur Strahlenbiologie der Zelle 366

11.1 Aufbau menschlicher Zellen 367
11.2 Die strahlenbiologische Wirkungskette in Zellen 381
11.3 DNS-Schäden und ihre Reparatur 387
11.4 Dosiseffekt-Beziehungen 397
11.4.1 Beschreibung von Dosiswirkungskurven* 399
11.4.2 Mathematische Beschreibung von Überlebenskurven* 401
11.5 Parameter der Strahlenwirkung 408
11.5.1 Der Sauerstoffeffekt 409

11.5.2 Chemische Modifikatoren der Strahlenwirkung 411
11.5.3 Abhängigkeit der Strahlenwirkungen von der Zellzyklusphase 414
11.5.4 Abhängigkeit der Strahlenwirkung vom zeitlichen Bestrahlungsmuster 416
11.5.5 Einflüsse des morphologischen Zelldifferenzierungsgrades 420
11.5.6 Volumeneffekte der Strahlenwirkung 421
11.5.7 Temperaturabhängigkeit der Strahlenwirkung 422
11.6 Die Relative Biologische Wirksamkeit (RBW) 425
11.6.1 Die Dosisabhängigkeit der RBW* 426
11.6.2 Abhängigkeit der RBW vom Linearen Energietransfer LET* 430
11.6.3 RBW und Wichtungsfaktoren Q und w_T im Strahlenschutz* 431
Aufgaben 434

12 Strahlenwirkung und Strahlenrisiko 435

12.1 Deterministische Strahlenwirkungen 436
12.2 Stochastische Strahlenwirkungen 449
12.2.1 Dosis-Wahrscheinlichkeitskurven für stochastische Schäden 450
12.2.2 Abschätzungen des stochastischen Strahlenrisikos 452
12.2.2.1 Abschätzung des Krebsrisikos 453
12.2.2.2 Heriditäres Schadensrisiko 459
12.3 Risiken pränataler Strahlenexposition 460
12.4 Altersabhängigkeit des stochastischen Strahlenrisikos 462
Aufgaben 466

13 Strahlenschutzphantome 467

14 Strahlenexposition des Menschen mit ionisierender Strahlung 475

14.1 Natürliche Strahlenexposition 476
14.1.1 Externe terrestrische Strahlenexposition 476
14.1.2 Externe kosmische Strahlenexposition 482
14.1.3 Interne Strahlenexposition durch natürliche Radionuklide 488

14.1.3.1 Interne Strahlenexposition durch kosmogene Radionuklide 489
14.1.3.2 Interne Strahlenexposition durch primordiale Radionuklide 490
14.2 Zivilisatorisch bedingte Strahlenexposition 501
14.2.1 Medizinische Strahlenexpositionen 502
14.2.2 Kernwaffentests 511
14.2.3 Kernenergie 514
14.2.4 Energie- und Wärmeerzeugung durch fossile Brennstoffe 516
14.2.5 Weitere zivilisatorische Strahlungsquellen 517
14.2.6 Baumaterialien* 518
14.2.7 Berufliche Strahlenexposition 521
14.3 Zusammenfassung natürliche und zivilisatorische Strahlenexposition 522
Aufgaben 525

Abschnitt III: Praktischer Strahlenschutz

15 Strahlenschutzrecht 526

15.1 Das System des Strahlenschutzrechts 526
15.2 Strahlenschutzverantwortliche und Beauftragte, Anwender 529
15.3 Fachkunde im Strahlenschutz 532
15.4 Strahlenschutzbereiche 533
15.5 Grenzwerte 535
Aufgaben 542

16 Praktischer Strahlenschutz 543

16.1 Allgemeine Regeln zur Verringerung der Strahlenexposition 543
16.2 Abschirmung direkt ionisierender Strahlungen 547
16.3 Abschirmungen von Neutronenstrahlung 550
16.4 Auslegung von Gamma-Abschirmungen und Schutzwänden 550
16.5 Abschirmungen für Röntgenstrahlung 555
16.5.1 Bleigleichwerte von Strahlenschutzschürzen im Röntgen 561
16.5.2 Umgang mit Bleischürzen in der radiologischen Praxis 566
16.6 Abschirmungen in der Nuklearmedizin 569

Aufgaben 573

17 Strahlenexpositionen in der medizinischen Radiologie 574

17.1 Strahlenexpositionen in der Projektionsradiografie 575

17.1.1 Körperdosisabschätzungen für Patienten 575

17.1.2 Expositionen des Personals in der Projektionsradiografie 583

17.1.2.1 Exposition im Nutzstrahl von Projektionsradiografieanlagen 583

17.1.2.2 Strahlenexposition des Personals im Streustrahlungsfeld von Anlagen zur Projektionsradiografie 586

17.2 Strahlenexpositionen in der Computertomografie 589

17.2.1 Expositionen von Patienten bei CT-Untersuchungen 589

17.2.1.1 CTDI und Dosislängenprodukt bei CT-Untersuchungen* 590

17.2.1.2 Abschätzung der Patientendosis bei CT-Untersuchungen 594

17.2.2 Strahlenexposition des Personals bei der Computertomografie 605

17.3 Strahlenexpositionen in der Nuklearmedizin 607

17.3.1 Strahlenexpositionen von Patienten 607

17.3.2 Strahlenexpositionen des nuklearmedizinischen Personals 610

Aufgaben 616

18 Anhang 618

18.1 Einheiten des Internationalen Einheitensystems SI, abgeleitete Einheiten 618

18.2 Physikalische Fundamentalkonstanten 622

18.3 Daten von Elementarteilchen, Nukleonen und leichten Nukliden 623

18.4 Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ für monoenergetische Photonen 624

18.5 Zusammensetzung der Massenphotonenwechselwirkungskoeffizienten für Stickstoff und Blei 627

18.6 Massenenergieabsorptionskoeffizienten μ_{en}/ρ für monoenergetische Photonen 630

18.7 Massenstoßbremsvermögen für monoenergetische Elektronen 633

18.8 Massenstrahlungsbremsvermögen für monoenergetische Elektronen 636

18.9 Bremsstrahlungsausbeuten für monoenergetische Elektronen 637

18.10 Massenstoßbremsvermögen und Massenreichweiten für Alphateilchen, Protonen und Reichweitenvergleich 638

18.11 Dichten wichtiger dosimetrischer Substanzen 642

18.12 Gewebe-Luft-Verhältnisse für diagnostische Röntgenstrahlung 643
18.13 Patientenschwächungsfaktoren und Konversionsfaktoren für diagnostische Röntgenstrahlung 645
18.14 Ortsdosisleistungen im Streustrahlungsfeld eines Computertomografen 646
18.15 Daten zum ICRP Referenzmenschen 647
18.16 Elemente des Periodensystems 650
18.17 Bindungsenergien von Valenzelektronen 653
18.18 Dosisleistungsfaktoren bei Hautkontamination mit Radionukliden 654
18.19 Dosisfaktoren bei Inkorporation von Radionukliden 656

19 Aufgabenlösungen 659

20 Literatur 678

20.1 Lehrbücher und Monografien 678
20.2 Wissenschaftliche Einzelarbeiten 681
20.3 Nationale und internationale Protokolle und Reports zu Dosimetrie und Strahlenschutz 690
20.4 Gesetze, Verordnungen und Richtlinien zum Strahlenschutz, gültig für die Bundesrepublik Deutschland 696
20.5 Deutsche Industrie-Normen zu Dosimetrie und Strahlenschutz 698
20.6 Wichtige Internetadressen 702

Sachregister 704

1 Strahlungsarten und Strahlungsfelder

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die in der Medizin und Technik wichtigen Strahlungsarten und ihre Eigenschaften gegeben. Strahlungen werden in Korpuskular- und Photonenstrahlungen eingeteilt, die sich vor allem durch das Fehlen einer Ruhemasse bei den Photonen unterscheiden. Beide Strahlungsarten zeigen sowohl Wellen- als auch Korpuskeleigenschaften, die nur im Rahmen der Quantentheorie verstanden werden können. Sie werden deshalb gemeinsam als Teilchen bezeichnet. Die bei ionisierender Strahlung auftretenden hohen Teilchengeschwindigkeiten erfordern eine relativistische Behandlung der Teilchenmassen und Energien. In Strahlungsfeldern werden Korpuskeln oder Photonen transportiert. Diese können beim Auftreffen auf Materie mit dieser wechselwirken und dabei u. a. Energie, Impuls, Masse, Drehimpuls und eventuell elektrische Ladung übertragen.

Unter Strahlung versteht man den nicht an Medien gebundenen Energie- und Massentransport. Bei elektromagnetischen Wellen bzw. zeitlich und räumlich begrenzten Wellenzügen (Wellenpaketen) ist die transportierte Energie elektromagnetische Energie. Diese Strahlungsart wird als **Photonenstrahlung**, die einzelnen Strahlungsquanten werden als Photonen[1] bezeichnet. Die Photonenstrahlung wird im Wellenbild anhand ihrer Frequenz oder Wellenlänge, im atomphysikalischen Bild anhand ihrer Energie bzw. ihrer relativistischen Masse charakterisiert. Sie umfasst alle elektromagnetischen Strahlungen von den Radiowellen, über die Infrarot-, Licht- und Ultraviolett-Strahlung bis hin zur Röntgen- und Gammastrahlung. Ist Strahlung auch mit Materietransport verbunden, so bezeichnet man sie als **Korpuskularstrahlung**. Sie kann aus geladenen oder ungeladenen Teilchen bestehen. Beispiele sind die Elektronen, Positronen, Protonen, Pionen, Neutronen und Neutrinos. Es kann sich dabei auch um komplexere materielle Gebilde wie vollständige Atome, Moleküle, Spaltfragmente oder sonstige Ionen handeln. Photonenstrahlungen und Korpuskularstrahlungen werden wegen des Teilchen-Wellen Dualismus zusammen als **Teilchenstrahlungen** bezeichnet (s. Kap. 1.4).

Strahlungsarten werden nach der Möglichkeit, Elektronen aus den Atomhüllen bestrahlter Materie (z. B. von Gasen) zu lösen, in **ionisierende** bzw. **nichtionisierende** Strahlungen eingeteilt. Dabei kommt es nicht darauf an, dass bei der Wechselwirkung mit Materie tatsächlich immer Ionisationen auftreten. Entscheidend ist, dass auf Grund der zur Verfügung stehenden Korpuskel- bzw. Photonenenergien solche Ionisierungen im Prinzip möglich sind. Die dazu benötigte Mindestenergie beträgt je nach bestrahlter Materie zwischen 10^{-19} und 10^{-16} J. Dies entspricht etwa den Bindungsenergien äußerer oder innerer Hüllenelektronen.

Eine weitere Einteilung der ionisierenden Strahlungsarten ist die Unterscheidung in **direkt** und **indirekt** ionisierende Strahlung. Zu den direkt ionisierenden Strahlungen

---

[1] Der Name **Photon** (Lichtteilchen) geht auf den englischen Physiker Gilbert Newton Lewis (1875-1945) zurück, der ihn 1920 erstmals verwendete.

werden alle Strahlungen elektrisch geladener Teilchen wie Elektronen, Protonen oder Alphateilchen gezählt, die durch Stöße unmittelbar Ionisationen in der bestrahlten Materie erzeugen können. Zu den indirekt ionisierenden Strahlungen zählt man dagegen alle Strahlungsarten ohne elektrische Ladung, die ihre Energie zunächst auf einen Stoßpartner übertragen, der dann seinerseits die ihn umgebende Materie ionisieren kann. Ein Beispiel sind die elektrisch ungeladenen Neutronen, die beim Beschuss von Materie in der Regel durch Nukleonenstoß einen Teil ihrer Bewegungsenergie auf Protonen oder sonstige Atomkerne übertragen. Diese sekundären Teilchen wechselwirken dann ihrerseits wegen ihrer elektrischen Ladung vor allem mit den Atomhüllen des Absorbermaterials und können diese ionisieren. Zu den indirekt ionisierenden Strahlungen rechnet man vereinbarungsgemäß auch die Photonen. Diese ionisieren bei einer Wechselwirkung zwar meistens ihren primären Wechselwirkungspartner. Die bei Ionisationen freigesetzten Sekundärelektronen erzeugen aber bei den darauf folgenden Sekundärprozessen den weitaus größten Teil der Ionisierung im bestrahlten Material.

1.1 Die atomare Energieeinheit eV

Wegen der geringen Größen der Energien im atomaren Bereich ist es in der Atomphysik üblich, Energien nicht nur in der makroskopischen SI-Einheit Joule (J) sondern in der praktischen atomphysikalischen Energieeinheit **Elektronenvolt**[2] (eV) anzugeben (s. z. B. Tab. 1.2). Ein Elektronenvolt ist diejenige Bewegungsenergie E_{kin}, die ein mit einer **Elementarladung e_0**[3] elektrisch geladenes Teilchen beim Durchlaufen einer elektrischen Potentialdifferenz (Spannung) von 1V im Vakuum erhält (Fig. 1.1). Es gilt folgende Definitionsgleichung:

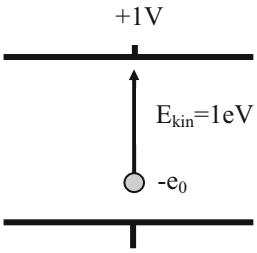


Fig. 1.1: Zur Definition der atomaren Energieeinheit Elektronenvolt ("eV").

$$1\text{eV} = 1e_0 \cdot 1\text{V} = 1{,}6022 \cdot 10^{-19}\ \text{C}\cdot\text{V} \tag{1.1}$$

Bindungs- und Übergangsenergien in der Atomhülle liegen im Bereich eV bis etwa 100 keV, in den Atomkernen in der Größenordnung einiger MeV. Licht und UV haben Energien von einigen Zehntel eV bis zu einigen eV, Infrarotstrahlung (Wärmestrahlung) einige meV. Medizinisch genutzte Röntgenstrahlung hat maximale Energien von etwa 25 keV bei der Mammografie bis 150 keV in der Computertomografie.

[2] Übliche Vielfache des **eV** sind das keV $=10^3$ eV, MeV $= 10^6$ eV, GeV $= 10^9$ eV und meV $= 10^{-3}$ eV.

[3] Die **Elementarladung** ist die kleinste elektrische Ladungsmenge. Freie Ladungen kommen in der Natur nur als ganzzahlige positive oder negative Vielfache der Elementarladung vor. Positive Elementarladungen befinden sich z. B. auf dem Proton, dem Pion und dem Positron. Eine negative Elementarladung trägt das Elektron. Ladungen verschiedenen Vorzeichens neutralisieren sich. Der Wert der Elementarladung in der SI-Einheit beträgt $e_0 = 1{,}602176462(63)\cdot 10^{-19}$ C.

Strahlentherapeutische Photonenstrahlungen werden mit Grenzenergien bis etwa 20 MeV genutzt. Kosmische Strahlungen haben Energien bis zu einigen GeV. Die Verwendung des "eV" erspart das Mitschleppen "lästiger" Zehnerpotenzen. Es erlaubt beispielsweise die vereinfachte Kennzeichnung von Röntgenstrahlungen über die anschauliche und im strahlungsphysikalischen und radiologischen Alltag wichtige Röhrenspannung (die "kV").

1.2 Korpuskeln

Korpuskeln sind physikalische Gebilde, die eine bestimmte Ruhemasse m_0, eine Ausdehnung r (Radius) und eventuell eine elektrische Ladung q besitzen. Sind sie unteilbar, also **Elementarteilchen**, so haben sie nach den heutigen Vorstellungen des Standardmodells der Elementarteilchenphysik den Radius r = 0. Bis heute sind 12 solcher Elementarteilchen bekannt, 6 Quarks[4] und 6 Leptonen[5] (Daten s. Tab. 1.1). Quarks unterliegen der **starken** Wechselwirkung, deren nicht abgesättigte Restwechselwirkungen außerhalb der Nukleonen die Atomkerne zusammenhalten. Quarks tragen gedrittelte Ladungen. Sie sind im freien Zustand nicht stabil, sondern existieren nur als gebundene 3-Quark-Zustände (Baryonen: z. B. n und p) oder als Quark-Antiquark-Zustände (z. B. als Mesonen: π^0, $\pi^{\pm}$). Die Leptonen unterliegen der **schwachen Wechselwirkung**, die sich beispielsweise in den Betazerfällen äußert.

Alle anderen Materieteilchen sind aus diesen 12 Elementarteilchen zusammengesetzt, sind also **nicht elementar**. Anders als Elektronen oder die bei radioaktiven Zerfällen auftretenden Positronen oder Neutrinos sind Proton und Neutron keine punktförmigen Elementarteilchen. Bei Streuexperimenten u. a. mit hochenergetischen Elektronen hat man herausgefunden, dass beide Nukleonen sowohl einen endlichen äußeren Radius als auch eine innere elektrische Ladungsverteilung aufweisen. Diese kann als Ladungsverteilung mehrerer interner punktförmiger Gebilde interpretiert werden. Nicht elementare Teilchen haben einen von Null verschiedenen Radius ($r \neq 0$). Die Nukleonen Proton und Neutron bestehen aus Kombinationen von up-Quarks mit einer positiven Zwei-Drittel-Ladung ($+2/3\ e_0$) und down-Quarks mit einer negativen Ein-Drittel-Ladung ($-1/3\ e_0$). Ein Proton mit der Gesamtladung +1 enthält zwei up-Quarks und ein down-Quark. Die elektrisch neutralen Neutronen bestehen aus einem up- und zwei down-Quarks.

$$p = u + u + d \qquad\qquad n = u + d + d \tag{1.2}$$

---

[4] **Quarks** wurden 1964 von Murray Gell-Mann und George Zweig theoretisch postuliert, um die Vielfalt der bis dahin bekannten Elementarteilchen zu ordnen und eine geschlossene Theorie der Teilchen aufzustellen. Gell-Mann erhielt für diese Arbeiten 1969 den Nobelpreis für Physik "für seine Beiträge und Entdeckungen betreffend die Klassifizierung der Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen". Die Bezeichnung Quark stammt von Gell-Mann und geht auf eine Wortspielerei in einem Roman von J. Joyce (Finnegans Wake: "Three Quarks for Muster Mark") zurück.

[5] Die Bezeichnung "Lepton" stammt aus dem Griechischen und bedeutet "dünnes Teilchen".

Quarks können bei den radiologisch üblichen Energien wegen ihrer starken Bindung nicht aus dem Nukleon befreit werden. Die innere Struktur der Nukleonen spielt bei den Energien der "alltäglichen" Strahlungsphysik deshalb keinerlei Rolle. Sie ist aber für das tiefere Verständnis des Aufbaus der Materie und der Elementarteilchenphysik sowie der verschiedenen Wechselwirkungsarten von fundamentaler Bedeutung. Weitere Quarks (diejenigen der 2. und 3. Generation, s. Tab. 1.1) und ihre Verbindungen treten bei den in der Radiologie üblichen Energien wegen ihrer hohen Ruheenergien nicht in Erscheinung. Zu allen Elementarteilchen existieren Antiteilchen mit entgegen gesetzter elektrischer Ladung und gleichen Massen. Treffen Teilchen auf ihre Antiteilchen, so kommt es zu deren Vernichtung. Dabei werden die Ruheenergien in Form neuer Teilchen oder als reine Energie frei (vgl. Kap. 3.1.2.2).

Quarks	**Name**	**Symbol**	**el. Ladung (e_0)**	**Ruheenergie (GeV)**
Generation 1	Up	u	2/3	$1{,}5\text{-}4\cdot10^{-3}$
	Down	d	-1/3	$4\text{-}8\cdot10^{-3}$
Generation 2	Charme	c	2/3	1,15-1,35
	Strange	s	-1/3	0,080-0,130
Generation 3	Top	t	2/3	170-188
	Bottom	b	-1/3	4,1-4,4
Leptonen	**Name**	**Symbol**	**el. Ladung (e_0)**	**Ruheenergie (MeV)**
Generation 1	Elektron	e-	-1	0,510998902
	Elektron-Neutrino	ν_e	0	$<2{,}5\cdot10^{-6}$
Generation 2	Myon	μ	-1	105,658357
	Myon-Neutrino	ν_μ	0	<0,19
Generation 3	Tau	τ	-1	1776,99
	Tau-Neutrino	ν_τ	0	ca. $50\cdot10^{-9}$

Tab. 1.1: Eigenschaften der 12 Elementarteilchen nach dem Standardmodell. Generationen: Grobe Einteilung nach der Teilchenruhemasse, hier als Ruheenergie angegeben (Ruhemassen und Ruheenergien werden nach Gl. (1.7) umgerechnet), Daten nach ([Hagivara 2002], [Eidelmann]). Zu den 12 Teilchen existieren 12 Antiteilchen mit jeweils vergleichbaren Massen, aber umgekehrter elektrischer Ladung. e_0: Elementarladung (exakter Zahlenwert s. Gl. (1.1) oder im Tabellenanhang Tab. 18.2.1 und 18.3.1).

Korpuskeln in einem Strahlungsfeld werden durch ihre Masse m, den Geschwindigkeitsvektor $\vec{v}$ (Geschwindigkeitsbetrag, Richtung), ihre Bewegungsenergie (E_{kin},

kinetische Energie) und ihre Gesamtenergie E_{tot} sowie den Impuls $\vec{p}$ charakterisiert. Für den Impuls $\vec{p}$ einer Korpuskel mit der Masse m und der Geschwindigkeit $\vec{v}$ gilt:

$$\vec{p} = m \cdot \vec{v} \tag{1.3}$$

Nach der von ***A. Einstein***[6] begründeten allgemeinen Relativitätstheorie wird die Gesamtenergie eines Teilchens aus seiner bewegten Masse m und der Vakuumlichtgeschwindigkeit c gemäß der berühmten Massen-Energie-Äquivalenz-Beziehung berechnet.

$$E_{tot} = m \cdot c^2 \tag{1.4}$$

$$c = 2{,}99792458 \cdot 10^8 \text{ m/s} \tag{1.5}$$

c ist die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, für deren Zahlenwert man bei Überschlagsrechnungen in sehr guter Näherung $c = 3 \cdot 10^8$ m/s verwenden kann. Die Gesamtenergie eines bewegten Teilchens setzt sich nach der Relativitätstheorie additiv aus der Ruheenergie E_0 und der Bewegungsenergie E_{kin} zusammen.

$$E_{tot} = E_0 + E_{kin} \tag{1.6}$$

Die Ruheenergie E_0 ist diejenige Energie, die das Teilchen in Ruhe, also bei der Geschwindigkeit v = 0 besitzt. Sie kann aus Massen-Energie-Umwandlungsreaktionen experimentell bestimmt werden. Berechnet wird sie nach Gl. (1.7) aus Ruhemasse m_0 und Vakuumlichtgeschwindigkeit c. Die Ruhemasse kann entweder aus Wägungen bestimmt oder aus der aus Experimenten bekannten Ruheenergie berechnet werden. Da Energie und Masse eines Teilchens also proportional sind, genügt die Angabe nur einer der beiden Größen Masse oder Energie.

$$E_0 = m_0 \cdot c^2 \tag{1.7}$$

Die kinetische Energie eines Teilchens erhält man nach Gleichung (1.8) relativistisch als Differenz von Gesamtenergie und Ruheenergie:

$$E_{kin} = E_{tot} - E_0 = m \cdot c^2 - m_0 \cdot c^2 = m_0 \cdot c^2 \cdot \left(\frac{m}{m_0} - 1\right) \tag{1.8}$$

---

[6] **Albert Einstein** (14. 3. 1879 - 18. 4. 1955), deutscher Physiker, u. a. Begründer der speziellen und der allgemeinen Relativitätstheorie. Er erhielt 1921 den Nobelpreis "für seine Verdienste um die theoretische Physik, besonders für seine Entdeckung des photoelektrischen Effekts", der eine wesentliche Rolle bei der Entwicklung der Quantentheorie gespielt hat.

Teilchen	Ruhemasse m_0 (kg)	Ruheenergie E_0 (J)	E_0 (MeV)*
Elektron (e^-)	$0{,}9109534 \cdot 10^{-30}$	$8{,}1868 \cdot 10^{-14}$	0,510998902
Neutrino (ν)	≈ 0	≈ 0	$< 3 \cdot 10^{-6}$
Myon ($\mu\pm$)	$0{,}188368 \cdot 10^{-27}$	$0{,}1693 \cdot 10^{-10}$	105,658357
Pion ($\pi\pm$)	$0{,}24878 \cdot 10^{-27}$	$0{,}2236 \cdot 10^{-10}$	139,5673
Pion (π^0)	$0{,}24055 \cdot 10^{-27}$	$0{,}2162 \cdot 10^{-10}$	134,9630
Proton (p)	$1{,}6726485 \cdot 10^{-27}$	$1{,}5033 \cdot 10^{-10}$	938,2796
Neutron (n)	$1{,}6749543 \cdot 10^{-27}$	$1{,}5054 \cdot 10^{-10}$	939,5713
Alpha (α)	$6{,}644 \cdot 10^{-27}$	$5{,}9713 \cdot 10^{-10}$	3727,2

Tab. 1.2: Ruhemassen und Ruheenergien einiger radiologisch wichtiger Teilchen (nach Daten aus [Kohlrausch], Bd. III, 1986, [Groom 2000], [Hagiwara 2002]). (*): Umrechnung der Energieeinheiten mit dem Faktor 1eV = $1{,}6022 \cdot 10^{-19}$J. Weitere Daten befinden sich im Tabellenanhang.

1.2.1 Relativistische Massenzunahme von Korpuskeln

Während die Ruhemasse m_0 einer Korpuskel unabhängig von ihrer Geschwindigkeit ist, nimmt die relativistische Masse m mit der Geschwindigkeit zu. Die spezielle Relativitätstheorie liefert als Zusammenhang zwischen Ruhemasse und relativistischer Masse die Beziehung:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} \tag{1.9}$$

So lange die Teilchengeschwindigkeit sehr klein gegen die Lichtgeschwindigkeit ist, ist auch der Quotient v^2/c^2 wesentlich kleiner als 1. Das Wurzelargument in Gleichung (1.9) hat dann in guter Näherung den Wert 1; Ruhemasse und Gesamtmasse des Teilchens sind also nahezu gleich. In diesem Energie- und Geschwindigkeitsbereich kann man die Bewegungsenergie des Teilchens daher mit den bekannten Formeln und Regeln der klassischen Mechanik berechnen (s. Kap. 1.2.2).

Je mehr sich die Geschwindigkeit der Lichtgeschwindigkeit nähert, umso größer wird die Masse des Teilchens und damit nach Gleichung (1.4) auch seine Gesamtenergie.

Die zunehmende Bewegungsenergie führt bei hohen Geschwindigkeiten daher nicht mehr zu einer messbaren Erhöhung der Teilchengeschwindigkeit sondern nur noch zu einer Zunahme der Masse des Teilchens. Gleichung (1.9) ist auch der Grund dafür, dass die Geschwindigkeit einer Korpuskel niemals die Vakuumlichtgeschwindigkeit erreichen kann. Bei Annäherung der Teilchengeschwindigkeit an die Lichtgeschwindigkeit verschwindet der Nenner in Gl. (1.9), die Gesamtenergie und die Gesamtmasse des Teilchens würden unendlich groß. Dies ist aus energetischen Gründen natürlich nicht möglich. Tatsächlich hat man in der Natur auch niemals Teilchen mit einer endlichen Ruhemasse beobachtet, die sich mit Vakuumlichtgeschwindigkeit oder sogar schneller bewegt hätten.

Bewegungsenergie (eV)	**v/c**	**m/m_0**
$25 \cdot 10^{-3}$ (*)	0,000 313	1,000 000 05
10^0	0,002	1,000 002
10^1	0,006	1,000 02
10^2	0,020	1,000 2
10^3	0,062	1,002
10^4	0,195	1,02
10^5	0,548	1,20
10^6	0,941	2,96
10^7	0,998 8	20,6
10^8	0,999 987	197,0
10^9	0,999 999 87	1 958,0
10^{10}	0,999 999 998 7	19 600,0

Tab. 1.3: Änderungen des Geschwindigkeitsverhältnisses v/c und des Quotienten aus relativistischer Gesamtmasse und Ruhemasse für Elektronen als Funktion der Bewegungsenergie, berechnet mit den Gln. (1.1, 1.9). (*): Größenordnung der thermischen Bewegungsenergie eines Gasmoleküls bei 20°C (kT).

Mit Hilfe der Gleichung (1.9) kann man sich beispielsweise die quantitativen Verhältnisse bei der Beschleunigung von Elektronen verdeutlichen. Wie die Tabellen (1.3), (1.4) und Fig. (1.2) zeigen, nimmt die Masse der Elektronen zunächst nur sehr langsam mit der Elektronengeschwindigkeit zu. Bei etwa 10% der Lichtgeschwindigkeit - das ist eine Geschwindigkeit von immerhin $3 \cdot 10^7$ m/s - ist die Masse der Elektronen erst um ein halbes Prozent erhöht. Bei einer Elektronenbewegungsenergie von etwa 80 keV beträgt die Elektronengeschwindigkeit bereits c/2, die Masse ist dann um 20% angestiegen. Diese Elektronenenergie entspricht den typischen Verhältnissen in einer diagnostischen Röntgenröhre. Bei 1 MeV Bewegungsenergie der Elektronen haben diese bereits 95% der Lichtgeschwindigkeit erreicht, ihre Masse hat sich ungefähr verdreifacht. Weitere Erhöhungen der Bewegungsenergie der Elektronen verändern deren Geschwindigkeit nur noch sehr wenig.

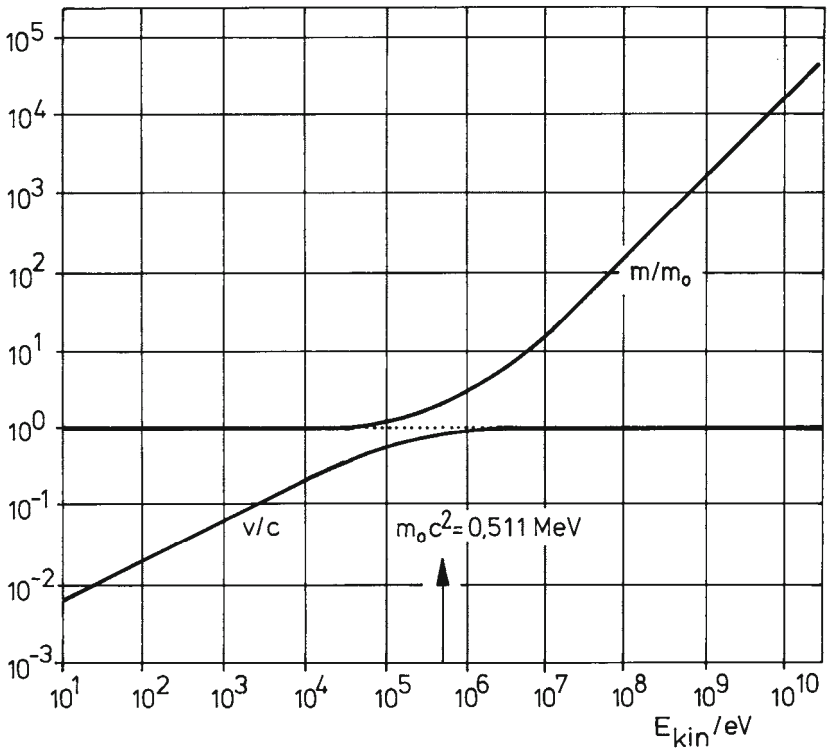


Fig. 1.2: Verlauf der relativen Geschwindigkeit v/c und der relativen Masse m/m_0 von Elektronen als Funktion ihrer Bewegungsenergie (berechnet nach Gl. 1.9 und den Daten aus Tabelle 1.3). Aufgetragen sind die Verhältnisse der Gesamtmasse zur Ruhemasse und der Elektronengeschwindigkeit zur Vakuumlichtgeschwindigkeit über der Bewegungsenergie des Elektrons. Eine deutliche Zunahme des Massenverhältnisses findet erst ab etwa 100 keV statt. Bei 10 MeV Elektronenbewegungsenergie ist praktisch Lichtgeschwindigkeit erreicht. Ab dort bleibt die Elektronengeschwindigkeit konstant.

Stattdessen kommt es zu einem dramatischen Anstieg der relativistischen Elektronenmasse. Ähnliche Rechnungen lassen sich für alle Teilchen durchführen, wenn deren Ruhemassen bekannt sind (s. Tab. 1.4). Da sich bei Teilchengeschwindigkeiten in der Nähe der Vakuumlichtgeschwindigkeit c also vor allem die Gesamtenergien von Teilchen ändern, nicht aber deren Geschwindigkeiten, werden in der praktischen Strahlungsphysik Teilchen vorzugsweise durch ihre Energie gekennzeichnet.

v/c	**m/m_0**	**Bewegungsenergie E_{kin}**		
		e^-	**p**	**α**
0,0001	1,000 000 005	2,555 meV	4,691 eV	18,64 eV
0,001	1,000 000 5	0,256 eV	0,469 keV	1,864 keV
0,01	1,000 05	25,55 eV	46,90 keV	186,4 keV
0,1(*)	1,005 04	2,574 keV	4,727 MeV	18,78 MeV
0,5	1,154 7	79,05 keV	145,2 MeV	576,6 MeV
0,9	2,294 2	661,3 keV	1,214 GeV	4,824 GeV
0,99	7,088 8	3,111 MeV	5,713 GeV	22,69 GeV
0,999	22,366	10,92 MeV	20,05 GeV	79,64 GeV
0,9999	70,712	35,62 MeV	65,41 GeV	259,8 GeV

Tab. 1.4: Massenverhältnisse und Bewegungsenergien für Elektronen, Protonen (und näherungsweise für Neutronen) und Alphateilchen als Funktion der relativen Teilchengeschwindigkeit (berechnet mit Gln. 1.8, 1.9). (*): Obere Geschwindigkeitsgrenze für Verwendung der "klassischen" Formel (1.15) für die Bewegungsenergie von Korpuskeln.

Mit den Gln. (1.8) und (1.9) erhält man für das Massenverhältnis:

$$\frac{m}{m_0} = 1 + \frac{E_{kin}}{E_0} \tag{1.10}$$

und mit Gl. (1.9) für das Verhältnis von Teilchengeschwindigkeit und Lichtgeschwindigkeit:

$$\frac{v}{c} = \sqrt{1 - E_0^2 / E^2} = \sqrt{1 - m_0^2 / m^2} \tag{1.11}$$

Den relativistischen Energiesatz kann man mit Hilfe des Impulses (Gl. 1.3) auch so formulieren:

$$E^2 = E_0^2 + p^2 \cdot c^2 \tag{1.12}$$

Für **extrem relativistische** Bedingungen, also bei nur geringen Abweichungen der Teilchengeschwindigkeit von der Vakuumlichtgeschwindigkeit, besteht die Gesamtenergie des Teilchens im Wesentlichen aus Bewegungsenergie. Der Ruheenergieanteil in (Gl. 1.12) ist dann gegen den Impulsterm zu vernachlässigen. Er liefert also nur einen geringen Anteil an der Gesamtenergie. Man erhält für diesen Spezialfall den folgenden, einfachen näherungsweisen Zusammenhang zwischen relativistischem Impuls und Gesamtenergie, der für ruhemasselose Quanten exakt gilt.

$$E \approx p \cdot c \tag{1.13}$$

1.2.2 Der klassische Grenzfall*

Als klassischen Grenzfall bezeichnet man Bedingungen, bei denen die relativistische Massenzunahme im Vergleich zur Bewegungsenergie von Korpuskeln vernachlässigt werden kann. Eine Abschätzung, bis zu welcher Bewegungsenergie man für Elektronen und schwerere Teilchen ohne allzu große Fehler mit den "klassischen" Formeln der Mechanik rechnen kann, also ausschließlich unter Berücksichtigung der Ruhemasse der Teilchen, erhält man unter anderem aus den Daten der Fig. (1.2) und der Tabellen (1.3, 1.4). Sie enthalten die Berechnungen der relativistischen Teilchenenergien und der Massenzunahmen als Funktion des Geschwindigkeitsverhältnisses v/c. Wegen der wesentlich größeren Massen der schwereren Teilchen p und α weisen diese bei gleicher Bewegungsenergie deutlich geringere Geschwindigkeiten als Elektronen auf. Je schwerer ein Teilchen ist, umso später wird es also "relativistisch". Als Faustregel gilt, dass klassische Rechnungen immer dann berechtigt sind, wenn die Geschwindigkeit des Teilchens **kleiner als 10% der Lichtgeschwindigkeit** ist ($v/c < 0{,}1$) bzw. die kinetischen Energien der Teilchen **kleiner sind als etwa 10%** der jeweiligen Ruheenergien ($E_{kin} < 0{,}1 \cdot E_0$). In diesem Fall liegen die Zunahmen der relativistischen Massen in der Größenordnung von nur 0,5%. Sie sind deshalb für die meisten Anwendungen zu vernachlässigen. Die aus der klassischen Mechanik vertrauten Formeln zur Berechnung der Bewegungsenergie und des Teilchenimpulses ergeben sich als Grenzfall von Gleichung (1.8) für kleine v/c-Verhältnisse.

$$E_{kin} = m \cdot c^2 - m_0 \cdot c^2 = m_0 \cdot c^2 \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} - 1 \right] \tag{1.14}$$

Die rechte Seite dieser Gleichung kann man für kleine v/c-Werte näherungsweise durch eine abgebrochene Taylor'sche Reihenentwicklung darstellen. Man erhält dann:

$$E_{kin} \approx m_0 c^2 \cdot (1 + \frac{v^2}{2c^2} - 1) = \frac{1}{2} \cdot m_0 v^2 \tag{1.15}$$

Dies ist exakt die bekannte klassische Formel für die kinetische Energie eines Teilchens mit der Masse m_0 und der Geschwindigkeit v. Die Formel zur Berechnung des Teilchenimpulses ist identisch mit Gl. (1.3) für den relativistischen Impuls, wenn man dort die Gesamtmasse m durch die Ruhemasse m_0 ersetzt. Für Impuls und Energie erhält man im klassischen Grenzfall daher:

$$\vec{p} = m_0 \cdot \vec{v} \tag{1.16}$$

$$E_{kin} = \frac{p^2}{2m_0} \tag{1.17}$$

Zusammenfassung

- **Korpuskeln haben eine endliche Ruhemasse. Sie bewegen sich deshalb immer langsamer als das Licht im Vakuum. Ihre relativistische Masse wächst mit der Geschwindigkeit.**
- **Energieangaben von Korpuskeln in der Strahlungsphysik beziehen sich in der Regel auf die Bewegungsenergie der Teilchen. In einigen Fällen wie bei der Paarvernichtung oder Paarerzeugung ist es günstiger, die relativistischen Größen Gesamtenergie und Ruheenergie zu verwenden.**
- **Solange die Teilchengeschwindigkeit unter 10% der Vakuumlichtgeschwindigkeit bleibt, kann man mit den Formeln der klassischen Mechanik rechnen.**
- **Elektronen erreichen wegen ihrer geringen Ruhemasse sehr schnell relativistische Bedingungen.**
- **Schwere Teilchen bleiben auch bei hohen Energien nichtrelativistisch. Ihre Bewegungen können daher mit den klassischen Formeln berechnet werden.**

1.3 Photonen

Bis zum Ende des 19. Jahrhunderts wurde Licht als elektromagnetische Wellenstrahlung betrachtet. Licht besteht nach dieser Theorie aus einer Kombination transversaler elektrischer und magnetischer Schwingungen, die sich senkrecht zu ihrer Schwingungsebene mit Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ausbreiten. Solche elektromagnetischen Lichtwellen können gebeugt und gebrochen werden. Sie können auch überlagert werden und zeigen dann Interferenzen, die typisch für den Wellencharakter des Lich-

tes sind. Die theoretische Beschreibung gelang mit Hilfe der formal sehr schönen und in sich geschlossenen Theorie von ***James Clark Maxwell***[7].

Am Ende des 19. und zu Beginn des 20. Jahrhunderts wiesen einige Experimente und theoretische Arbeiten im Widerspruch zu dieser Maxwellschen Wellentheorie eindeutig auf den Teilchencharakter des Lichtes hin. Wichtigste Beispiele sind der lichtelektrische Effekt (Photoeffekt) und der Comptoneffekt, bei denen Lichtquanten wie Teilchen Impuls auf Materie übertragen, sowie die Theorie von Max Planck zur Hohlraumstrahlung. Licht tritt also je nach experimenteller Bedingung einmal als Welle, das andere Mal als Teilchen auf (s. auch Kap. 1.4). Die Schwierigkeiten, den Wellen- und Teilchencharakter des Lichtes in Einklang zu bringen, also die Doppelnatur der Photonenstrahlung zu verstehen, hat zu Beginn des 20. Jahrhunderts zur Entwicklung und Ende der zwanziger Jahre zur endgültigen Formulierung der Quantentheorie geführt.

1.3.1 Das klassische Wellenbild

Wellen sind in Raum und Zeit periodische Vorgänge, bei denen Energie in Ausbreitungsrichtung transportiert wird. Zum besseren Verständnis der Verhältnisse bei Wellenvorgängen ist es nützlich, sich zunächst ein anschauliches Beispiel einer Welle, z. B. eine Wasserwelle vorzustellen. Betrachtet man die periodischen Vorgänge einer Welle an einem festen Ort, wie einen auf dem Wasser schwimmenden Korken oder ein Boot, so stellt man fest, dass diese beim Vorüberlaufen der Welle der Aufwärts- und Abwärtsbewegung der Welle folgen. Anders als die davonlaufende Welle bewegen sich die beobachteten Gegenstände im Mittel aber nicht von ihrem ursprünglichen Ort weg, sie tanzen offensichtlich nur auf der Stelle. Das gleiche gilt für die Wassermoleküle, die von der Wellenbewegung erfasst werden.

Der größte Wert der vertikalen Auslenkung aus der Ruhelage wird als **Amplitude a_0** der Welle bezeichnet. Den Zeitverlauf der Auslenkung der Welle an einem festgehaltenen Ort als Funktion der Zeit zeigt die Darstellung in Fig. (1.3). Die Zeit zwischen zwei benachbarten Schwingungszuständen gleicher Auslenkung und Schwingungsrichtung der Welle wird als **Schwingungsdauer T** bezeichnet. Der Kehrwert der Schwingungsdauer heißt **Frequenz ν** der Schwingung. Wird die Schwingungsdauer in Sekunden gemessen, so gibt der Zahlenwert der Frequenz ν die Zahl der Schwingungen pro Sekunde an. Die Einheit der Frequenz ist das Hertz[8] (1 Hz = 1/s).

---

[7] **James Clark Maxwell** (13. 11. 1831 – 5. 11. 1879), berühmter schottischer Mathematiker, der u. a. die vier Maxwell-Gleichungen zur Beschreibung elektromagnetischer Felder aufstellte.

[8] Die Einheit der Frequenz ist nach dem Physiker **Heinrich Hertz** (22. 2. 1857 – 1. 1. 1894) benannt, der sich vor allem mit den experimentellen und theoretischen Grundlagen der Elektrodynamik befasste.

$$\nu = \frac{1}{T} \tag{1.18}$$

Das zu einer bestimmten Zeit fest gehaltene Momentbild einer Welle zeigt periodisch mit dem Ort wechselnde Wellenberge und Wellentäler. Mit zunehmender Zeit bewegen sich diese in Richtung der Wellenausbreitung (Fig. 1.4). Der räumliche Abstand zwischen zwei Punkten gleicher Auslenkung, d. h. gleichen Schwingungszustandes, heißt **Wellenlänge λ**. Sie ist genau die Entfernung, um die die Welle in einer Schwingungsdauer vorgerückt ist. Da die Welle während der Dauer T also die Strecke λ zurücklegt, gilt für ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit v:

$$v = \lambda \cdot \nu = \frac{\lambda}{T} \tag{1.19}$$

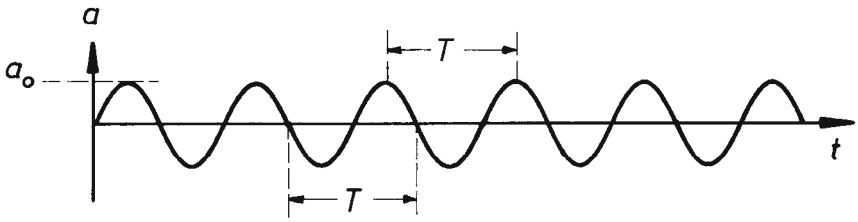


Fig. 1.3: Beschreibung des Zeitverlaufs einer kontinuierlichen sinusförmigen Welle an einem festen Ort (T: Schwingungsdauer, a: Auslenkung, a_0: Amplitude).

Breitet sich die Welle nur in einer Raumrichtung, z. B. entlang einer x-Koordinate aus, so lässt sich die Auslenkung der schwingenden Elemente als Funktion der Zeit und des Ortes durch Winkelfunktionsgleichungen darstellen. Die doppelte Periodizität im Ort und in der Zeit drückt sich im orts- und zeitabhängigen Argument der Wellengleichung aus. Ist die Winkelfunktion eine Sinus- oder Kosinusfunktion, so nennt man die Welle **harmonisch**.

$$a(x,t) = a_0 \cdot \sin[2\pi \cdot (\nu \cdot t - \frac{x}{\lambda})] \tag{1.20}$$

Die Momentaufnahme der Welle erhält man, indem man in dieser Gleichung die Zeit "anhält", also feste Werte für die Zeit t einsetzt und dann die x-Koordinate variiert (Fig. 1.4). Will man das Zeitbild an einem festen Ort berechnen, muss dagegen die Ortskoordinate fixiert und allein die Zeitvariable t verändert werden (Fig. 1.3). Liegt die Schwingungsrichtung einer Welle in Ausbreitungsrichtung, so bezeichnet man die Welle als **Longitudinalwelle**. Ein Beispiel sind die Schallwellen in Luft (longitudinale Druckwellen in Gasen). Schwingen die Materieteilchen oder das elektromagneti-

sche Feld senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, so spricht man wie bei den Wasserwellen von **Transversalwellen**.

Die meisten Wellen benötigen ein Medium zu ihrer Ausbreitung. Dieses Medium hat die Aufgabe, die in der Welle transportierte Energie in Ausbreitungsrichtung durch Stoß benachbarter Moleküle oder elastische Verformung des Mediums weiter zu reichen. Zu materiegebundenen Wellen zählen die Wasserwellen, Druckwellen in Festkörpern, Erdbebenwellen, Schallwellen und ähnliches. Bei ihnen ist die Auslenkung mit einer realen Verschiebung von Atomen oder Molekülen des schwingenden Mediums verbunden. Allerdings schwingen diese Materieteilchen nur um ihre Ruhelage. Sie sind im Mittel ortsfest und werden anders als die Schwingungsenergie nicht etwa in Ausbreitungsrichtung der Welle transportiert.

Elektromagnetische Wellen benötigen zu ihrer Ausbreitung dagegen kein Transportmedium. Sie können sich also auch im Vakuum fortpflanzen. Sie werden von zeitlich und räumlich periodisch veränderlichen elektrischen und magnetischen Feldern getragen. Durch die zeitlichen Änderungen des elektrischen Feldes wird ein zeitlich variables Magnetfeld aufgebaut, das seinerseits wieder ein veränderliches elektrisches

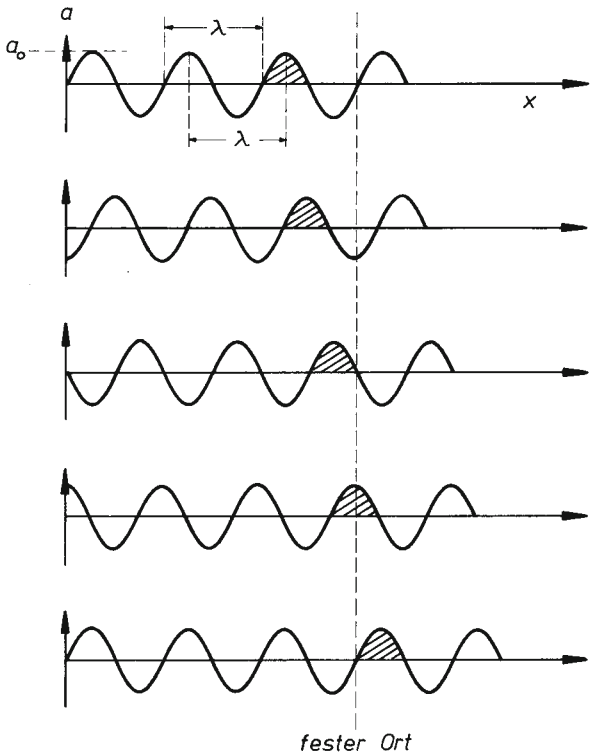


Fig. 1.4: Momentbilder einer nach rechts laufenden sinusförmigen Welle zu verschiedenen Zeiten t als Funktion des Ortes x (a_0: Amplitude, λ: Wellenlänge).

Feld zur Folge hat. Elektrisches und magnetisches Feld erzeugen sich also wechselweise. Dieser Vorgang wird als elektromagnetische Induktion bezeichnet. Sie ist nicht an Materie gebunden.

Elektrische **Feldstärke** $\vec{E}$ und magnetische **Kraftflussdichte** $\vec{B}$ stehen senkrecht aufeinander. Beide sind in Raum und Zeit periodisch, schwingen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Welle und sind um 90° phasenverschoben. Magnetfeld und elektrisches Feld sind die Träger der elektromagnetischen Energie, die in Ausbreitungsrichtung der Welle transportiert wird. Ein anschauliches Beispiel für den Energietransport durch elektromagnetische Wellen ist die von der Sonne ausgesendete Wärmestrahlung, die beim Auftreffen auf einen Empfänger dessen Atome oder Moleküle zu Wärmeschwingungen anregt und das Wärmegefühl auf der Haut beim Sonnenbaden erzeugt. Werden elektrische Ladungen q in den Bereich einer elektromagnetischen Welle gebracht, so wirkt auf sie eine durch die elektrische Feldstärke $\vec{E}$ erzeugte Kraft $\vec{F}$ (s. Gl. 1.21). Sie kann die Ladungen im Rhythmus der Welle in Schwingungen versetzen. Auf diesem Effekt beruht beispielsweise die Wirkung einer Rundfunkantenne. In ihr werden elektrische Ladungen durch elektromagnetische Rundfunkwellen zum Schwingen angeregt. In der Antenne entsteht durch das externe elektromagnetische Wechselfeld ein hochfrequenter Wechselstrom, der einem Rundfunkempfänger zur weiteren Verarbeitung zugeführt werden kann.

$$\vec{F} = q \cdot \vec{E} \tag{1.21}$$

Die von einer kontinuierlichen elektromagnetischen Welle in der Zeit t durch die senkrecht durchstrahlte Flächeneinheit A transportierte Energie E bezeichnet man als **Intensität I** der Wellenstrahlung.

$$I = \frac{E}{t \cdot A} = \frac{P}{A} \tag{1.22}$$

Die Intensität ist nach Gl. (1.22) der Quotient aus Strahlungsenergie E und dem Produkt aus Fläche und Zeit. Ihre SI-Einheit ist daher das $J/(s \cdot m^2)$. Da der Quotient aus Energie und Zeit aber gerade die Strahlungsleistung P ist (P = E/t), kann man die Intensität I auch als flächenbezogene Strahlungsleistung betrachten. Ihre Einheit ist das $Watt/m^2$, was wegen 1 Watt = 1 J/s natürlich mit der obigen Einheit identisch ist.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen ist im Vakuum unabhängig von der Wellenlänge, der Frequenz oder der Schwingungsdauer der Welle. Sie ist genau die Vakuumlichtgeschwindigkeit c (s. Gl. 1.5). Diese ist die Grenzgeschwindigkeit für die Bewegung von Materie und für die Übermittlung von Signalen oder Information und eine universelle Naturkonstante. In Materie hängt die Ausbreitungsgeschwindigkeit dagegen von der Wellenlänge der Strahlung ab. Dieser Sachverhalt wird als **Dispersion** bezeichnet. Das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeit sichtbaren Lichts im Vakuum zu dem in Materie heißt **Brechungsindex n**. Für den Zusammen-

hang von Wellenlänge, Frequenz und Geschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen im Vakuum gilt ebenfalls Gleichung (1.19).

1.3.2 Elektromagnetische Wellenpakete (Photonen)

Reale elektromagnetische Wellen können weder unendlich ausgedehnt noch monoenergetisch, also monofrequent sein. Dies hat mehrere Gründe. Der erste Grund hängt mit der Gesamtenergie eines unendlichen Wellenzuges zusammen. Selbst bei einer endlichen Energiedichte (dem Energieinhalt pro Volumeneinheit) wäre dessen Energieinhalt unendlich groß, was natürlich nicht möglich ist. Ein weiterer Grund ist die so genannte **Heisenbergsche Unschärferelation**[9]. Nach ihr ist eine unendlich ausgedehnte monoenergetische Welle weder im Raum noch in der Zeit lokalisierbar. Reale elektromagnetische Wellen füllen den Raum also nicht mit einem unendlichen Kontinuum an elektrischen und magnetischen Feldern aus. Stattdessen sind sie räumlich und zeitlich begrenzt und haben immer eine bestimmte Energieunschärfe (Frequenzverschmierung) und Ortsunbestimmtheit. Sie treten also in der Form endlicher Wellenzüge auf.

Diese Wellenpakete nennt man auch **Quanten** oder **Photonen** (s. Fig. 1.5). Will man sie nach ihrer Herkunft kennzeichnen, so nennt man sie auch Röntgenquanten, Lichtquanten oder Gammaquanten. Bei der Wechselwirkung dieser räumlich und zeitlich begrenzten Quanten mit Materie stellt sich heraus, dass sie ihre Energie tatsächlich in diskreter Form und nicht kontinuierlich auf die Wechselwirkungspartner übertragen.

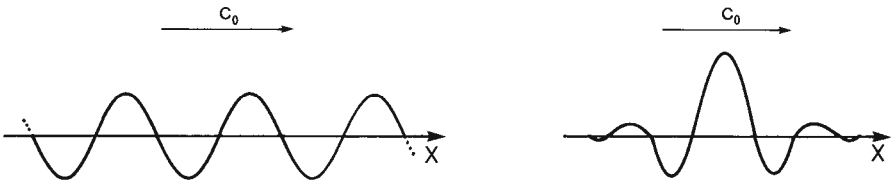


Fig. 1.5: Schematische Ortsdarstellung einer kontinuierlichen elektromagnetischen Welle (links) und eines Wellenzuges bzw. Quants mit variabler Wellenlänge und endlicher Breite (rechts). Es ist nur eine der beiden Feldkomponenten dargestellt.

---

[9] Die **Heisenbergsche Unschärferelation** gibt an, mit welcher Genauigkeit kanonisch konjugierte Größen wie Energie und Zeit, Ort und Impuls oder Drehwinkel und Drehimpuls in quantenmechanischen Systemen gleichzeitig bekannt sein können. Für Energie und Zeit gilt beispielsweise die Beziehung: $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar = h/2\pi$, was bedeutet, dass Energieschärfe und Lebensdauer eines atomaren Zustandes miteinander über das Plancksche Wirkungsquantum h verknüpft sind. Je kurzlebiger ein atomarer Zustand ist, umso unschärfer muss seine Energie werden und umgekehrt. Für die Größen Ort r und Impuls p gilt die Unschärferelation in der Form, dass man nicht gleichzeitig den exakten Ort und den exakten Impuls eines Photons angeben kann. Ihre Unschärfen berechnet man analog aus $\Delta r \cdot \Delta p \geq \hbar$.

Für die in einem Photon gebündelte elektromagnetische Energie ergibt sich aus Experimenten wie z. B. dem Photoeffekt folgender Zusammenhang mit der Frequenz:

$$E_{Ph} = h \cdot \nu \tag{1.23}$$

$$h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}\ \mathrm{J \cdot s} \approx 4{,}136\ 10^{-15}\ \mathrm{eV \cdot s} \tag{1.24}$$

Die Größe h heißt **Plancksches Wirkungsquantum**[10] und ist wie die Vakuumlichtgeschwindigkeit eine universelle Naturkonstante. Sie hat die Einheit einer Wirkung (Energie · Zeit). Sie ist nach ***Max Planck***[11] genannt, der bereits um 1900 die Zerlegung der elektromagnetischen Strahlungen in einzelne diskrete Quanten gefordert hatte, um die Theorie der so genannten "schwarzen Strahler" zu begründen. Der Zusammenhang von Vakuumlichtgeschwindigkeit c, Wellenlänge λ und Frequenz ν ist wie bei klassischen kontinuierlichen Wellen (Gl. 1.19) durch die folgende Beziehung gegeben:

$$c = \lambda \cdot \nu = \frac{\lambda}{T} \tag{1.25}$$

Die verschiedenen elektromagnetischen Wellen werden nach ihrer Nutzung oder ihrer Herkunft in Gruppen klassifiziert (Tab. 1.5). Man unterscheidet dabei die technischen Wechselströme, den Bereich der Wärmestrahlung (Infrarot), das sichtbare Licht, den Frequenzbereich der ultravioletten Strahlungen (UV), und daran anschließend die Röntgen- und Gammastrahlung. Zu hohen Energien hin wird das elektromagnetische Spektrum durch die extrem energiereichen kosmischen Strahlungen abgeschlossen, deren Frequenzen bis zu 10^{24} Hz betragen können. Die zugehörigen Wellenlängen liegen zwischen einigen tausend Kilometern bei technischen Wechselströmen und wenigen Bruchteilen von Femtometern (1 fm = 10^{-15} m) bei hochenergetischer Gammastrahlung. Sollen elektromagnetische Wellen mit technischen Anlagen empfangen werden, so müssen deren Abmessungen in der Größenordnung der Wellenlängen liegen. Viele Antennen im hochfrequenten Rundfunk- und Fernsehbereich haben daher $\lambda/4$-Größe. Wie man sich durch einen Blick auf die Hausdächer überzeugen kann, sind sie tatsächlich einige Dezimeter groß.

---

[10] Das **Plancksche Wirkungsquantum** hat den Wert h = 6,626 068 76(52)·10^{-34} J·s.

[11] **Max Planck** (23. 4. 1858 - 4. 10. 1947), deutscher Physiker, einer der Begründer der Quantentheorie, erhielt 1918 den Nobelpreis für Physik "als Anerkennung des Verdienstes, das er sich durch seine Quantentheorie um die Entwicklung der Physik erworben hat".

Bezeichnung der Welle	**Frequenz (Hz)**	**Wellenlänge**[1]	**Energie (eV)**[1]
techn. Wechselströme	$50 - 3\cdot10^{3}$	6000 - 1000 km	$2\cdot10^{-13} - 10^{-11}$
Telegrafiewellen	$3\cdot10^{2} - 3\cdot10^{3}$	1000 - 100 km	$10^{-12} - 10^{-11}$
Langwellen[3]	$3\cdot10^{4} - 3\cdot10^{5}$	10 - 1 km	$10^{-10} - 10^{-9}$
Mittelwellen[3]	$3\cdot10^{5} - 3\cdot10^{6}$	1000 - 100 m	$10^{-9} - 10^{-8}$
Kurzwellen[3]	$3\cdot10^{6} - 3\cdot10^{7}$	100 - 10 m	$10^{-8} - 10^{-7}$
Ultrakurzwellen[3]	$3\cdot10^{7} - 3\cdot10^{8}$	10 - 1 m	$10^{-7} - 10^{-6}$
Dezimeterwellen[4]	$3\cdot10^{8} - 3\cdot10^{9}$	1 – 0,1 m	$10^{-6} - 10^{-5}$
Zentimeterwellen	$3\cdot10^{9} - 3\cdot10^{10}$	10 - 1 cm	$10^{-5} - 10^{-4}$
Millimeterwellen	$3\cdot10^{10} - 3\cdot10^{11}$	10 - 1 mm	$10^{-4} - 10^{-3}$
Wärmestrahlung[5]	$2\cdot10^{11} - 4\cdot10^{14}$	1,5 mm - 800 nm	$10^{-3} - 2$
Licht (sichtbar)	$4\cdot10^{14} - 7\cdot10^{14}$	800 - 400 nm	2 - 3,1
rot	$4{,}3\cdot10^{14}$	700 nm	1,8
violett	$7{,}5\cdot10^{14}$	400 nm	3,1
Ultraviolett	$\mathbf{7{,}5\cdot10^{14} - 1\cdot10^{16}}$	**400 - 3 nm**	**3,1 - 40**
UVA[2]	$7{,}5\cdot10^{14} - 1\cdot10^{15}$	400 - 320 nm	3,1 - 3,7
UVB[2]	$(0{,}9 - 1{,}1)\cdot10^{15}$	320 - 280 nm	3,7 - 4,5
UVC[2]	$(1{,}1 - 1{,}5)\cdot10^{15}$	280 - 100 nm	4,5 - 7,0
Röntgen-, Gammastrl.	$\mathbf{1\cdot10^{15} - 5\cdot10^{24}}$	$\mathbf{3\cdot10^{-8} - 6\cdot10^{-17}}$ **m**	$\mathbf{4 - 2\cdot10^{10}}$
extrem weich	$1\cdot10^{15} - 1\cdot10^{18}$	$3\cdot10^{-8} - 3\cdot10^{-10}$ m	$4 - 4\cdot10^{3}$
weich	$1\cdot10^{18} - 5\cdot10^{18}$	$3\cdot10^{-10} - 6\cdot10^{-11}$ m	$4\cdot10^{3} - 2\cdot10^{4}$
mittel	$5\cdot10^{18} - 3\cdot10^{19}$	$6\cdot10^{-11} - 1\cdot10^{-11}$ m	$2\cdot10^{4} - 1\cdot10^{5}$
hart	$3\cdot10^{19} - 1\cdot10^{20}$	$1\cdot10^{-11} - 3\cdot10^{-12}$ m	$1\cdot10^{5} - 4\cdot10^{5}$
extrem hart	$1\cdot10^{20} - 5\cdot10^{20}$	$3\cdot10^{-12} - 6\cdot10^{-17}$ m	$4\cdot10^{5} - 2\cdot10^{10}$

Tab. 1.5: Das Spektrum elektromagnetischer Wellen: Röntgen- und Gammastrahlung unterscheidet man heute nur nach der Entstehungsweise. Sie sind deshalb in dieser Tabelle nicht wie früher üblich nach der Energie getrennt aufgeführt. Bei vom Material abhängigen Energien ab 4 bis etwa 20 eV kann Photonenstrahlung ionisieren. Dies ist also bereits bei hochenergetischer UV-Strahlung möglich (zur administrativen Definition ionisierender Strahlung vgl. aber Fußnote 1, Kap. 9). (1): Zahlenwerte für Frequenz und Energie teilweise gerundet. (2): Die UV-Wellenlängen-Bereiche sind nach der Definition der WHO angegeben. (3): Nutzung in Rundfunk und Fernsehen. (4): Nutzung in der Radartechnik und in Elektronenlinearbeschleunigern. (5): Infrarotstrahlung. Zum Vergleich: Die Größenordnung der kinetischen Energie eines Luftmoleküls bei 20° Celsius beträgt etwa 1/40 eV = 0,025 eV.

Die Wellenlänge der technisch am meisten verwendeten 3-GHz-Radarstrahlung beträgt gerade 10 cm. Dieses Maß bestimmt daher die Antennengröße technischer Radarantennen (z. B. des Polizeiradars) und die Abmessungen der Hohlraumresonatoren in Elektronenlinearbeschleunigern.

Zusammenfassung

- **Photonen sind räumlich und zeitlich begrenzte elektromagnetische Wellenpakete.**
- **Sie haben keine Ruhemasse und bewegen sich im Vakuum mit Lichtgeschwindigkeit.**
- **Sie werden je nach Anwendung durch ihre Energie, die Frequenz oder die Wellenlänge beschrieben.**

1.4 Dualismus Teilchen-Welle*

Die moderne Physik beschreibt Korpuskeln und Photonen nicht mehr nach den einfachen Regeln der klassischen Physik, sondern im Rahmen der Quantentheorie, die zu Beginn des 20. Jahrhunderts entwickelt wurde. Die Quantentheorie ist zuständig für die Berechnung atomarer Systeme. Die klassische Wellentheorie zur Beschreibung von Photonen ist daher ebenso vereinfachend wie die klassische Vorstellung, auch ein mikroskopisch kleines atomares Teilchen exakt im Raum lokalisieren und gleichzeitig exakt seinen Impuls und seine Energie angeben zu können, wie es in der makroskopischen, klassischen Physik unterstellt wird. Im Laufe der Entwicklung der modernen Quantenphysik tat sich zunächst eine Reihe von Ungereimtheiten auf. So treten Teilchen je nach experimenteller Situation entweder als lokalisierbare Partikel mit einem Impuls, einer Masse und einem Radius oder mit typischen Welleneigenschaften z. B. mit Interferenzen auf, wie sie bei der Beugung von Licht bekannt sind. Andererseits zeigen Photonen sowohl wellenphysikalische Eigenschaften wie Frequenz und Wellenlänge als auch Teilcheneigenschaften wie eine relativistische Masse und eine zeitlich räumliche Begrenzung. Diese Sachverhalte werden als **Teilchen-Wellen-Dualismus** bezeichnet, der erst im Rahmen der modernen Quantentheorie eine befriedigende Erklärung gefunden hat.

Teilcheneigenschaften von Photonen: An einigen einfachen Beispielen kann dieser Dualismus mit Hilfe der bisher verwendeten Formeln demonstriert werden. Wendet man zum Beispiel die Einsteinsche Massen-Energie-Beziehung (Gl. 1.4) formal auch auf Photonen an, so kann man damit die Masse von Photonen berechnen. Man erhält zusammen mit den Gl. (1.23) und (1.25):

$$m_{ph} \cdot c^2 = h \cdot \nu \qquad \text{bzw.} \quad m_{ph} = \frac{h \cdot \nu}{c^2} = \frac{h}{c \cdot \lambda} \tag{1.26}$$

Es muss darauf hingewiesen werden, dass die Angabe einer Photonenmasse nur bei Lichtgeschwindigkeit sinnvoll ist, da Photonen auch nur bei Lichtgeschwindigkeit existieren! Die Masse eines Photons lässt in manchen Experimenten das Photon nicht wie ein Bündel elektromagnetischer Energie (ein Wellenpaket, Quant) sondern wie ein materielles Teilchen wirken. Da Photonen also eine Masse haben, haben sie wie alle "normalen" bewegten Masseteilchen auch einen Impuls. Er wird wie üblich (s. Gl. 1.3) aus relativistischer Masse m_{ph} und Geschwindigkeit des Photons c berechnet.

$$p_{ph} = m_{ph} \cdot c = \frac{E_{ph}}{c} = \frac{h}{\lambda} \tag{1.27}$$

Reflexion, Streuung oder Absorption von Photonen führt deshalb wie bei den Stößen materieller Teilchen (also solche mit einer Ruhemasse) tatsächlich zu Impulsüberträgen. So kommt es z. B. zur Entstehung eines Strahlungsdruckes auf einen Photonenempfänger, der leicht quantitativ mit dem Impulsübertrag durch die Photonen erklärt werden kann. Eine wichtige Anwendung des Teilchencharakters von Photonen ist die Deutung des Compton- und des Photoeffektes bei der Wechselwirkung von Photonen mit Materie. Eine schöne physikalische Spielerei, die auf dem Impulsübertrag von Photonen auf einen Absorber beruht, ist die "Lichtmühle"[12].

Da Photonen eine Masse haben, unterliegen sie auch der Schwerkraft. Beim Verlassen eines Gravitationsfeldes müssen sie also "leichter" werden, beim Eintauchen in ein Gravitationsfeld dementsprechend "schwerer". Die Massenreduktion von Photonen bedeutet nach Gl. (1.26) eine Verringerung der Frequenz bzw. eine Vergrößerung der Wellenlänge. Tatsächlich ist der Nachweis dieses Effektes, die Rotverschiebung des Lichtes, beim Verlassen eines Gravitationsfeldes mit modernen physikalischen Methoden gelungen. Massenbehaftete Photonen werden von Gravitationsfeldern angezogen und deshalb bei der Passage schwerer Körper abgelenkt. Auch diese Ablenkung von Photonen z. B. bei der Passage von Fixsternen wurde experimentell quantitativ nachgewiesen. Beispiele sind das Sichtbarwerden astronomischer Objekte bei Sonnenfinsternissen, obwohl von der geometrischen Lage diese Objekte durch die Sonne verdeckt sind, oder das Phänomen der Gravitationslinsen an besonders schweren Objekten wie Schwarzen Löchern[13].

---

[12] Die **Lichtmühle** besteht aus einem in einem evakuierten Glaskolben reibungsfrei aufgehängten Propellerrad, dessen Flügel auf der einen Seite schwarz, auf der anderen Seite hochglänzend ausgeführt sind. Bei extrem gutem Vakuum treiben die Impulsüberträge der Photonen, die auf der verspiegelten Seite reflektiert werden, das Rad an. Bei schlechterem Vakuum werden die Restgasmoleküle auf der schwarzen Seite absorbiert und wieder emittiert. Die Mühle dreht dann in die andere Richtung.

[13] Schwarze Löcher enthalten so hohe Massen, dass das Licht ihr Gravitationsfeld nicht mehr verlassen kann. Sie sind deshalb unsichtbar und können nur durch ihre Wirkung auf andere astronomische Objekte entdeckt werden.

Welleneigenschaften von Korpuskeln: Andererseits können sich materielle Teilchen in manchen Situationen wie Wellen verhalten. Schickt man beispielsweise Elektronen durch einen Doppelspalt, so zeigen sie wie Lichtwellen hinter dieser Anordnung Überlagerungserscheinungen (Interferenzen). Man erhält die gleichen typischen Beugungsmuster wie bei der Beugung von Licht. Dies steht im krassen Widerspruch zum klassischen Korpuskularbild eines klar lokalisierbaren materiellen Teilchens, das natürlich nicht teilweise durch den einen und teilweise durch den anderen Spalt fliegen kann.

Wegen dieser Phänomene beschreibt man Teilchen auch mit Hilfe der wellenphysikalischen Darstellungen; man spricht in solchen Fällen von **Materiewellen**. Teilchen einer bestimmten Energie und eines bestimmten Impulses haben demnach auch eine Wellenlänge. Die Wellenlänge von Elektronen erhält man beispielsweise, wenn man in der Gleichung für den Photonenimpuls (Gl. 1.27) die Photonenmasse durch die Gesamtmasse des Elektrons m_e und die Lichtgeschwindigkeit c durch die Elektronengeschwindigkeit v ersetzt.

$$p_e = m_e \cdot v = h/\lambda_e \tag{1.28}$$

Die Elektronenwellenlänge berechnet man daraus zu:

$$\lambda_e = \frac{h}{m_e \cdot v} \tag{1.29}$$

Die Elektronenwellenlänge ist umgekehrt proportional zu ihrem relativistischen Impuls. Die nach Gleichung (1.29) berechneten Wellenlängen von Teilchen werden nach dem Entdecker der Materiewellen als **de-Broglie-Wellenlängen**[14] bezeichnet.

Da Elektronen und andere Teilchen mit Ruhemassen in manchen atomaren Situationen Welleneigenschaften zeigen, muss man mit ihnen auch wie mit Licht Abbildungen erzeugen können. Tatsächlich werden Elektronen z. B. in Elektronenmikroskopen oder selbst schwere Neutronen als Mikroskopierlicht verwendet. Die Größe der noch auflösbaren Objekte entspricht in Analogie zum sichtbaren Licht gerade der Teilchenwellenlänge. Je höher also die Energie bzw. der Impuls der verwendeten Teilchen ist, umso besser ist die räumliche Auflösung der Abbildung.

Bei der Untersuchung von Atomkernen werden deshalb hochenergetische "kurzwellige" schwere Teilchen wie Alphastrahlung oder Protonen und Neutronen oder hochenergetische Elektronen verwendet, da deren Wellenlängen der Größe der Strukturen

[14] **Louis Victor Prince de Broglie** (15. 8. 1892 - 19. 3. 1987), französischer Physiker, wichtige Arbeiten zur Untersuchung des Teilchen-Welle-Dualismus und zur Quantentheorie in der Form der Wellenmechanik, erhielt 1929 den Nobelpreis für Physik für die in seiner Dissertation beschriebene "Entdeckung der Wellennatur der Elektronen".

in den Atomkernen entsprechen. Das wohl berühmteste historische Experiment dieser Art stammt von ***Rutherford***, der durch Beschuss von Atomen mit Alphastrahlung die Größe der Atomkerne bestimmen konnte. Will man die Strukturen noch kleinerer Systeme untersuchen, müssen Teilchen mit extrem hohen Energien und Impulsen, also besonders kleinen Wellenlängen, verwendet werden, die nur in riesigen und entsprechend teuren Beschleunigeranlagen erzeugt werden können. Beispiele sind die Elektronen-Hochenergiebeschleuniger bei DESY in Hamburg (Deutsches Elektronen Synchrotron), in Stanford USA (SLAC: Stanford linear accelerator) und die Protonen-Antiprotonen-Ringbeschleuniger des CERN Schweiz (Conseil Européenne pour la Recherche Nucléaire), die Beschleuniger der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt (GSI) und die Beschleuniger der Universität Mainz (MAMI), in denen Teilchen und Antiteilchen bis in den GeV-Bereich beschleunigt werden können.

Wellenbild und Teilchenbild sind also komplementäre Darstellungsweisen von Photonen und Korpuskeln. Sie werden wegen ihrer Anschaulichkeit auch heute noch zur physikalischen Beschreibung mikroskopischer Systeme verwendet. Allerdings kann keine dieser Darstellungen alle Phänomene und experimentellen Ergebnisse allein erklären. Wegen dieser Dualität werden in der etwas saloppen Terminologie des physikalischen Alltags die Photonen oft vereinfachend als Teilchen bzw. die Korpuskeln auch als Quanten bezeichnet, was wegen der Eindeutigkeit des Kontextes in der Regel nicht zu Verständnisproblemen führt. Die Deutsche Normung [DIN 6814-2] hat diese Sprechweise übernommen und bezeichnet sowohl Photonen als auch Korpuskeln zusammenfassend als Teilchen.

Zusammenfassung

- **Sowohl Photonen als auch Korpuskeln treten je nach Versuchsbedingung entweder mit Teilcheneigenschaften oder mit typischen Welleneigenschaften auf.**
- **Typische Teilcheneigenschaften sind der Impuls, die Masse und die damit verbundene Gravitationswirkung.**
- **Typische Welleneigenschaften sind die Frequenz, die Wellenlänge und Interferenz- oder Beugungsphänomene.**

1.5 Beschreibung von Strahlungsfeldern*

Verlassen Teilchen (Korpuskeln oder Photonen) eine Strahlungsquelle, so bilden sie ein **Strahlungsfeld**. Ein korpuskulares Strahlungsfeld besteht aus Teilchen mit der relativistischen Masse m, die mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ in eine durch den individuellen Geschwindigkeitsvektor bestimmte Richtung fliegen. Jedes Teilchen hat eine Bewegungsenergie E_{kin}, eine Gesamtenergie E_{tot}, einen Impuls $\vec{p}$, einen Drehimpuls (Spin) und eventuell eine elektrische Ladung. Identische Teilchen mit einer einheitlichen Bewegungsenergie haben auch gleiche Impulsbeträge p, wenn auch die Impulsvektoren $\vec{p}$ ihrer Bewegung in verschiedene Richtungen zeigen können. Ein Photonenstrahlungsfeld enthält die Energie in Form ruhemasseloser Quanten, denen eine Energie, ein Impuls und ebenfalls eine relativistische Masse zugeordnet werden kann.

Handelt es sich um ein **paralleles** Strahlenbündel, so stimmen die Teilchenrichtungen überein. Die Energiedichte, die Intensität und die Teilchenzahl/Flächeneinheit bleiben ohne äußere Wechselwirkungen erhalten und sind unabhängig vom Abstand von der Strahlungsquelle. Ein bekanntes Beispiel ist ein gebündelter Laserstrahl, dessen Photonen weitgehend parallel abgestrahlt werden (Fig. 1.6c). Da der Strahl nicht ausein-

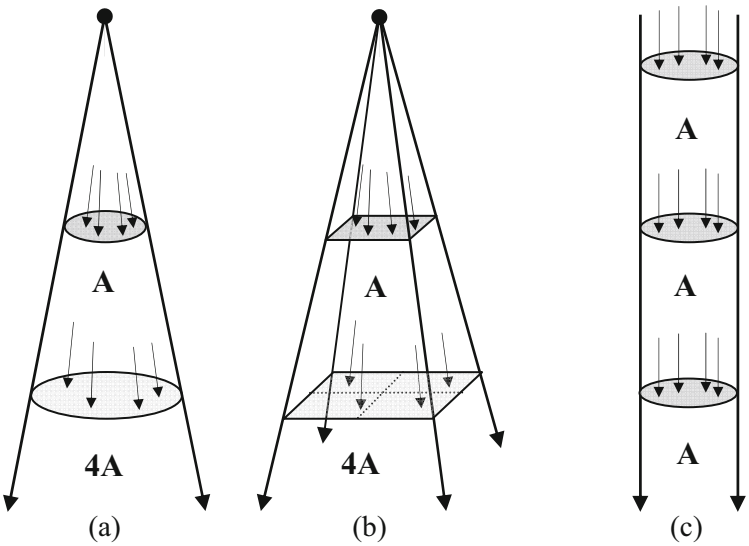


Fig. 1.6: Veränderungen der Teilchenzahldichte bzw. der Intensität bei zunehmendem Abstand vom Strahler. (a) und (b): Durch die quadratische Zunahme des Strahlquerschnitts A mit dem Abstand nimmt die Teilchenzahl pro Flächenelement quadratisch mit dem Abstand ab (Abstandsquadratgesetz). (c): Wegen der parallelen Ausbreitung der Teilchen bleibt der Strahlquerschnitt A und damit die Zahl der Teilchen pro Flächeneinheit erhalten.

anderläuft, sind auch an spiegelnden Flächen reflektierte Laserstrahlen nahezu so energiereich wie bei der Emission und erfordern daher einen sorgfältigen Schutz exponierter Personen (Laserschutz durch Brillen).

Divergiert das Strahlenbündel dagegen, läuft das Strahlenbündel also auseinander, so sind zwar unter Umständen die Impulsbeträge, nicht aber die Impulsvektoren gleich. In solchen Strahlenbündeln verringern sich die räumliche Energiedichte und die Teilchenzahldichte mit zunehmendem Abstand vom Strahler. Ein häufiger Fall ist das Strahlungsfeld einer isotrop in den Raum abstrahlenden Quelle wie beispielsweise bei einem radioaktiven Punktstrahler oder punktförmigen Photonenquellen (Röntgenfokus, Bremstargets). Aus geometrischen Gründen nimmt bei solchen Strahlern die Intensität, die Teilchenzahl und die Energiedichte quadratisch mit dem Abstand ab (s. Fig. 1.6 a,b). Dieser Sachverhalt wird als **"Abstandsquadratgesetz"** bezeichnet. Es ist von hoher Bedeutung für den praktischen Strahlenschutz.

Im Fall der Korpuskularstrahlung wird die Strahlungsenergie in Form kinetischer Energie der Teilchen und in Form der Ruhemassen transportiert. Der Ruheenergieanteil steht jedoch mit wenigen Ausnahmen wie bei der Paarbildung oder bei Elementarteilchenreaktionen für Energieüberträge auf die bestrahlte Materie nicht zur Verfügung. Bei Photonenstrahlungsfeldern besteht die transportierte Energie aus elektromagnetischer Feldenergie; die Wechselwirkungen sind daher primär ausschließlich elektromagnetischer Art. Zur vollständigen Charakterisierung eines Strahlungsfeldes benötigt man deshalb sowohl die Teilchenart als auch die räumliche, zeitliche und energetische Verteilung der Strahlungsquanten sowie deren Ausbreitungsrichtungen im Raum. Die energetischen Verteilungen im Strahlungsfeld werden als **Energiespektren**, die Verteilungen der Impulse als **Impulsspektren** bezeichnet.

Diese Informationen über das Strahlungsfeld benötigt man auch zur Beschreibung der Wechselwirkungsprozesse. Durch diese kommt es zu zeitlichen und räumlichen Veränderungen der Intensität bzw. der Teilchenzahl im Strahlenbündel sowie zur Streuung der Teilchen. Primäre Teilchen werden sukzessive durch sekundäre Teilchen wie Sekundärelektronen oder -neutronen oder Strahlungsquanten höherer Generationen ersetzt, die das Strahlungsfeld zunehmend "kontaminieren". Zeitlich-räumliche Entwicklungen von Strahlungsfeldern sind Gegenstand der Transporttheorie. Die modifizierten Strahlungsfelder zeigen ihrerseits wieder unterschiedliche Wechselwirkungen mit Absorbern. Die vollständige Kenntnis aller dieser Vorgänge ist die Voraussetzung zur Analyse der Entwicklung des Strahlungsfeldes und seiner Wechselwirkungen. Beispiele sind die Beschreibungen des Schwächungsgesetzes, der Teilchenbremsung und der Teilchenstreuung. Letztlich benötigt man Informationen über den Übertrag von Energie auf das bestrahlte Objekt bzw. die nachfolgende Absorption. Die entsprechenden physikalischen Größen sind die Energiedosis und die Kerma, die auch für die biologischen Wirkungen auf Lebewesen verantwortlich sind.

Während mit den Begriffen Strahlung und Strahlungsfeld also Energie- und Materietransportphänomene beschrieben werden, dient in der angewandten Strahlungsphysik der Begriff **Strahl** nur zur Veranschaulichung des **geometrischen** Verlaufs von Strahlung. Im Rahmen der klassischen Wellenoptik versteht man beispielsweise unter einem Lichtstrahl die Normale (Senkrechte) auf einer sich ausbreitenden Wellenfront. Lichtstrahlen werden in der geometrischen Optik daher zur Darstellung der Lichtausbreitung und der Strahlengänge während der Lichtbrechung oder Reflexion verwendet. In ähnlicher Weise sollte in der Strahlungsphysik der Begriff „Strahl“ nur zur Kennzeichnung der räumlichen Ausbreitungsrichtung von Strahlungsfeldern verwendet werden. Spricht man von Korpuskel- oder Photonen**strahlen**, so sind daher die Richtungen der Strahlenbündel dieser Strahlungsarten, ihre räumliche Ausdehnung und ihr geometrischer Verlauf nicht aber die Strahlungsquanten selbst oder deren energetische Verteilungen gemeint.

1.5.1 Der stochastische Charakter von Strahlungsfeldern*

Strahlungsfelder bestehen aus diskreten Teilchen. Beim Auftreffen auf Materie kommt es daher zu zufällig auftretenden Wechselwirkungen dieser Teilchen mit den Absorbern und nicht wie in der klassischen Physik erwartet zu einem kontinuierlichen Energieübertrag. Dieser stochastische Charakter der Wechselwirkungen wird augenscheinlich, wenn beispielsweise in schwachen Strahlungsfeldern mit einem Teilchenzähler wie dem Geiger-Müller-Zählrohr gemessen wird. Jede Untersuchung von Strahlungsfeldern geringer Intensität zeigt diesen zufälligen Charakter durch typische statistische Schwankungen der Messergebnisse. Eine einzelne Messung ist daher immer mit einem von der Zählrate abhängigen zufälligen Messfehler versehen, der mit Hilfe statistischer Methoden abgeschätzt werden kann[15]. Werden viele Messungen unter exakt gleichen experimentellen Bedingungen durchgeführt, so erhält man eine Reihe von Ergebnissen, die sich um einen statistischen Mittelwert gruppieren. Die Schwankungen sind umso größer, je kleiner das Messvolumen bzw. die Zahl der auf dieses Messvolumen auftreffenden Teilchen ist. Bei Erhöhung der Teilchenzahlen in einem Strahlungsfeld oder bei einer Vergrößerung des Detektorvolumens werden die statistischen Schwankungen kleiner und nähern sich dem statistischen Mittelwert.

Zur Beschreibung von Strahlungsfeldern ist es daher von Bedeutung, wie groß die betrachteten Wechselwirkungsvolumina und die Teilchenzahlen im Strahlungsfeld sind. Werden "makroskopische" Volumina verwendet, so kann man mit sehr kleinen statistischen Fehlern der Messergebnisse rechnen. Man kann Strahlungsfelder in diesem Fall näherungsweise mit nichtstochastischen, also statistisch nicht schwankenden Grö-

[15] Die Zahl der in einer konstanten Anordnung nachgewiesenen Zählereignisse N folgt nach der Theorie einer Poissonverteilung, die für hohe Zählraten durch eine Gaußverteilung angenähert werden kann. Die Halbwertbreite einer solchen Gaußkurve beträgt 2σ. Der statistische Messfehler, die so genannte einfache Standardabweichung, beträgt $\sigma = N^{1/2}$. Innerhalb $\pm\sigma$ werden 68,3%, innerhalb $\pm 2\sigma$ schon 95,5% und innerhalb $\pm 3\sigma$ sogar 99,7% aller Messergebnisse erwartet.

ßen beschreiben. Diese nichtstochastischen Größen können für infinitesimale Volumina und selbst an mathematischen Punkten mit dem Volumen Null definiert werden. Sie werden mathematisch also als stetige und nach der Zeit oder dem Ort differenzierbare Funktionen betrachtet. Solche Größen sind beispielsweise die "makroskopischen" Dosisgrößen Energiedosis und Kerma, die tatsächlich an einzelnen Raumpunkten angegeben werden. Nichtstochastische Größen können als integrale oder mehrfach in Ort, Zeit oder Energie differenzielle Größen beschrieben werden. Dazu werden infinitesimale Zeitintervalle dt, Koordinaten dr, Winkelangaben dΩ, Volumina dV oder Energieintervalle dE verwendet.

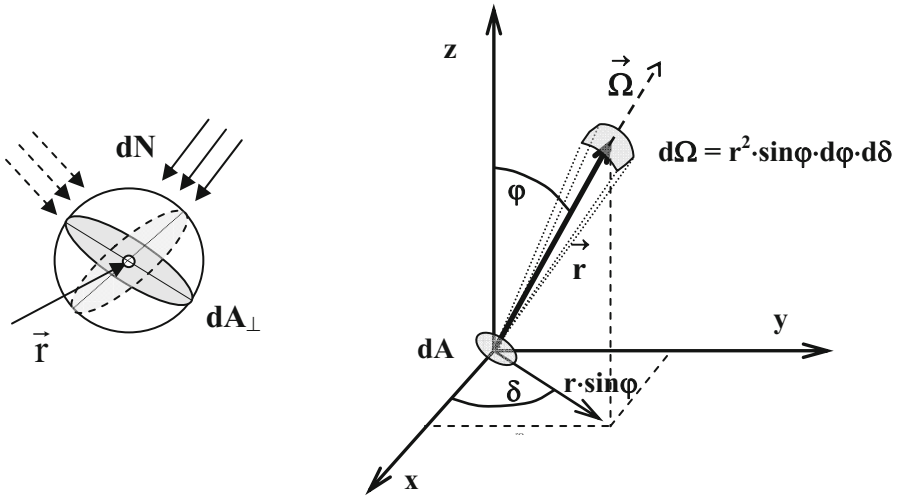


Fig. 1.7: Links: Infinitesimales Wechselwirkungsvolumen zur Beschreibung nichtstochastischer Größen in der Dosimetrie. Im Beispiel dient es zur Veranschaulichung der skalaren Größe Teilchenfluenz, also der Zahl der Teilchen, die ein Flächenelement $dA_\perp$ der infinitesimalen Einheitskugel aus einer beliebigen Richtung durchsetzen. Rechts: Darstellung der infinitesimalen Größe dΩ (Raumwinkelelement) und seine Definition durch den Radiusvektor $\vec{r}$ und die Winkel δ und φ.

Werden dagegen sehr kleine Messvolumina betrachtet, so sind makroskopische, nichtstochastische Größen zur Beschreibung nicht mehr geeignet. Beispiele sind die Untersuchung der Wechselwirkungen von Strahlungen mit menschlichen Zellen oder deren Substrukturen wie den DNS-Molekülen im Rahmen der Mikrodosimetrie. Ein typischer Vertreter dieser stochastischen Größen ist die spezifische Energie (s. Kap. 8.3). In diesem Fall können stetige und differenzierbare, d. h. an mathematischen Punkten definierte Strahlungsfeldgrößen oder Dosisgrößen nicht mehr zur Beschreibung herangezogen werden.

1.5.2 Nichtstochastische Strahlungsfeldgrößen*

Die Kenntnis der Teilchenart (Korpuskeln, Photonen) und der charakteristischen Eigenschaften dieser Teilchen ist nicht ausreichend zur vollständigen Analyse eines Strahlungsfeldes. Strahlungsfelder unterliegen in der Regel zeitlichen und räumlichen Verteilungen und Entwicklungen. Ihre Beschreibung kann mit Hilfe ungerichteter (skalarer) oder gerichteter (vektorieller) Strahlungsfeldgrößen vorgenommen werden. Mit **skalaren** Strahlungsfeldgrößen werden vor allem die energetische Verteilung der Teilchen und die Teilchenzahlen dargestellt. Sollen dagegen Transportphänomene und Richtungsverteilungen der Quanten untersucht werden, benötigt man zusätzliche Informationen über die Bewegungsrichtung jedes Teilchens; in diesem Fall ist man auf **vektorielle** Strahlungsfeldgrößen angewiesen.

Der einfachste Fall eines Strahlungsfeldes ist ein im Vakuum verlaufender paralleler Strahl identischer Teilchen, die gleiche Energie und gleichen Impuls besitzen, und bei dem sich die Intensität des Strahlungsfeldes nicht mit der Zeit ändert. Zur Beschreibung dieses Strahlungsfeldes reichen die Angaben über die Zahl der Teilchen, deren Energie, Impuls und den Strahlquerschnitt aus. Bei zeitlichen Veränderungen der Strahlungsintensität oder der Teilchenzahl werden zusätzliche Informationen über die zeitlichen Entwicklungen benötigt.

Trifft ein Strahlungsfeld auf Materie, so kommt es in der Regel zu Wechselwirkungen zwischen Strahlungsfeld und bestrahlter Materie. Dies beeinflusst die Zahl und Energie der Teilchen und ist häufig auch mit dem Übertrag von Strahlungsenergie auf den Absorber verbunden. Das Strahlungsfeld wird dann durch die Verringerung von Teilchenenergien und die Beimischung anderer Strahlungsarten verändert. Es kann nicht mehr ausreichend mit zeitlich und räumlich konstanten Größen beschrieben werden. Man ist dann, wie auch im Fall eines nicht monoenergetischen, zeitlich nicht konstanten Strahlungsfeldes auf **differentielle** Angaben angewiesen. Darunter versteht man die auf die Flächeneinheit, die Zeiteinheit, das Energie- oder Impulsintervall oder das Raumwinkelelement bezogene Größen. Diese können einfach oder mehrfach differentiell angegeben werden.

Beschreibungen von Strahlungsfeldern sind je nach Fragestellung über die Energie oder über die Zahl der Strahlungsquanten möglich. Für die skalaren Größen zur Beschreibung eines Strahlungsfeldes wird dabei folgende Terminologie verwendet. Integrale Größen sind die **Gesamtenergie** und die insgesamt im Strahlungsfeld enthaltene **Teilchenzahl**. Zeitlich veränderliche Größen müssen zeitdifferentiell angegeben werden. Sie werden also auf das Zeitintervall bezogen und als **Fluss** bezeichnet. Man spricht beispielsweise von Teilchenfluss oder Energiefluss, wenn man die pro Zeiteinheit transportierte Teilchenzahl oder Energie beschreiben will. Werden Strahlungsfeldgrößen auf die Flächeneinheit bezogen, also flächendifferentielle Größen verwendet, so werden sie als **Fluenz** bezeichnet. Als differentielle Bezugsfläche wird dabei

die Querschnittsfläche eines Einheitskreises betrachtet, die jeweils senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Strahlungsfeldes steht (s. Fig. 1.7 links). Ein Beispiel ist die Teilchenfluenz, die Zahl der Teilchen, die diese Einheitsfläche durchsetzen. Aus ihr lässt sich abhängig von der Teilchenart und der Teilchenenergie die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Teilchen mit einem Absorber berechnen. Die Energiefluenz, die die Energie pro Flächeneinheit angibt, ist eine Basis zur Berechnung von Energiedosen im bestrahlten Absorber.

Name	**Formelzeichen**	**SI-Einheit**
Teilchenzahl	**N**	**1**
Teilchenfluss	$\mathring{N} = dN/dt$	s^{-1}
Teilchenflussdichte	$\varphi(t, \vec{r}) = d^2N/dt \cdot dA_\perp$	$s^{-1} \cdot m^{-2}$
spektrale Teilchenflussdichte	$\varphi_E(t, \vec{r}, E) = d^3N/dt \cdot dA_\perp \cdot dE$	$s^{-1} \cdot m^{-2} \cdot J^{-1}$
Teilchenradianz	$\varphi_\Omega(t, \vec{r}, \Omega) = d^3N/dt \cdot dA_\perp \cdot d\Omega \cdot$	$s^{-1} \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$
spektrale Teilchenradianz	$\varphi_{E,\Omega}(t, \vec{r}, E, \Omega) = d^4N/dt \cdot dA_\perp \cdot dE \cdot d\Omega$	$s^{-1} \cdot m^{-2} \cdot J^{-1} \cdot sr^{-1}$
Teilchenfluenz	$\Phi(\vec{r}) = dN/dA_\perp$	m^{-2}
spektrale Teilchenfluenz	$\Phi_E(\vec{r}, E) = d^2N/dA_\perp \cdot dE$	$m^{-2} \cdot J^{-1}$
spektrale raumwinkelbezogene Teilchenfluenz	$\Phi_{E,\Omega}(\vec{r}, E, \Omega) = d^3N/dA_\perp \cdot dE \cdot d\Omega$	$m^{-2} \cdot J^{-1} \cdot sr^{-1}$
Energie	**R**	**J**
Energiefluss	dR/dt	$J \cdot s^{-1}$
Energiefluenz	$dR/dA_\perp = \Psi(\vec{r})$	$J \cdot m^{-2}$
Energieflussdichte	$d^2R/dt \cdot dA_\perp = \Psi(t, \vec{r})$	$W \cdot m^{-2}$
spektrale Energiefluenz	$d^2R/dA_\perp \cdot dE = \Psi(E, \vec{r})$	m^{-2}
spektrale Energieflussdichte	$d^3R/dt \cdot dA_\perp \cdot dE = \Psi(t, \vec{r}, E)$	$s^{-1} \cdot m^{-2}$

Tab. 1.6: Skalare Strahlungsfeldgrößen nach [Reich]. $dA_\perp$: Kreisquerschnitt einer differentiellen Kugel um den Aufpunkt senkrecht zur Strahlrichtung. R: Bezeichnung für Strahlungsenergie (englisch: radiant energy). Sie ist nicht identisch mit der individuellen Energie des einzelnen Strahlungsquants. $\vec{r}$: Ortsvektor des Aufpunktes.

Zeitlich und räumlich veränderliche Größen, also nach Fläche und Zeit doppelt differentielle Größen, nennt man **Flussdichten**. Dreifach differentielle Größen, die zusätzlich auf die Energie der Teilchen bezogen sind, werden als **spektrale Flussdichten** bezeichnet. Zusätzlich auf das Raumwinkelelement und den Raumwinkel bezogene, also vierfach differentielle Größen, heißen **Radianz**. Eine Zusammenstellung der einzelnen differentiellen skalaren Strahlungsfeldgrößen findet sich in (Tab. 1.6), die anschaulichen Bedeutungen sind in (Tab. 1.7) zusammengefasst.

Bezeichnung	**Bedeutung**
Fluss	Teilchen/Zeit – Energie/Zeit
Fluenz	Teilchen/Fläche – Energie/Fläche
Flussdichte	Teilchen/(Zeit · Fläche) bzw. Energie/(Zeit · Fläche)
spektrale Größen	auf ein Energieintervall dE bezogene Größen
Radianz	raumwinkelbezogene differentielle Größen

Tab. 1.7: Anschauliche Bedeutungen der skalaren Strahlungsfeldgrößen.

Durch schrittweise Integration der differentiellen Größen gelangt man zu der nächst niedrigeren Differentiationsstufe. In der Strahltransporttheorie benötigt man zusätzliche Richtungsangaben über den Transport der Energie und der Teilchen. Man verwendet deshalb vektorielle Strahlungsfeldgrößen, die man durch Multiplikation der raumwinkelbezogen skalaren Größen mit dem Raumwinkelvektor $\vec{\Omega}$ erhält (s. Fig. 1.7). Eine ausführliche Darstellung zu dieser Thematik sowie zum Zusammenhang von Strahlungsfeldgrößen und Dosisgrößen befinden sich in [Reich] und in [DIN 6814-2].

1.5.3 Der Wirkungsquerschnitt*

In der Atom- und Kernphysik wird als Maß für die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit eines Strahlungsbündels mit einem Absorber der **Wirkungsquerschnitt** σ verwendet. Bezieht man diesen auf ein einzelnes Elektron oder Atom, so wird er als "Wirkungsquerschnitt pro Elektron" ${}_e\sigma$ oder "Wirkungsquerschnitt pro Atom" ${}_a\sigma$ bezeichnet. Für den letzteren findet man für Photonenstrahlung auch hin und wieder den Begriff des atomaren Schwächungskoeffizienten ${}_a\mu$. Die Wirkungsquerschnitte erhalten zur Unterscheidung von den Wechselwirkungskoeffizienten der Photonenwechselwirkungsprozesse (s. Kap. 4) den vorangestellten Index "e" oder "a".

Wirkungsquerschnitte sind ein anschauliches Maß für die "Trefferfläche", die ein Atom oder ein Atomkern einem Photonen- oder Korpuskelstrahl entgegenstellt. Sie haben die Einheit einer Fläche. Die SI-Einheit des Wirkungsquerschnittes ist der Quadratmeter (m^2). Die auch heute noch erlaubte praktische atomphysikalische Einheit des Wirkungsquerschnittes ist das Barn (1 Barn = 1 b = 10^{-28} m^2 = $10^{-24}cm^2$), dessen Größe etwa der Querschnittsfläche des Atomkerns eines mittelschweren Atoms entspricht[16]. Je größer der Wirkungsquerschnitt ist, umso größer sind die Trefferflächen und die Trefferwahrscheinlichkeiten für den jeweiligen Prozess.

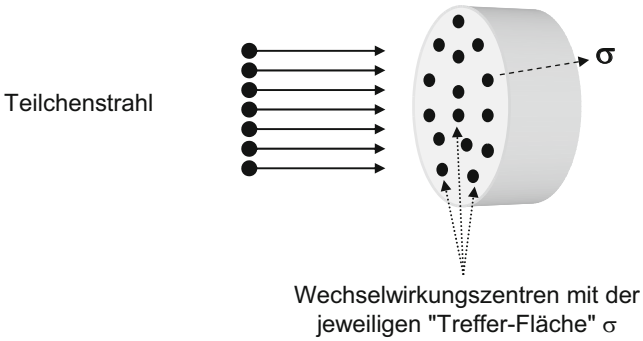


Fig. 1.8: Wirkungsquerschnitt als Trefferfläche für einen Wechselwirkungsprozess. Die dunklen Kreisflächen stellen die einzelnen effektiven Wechselwirkungszentren dar.

Die anschauliche Deutung von Wirkungsquerschnitten ist bei Wechselwirkungen, die quantentheoretisch beschrieben werden müssen, nicht immer sehr sinnvoll. So sind beispielsweise Atome für Photonenstrahlungen sehr durchlässig. Die Photonen-Wirkungsquerschnitte sind deshalb deutlich kleiner als die tatsächlichen Querschnittsflächen der Atome (s. Beispiel 1 unten). In quantenmechanischen Systemen ist der Wirkungsquerschnitt deshalb unterschiedlich, nämlich als Quotient aus Reaktionsrate R (Zahl der Reaktionen eines bestimmten Typs pro Zeiteinheit und pro Reaktionszentrum, Einheit: s^{-1}) und der Stromdichte j der einfallenden Teilchen (Zahl der Teilchen pro Fläche und Zeiteinheit, Einheit: $m^{-2} \cdot s^{-1}$) definiert.

[16] Das **Barn** ist eine besonders praktische kernphysikalische "Privateinheit". Barn ist das amerikanische Wort für Scheune oder Viehstall und wurde im Physikerjargon verwendet, um die große Wahrscheinlichkeit anzudeuten, mit der Neutronen den Urankern sehen ("big as a barn"). Wirkungsquerschnitte haben die Dimension einer Fläche. Für das Barn gilt: 1 Barn = 1 b = 10^{-24} cm^2. Für einen Atomkern mit dem Radius 6 fm erhält man als Fläche $F = r^2 \pi = 36 \cdot 10^{-30} \cdot 3{,}1415\ m^2 \approx 10^{-28}\ m^2 = 10^{-24}\ cm^2$. 1 Barn entspricht also gerade der Querschnittsfläche, die ein mittlerer bis schwerer Atomkern einem Beschussteilchen bei Kernreaktionen entgegenstellt.

$$\sigma = \frac{R}{j} \tag{1.30}$$

Der so definierte Wirkungsquerschnitt hat zwar ebenfalls die Einheit einer Fläche (m^2), ist aber nicht mehr abhängig vom anschaulichen Bild einer dem Strahlenbündel "im Wege stehenden" Trefferfläche.

Bei manchen theoretischen Untersuchungen von Wechselwirkungen ist nicht so sehr der atomare Wirkungsquerschnitt ${}_a\sigma$ sondern eher der **Wirkungsquerschnitt pro Elektron** ${}_e\sigma$ von Interesse. Ein wichtiges Beispiel dafür ist die theoretische Behandlung des Comptoneffekts, der ja im Wesentlichen am freien oder schwach gebundenen Elektron stattfindet (s. Kap. 4.2.1.2). Den "elektronischen" Wirkungsquerschnitt erhält man aus dem atomaren WQS durch Bezug auf die Elektronenzahl pro Atom, d. h. durch Quotientenbildung aus Wirkungsquerschnitt und Ordnungszahl Z.

$${}_e\sigma = \frac{{}_a\sigma}{Z} \tag{1.31}$$

In kernphysikalischen oder atomphysikalischen Experimenten und bei der theoretischen Behandlung von Streuproblemen werden auch oft **differentielle** Wirkungsquerschnitte bevorzugt. Bezieht sich die Differenzierung auf den Streuwinkel, also die Emissionsrichtung z. B. gestreuter Strahlung, so versteht man unter dem differentiellen Wirkungsquerschnitt den Quotienten aus der Zahl der Teilchen, die pro Zeiteinheit und pro Streuzentrum in ein bestimmtes Raumwinkelelement in der Richtung φ gestreut werden und der Stromdichte der einfallenden Teilchen. Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte werden mit $(d\sigma/d\Omega)_\varphi$ gekennzeichnet. Differentielle Wirkungsquerschnitte können auch auf die Energie der emittierten Teilchen bezogen sein (spektrale Differenzierung) oder als doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitte, also differenziert nach Winkel und Energie, angegeben werden.

Neben dem mikroskopischen Wirkungsquerschnitt ist man oft auch an der "makroskopischen" Schwächung eines Strahlungsbündels durch Wechselwirkungsprozesse interessiert, die durch **Schwächungskoeffizienten** μ beschrieben werden. Das wichtigste Beispiel ist der lineare Schwächungskoeffizient für Photonenstrahlungen (s. Kap. 4). Den Zusammenhang von Schwächungskoeffizient und atomarem Wirkungsquerschnitt findet man durch die folgende anschauliche Überlegung. Die Zahl der Atome, die ein Absorber pro Masseneinheit enthält, ist die Atomzahldichte n_a. Sie kann aus der Zahl der Atome pro Mol (Avogadrokonstante A oder N_A) und der molaren Masse M berechnet werden.

$$n_a = N_A/M \tag{1.32}$$

Das Produkt aus dieser Atomzahldichte und dem Wirkungsquerschnitt ${}_a\sigma$ (der Trefferfläche eines einzelnen Atoms) ist dann die "Gesamttrefferfläche pro Masseneinheit" für die jeweiligen Wechselwirkungen. Da dies gerade die Definition des Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ für die betrachteten Wechselwirkungen ist, erhält man als Zusammenhang zwischen atomarem Wirkungsquerschnitt und Massenschwächungskoeffizient zusammen mit Gl. (1.32):

$$\frac{\mu}{\rho} = n_a \cdot {}_a\sigma = \frac{N_A}{M} \cdot {}_a\sigma \tag{1.33}$$

$${}_a\sigma = \frac{\mu}{\rho \cdot n_a} = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{M}{N_A} \tag{1.34}$$

Durch Multiplikation der Gleichung (1.33) mit der Dichte ρ erhält man:

$$\mu = \rho \cdot n_a \cdot \sigma_a = \rho \cdot \sigma_a \cdot \frac{N_A}{M} \tag{1.35}$$

Das Produkt aus Massendichte ρ und Atomzahldichte n_a ist die Atomzahl pro Volumeneinheit. Multipliziert man diese mit dem atomaren Wirkungsquerschnitt ${}_a\sigma$, so erhält man den **linearen Schwächungskoeffizienten μ**.

Beispiel 1: Totaler atomarer Wirkungsquerschnitt für Photonenwechselwirkungen am Blei für 100-keV-Photonen. Der Massenschwächungskoeffizient für 100-keV-Photonen am Blei beträgt etwa $\mu/\rho = 5{,}79\ \mathrm{cm^2/g}$ (s. Daten im Tabellenanhang). Die molare Masse von Blei hat den Wert M = 207 g/mol. Mit der Avogadrozahl ($N_A \approx 6{,}02 \cdot 10^{23}\ \mathrm{mol^{-1}}$) erhält man als Wirkungsquerschnitt nach Gl. (1.34):

$${}_a\sigma = 5{,}79 \cdot 207/(6{,}02 \cdot 10^{23})\ \mathrm{cm^2} \approx 200 \cdot 10^{-23}\ \mathrm{cm^2} = 2000 \cdot 10^{-28}\ \mathrm{m^2} = 2000\ \mathrm{b}.$$

Fasst man diesen Wirkungsquerschnitt als Querschnittsfläche der Bleiatomhülle auf, so hätte diese einen Radius von etwa $2{,}5 \cdot 10^{-11}$ cm = $2{,}5 \cdot 10^{-13}$ m. Der physikalische Radius der Atomhülle des Bleiatoms beträgt dagegen etwa $12{,}5 \cdot 10^{-10}$m. Das Verhältnis von "Photonenwechselwirkungsradius" und tatsächlichem Radius von etwa 1:5000 zeigt, dass ein Bleiatom für 100-keV-Photonen nahezu durchsichtig ist. Da Photonenwechselwirkungen vor allem mit den "punktförmigen" Elektronen stattfinden und diese in der gesamten Atomhülle verteilt sind, ist dies auch nicht weiter verwunderlich.

Da atomarer Wirkungsquerschnitt ${}_a\sigma$ und Schwächungskoeffizient zueinander proportional sind, zeigen sie die gleichen Abhängigkeiten von der Teilchenenergie und der Ordnungszahl des Absorbers. Wie aus dem Massenschwächungskoeffizienten der Gesamt-Photonenwirkungsquerschnitt berechnet werden kann, so können zu den einzelnen an einer Schwächung beteiligten Wechselwirkungen auch **partielle** Wirkungs-

querschnitte bestimmt werden. Man spricht dann beispielsweise bei Photonenstrahlung vom Comptonwirkungsquerschnitt oder dem Photoabsorptionswirkungsquerschnitt. Partielle Wirkungsquerschnitte werden analog zu Gleichung (1.34) aus den verschiedenen partiellen Wechselwirkungskoeffizienten berechnet.

Zusammenfassung

- **Unter Strahlung versteht man Energie- und Materietransportphänomene. Unter einem Strahl versteht man dagegen den geometrischen Verlauf eines Strahlenbündels.**
- **Aus einer Strahlungsquelle emittierte Teilchen (Korpuskeln, Photonen) bilden ein Strahlungsfeld.**
- **Strahlungsfelder enthalten neben den Massen und Energien auch die Impulsvektoren der Strahlungsteilchen. Diese bilden ein Impulsspektrum.**
- **Die energetischen Verteilungen nennt man Energiespektren.**
- **Die mathematische Beschreibung von Strahlungsfeldern geschieht trotz des stochastischen Charakters der einzelnen Wechselwirkungen näherungsweise mit nichtstochastischen Größen.**
- **Dazu werden skalare oder vektorielle Größen verwendet. Diese können integrale, einfach oder mehrfach differentielle Größen sein.**
- **Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten können mit dem "mikroskopischen" Wirkungsquerschnitt σ angegeben werden. Seine angepasste Einheit ist das Barn.**
- **Die entsprechende makroskopische Größe ist der Schwächungskoeffizient μ. Er ist besonders bei der Beschreibung der Wechselwirkungen indirekt ionisierender Strahlungsarten wie Photonen oder Neutronen von Bedeutung.**

Aufgaben

1. Welche Strahlungsarten gibt es? Wie lauten die entsprechenden Begriffe und die Definitionen dazu?

2. Berechnen Sie den Umrechnungsfaktor zwischen der makroskopischen SI-Einheit der Energie (J) und der atomaren Energieeinheit (eV).

3. Welche der folgenden Teilchen sind nach heutiger Erkenntnis Elementarteilchen: p, u, d (Deuteron), e^-, n, γ, α, μ, ν_e? Geben Sie Gründe dafür an.

4. Ein Elektron bewegt sich mit 85% der Vakuumlichtgeschwindigkeit. Wie groß sind seine relativistische Masse, seine Bewegungsenergie und seine Gesamtenergie?

5. Ein Photon hat eine Wellenlänge von 300 nm. Welche Energie und welche "Farbe" hat es?

6. Wie groß sind die de-Broglie-Wellenlängen, wenn in einem Elektronenmikroskop 100 V, 1 kV, 10 kV, 100 kV und 1 MeV als Beschleunigungsspannungen eingestellt werden?

7. Aus einer radioaktiven Strahlungsquelle werden 10^6 Teilchen pro Sekunde isotrop emittiert. Wie groß ist die Teilchenflussdichte in 0,5 m Abstand vom Strahler im Vakuum? Wie groß ist die Energieflussdichte, wenn jedes emittierte Teilchen die Energie von 1,25 MeV mit sich führt?

2 Atombau

Zur Einführung in die Grundlagen des Atombaus wird zunächst ein kurzer Überblick über die Entstehung und Begründung historischer Atommodelle gegeben. Dann werden die grundlegenden Erkenntnisse zum Aufbau der Atomhülle und des Atomkerns - soweit sie für das weitere Verständnis der praktischen Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes benötigt werden - nach heutigem Stand der Wissenschaft dargestellt. Es werden bewusst keine quantentheoretischen Formalismen verwendet oder erläutert, da diese zum einen den Rahmen des Buches sprengen würden, und zum anderen bereits ausreichend einschlägige Literatur zu dieser Thematik existiert. Hinweise dazu sind im Literaturverzeichnis zu finden.

Zur Beschreibung von Atomen und anderen mikroskopischen Systemen werden in der Physik Atommodelle verwendet. Sie sind je nach Anwendungszweck mehr oder weniger anschaulich oder kompliziert und abstrakt. Sie sollen ein räumliches Bild vom Aufbau und den Eigenschaften der Atome vermitteln. Für die Brauchbarkeit eines bestimmten Modells kommt es nicht auf seine absolute physikalische "Richtigkeit" an, sondern auf die korrekte Beschreibung des Verhaltens und der Eigenschaften des Atoms in bestimmten Situationen. Atome bestehen aus heutiger Sicht aus Atomkernen und der sie umgebenden Elektronenhülle. Es ist nahe liegend, Hüllen und Kerne weitgehend unabhängig voneinander zu beschreiben. Tatsächlich wechselwirken Atomkerne und Hüllen aber über die Coulombanziehung hinausgehend miteinander, wie es am Beispiel der radioaktiven Umwandlungen offensichtlich wird. Für Hülle und Kern existiert tatsächlich eine Reihe von Modellen, die jeweils zwar Teilaspekte richtig beschreiben zu anderen Eigenschaften des Atoms aber keine oder falsche Aussagen machen.

2.1 Historische Atommodelle*

Die ersten historischen Atommodelle stammen von den griechischen Philosophen aus der Zeit vor Sokrates wie z. B. den Vorsokratikern ***Leukippos*** (etwa 480-470 v. Chr.) und seinem wichtigsten Schüler ***Demokrit von Abdera*** (etwa 460 – 370 v. Chr.). Sie behaupteten, alle Materie sei aus unteilbaren Teilchen aufgebaut, den so genannten Atomen (atomos: griechisch unteilbar). Diese Atome bestünden in einer unendlichen Vielfalt von Formen. Sie seien ständig in Bewegung, stießen gegeneinander und verbänden sich dabei zu den bekannten Formen der Materie. Diese erste atomistische Theorie der Materie war aus philosophischen Überlegungen entstanden. Sie geriet bald in Vergessenheit und wurde durch die Vorstellungen von ***Aristoteles*** (384-322 v. Chr.) ersetzt, nach dem alle Materie aus den vier Elementen Feuer, Erde, Wasser und Luft entstehen sollte.

An dieser aus der heutigen naturwissenschaftlichen Sicht nicht begründbaren Idee hatte sich bis zu Beginn des 19. Jahrhunderts nur wenig geändert. Im 19. Jahrhundert waren es vor allem die Chemiker ***Dalton***, ***Prout***, ***Avogadro*** und ***Mendelejew***, die durch die Entdeckung wichtiger chemischer Gesetze die modernen Vorstellungen der

Atomistik vorbereiteten[1]. Die moderne Atomphysik hat ihre rasante Entwicklung erst um die Jahrhundertwende nach der Entdeckung des Elektrons durch ***J. J. Thomson***[2] (1897) und der Radioaktivität durch ***H. Becquerel***[3] (1896) begonnen.

Das erste moderne atomphysikalische Modell stammt von ***J. J. Thomson***. Nach ihm sollte ein Atom aus einer etwa 10^{-10} m großen Kugel bestehen, in der die positive Ladung gleichförmig über das Atom verteilt ist [Thomson 1904]. Die punktförmigen Elektronen sollten auf Kreisbahnen gleichmäßig und frei beweglich in die positive Ladung eingebettet sein.

1911 hat ***Lord Rutherford***[4] die Hypothese aufgestellt, dass die positive Ladung in einem nahezu punktförmigen Atomkern konzentriert sei: Die Atome seien also im Wesentlichen leere Gebilde [Ruth 1911]. Ihre Massen und ihre positive Ladung befänden sich in den Atomkernen, die von den Elektronen umkreist würden wie die Sonne von den Planeten (Rutherfordsches Planetenmodell). So anschaulich das Rutherfordsche Atommodell auch war, so schwer taten sich die Physiker mit zwei Problemen dieses Modells. Das eine Problem war die offensichtliche Stabilität der Materie und der Atome, die im Widerspruch zur klassischen Elektrizitätslehre stand. Nach dieser müssen elektrische Ladungen wie die Elektronen, die durch eine Zentralkraft beschleunigt werden, Energie abstrahlen und daher in kürzester Zeit (etwa 10^{-16}s) in den positiv geladenen Atomkern stürzen. Atome könnten daher nicht stabil sein. Zweitens war aus den diskreten Energien der Atomspektroskopie bekannt, dass die Elektronen in der Atomhülle nur ganz bestimmte Umlaufbahnen einnehmen können. Dies widersprach ebenfalls den Regeln der klassischen Physik, nach denen wie bei den Planetenbahnen um die Sonne beliebige Bahnen möglich sind, die nur von den Anfangsbedingungen der Bewegung abhängen.

---

[1] **John Dalton** (1766 – 1844) und **William Prout** (1785 – 1850) englische Chemiker und Physiker, **Dimitri Iwanowitsch Mendelejew** (8. 2. 1834 – 2. 2. 1907) russischer Chemiker aus Sibirien, der eine eigene Systematik der Elemente, das Periodensystem, aufstellte. Die in seiner Aufstellung verbliebenen Lücken wurden nach und nach durch Elemente mit den vorhergesagten Eigenschaften aufgefüllt (z. B. Gallium 1875, Scandium 1879 und Germanium 1886).

[2] **Sir Joseph John Thomson** (18. 12. 1856 - 30. 8. 1940), englischer Physiker, entdeckte 1897 das freie Elektron bei der Untersuchung der so genannten Kathodenstrahlen. Er erhielt 1906 den Nobelpreis für Physik "als Anerkennung des großen Verdienstes, das er sich durch seine theoretischen und experimentellen Untersuchungen über den Durchgang der Elektrizität durch Gase erworben hat".

[3] **Antoine Henri Becquerel** (15. 12. 1852 - 25. 8. 1908), französischer Physiker, entdeckte 1896 die radioaktive Strahlung des Urans und wies 1899 die magnetische Ablenkbarkeit der Betastrahlung nach. Er erhielt 1903 zusammen mit M. Curie den Nobelpreis für Physik "als Anerkennung des außerordentlichen Verdienstes, das er sich durch die Entdeckung der spontanen Radioaktivität erworben hat".

[4] **Ernest Rutherford** (30. 8. 1871 - 19. 10. 1937), englischer Physiker und Mathematiker, wurde 1931 zum Lord of Nelson geadelt, Begründer des Rutherfordschen Atommodells. Er erhielt 1908 den Nobelpreis für Chemie "für seine Untersuchungen über den Zerfall der Elemente und die Chemie der radioaktiven Stoffe".

Abhilfe schaffte ein genialer Verzweiflungsakt von ***Niels Bohr***, der 1913 das Rutherfordsche Atommodell mit zusätzlichen, physikalisch zunächst nicht erklärbaren Forderungen versah, den **Bohrschen Postulaten** [Bohr 1913]. Sie sollten den Energieverlust der Elektronen durch Abstrahlung vermeiden und die diskreten Bahnen erklären. Nach ***Bohr***[5] bilden die Elektronen im Coulombfeld des positiv geladenen Atomkerns diskrete, stationäre Kreisbahnen um den Atomkern, die Elektronenschalen. Es sind nur solche Elektronenbahnen zugelassen, deren Bahndrehimpuls (Drall) bestimmte ganzzahlige Vielfache der elementaren Drehimpulseinheit $\hbar$ beträgt[6]. Diese Einheit ist der halbe Quotient aus Planckschem Wirkungsquantum h (Gl. 1.24) und π (exakter Wert s. Tab. 18.2.1 im Anhang).

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1{,}0546 \cdot 10^{-34}\ \mathrm{J \cdot s} \tag{2.1}$$

Die Forderung nach diskreten Bahnradien, Energien und Drehimpulswerten der Elektronenbewegung bezeichnet man als **Quantelung** dieser Größen. Sie gab der Quantentheorie ihren Namen. Der größte Erfolg des Bohrschen Atommodells war die nahezu korrekte Berechnung der Energiezustände und des Spektrums des Wasserstoffatoms und anderer Einelektronen-Systeme. Dies führte dazu, dass die Bohrschen Postulate allgemein akzeptiert wurden, obwohl niemand sie zum Zeitpunkt ihrer Aufstellung physikalisch begründen konnte. Gerechtfertigt wurden die Bohrschen Postulate erst um 1925 durch die theoretischen Arbeiten von ***W. K. Heisenberg***[7] und ***Erwin Schrödinger***[8]. In der Folgezeit wurde das auf Elektronenkreisbahnen beschränkte Bohrsche Atommodell durch ***A. Sommerfeld***[9] verfeinert. Sein modifiziertes Schalenmodell enthielt auch elliptische Elektronenbahnen. Für die Aufgaben dieses Buches genügt im

---

[5] **Niels Bohr** (7. 10. 1885 - 18. 11. 1962), dänischer Physiker, Begründer des nach ihm benannten Atommodells, das zum Ausgangspunkt der modernen Quantentheorie wurde, grundlegende Arbeiten zur Theorie der Atome und der Atomkerne. Er erhielt 1922 den Nobelpreis für Physik "für seine Verdienste um die Erforschung der Struktur der Atome und der von ihnen ausgehenden Strahlung".

[6] Die Quantisierungsbedingung für den Bahndrehimpuls erlaubter Elektronenbahnen lautet: $r \cdot p = n \cdot \hbar$.

[7] **Werner Karl Heisenberg** (5. 12. 1901 - 1. 2. 1976), deutscher Physiker, einer der Begründer der Quantentheorie, entwickelte eine von Schrödingers Formulierung mathematisch abweichende aber physikalisch äquivalente Form der Quantentheorie, die allerdings noch nicht die Relativitätstheorie enthielt. Er stellte die berühmte Heisenbergsche Unschärferelation auf, nach der bei atomaren Systemen nicht gleichzeitig exakte Kenntnis so genannter konjugierter Größen wie Energie und Zeit oder Ort und Impuls bestehen kann. Er erhielt 1933 den Nobelpreis für Physik des Jahres 1932 "für die Begründung der Quantenmechanik, deren Anwendung zur Entdeckung der allotropen Formen des Wasserstoffs geführt hat".

[8] **Erwin Schrödinger** (18. 12. 1887 - 4. 1. 1961), österreichischer Physiker, stellte 1926 die nach ihm benannte berühmte quantentheoretische Wellengleichung auf. Er erhielt 1933 zusammen mit Dirac den Nobelpreis für Physik "für die Entdeckung neuer produktiver Formen der Atomtheorie".

[9] **Arnold Sommerfeld** (5. 12. 1868 - 26. 4. 1951), deutscher Physiker und Mathematiker, modifizierte das semiklassische Bohrsche Atommodell durch Einführung von elliptischen Bahnen zum Sommerfeldschen Atommodell. Autor einer renommierten Lehrbuchreihe zum Thema Atombau und Spektrallinien.

Wesentlichen dieses anschauliche halbklassische Bohr-Sommerfeldsche Schalenmodell.

Das heute am weitesten entwickelte Atommodell ist das sehr abstrakte und mathematisch anspruchsvolle quantentheoretische Atommodell, das in den ersten 30 Jahren des 20. Jahrhunderts bis zur Reife entwickelt wurde. Es beruht auf den experimentellen Untersuchungen zum Welle-Teilchen-Dualismus und den theoretischen Arbeiten einer Vielzahl von Physikern. Die berühmtesten unter ihnen sind ***Niels Bohr***, ***de Broglie***, der die Materiewellen entdeckte, ***Erwin Schrödinger***, der Erfinder der Schrödinger-Wellengleichung, die auch heute noch zur Basisausbildung jedes Physikers gehört, sowie die Physiker ***Max Planck***, ***Albert Einstein***, ***Werner Heisenberg***, ***Wolfgang Pauli***[10] und ***Paul Dirac***[11].

Erste moderne Erkenntnisse zur Größe der Atomkerne basieren auf den Experimenten von ***Rutherford*** und seinen wissenschaftlichen Mitarbeitern ***Hans Geiger*** und ***Ernest Marsden*** zu Beginn des 20. Jahrhunderts. Sie hatten durch Streuexperimente mit Alphateilchen an Goldfolien bewiesen, dass der Radius des positiv geladenen Atomkerns in der Größenordnung von 10^{-15}-10^{-14} m liegt [Geiger 1913]. Die einzige bekannte Wechselwirkung zwischen Atomkern und Atomhülle war die Coulombanziehung. Über den inneren Aufbau der Atomkerne war nichts bekannt. Das Neutron, der zweite wichtige Baustein der Atomkerne neben dem Proton, wurde 1920/21 von ***Rutherford*** aus theoretischen Gründen vorhergesagt. Experimentell entdeckt wurde es erst 1932 durch ***James Chadwick***[12] [Chadwick 1932].

Nachdem die Teilchen im Atomkern bekannt waren, gab es eine stürmische Entwicklung von Kernmodellen wie beispielsweise dem Tröpfchenmodell, das Kernmaterie wie einen Flüssigkeitstropfen behandelt. Das erste Mal wurde dieses Tröpfchenmodell von ***C. F. von Weizsäcker*** und ***H. Bethe***[13] 1935 formuliert. Die erste künstliche Er-

---

[10] **Wolfgang Pauli** (24. 4. 1900 - 15. 12. 1958), österreichischer Physiker, arbeitete auf dem Gebiet der Quantentheorie und der Relativitätstheorie. Er stellte 1925 das nach ihm benannte Ausschließlichkeitsprinzip auf. Er erhielt 1945 den Nobelpreis für Physik "für die Entdeckung des als Pauli-Prinzip bezeichneten Ausschlussprinzips".

[11] **Paul Adrien Maurice Dirac** (8. 8. 1902 - 20 .10. 1984), englischer Physiker, er entwickelte eine sehr abstrakte relativistische Quantenmechanik, die eine Verbindung zu Einsteins Relativitätstheorie herstellte, und die die "Eigenrotation der Elektronen", den so genannten SPIN, beschreiben konnte. Er erhielt 1933 zusammen mit Schrödinger den Nobelpreis für Physik "für die Entdeckung neuer produktiver Formen der Atomtheorie".

[12] **James Chadwick** (20. 10. 1891 – 24. 7. 1974), Schüler und Mitarbeiter von Rutherford, entdeckte 1932 das Neutron experimentell und erhielt dafür 1935 den Physiknobelpreis "für die Entdeckung des Neutrons".

[13] **Hans Albrecht Bethe** (2. 7. 1906 – 5. 3. 2005) ist einer der Pioniere der modernen Atomphysik. Er hat unter anderem als Erster 1938 Erklärungen für die Energieproduktion in Sternen durch Kernprozesse veröffentlicht. 1967 erhielt er den Nobelpreis für Physik "für seinen Beitrag zur Theorie der Kernreaktionen, insbesondere seine Entdeckungen über die Energieerzeugung in den Sternen".

zeugung radioaktiver Atomkerne durch eine Kernreaktion wurde von ***I. Joliot-Curie*** und ***F. Joliot***[14] 1934 beschrieben. Die Kernspaltung am Uran wurde 1938 von ***Otto Hahn***[15] und ***F. Straßmann*** entdeckt [Hahn 1939]. Die Interpretation ihrer experimentellen Ergebnisse gelang ***Lise Meitner*** und ***R. O. Frisch*** [Meitner 1939]. Dies löste weitere intensive wissenschaftliche Aktivitäten aus und führte schließlich zu einer ersten quantitativen Abschätzung der bei Kernspaltungen freisetzbaren Energien durch ***N. Bohr*** und ***J. Wheeler*** 1939. Die Folge waren weltweite Anstrengungen, die künstliche Kernspaltung für militärische und energiewirtschaftliche Zwecke zu verwenden. Die erste kontrollierte Kernspaltungs-Kettenreaktion gelang ***Enrico Fermi***[16] 1942 in Chicago. Heute existieren eine Vielzahl quantentheoretischer Kernmodelle (s. Kapitel 2.3 und die Hinweise im Literaturverzeichnis), die besonders wegen der großen Zahl der zu beschreibenden Teilchen im Kern und der Komplexität der Kernkräfte mathematisch und physikalisch teilweise sehr anspruchsvoll sind.

2.2 Die Atomhülle

2.2.1 Aufbau der Atomhülle

Nach heutiger Kenntnis ist das Atom aus einem elektrisch positiv geladenen, im Vergleich zur Atomhülle nahezu punktförmigen Atomkern und aus einer negativ geladenen Atomhülle aufgebaut, die die Elektronen enthält und den Kern umgibt. Die Elektronen befinden sich wegen der Coulombanziehung in stationären und diskreten, für die Atomart typischen Zuständen, ohne dabei durch ihre Bewegung, wie in der klassischen Physik erwartet, Energie durch Abstrahlung zu verlieren. Die Elektronenzustände unterscheiden sich vor allem in der Bindungsenergie. Die Ortsverteilung der Elektronen in der Atomhülle wird durch die Angabe von Wahrscheinlichkeitsamplituden beschrieben, aus denen die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen in bestimmten energetischen Zuständen berechnet werden kann. Diese Wahrscheinlichkeitsverteilungen werden in der Regel in der Form räumlicher Elektronenwolken um den Atomkern bildlich dargestellt, den so genannten **Orbitalen**. In der Chemie werden sie zur Erklärung der chemischen Bindung und deren Richtungscharakteristik verwendet. Die

---

[14] **Irene Joliot-Curie** (12. 9. 1897 – 17. 3. 1956) und ihr Mann **Frederic Joliot** (19. 3. 1900 – 14. 8. 1958) erzeugten als erste radioaktive Reaktionsprodukte in Kernreaktionen. Sie schossen α's auf Bor und Aluminium und erzeugten so radioaktiven Stickstoff und Phosphor. Sie erhielten 1935 den Nobelpreis für Chemie "für ihre gemeinsam durchgeführten Synthesen von neuen radioaktiven Elementen".

[15] **Otto Hahn** (8. 3. 1879 – 2. 7. 1968), stellte zusammen mit Straßmann 1938 fest, dass beim Beschuss von Uran mit Neutronen Barium entsteht. Er erhielt 1945 den Nobelpreis für Chemie des Jahres 1944 "für seine Entdeckung der Kernspaltung von Atomen".

[16] **Enrico Fermi** (29. 9. 1901 - 28. 11. 1954), italienischer Physiker, bedeutender Theoretiker und Experimentalphysiker, dessen grundlegende kernphysikalische Arbeiten die moderne Kerntechnik ermöglichten. Fermi erhielt 1938 den Nobelpreis "für die Bestimmung von neuen, durch Neutronenbeschuss erzeugten radioaktiven Elementen und die in Verbindung mit diesen Arbeiten durchgeführte Entdeckung der durch langsame Neutronen ausgelösten Kettenreaktionen". Ihm zu Ehren wird in der Kernphysik das Femtometer (10^{-15}m = 1 fm) Fermi genannt.

Orte der größten Aufenthaltswahrscheinlichkeit in diesen Elektronenorbitalen - genauer deren radiale Anteile - stellen näherungsweise Kugeloberflächen um den Atomkern dar, die man nach dem Bohrschen Modell als **Elektronenschalen** bezeichnen würde.

Elektronenzustände in der Atomhülle werden nach der Quantentheorie mit **5 Quantenzahlen** gekennzeichnet. Diese sind:

- **die Hauptquantenzahl n**
- **die Bahndrehimpulsquantenzahl ℓ**
- **deren z-Komponente m_ℓ**
- **der Spin s**
- **dessen Komponenten m_s.**

Ein Elektronenzustand hat demnach die Kennzeichnung **{n, ℓ, m_ℓ, s, m_s}**. Weitere Angaben über einen Elektronenzustand werden in der Quantentheorie nicht benötigt. Nach den Regeln der Quantenmechanik können aus einem solchen Satz von Quantenzahlen alle wichtigen Informationen über die Atomhülle wie z. B. die Energie eines Elektronenzustandes und seine räumliche Wahrscheinlichkeitsverteilung berechnet werden. Die Darstellung dieser Berechnungsmethoden sprengt allerdings den Rahmen dieses Buches. Interessierte seien deshalb auf die Darstellungen der Quantenmechanik in den einschlägigen Lehrbüchern verwiesen (z. B. [Mayer-Kuckuk/A], [Schiff], [Finkelnburg], [Feynman]).

Die **Hauptquantenzah**l **n** entspricht der Bohrschen Schalennummer. Die Schalen werden von innen nach außen bzw. nach der Bindungsenergie der in ihnen befindlichen Elektronen durchnummeriert. Sie werden deshalb mit der Hauptquantenzahl n (n = 1,2,3,4,5) oder mit großen Buchstaben gekennzeichnet (K, L, M, N, O). Man spricht

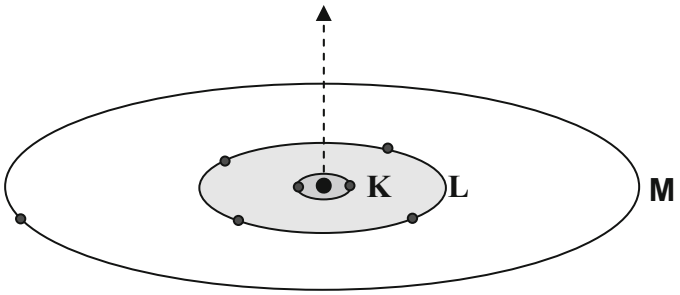


Fig. 2.1: Zur Bezeichnung der Elektronenschalen in der Atomhülle nach dem Bohrschen Atommodell (n=1: K, n=2: L, n=3: M-Schale, usw., s. Text). Die Bahnradien nehmen mit n^2 zu (Gl. 2.7).

also von K-Elektronen, wenn sich diese auf der kernnahen, innersten Schale einer Atomhülle befinden, von L-Elektronen auf der nächsten Schale usf..

An den Atomkern gebundene Elektronen können nur Zustände mit ganz bestimmten diskreten, von der Hauptquantenzahl n abhängigen Bahndrehimpulswerten[17] einnehmen. Diese werden in ganzzahligen Einheiten des Planckschen Wirkungsquantums $\hbar$ gemessen und mit der **Bahndrehimpulsquantenzahl** ℓ gekennzeichnet (s. Fig. 2.2). Elektronen auf der K-Schale haben in dieser Notation die Bahndrehimpulszahl $\ell = 0$, L-Elektronen die Werte $\ell = 0$ und $\ell = 1$, M-Elektronen $\ell = 0,1,2$[18]. Für Haupt- und Drehimpulsquantenzahl gilt der quantenmechanische Zusammenhang:

$$\ell \leq n - 1 \tag{2.2}$$

Ähnlich wie mit "kreisenden" Ladungen klassisch auch ein Kreisstrom und damit ein Magnetfeld verbunden ist, erzeugen die Hüllenelektronen auch quantenmechanisch ein von ihrer Bahndrehimpulszahl abhängiges Magnetfeld, sie stellen also kleine Elementarmagnete dar (s. Fig. 2.2). In einem äußeren Magnetfeld werden diese Elementarmagnete ausgerichtet. Nach den Regeln der Quantentheorie kennt man dabei nur jeweils eine Komponente des Drehimpulses bezüglich dieses externen Feldes, z. B. die z-Komponente, und den Betrag des Drehimpulses. Diese Komponente des Bahndrehimpulses wird mit m_ℓ (vereinfachend auch als m) bezeichnet; sie heißt auch **Magnetquantenzahl** des Zustandes. Bei einer Drehimpulsquantenzahl mit dem Wert ℓ kann m alle ganzzahligen Werte zwischen $-\ell$ und $+\ell$ annehmen.

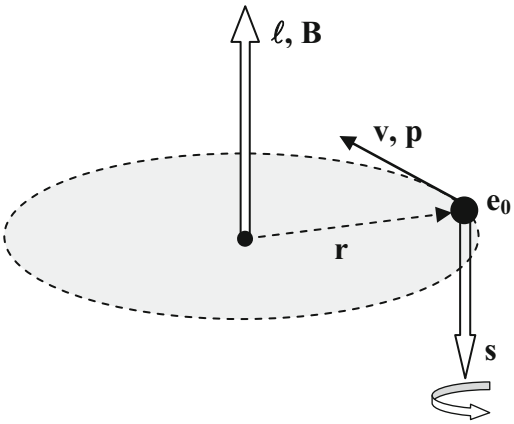


Fig. 2.2: Klassische Drehimpulsverhältnisse einer auf einer Kreisbahn umlaufenden Elementarladung e_0. r: Bahnradius, v,p: Bahngeschwindigkeit bzw. Bahnimpuls, ℓ: Bahndrehimpuls, B: Magnetfeld durch Kreisstrom, s: Eigendrehimpuls der Ladung (Spin).

[17] Als Bahndrehimpuls bezeichnet man das Vektorprodukt $\vec{\ell} = \vec{r} \times \vec{p}$ aus Radiusvektor $\vec{r}$ und Bahnimpuls $\vec{p}$ eines Teilchens. Der Drehimpulsvektor steht senkrecht auf Bahn- und Radiusvektor.

$$m_\ell = -\ell, -\ell+1, -\ell+2, \ldots\ldots, \ell-1, \ell \tag{2.3}$$

Das sind jeweils (2ℓ+1) Einstellmöglichkeiten des Bahndrehimpulses. Für K-Elektronen gibt es wegen $\ell = 0$ nur eine Einstellmöglichkeit, nämlich m = 0. Für Elektronen mit $\ell = 1$ bereits 3 Zustände (m = 0, m = ±1), für Elektronen mit $\ell = 2$ schon 5 Möglichkeiten (m = 0, m = ±1, m = ±2). Sowohl die Bahndrehimpulsquantenzahl ℓ als auch die Magnetquantenzahl m beeinflussen in der Regel geringfügig die Energie des Elektronenzustandes.

Die letzte wichtige Quantenzahl hängt mit dem **Eigendrehimpuls** des Elektrons zusammen. Anschaulich kann man sich vorstellen, dass Elektronen sich wie Spielkreisel um ihre eigene Achse drehen und dabei ähnlich wie bei der Bewegung um den Atomkern wegen ihrer Ladung ein weiteres Magnetfeld erzeugen. Der Eigendrehimpuls der Elektronen wird **Spin s** (engl. für Rotation) genannt und ebenfalls in Einheiten des elementaren Drehimpulses $\hbar$ gemessen. Sein Wert ist $s = 1/2\,\hbar$. Der Spin wird mit der halbzahligen Spinquantenzahl s gekennzeichnet. Der Spin von Elektronen hat nur zwei Einstellmöglichkeiten, entweder in Richtung oder entgegengesetzt zu einem äußeren Magnetfeld, z. B. dem Bahnmagnetfeld. Seine diesbezüglichen Komponenten m_s haben den Wert $\pm 1/2\,\hbar$.

Teilchen mit halbzahligem Spin werden zu Ehren des Physikers ***E. Fermi*** als **Fermionen**, Teilchen mit ganzzahligem Spin dagegen nach dem indischen Physiker ***Bose***[19] als **Bosonen** bezeichnet. Elektronen, Protonen und Neutronen zählen wegen ihres halbzahligen Spins also zur Familie der Fermionen. Photonen, π-Mesonen und einige weitere schwerere Mesonen haben dagegen ganzzahligen Spin, sie sind "Spin-1-Teilchen" und gehören deshalb zu den Bosonen.

Für Fermionen, also Spin-1/2-Teilchen, gilt das berühmte **Pauli-Prinzip**. Es besagt, dass sich in einem atomaren Zustand, der mit einem vollständigen Satz von Quantenzahlen charakterisiert wird, nur jeweils ein Fermion befinden kann. Dies hat wichtige Konsequenzen für die mögliche Zahl der Elektronen in einer bestimmten Schale, die Elektronenkonfiguration verschiedener Elemente, den Aufbau des Periodensystems und die Zahl der Nukleonen in Atomkernzuständen. Die Zahl der Elektronen, die auf einer Schale untergebracht werden können, die **maximale Besetzungszahl n_{max}**, findet man, indem man alle mit einem gegebenen Quantenzahlensatz beschreibbaren Elektronenzustände abzählt. Ist für eine Hauptquantenzahl die maximale Elektronenbesetzung erreicht, spricht man von einer **Edelgaskonfiguration**. Die maximale Besetzungszahl nimmt quadratisch mit der Hauptquantenzahl n zu. Es gilt:

---

[18] Klassisch gibt es natürlich kein auf einer Kreisbahn mit endlichen Radius laufendes Teilchen mit ℓ=0.

[19] **Satyendra Nath Bose** (l. 1. 1894 - 4. 2. 1974), indischer Physiker, wichtige Arbeiten zur statistischen Thermodynamik, die eine der Grundlagen der Theorie der Supraleitung und der Suprafluidität wurden. Er stellte 1925 eine Statistik für Photonen auf, die von Einstein auch auf materielle Teilchen mit ganzzahligem Spin erweitert wurde (die so genannte Bose-Einstein-Statistik).

$$n_{max} = 2 \cdot n^2 \tag{2.4}$$

Beispiel 1: Maximale Besetzungszahlen auf der K- und der L-Schale. Für K-Elektronen gilt n = l, $\ell = 0$, m = 0 und s = ±1/2. Es sind daher nur zwei Elektronenzustände in der K-Schale möglich, nämlich einer mit s = +1/2 und einer mit s = -1/2. Die maximale Besetzungszahl der K-Schale ist deshalb $n_{max}(K) = 2$. Die Hüllenkonfiguration entspricht dem Edelgas Helium. L-Elektronen haben die Hauptquantenzahl n = 2. Ihre Bahndrehimpulsquantenzahl kann die Werte $\ell = 0$ oder $\ell = 1$ haben. Dazu gehören jeweils $(2\ell+1)$ Einstellmöglichkeiten. Zu dem $\ell = 0$ Zustand gehört die Magnetquantenzahl $m_\ell = 0$, zu $\ell = 1$ gehören die Werte $m_\ell = 0$ und $m_\ell = \pm 1$. Zusammen ergibt das vier mögliche Bahndrehimpulszustände. Nimmt man noch die beiden Möglichkeiten für die Spinorientierung hinzu, so erhält man für die Hauptquantenzahl n = 2 acht mögliche Elektronenzustände. Die maximale Besetzungszahl ist also $n_{max}(L) = 8 = 2 \cdot n^2$ in der L-Schale. Besetzt man auch die K-Schale vollständig, so hat man auf beiden Schalen zusammen insgesamt 10 mögliche Elektronenplätze. Dies entspricht der Hülle des Edelgases Neon.

Ähnlich verfährt man für die höheren Elektronenschalen. Die maximalen Elektronenzahlen und ihre Entstehung sind für alle Schalen in Tabelle (2.1) zusammengestellt. Im neutralen Atom ist die Summe der Elektronen aller Schalen gerade gleich der Ordnungszahl Z.

Schale	**Bahndrehimpuls ℓ/m**					**Spin s**	**n_{max}**
1 = K	0/0					±1/2	2
2 = L	0/0		1/(0, ±1)			±1/2	8
3 = M	0/0		1/(0,±1)	2/(0,±1,±2)		±1/2	18
4 = N	0/0	1/(0, ±1)	2/(0,±1,±2)	3/(0,±1,±2,±3)		±1/2	32
5 = O	0/0	1/(0, ±1)	2/(0,±1,±2)	3/(0,±1,±2,±3)	4/(0,±1,±2,±3,±4)	±1/2	50

Tab. 2.1: Bezeichnungen der Elektronenschalen und maximale Besetzungszahlen nach dem Paulischen Ausschließungsprinzip (s. Gl. 2.4).

Die Quantenmechanik ist nach heutiger Ansicht physikalisch korrekt und sehr erfolgreich in der Beschreibung mikroskopischer Zustände, sie hat allerdings den Nachteil, insbesondere für mathematisch Ungeübte schwer zugänglich und unanschaulich zu sein. So hat z. B. der Begriff der Elektronenbahn als Spur, die das Elektron im Raum zieht und dabei einen Bahndrehimpuls definiert, in der Quantentheorie eigentlich kei-

ne Bedeutung mehr. Ebenso schwer vorstellbar ist es, dass ein punktförmiges Gebilde wie ein Elektron, einen Eigendrehimpuls haben soll. Andererseits kommt die moderne Naturwissenschaft in vielen Fällen nicht mehr ohne die quantenmechanischen Rechenmethoden aus. Im weiteren Verlauf dieses Buches wird aus Gründen der Anschaulichkeit und weil quantentheoretische Erläuterungen zum Verständnis nicht unbedingt notwendig sind, häufig auf die einfachen "klassischen" Vorstellungen des Bohrschen Atommodells zurückgegriffen.

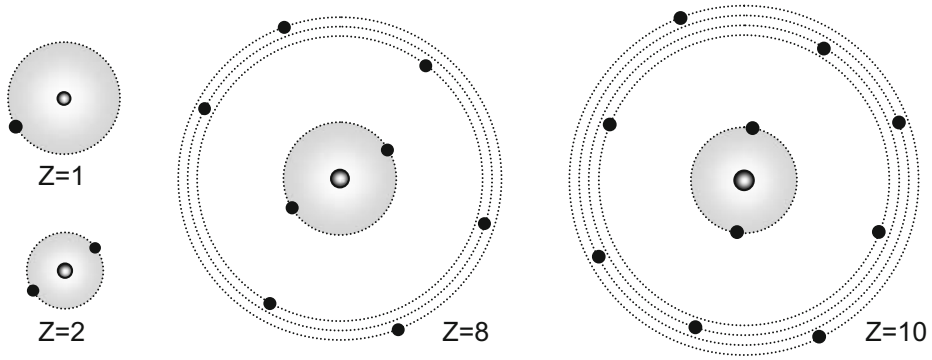


Fig. 2.3: Vereinfachte Darstellung der Elektronenkonfiguration einiger leichter Elemente nach dem Bohrschen Atommodell (Z = 1: Wasserstoff, Z = 2: Helium, Z = 8: Sauerstoff, Z = 10: Neon, Elemente mit einer maximal gefüllten äußeren Elektronenschale werden Edelgase genannt).

Alle elektrisch neutralen Atome eines Elementes haben die gleiche Anzahl an Hüllenelektronen. Man nennt diese Zahl **Ordnungszahl**[20] **Z**, da nach ihr die Elemente im Periodensystem geordnet sind. Die Angabe der Ordnungszahl eines Elementes ist gleichbedeutend mit der Angabe seines chemischen Namens, der in der international vereinbarten Formelsprache mit Abkürzungen des meist lateinischen Namens des Elementes bezeichnet wird. Die Ordnungszahl lässt sich unter anderem durch Untersuchungen der aus den Atomhüllen bei Elektronenübergängen ausgesandten charakteristischen Photonenstrahlung bestimmen (s. Kap. 2.2.3). Die Zahl der Elektronen eines Atoms und dessen Schalenkonfiguration bestimmen neben seinem physikalischen auch sein chemisches Verhalten. Die Ordnungszahl Z beeinflusst auch weitere physikalische Eigenschaften des Atoms. So hängt beispielsweise die Wechselwir-

[20] Die Bezeichnung **Ordnungszahl** für die Zahl der Protonen in einem Atomkern geht auf den Physiker **Henri Gwyn-Jeffries Moseley** (23. 11. 1887 – 15. 6. 1915) zurück, der die englische Bezeichnung Atomic Number für die Kernladungszahl einführte. Moseley wurde durch Arbeiten zur Atomspektroskopie und das nach ihm benannte Moseleysche Gesetz bekannt, das die Proportionalität der Energie der charakteristischen Röntgenstrahlung mit dem Quadrat der Ordnungszahl feststellte (vgl. Gl. 2.8).

kungswahrscheinlichkeit von Röntgen- oder Gammastrahlung stark von der Ordnungszahl des bestrahlten Materials ab (s. dazu Kapitel 4). Zusammengesetzte Stoffe oder Stoffgemische werden der Einfachheit halber durch gemittelte Ordnungszahlen gekennzeichnet. Diese werden unter Beachtung der jeweiligen Mengenanteile und der Ordnungszahlabhängigkeiten der betrachteten Wechselwirkungen berechnet. Die Ordnungszahl einer Atomart ist wegen ihrer Definition notwendigerweise immer eine ganze Zahl. Bei gemittelten Ordnungszahlen können dagegen wegen der Massenwichtung auch dezimale Bruchteile auftreten.

Die äußerste gefüllte oder teilweise gefüllte Elektronenschale definiert die Größe der Atomhülle. Die Elektronen dieser Schale werden als **Valenzelektronen** bezeichnet, da sie in der Regel für die chemische Wertigkeit (Valenz) zuständig sind. Die Elektronen auf den verschiedenen Schalen werden wegen der vom Schalenradius abhängigen Stärke der elektrischen Bindungskräfte unterschiedlich stark an den Atomkern gebunden. Diese elektrischen Anziehungskräfte werden nach ihrem Entdecker **Coulombkräfte**[21] genannt. Je dichter sich die Elektronen einer Schale am Atomkern befinden, je kleiner also der Schalendurchmesser ist, umso stärker ist auch die elektrische Anziehungskraft auf die Elektronen. Die Anziehung hängt außerdem von der elektrischen Ladung des Atomkerns ab. Die Größe einer zwischen zwei punktförmigen Ladungen q und Q (Elektronenladung und Kernladung) im Abstand r wirkenden Kraft wird durch das Coulombsche Gesetz beschrieben.

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q \cdot Q}{r^2} \tag{2.5}$$

Die elektrische Anziehungskraft ist also proportional[22] zu dem Produkt der Ladungen und nimmt quadratisch mit dem Abstand der beiden Ladungen ab. Die Coulombenergie zweier Punktladungen ist ebenfalls proportional zum Produkt der Ladungen, aber umgekehrt proportional nur zum Abstand r. Für den einfachen Fall eines einzelnen Elektrons auf einer Bohrschen Kreisbahn mit dem Radius r um einen Atomkern mit der Ladung Z erhält man als Bindungsenergie also:

$$E_{bind} \propto \frac{e_0^2 \cdot Z}{r} \tag{2.6}$$

Nach dem Bohrschen Modell können sich Elektronen nur auf Bahnen mit diskreten Radien aufhalten, die durch die Schalennummer n, die Hauptquantenzahl, gekennzeichnet sind. Die Bahnradien sind proportional zu n^2 und wegen der für stationäre

[21] **Charles Augustin de Coulomb** (14. 6. 1736 - 23. 8. 1806), französischer Physiker, berühmt für seine quantitativen Arbeiten zur Elektrizitätslehre. Ihm zu Ehren wurde die Einheit der elektrischen Ladung "Coulomb" genannt.

[22] Die Größe ε_0 heißt **elektrische Feldkonstante**. Sie hat den Wert ε_0=8,85418782·10^{-12} ($C^2N^{-1}m^{-2}$).

Bahnen nötigen Gleichgewichtsbedingung[23] von Coulombkraft (Gl. 2.5) und Zentripetalkraft ($m \cdot v^2/r$) zusätzlich proportional zu 1/Z. Der Durchmesser der Schalen und damit die Größe der Atome liegen in der Größenordnung von einigen 10^{-10} m.

$$r_n = \frac{n^2 \cdot r_1}{Z} \qquad \text{mit} \qquad r_1 = 0{,}5292 \cdot 10^{-10}\,\text{m} \tag{2.7}$$

Die Größe r_1 heißt **Bohrscher Radius** (wird auch mit dem Zeichen a_0 bezeichnet, exakter Wert s. Anhang 18.2). Für die Bindungsenergie eines einzelnen Elektrons in der Schale n, das sich im Coulombfeld eines Kerns mit Z positiven Ladungen befindet, liefert die Bohrsche Theorie den Ausdruck:

$$E_{bind} = \frac{R^* \cdot Z^2}{n^2} \tag{2.8}$$

Die Konstante R* hat den experimentell gesicherten Wert R* = 13,6 eV (s. Beispiel 2). Sie entspricht gerade der Coulombenergie des K-Elektrons im Wasserstoffatom und wird zu Ehren des schwedischen Physikers ***J. R. Rydberg***[24] Rydbergkonstante genannt. Die Energie, die man benötigt, um ein Elektron aus der Anziehung des positiv geladenen Atomkerns zu entfernen, wird als **Bindungsenergie** des Elektrons bezeichnet. Sie ist wegen Gleichung (2.8) charakteristisch für die Elektronen-Schale und für die Kernladungszahl Z. Neutrale Atome enthalten die ihrer Kernladungszahl Z entsprechende Anzahl von Elektronen. Die äußeren Elektronen schwerer Elemente werden durch die inneren Elektronen mehr oder weniger vor der Coulombanziehung des Kerns abgeschirmt. Durch diese Abschirmung reduzieren sich die anziehende Kraft und damit auch die Bindungsenergie der Elektronen der äußeren Schalen.

Beispiel 2: Bindungsenergien von K-Elektronen wasserstoffähnlicher Atome. Unter wasserstoffähnlichen Atomen versteht man Atome oder Ionen, in deren Elektronenhülle sich nur ein einzelnes Elektron aufhält. Die Hüllen wasserstoffähnlicher Atome sind also alle mehr oder weniger ionisiert. Solche Atome existieren in der Natur normalerweise nicht, sie treten aber in aufgeheizten Gasen (Plasmen) auf. Setzt man in Gleichung (2.8) Z = 1 und n = 1 ein, so erhält man gerade die Bindungsenergie des K-Elektrons im Wasserstoffatom. Sie hat den Wert E_K = 13,6 eV.

---

[23] Gleichsetzung von Zentrifugal- und Coulombkraft ergibt mit der Drehimpuls-Quantisierungsbedingung $r \cdot p = n \cdot \hbar$ und der Elektronenmasse m_0 nach leichter Umformung: $r = n^2/Z \cdot \hbar^2 \cdot 4\pi\varepsilon_0/m_0 e_0^2 = n^2\, r_1/Z$.

[24] **Janne Robert Rydberg** (8. 11. 1854 - 28. 12. 1920), schwedischer Physiker, Arbeiten zum Periodensystem und den Serienspektren. Die von ihm experimentell gefundene und nach ihm benannte Rydbergkonstante R wurde 1913 von N. Bohr theoretisch abgeleitet. Sie wurde ursprünglich in Einheiten der Wellenlänge angegeben. Aus praktischen Gründen bevorzugt man heute die Darstellung in der Energieeinheit eV. Zur Unterscheidung von der historischen Konstanten erhält sie als Index einen Stern (R*). Der genaue Wert beträgt R* = 13,6056923(12) eV.

	Z	Elektronenschale							
		K	L			M	N	O	P
			(I)	(II)	(III)	(I-V)	(I-VII)	(I-IX)	(I-XI)
H	1	0,0136							
He	2	0,0246							
C	6	0,249	0,013	0,005	0,005				
N	7	0,410	0,037						
O	8	0,543	0,024	0,009	0,009				
Ne	10	0,870	0,049	0,022	0,022				
Al	13	1,558	0,118	0,073	0,073	0,005			
P	15	2,149	0,189	0,136	0,135	0,010-0,002			
K	19	3,608	0,379	0,297	0,295	0,035-0,018			
Ca	20	4,039	0,438	0,350	0,347	0,044-0,025			
Co	27	7,711	0,927	0,796	0,781	0,101-0,004			
Cu	29	8,981	1,099	0,953	0,933	0,123-0,003			
Ga	31	10,367	1,298	1,143	1,117	0,158-0,018	0,002		
Sr	38	16,105	2,216	2,007	1,940	0,358-0,133	0,038-0,020		
Y	39	17,039	2,373	2,155	2,080	0,395-0,158	0,046-0,026		
Tc	43	21,044	3,042	2,793	2,677	0,544-0,253	0,068-0,039		
In	49	27,940	4,238	3,938	3,730	0,826-0,444	0,122-0,077		
J	53	33,170	5,188	4,852	4,557	1,072-0,620	0,186-0,050		
Cs	55	35,985	5,713	5,360	5,012	1,217-0,724	0,231-0,075	0,023-0,011	
Ba	56	37,441	5,989	5,624	5,247	1,293-0,781	0,254-0,179		
W	74	69,523	12,099	11,542	10,205	2,817-1,807	0,592-0,032	0,074-0,034	
Ir	77	76,111	13,419	12,824	11,215	3,174-2,041	0,690-0,061	0,096-0,051	
Au	79	80,722	14,353	13,733	11,918	3,425-2,206	0,759-0,084	0,108-0,054	
Tl	81	85,529	15,347	14,698	12,657	3,704-2,390	0,846-0,119	0,137-0,012	
Pb	82	88,005	15,861	15,200	13,035	3,851-2,484	0,894-0,136	0,148-0,018	
U	92	115,61	21,758	20,948	17,168	5,548-3,552	1,442-0,381	0,324-0,096	0,071-0,033

Tab. 2.2: Experimentell bestimmte Elektronen-Bindungsenergien (in keV) für besetzte Schalen einiger in Strahlenschutz und Radiologie wichtiger Elemente in natürlicher Form im Grundzustand der Atomhüllen. Die römischen Ziffern kennzeichnen die jeweiligen Unterschalen (s. Text). (Daten nach [Lederer], [Storm/ Israel], [X-Ray 2001]).

Für andere Einelektronensysteme mit höherer Kernladung ist diese Bindungsenergie einfach mit dem Quadrat der Ordnungszahl zu multiplizieren. Für ein Helium-Ion (He+, Z = 2) erhält man also die vierfache Bindungsenergie von 4·13,6 eV = 54,4 eV. Für ein Jodion (Z = 53) mit nur einem Elektron in der Hülle erhält man bereits 38,2 keV und für das 91-fach positiv geladene Uranion (Z = 92) eine K-Bindungsenergie von 115,11 keV. Die exakten Werte der K-Bindungsenergien für Jod und Uran sind 33,17 und 115,61 keV (s. Tab. 2.2), allerdings gemessen für vollständige Atomhüllen, in denen die anderen Elektronen die Bindung der inneren Elektronen etwas lockern. Dennoch zeigt diese recht gute Übereinstimmung schon die hervorragende Vorhersagekraft des einfachen Bohrschen Atommodells.

Um auch in diesen Fällen noch mit den einfachen Bohrschen Formeln arbeiten zu können, hat man **effektive Kernladungszahlen Z_{eff}** eingeführt, die diese Abschirmungseffekte berücksichtigen. Effektive Kernladungszahlen können statt der regulären Ordnungszahl Z in Gleichung (2.8) eingesetzt werden, um die Bindungsenergie der Valenzelektronen zu berechnen. Je mehr Elektronen sich zwischen Atomkern und dem Valenzelektron befinden, umso deutlicher ist der Abschirmeffekt. Valenzelektronen sehr schwerer Kerne sehen daher praktisch nur noch die Wirkung einer einzigen resultierenden Kernladung statt diejenige der vollständigen Protonenzahl Z.

Aus Gründen und nach Regeln, die im Rahmen dieses Buches nicht dargestellt werden sollen, spalten Elektronen in den äußeren Schalen in Abhängigkeit von den übrigen Quantenzahlen energetisch geringfügig gegenüber dem Bohrschen Modell auf. So befinden sich in der L-Schale mit ihren maximal 8 Elektronen bereits drei, in der M-Schale fünf unterschiedliche Energieniveaus. Sie werden zur besseren Unterscheidung mit einem Index aus römischen Ziffern versehen (L_I, L_{II}, L_{III}, M_I,...). Beispiele für exakte Bindungsenergien von für die Radiologie wichtigen Elementen zeigt Tabelle (2.2), Übergangsenergien zwischen den Schalen des für die Röntgentechnik besonders wichtigen Elementes Wolfram (Z = 74) Tab. (2.3).

2.2.2 Anregung und Ionisation von Atomhüllen

Die Bindungsenergien von Elektronen kann man mit der Lageenergie schwerer Teilchen (der potentiellen Energie) im Schwerefeld der Erde vergleichen. Befinden sich diese Teilchen beispielsweise in einer Vertiefung, so muss man Hubarbeit gegen die Massenanziehung (Gravitation) leisten, wenn man sie aus diesem Loch entfernen will. Genauso können Elektronen durch Aufnahme von Energie die Bindung an den Atomkern ganz oder teilweise überwinden. Führt man dem Elektron mindestens so viel Energie zu, wie es seiner Bindungsenergie entspricht, kann es aus der Atomhülle entfernt werden. Diesen Vorgang nennt man **Ionisation**. Das Elektron befindet sich dann im Kontinuum der ungebundenen Zustände (s. Fig. 2.6). In der Ursprungsschale des Elektrons entsteht dadurch eine Defektstelle, ein **Elektronenloch**. War das Atom vorher elektrisch neutral, so ist es nach einer Ionisation einfach positiv geladen.

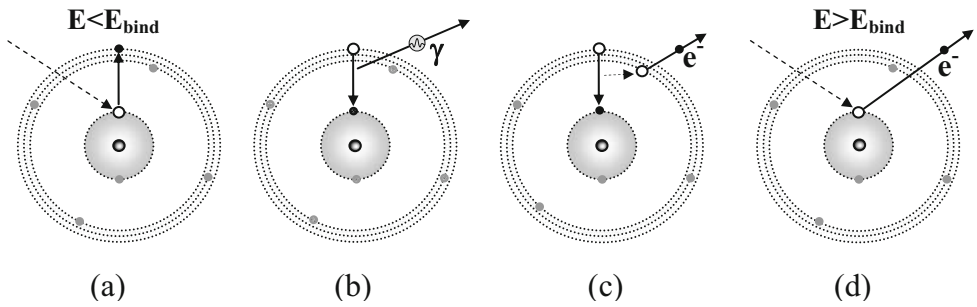


Fig. 2.4: Schematische Darstellung der (a) Anregung, (b) Abregung mit Photonenemission, (c) Abregung mit Augerelektronen-Emission und (d) Ionisation eines Hüllenelektrons an einem C-Atom (Z = 6). Beim Rücksprung eines Elektrons aus einem angeregten Zustand kann die Differenz der Bindungsenergien in Form charakteristischer Photonenstrahlung (b) oder durch Augerelektronen-Emission (c) vernichtet werden. In beiden Fällen ist die emittierte Strahlungsenergie charakteristisch für das Atom.

Elektronen können durch Energiezufuhr auch auf äußere Schalen angehoben werden, sofern auf diesen ein Platz für ein zusätzliches Elektron frei ist. Da der Atomhülle dabei Energie zugeführt werden muss, bezeichnet man diesen Prozess als **Anregung**. Das Elektron wechselt dabei lediglich seinen Platz in der Atomhülle. Die Atomhülle bleibt als ganze neutral. Allerdings ändert sich dabei die Elektronenkonfiguration, d. h. die Anordnung der Elektronen in den einzelnen Schalen. Die zur Anregung erforderliche Energie erhält man als Differenz der Bindungsenergien der beiden Schalen. Für wasserstoffähnliche Ein-Elektronen-Atome kann man diese Anregungsenergie direkt aus Gleichung (2.8) berechnen. Für ein Elektron im Zustand n, das in den Zustand m angehoben werden soll, erhält man dann:

$$E_{n\to m} = E_n - E_m = R^* \cdot Z^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right) \tag{2.9}$$

Sind ein oder mehrere Elektronen nicht auf ihren "Stammplätzen", so bezeichnet man diesen Hüllenzustand als **Anregungszustand**. Befinden sich alle Elektronen auf den energetisch jeweils niedrigsten Elektronenplätzen, d. h. auf den Positionen mit der stärksten Bindung, so befindet sich die Atomhülle im **Grundzustand**. Der Grundzustand der Atomhülle ist also der Zustand minimaler Gesamtenergie.

2.2.3 Hüllenstrahlung

Ein Elektronenzustand, aus dem durch Anregung oder Ionisation ein Elektron entfernt wurde, enthält nach der Wechselwirkung ein Elektronenloch. Die Atomhülle ist dadurch in einem energetisch ungünstigen Zustand und versucht deshalb, dieses Elek-

tronenloch sofort (in weniger als 10^{-8} s) wieder durch Elektronen aus Zuständen mit geringerer Bindungsenergie, also aus äußeren Schalen aufzufüllen (s. Fig. 2.4). Dies ist natürlich nur möglich, wenn dort Elektronen verfügbar sind und die durch Drehimpuls und Spin der beteiligten Elektronenzustände bestimmten **Auswahlregeln** den Rücksprung zulassen. In diesem Fall entsteht in dem energetisch höheren Zustand ein neues Loch. Das Elektronenloch wandert durch sukzessives Auffüllen bis in die äußerste Schale, da dies in der Regel der energetisch günstigste Zustand für die ionisierte Atomhülle ist. Sind keine äußeren Elektronen verfügbar, so bleibt die Atomhülle ionisiert. Das Atom wird dadurch chemisch reaktiv und verbindet sich zum Ladungsausgleich mit anderen Atomen. Elektronen höherer Schalen fallen also in freie Plätze auf inneren Schalen zurück.

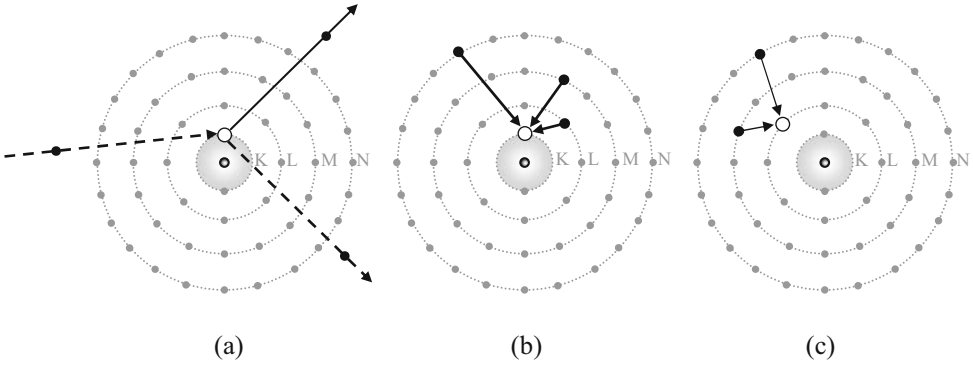


Fig. 2.5: Entstehung der charakteristischen Röntgenstrahlung am Beispiel eines schweren Atoms. (a): Ionisierung des Atoms in einer der inneren Schalen (hier K-Schale) durch Elektronenstoß, falls die Bewegungsenergie des einlaufenden Elektrons größer als die K-Bindungsenergie ist. (b): Verschiedene Möglichkeiten zum Auffüllen des K-Schalen-Loches durch Elektronen äußerer Schalen. Die beim Auffüllen der K-Schale emittierte Strahlung wird als K-Serie bezeichnet. (c): Auffüllen eines Loches in der L-Schale und Emission der Bindungsenergiedifferenz in Form von L-Serien-Strahlung (s. Text).

Die Differenz der Bindungsenergien der beteiligten Elektronenzustände wird bei diesem Vorgang aus der Atomhülle emittiert. In Analogie zum Anregungsprozess kann man diesen Vorgang als **Abregung** der Atomhülle bezeichnen. Dabei sind Übergänge zwischen unterschiedlichen Schalen (Interschalenübergänge: $n \neq m$) und zwischen Unterschalen innerhalb einer Schale (Intraschalenübergänge: $n = m$) zu unterscheiden. Die charakteristische Energiedifferenz der beteiligten Elektronenzustände kann nach einer Anregung oder Ionisation auf zwei Arten aus dem Atom emittiert werden (Fig. 2.4). Eine Möglichkeit ist die Abstrahlung der Überschussenergie in Form **charakteristischer Photonenstrahlung**. Die Wahrscheinlichkeit für den Übergang mit Photonenemission heißt **Fluoreszenzausbeute**. Die zweite Möglichkeit zur Abregung ist

der direkte Übertrag der Differenzenergie auf weitere Hüllenelektronen. Dies wird als **Augereffekt**, die Wahrscheinlichkeit dafür als **Augerausbeute** bezeichnet.

2.2.3.1 Charakteristische Photonenstrahlung

Diese Photonenstrahlung kann je nach der Energiedifferenz der beteiligten Elektronenzustände im Bereich des sichtbaren Lichts liegen oder als ultraviolette Strahlung oder Röntgenstrahlung auftreten. Sind die Abregungsphotonen aus der Elektronenhülle genügend energiereich (vgl. Tab. 1.5), so werden sie als charakteristische Röntgenstrahlung, der Vorgang selbst als **Röntgenfluoreszenz** bezeichnet. Die Untersuchung der Zusammensetzung einer unbekannten Substanz durch den Nachweis dieser charakteristischen Röntgenstrahlung heißt deshalb **Röntgenfluoreszenzanalyse**.

Die Energiedifferenz der beteiligten Elektronenniveaus, also die bei der Abregung freigesetzte Energie, wird bei Interschalenübergängen genau wie bei der Anregung berechnet (Gln. 2.8, 2.9, 2.10).

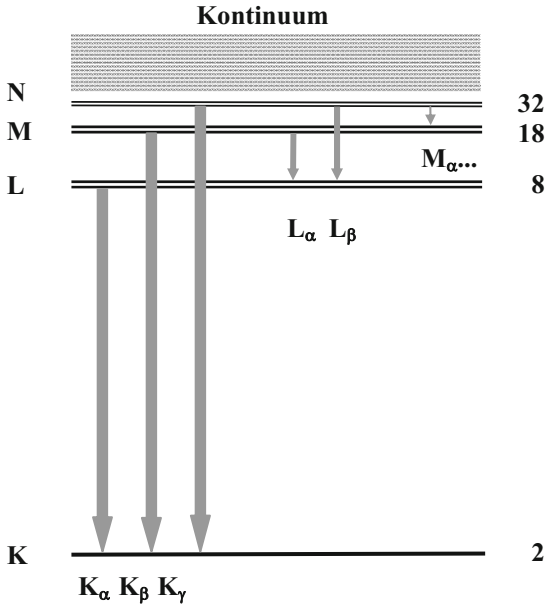


Fig. 2.6: Vereinfachtes Elektronen-Energieniveauschema für ein schweres Atom. Die Ziffern rechts sind die Anzahlen der Zustände in den einzelnen Schalen (s. Tab. 2.1). Die vertikalen Pfeile markieren die Elektronenübergänge bei der Entstehung charakteristischer Röntgenstrahlung nach einer vorhergehenden Ionisation der Elektronenhülle. Die Pfeilbreiten symbolisieren die unterschiedlichen Übergangswahrscheinlichkeiten.

Serie	Linie	Übergang	Energie (keV)	Rel. Intensität (%)
K-Serie	**K-Bindungsenergie:**	**E_K: 69,523 keV**		
Linien:	$K\beta_2^1$	$N_{III} \rightarrow K$	69,100	8
	$K\beta_2^2$	$N_{II} \rightarrow K$	69,005	
	$K\beta_1$	$M_{III} \rightarrow K$	67,245	22
	$K\beta_3$	$N_{III} \rightarrow K$	66,951	11
	$K\alpha_1$	$L_{III} \rightarrow K$	59,318	100
	$K\alpha_2$	$L_{II} \rightarrow K$	57,981	57
L-Serie	**L-Bindungsenergien:**	**E_{LI}: 12,099 keV, E_{LII}: 11,542 keV, E_{LIII}: 10,205 keV**		
Linien:	$L\gamma_1$	$N_{IV} \rightarrow L_{II}$	11,287	9
	$L\beta_2$	$N_V \rightarrow L_{III}$	9,962	22
	$L\beta_1$	$M_{IV} \rightarrow L_{II}$	9,673	52
	$L\alpha_1$	$M_V \rightarrow L_{III}$	8,398	100
	$L\alpha_2$	$M_{IV} \rightarrow L_{III}$	8,336	11
M-Serie	**M-Bindungsenergien:**	**E_{MI}: 2,817 keV, E_{MII} :2,572 keV, E_{MIII}: 2,278 keV, E_{MIV}: 1,869 keV, E_{MV}: 1,807 keV**		
Linien:	$M\gamma$	$N_V \rightarrow M_{III}$	2,035	
	$M\beta$	$N_{VI} \rightarrow M_{IV}$	1,835	
	$M\alpha_1$	$N_{VII} \rightarrow M_V$	1,775	
	$M\alpha_2$	$N_{VI} \rightarrow M_V$	1,773	

Tab. 2.3: Energien der wichtigsten Elektronenübergänge im Wolframatom (Z = 74). Neben der historischen Bezeichnung (nach Siegbahn) sind der Elektronenübergang und die Bindungsenergiedifferenz der beteiligten Niveaus angegeben. Die relativen Intensitäten beziehen sich auf den jeweils stärksten Übergang der Serie. Nicht aufgeführte Übergänge sind verboten oder stark behindert.

$$E_{rad} = E_n - E_m \tag{2.10}$$

Die charakteristischen Photonen werden nach ihrer "Zielschale" gekennzeichnet; die Schale, in der sich die Leerstelle befindet, gibt also der Linie den Namen. Alle Photonen, bei denen das Elektron in die K-Schale zurückfällt, werden deshalb als **K-Strahlung** bezeichnet, Abregungen in die L-Schale als **L-Strahlung** usw.. Die Herkunft wird nach der klassischen Notation durch griechische Buchstaben gekennzeichnet. Übergänge aus der nächst höheren Schale werden mit "α", aus der übernächsten Schale mit "β" usf. markiert. Zur Unterscheidung der Unterschalen werden weitere Indizes verwendet. Da die höheren Schalen wie oben bereits erwähnt energetisch aufgespalten sind, erhält man eine Vielzahl möglicher Übergänge, die als K-Serie, L-Serie, M-Serie usw. bezeichnet werden (s. Fig. 2.6). Neben den Interschalenübergängen findet man vor allem in der L-Schale Übergänge zwischen den einzelnen Unterschalen (L3 $\rightarrow$ L1 und L2 $\rightarrow$ L1). Ihre Fluoreszenzausbeuten sind wegen der kleinen Energiedifferenzen aber sehr viel kleiner als die der Interschalenfluoreszenzen. Da alle Hüllenübergänge monoenergetisch sind, also scharf definierte Energien haben, erhält man ein Linienspektrum mit diskreten Intensitäten.

Beispiel 3: Charakteristische Röntgenstrahlung am Wolframatom. Eine für die Röntgentechnik wichtige Anwendung ist die charakteristische Röntgenstrahlung des Wolframs, die beim Beschuss der Wolframanode der Röntgenröhre mit Elektronen ausgelöst wird. Sobald die Elektronenenergie die Bindungsenergie der K-Elektronen (etwa 69,5 keV) überschreitet, können Elektronen durch Elektronenstoß aus der K-Schale entfernt werden. Die daraufhin emittierte charakteristische Röntgenstrahlung mischt sich dem kontinuierlichen Röntgenbremsspektrum bei, das durch Strahlungsbremsung der Elektronen in der Röntgenröhre entsteht. Die Entstehung der charakteristischen Röntgenstrahlung nach Stoßionisation ist in den Figuren (2.5) und (2.6) dargestellt. Numerische Werte der wichtigsten Hüllenübergangsenergien im Wolfram finden sich in (Tab. 2.3).

2.2.3.2 Augerelektronen

Die zweite Möglichkeit zur Emission überschüssiger Hüllenenergie ist die unmittelbare Energieübertragung vom nach innen fallenden Elektron auf energetisch benachbarte Hüllenelektronen, die dadurch aus der Atomhülle entfernt werden. Findet dieser Elektronenübergang zwischen verschiedenen Hauptschalen statt, so nennt man dies **Augereffekt**, die freigesetzten Elektronen Augerelektronen (Fig. 2.4c). Der Übergang in eine Unterschale derselben Hauptschale unter Elektronenemission wird als **Coster-Kronig-Übergang** bezeichnet. Wie bei der Fluoreszenz sind diese Intraschalen-Übergänge deutlich unwahrscheinlicher als die Augeremission. Lösen die in den äußeren Schalen beim Elektronenrücksprung entstehenden neuen Löcher wiederum Augerelektronen aus, kommt es zu einer regelrechten Entladungslawine, der **Augerkaskade,** die zu einer vielfachen Ionisation der Atomhülle führen kann.

2.2.3.3 Fluoreszenz- und Augerelektronenausbeuten

Die Abhängigkeit der relativen Ausbeuten für die beiden konkurrierenden Prozesse beim Auffüllen eines K-Schalen-Loches von der Ordnungszahl kann man wie folgt abschätzen. Bezeichnet man die relative Ausbeute für die Emission charakteristischer K-Photonenstrahlung (die K-Fluoreszenzausbeute) mit ω_K und die Augerausbeute mit α_K, so gilt, da die Gesamtwahrscheinlichkeit natürlich immer 100% beträgt:

$$\omega_K + \alpha_K = 1 \tag{2.11}$$

Aus theoretischen und experimentellen Untersuchungen ist bekannt, dass die Wahrscheinlichkeit für die Rekombination unter Aussendung charakteristischer Photonenstrahlung mit der vierten Potenz der Ordnungszahl Z anwächst. Die Wahrscheinlichkeit für den Augereffekt ist dagegen weitgehend unabhängig von Z. Ihr Wert ist konstant gleich dem Wert für die K-Photonenemission bei $Z \approx 30$. Für den Zusammenhang von Augerelektronen-Emission und Fluoreszenz in der K-Schale gilt also:

$$\omega_K \propto Z^4 \qquad \text{und} \qquad \alpha_K = \text{const} = \alpha_K(30) \tag{2.12}$$

$$\omega_K(30) = \alpha_K(30) \propto 30^4 \tag{2.13}$$

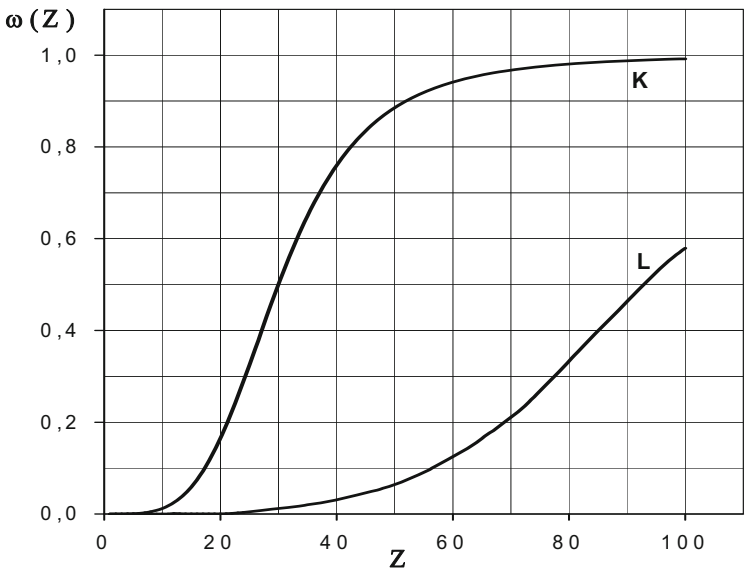


Fig. 2.7: Relative Ausbeuten $\omega_K(Z)$ für die K-Schalen-Fluoreszenz (K: oben) in Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z des Absorbers (ω_K nach Gl. 2.14) und für die mittlere L-Schalen-Fluoreszenz ω_L (L: unten) nach numerischen Daten von [Krause 1979].

Für die relative K-Fluoreszenzausbeute ω erhält man daher (vgl. Fig. 2.7):

$$\omega_K(Z) = \frac{Z^4}{Z^4 + 30^4} \tag{2.14}$$

Element / Z		**Fluoreszenzausbeuten ω**				**Augerausbeuten α**	
		ω_K	ω_{L1}	ω_{L2}	ω_{L3}	α_K*	α_L**
H	1	0,00002				0,99998	1
He	2	0,0001				0,9999	1
C	6	0,0026				0,9974	1
N	7	0,0043				0,9957	1
O	8	0,0069				0,9931	1
Al	13	0,039	0,000026	0,00075	0,00075	0,961	0,999
P	15	0,064	0,000039	0,00031	0,00031	0,956	0,999
K	19	0,143	0,00024	0,00027	0,00027	0,57	0,999
Ca	20	0,169	0,00031	0,00033	0,00033	0,831	0,999
Co	27	0,388	0,0012	0,0077	0,0077	0,612	0,999
Zn	**30**	**0,486**	**0,0018**	**0,011**	**0,012**	**0,514**	**0,992**
Sr	38	0,696	0,0051	0,024	0,026	0,304	0,982
Tc	43	0,782	0,011	0,037	0,040	0,218	0,971
J	53	0,882	0,044	0,079	0,079	0,118	0,933
Cs	55	0,894	0,049	0,090	0,091	0,106	0,923
W	74	0,954	0,147	0,270	0,255	0,046	0,776
Ir	77	0,958	0,120	0,308	0,294	0,042	0,759
Tl	81	0,962	0,107	0,360	0,347	0,038	0,729
Pb	82	0,963	0,112	0,373	0,360	0,037	0,718
U	92	0,970	0,176	0,467	0,489	0,030	0,623

Tab. 2.4: Experimentell bestimmte Fluoreszenzausbeuten und Augerelektronen-Ausbeuten für einige wichtige Elemente nach einer Zusammenstellung des LBNL [Krause 1979]. *: Die α_K-Augerausbeuten sind nach Gleichung (2.11) berechnet. Bei Z = 30 (grau unterlegte Zeile) sind ω_K und α_K etwa gleich groß. **: Die α_L-Ausbeuten sind Mittelwerte über L1, L2, L3.

Nach K-Schalen-Ionisationen tritt charakteristische K-Photonenstrahlung also vor allem bei Elementen hoher Ordnungszahl auf, während bei leichteren Elementen der Augereffekt überwiegt. Bei mittelschweren Elementen ($Z \approx 30$) sind beide Effekte für die K-Schale etwa gleich wahrscheinlich (ausführliche Datensammlung in [Bambynek 1972], [Krause 1979]). Bei Ionisationen in den äußeren Schalen kommt es anders als in der K-Schale nahezu unabhängig von der Ordnungszahl fast ausschließlich zur nachfolgenden Augerelektronen-Emission ([ICRU 32], Tab. (2.4)). Dies gilt sowohl für primäre Ionisationen der äußeren Elektronenhülle als auch für sekundäre Übergänge nach einer vorhergehenden Röntgenfluoreszenz. Erst bei sehr schweren Elementen erhält man auch merkliche Fluoreszenzausbeuten für die äußeren Schalen.

In menschlichem Weichteilgewebe ($Z \approx 7$) und anderen Substanzen niedriger Ordnungszahl wird die Rekombinationsenergie beim Auffüllen eines Elektronenloches in inneren Schalen also überwiegend über die Emission von in der Regel kurzreichweitigen Augerelektronen ausgesendet. Für Materialien höherer Ordnungszahl gilt dies nur für Elektronenlöcher der äußeren Schalen. Die kurzreichweitigen Augerelektronen inkorporierter Radionuklide sind von großer Bedeutung für den Strahlenschutz.

Zusammenfassung

- **Atomhüllen werden in diesem Buch mit Hilfe des Bohrschen Schalenmodells beschrieben. Danach befinden sich Elektronen auf Schalen um den Atomkern, die von innen nach außen fortlaufend von $n = 1$ an nummeriert werden. Sie werden als K-, L-, M-Schalen bezeichnet.**
- **Die maximal mögliche Anzahl von Elektronen auf der Schale n ist $n_{max} = 2n^2$.**
- **Durch Energieübertragung können Elektronen von ihrem Stammplatz aus in höherenergetische Zustände angeregt werden.**
- **Wird mindestens die Bindungsenergie der Elektronen zugeführt, so wird das Atom ionisiert. Am ursprünglichen Elektronenplatz bleibt wie bei der Anregung ein Elektronenloch zurück.**
- **Beim Auffüllen des Elektronenloches durch äußere Elektronen wird die Energiedifferenz in Form von charakteristischer Photonenstrahlung frei oder sie wird als Bewegungsenergie auf Augerelektronen übertragen.**
- **Die relativen Ausbeuten hängen von der Ordnungszahl und den beteiligten Schalen ab.**
- **Für L-K-Übergänge und Ordnungszahlen $Z < 30$ dominiert der Augereffekt. Diese Verhältnisse entsprechen den typischen Vorgängen in menschlichen Geweben.**

2.3 Der Atomkern

Der Atomkern besteht aus Z Protonen[25] und N Neutronen. Proton und Neutron werden zusammen als **Nukleonen** (Kernteilchen) bezeichnet. Die Kernladungszahl Z gibt die Zahl der positiven Elementarladungen im Atomkern an. Sie ist identisch mit der Ordnungszahl. Die elektrischen Ladungen von Elektron und Proton sind entgegengesetzt gleich der Elementarladung e_0. Neutronen tragen keine elektrische Ladung. Im elektrisch neutralen Atom stimmen daher die Zahl der Hüllenelektronen und die Zahl der Protonen überein. Die Gesamtzahl der Nukleonen im Kern wird durch die Nukleonenzahl A angegeben. Für sie gilt:

$$A = Z + N \tag{2.15}$$

Zur Kennzeichnung eines Atomkerns wird dessen Name in Form des chemischen Symbols, die Ordnungszahl Z, die Neutronenzahl N und die Massenzahl A angegeben. Für das Element X mit der Ordnungszahl Z und der Nukleonenzahl A schreibt man also:

$$^{A}_{Z}X_{N}: \quad ^{12}_{6}C_{6}, \quad ^{14}_{6}C_{8}, \quad ^{22}_{11}Na_{11}, \quad ^{238}_{92}U_{146} \tag{2.16}$$

Da die Ordnungszahl und das chemische Kurzzeichen eindeutig zugeordnet sind, kann man die Angabe der Ordnungszahl und der Neutronenzahl bei der Kennzeichnung eines Atomkerns auch weglassen. Verkürzt schreibt man dann:

$$^{A}X: \ ^{12}C, \ ^{14}C, \ ^{22}Na, \ ^{238}U \qquad \text{oder} \qquad \text{X-A: C-12, C-14, Na-22, U-238} \tag{2.17}$$

Kernmassen: Ein Nukleon ist fast 2000mal so schwer wie ein Elektron (m_p = 1835,97·m_e und m_n = 1836,15·m_e, s. Tab. 1.2). Seine Masse beträgt etwa $1{,}67 \cdot 10^{-27}$ kg. Die Masse eines Atoms steckt daher nahezu ausschließlich im Atomkern. Sie wird aus praktischen Gründen meist in Vielfachen der **atomaren Masseneinheit u** angegeben. Diese ist definiert als ein Zwölftel der Masse eines neutralen chemisch ungebundenen ^{12}C-Atoms.

Ihr Zahlenwert wird aus der experimentell bestimmten molaren Masse dieses Atoms und der **Avogadro-Konstante**[26] $\mathbf{N_A}$ berechnet.

---

[25] Die Bezeichnung **Proton** für den Atomkern des einfachsten Wasserstoffatoms geht auf Lord Rutherford zurück, der diesen Namen (er kommt aus dem Griechischen und bedeutet "Das Erste") 1919 einführte.

[26] **Lorenzo Romano Amedeo Carlo Avogadro** (9. 8. 1776 - 9. 7. 1858), italienischer Adliger aus Turin, Physiker, Mathematiker und Jurist, grundlegende Arbeiten zur mathematischen Physik. Die nach ihm benannte Avogadro-Konstante N_A ist der Quotient der Teilchenzahl in einer Stoffmenge und dieser Stoffmenge (Teilchen/Mol). Ihr Zahlenwert ist $N_A = 6{,}022114199 \cdot 10^{23} mol^{-1}$.

$$1\text{u} = \frac{m_C}{12} = \frac{m_{mol,exp}(^{12}C)}{12} \cdot \frac{1}{6{,}022 \cdot 10^{23}/\text{mol}} = 1{,}661 \cdot 10^{-27}\,\text{kg} \qquad (2.18)$$

Der exakte Wert der atomaren Masseneinheit beträgt u = 1,660 538 73(13)·10^{-27} kg (s. auch Anhang, Tab. 18.2.1). Das entsprechende Energieäquivalent hat den Wert:

$$1\ \text{u}\cdot c^2 = 931{,}50157\ \text{MeV} \qquad (2.19)$$

Da Neutronen- und Protonenmasse ungefähr gleich sind, gibt die Summe von N und Z, die Nukleonenzahl A, auch näherungsweise die Masse des Kerns in dieser atomaren Masseneinheit u an. A heißt deshalb auch **Massenzahl**.

Kernradien: Der Radius der Nukleonen beträgt etwa 1,3 Femtometer (1 Femtometer = 1fm = 10^{-15}m). Kerndurchmesser werden aus Streuexperimenten experimentell bestimmt. Werden dazu geladene Teilchen wie Elektronen verwendet, erhält man als Ergebnis der Streuexperimente die Ladungsverteilungen im Atomkern. Verwendet man Teilchen, die auch der starken Wechselwirkung unterliegen, so erhält man Informationen über die Nukleonenverteilungen. Atomkerne haben keinen scharfen Rand sondern zeigen eine vom Messverfahren abhängige Oberflächenunschärfe. Angaben über Kernradien nach den unten aufgeführten Formeln sind daher nur Näherungswerte, die die Größenordnung der Kernradien beschreiben sollen. Detaillierte Ausführungen zur Kernradienbestimmung finden sich z. B. in [Mayer-Kuckuk/K]. Der Kernradius nimmt wegen der dichten Nukleonenpackung mit der dritten Wurzel der Nukleonenzahl A zu (s. unten: Dichte der Kernmaterie).

$$R_{kern} = r_0 \cdot A^{1/3} \quad \text{mit} \quad r_0 = 1{,}3 \cdot 10^{-15}\ \text{m} \qquad (2.20)$$

Typische Kernradien (einige fm) und Hüllenradien des gleichen Atoms (einige 10^{-10} m) unterscheiden sich daher etwa um den Faktor 10^4 bis 10^5.

$$r_{Hülle}/r_{Kern} \approx 10'000 : 1 \quad \text{bis} \quad r_{Hülle}/r_{Kern} \approx 100'000 : 1 \qquad (2.21)$$

Ein anschaulicher Vergleich in makroskopischen Dimensionen verdeutlicht diese Verhältnisse. Für eine Kerngröße von 1 mm hätte die Hülle den Außendurchmesser von 100 m (Abmessungen wie Sandkorn und 100-m-Bahn!). Das Elektron hat nach heutiger Kenntnis einen Durchmesser von weniger als 10^{-19} m, ist daher um mindestens den Faktor 10'000 kleiner als ein Nukleon. Es wird daher wie die anderen Elementarteilchen als punktförmig betrachtet. Das Atom ist also ein nahezu leeres Gebilde. Seine Außenabmessungen werden durch die äußerste Elektronenbahn in der Hülle bestimmt. Der Atomkern ist im Vergleich dazu fast punktförmig, er enthält aber beinahe die gesamte Masse des Atoms.

Beispiel 3: Der Radius eines J-131-Atomkerns beträgt nach Gl. (2.20) r(131-J) = 6,6 · 10^{-15} m, der Kernradius eines Uranatoms ist r(U-238) = 8,06 · 10^{-15} m und der Kernradius eines leichten Sauerstoff-16-Kerns ist r(O-16) = 3,3 · 10^{-15} m.

Dichte der Kernmaterie*

Aus Kernvolumen und Kernmasse kann man die Dichte der Kernmaterie abschätzen. Vernachlässigt man die Massenunterschiede zwischen Proton und Neutron und den Massendefekt (Massenverlust bei der Nukleonenbindung, s. u.), so gilt für die Masse eines Kerns aus A Nukleonen:

$$m_{Kern} \approx A \cdot m_{p,n} \tag{2.22}$$

Sein Volumen erhält man mit Gl. (2.21) zu:

$$V_{Kern} = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r_{Kern}^3 = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot (r_0 \cdot A^{1/3})^3 = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r_0^3 \cdot A \tag{2.23}$$

Die Dichte der Kernmasse ρ erhält man aus diesen Gleichungen zu:

$$\rho = \frac{m_{Kern}}{V_{Kern}} \approx 2{,}5 \cdot 10^{17}\,\mathrm{kg/m^3} = 2{,}5 \cdot 10^{14}\,\mathrm{g/cm^3} \tag{2.24}$$

Kernmaterie hat also eine extrem hohe und von der Massenzahl A des Atomkerns unabhängige Dichte. Diese ist um ungefähr 14 Zehnerpotenzen größer als die Dichte von Wasser (ρ ≈1 g/cm^3). Die hohe Dichte der Kernmaterie bedeutet unter anderem, dass sich die Nukleonen in unmittelbarem Kontakt zueinander im Atomkern befinden müssen. Dies ist nur möglich, wenn die Nukleonen durch sehr starke und kurzreichweitige Kernkräfte aneinander gebunden werden. Die Reichweite dieser anziehenden Kernkräfte liegt in der Größenordnung des Nukleonendurchmessers (≈ 2 fm). Anders als die weitreichende elektrostatische Coulombanziehung setzt die starke Kernkraft bei größeren Entfernungen schlagartig aus, so dass freie Nukleonen schon wenige Femtometer neben einem Atomkern nicht mehr gebunden sind.

Viele Atomkerne ähneln deshalb kompakten, scharf begrenzten Kugeln. Die Kernkräfte müssen die starken abstoßenden elektrischen Kräfte (Coulombkräfte) zwischen den gleichnamig geladenen Protonen übertreffen, die andernfalls den Atomkern sofort instabil werden ließen. Die gegenseitige Bindung der Nukleonen ist wesentlich stärker als die der weitreichenden elektrischen Kräfte, die zwischen elektrisch geladenen Teilchen wirken. Wechselwirkungen zwischen Nukleonen werden deshalb als **starke Wechselwirkungen** bezeichnet. Die relative Stärke der Kernkräfte in der Nähe des Kerns ist bei gleicher Entfernung etwa 100mal so groß wie die der elektrischen Coulombkraft. Die Kernkräfte sind außerdem kurzreichweitige Paarkräfte, sie wirken also jeweils nur zwischen zwei Nukleonen, die sich in unmittelbarem Kontakt befinden.

2.3.1 Atomkernmodelle

Atomkerne müssen wie Atomhüllen durch geeignete Modelle beschrieben werden. Bei der Bildung der Atomhülle bestimmt die zentrale Coulombkraft den Zusammenhalt von Elektronen und Atomkern. Eine solche Zentralkraft ist im Atomkern auf den ersten Blick nicht feststellbar. Das wichtigste quantitative Atomkernmodell behandelt wegen des Fehlens dieser zentralen Anziehungskraft und einiger anderer formaler Übereinstimmungen die Nukleonen wie Teilchen in einer Flüssigkeit. Das entsprechende Modell wird als **Flüssigkeitströpfchen-Modell** (engl.: liquid drop model) bezeichnet. Es hat sehr große Dienste bei der Berechnung der mittleren Bindungsenergien der Atomkerne, der Erklärung der Kernspaltung und der Instabilität der Atomkerne geleistet und soll deshalb kurz im Folgenden dargestellt werden.

Das Tröpfchenmodell*

Die dichte Packung der Nukleonen im Atomkern ähnelt tatsächlich der Anordnung der Moleküle in einem Flüssigkeitstropfen. Kernmaterie ist wie eine Flüssigkeit auch nicht weiter zu verdichten, da die Kernkräfte bei höherer Annäherung der Nukleonen ähnlich wie bei starren Kugeln abstoßend werden. Die kurze Reichweite der Bindungskräfte der Nukleonen entspricht den molekularen Kräften, die eine Flüssigkeit zusammenhalten. Wie bei der Kondensation einer Flüssigkeit wird beim Zusammentreffen von Nukleonen eine Art Kondensationswärme frei (die Bindungsenergie). Die Nukleonen an der Oberfläche des Atomkerns erfahren darüber hinaus eine zurückhaltende Oberflächenspannung, die den Austritt aus dem Kernverband erschwert. Dies entspricht formal der Oberflächenspannung eines Flüssigkeitstropfens, die den Tropfen am Auseinanderfließen hindert. Zur Aufstellung der Kernbindungsenergiebilanz betrachtet man den Kern also als einen inkompressiblen Flüssigkeitstropfen, der durch kurzreichweitige Paarkräfte zusammengehalten wird. Die Gesamtbindungsenergie B_{tot} setzt sich aus 5 Einzelbeiträgen zusammen:

$$B_{tot} = B_{Kond} + B_{Oberfl.} + B_{Coulomb} + B_{Asym.} + B_{Paar} \tag{2.25}$$

Der erste Bestandteil wird als Kondensations- oder Volumenenergie bezeichnet. Er ist analog zur Energie, die bei der Kondensation einer Flüssigkeit aus einer gasförmigen Substanz frei wird. Dieser Energieanteil ist proportional zur kondensierenden Masse bzw. zur Zahl der kondensierenden Teilchen A. Mit der empirisch festgelegten Proportionalitätskonstanten a_{vol} erhält man:

$$B_{Kond} = a_{vol} \cdot A = 15{,}85\ \text{MeV} \cdot A \tag{2.26}$$

Da die Nukleonen an der Kernoberfläche weniger Nachbarn haben als die Nukleonen im Kerninneren, sind sie auch entsprechend weniger stark gebunden. Dieser Bindungsenergieverlust ist proportional zur Kernoberfläche. Für den Fall eines kugelför-

migen Kerns mit dem Radius R erhält man wegen $O = 4\pi \cdot R^2$ zusammen mit Gleichung (2.20) und der empirischen Konstanten $a_{Oberfl.}$:

$$B_{Oberfl.} = - a_{Oberfl.} \cdot A^{2/3} \quad = - 18{,}34 \text{ MeV} \cdot A^{2/3} \tag{2.27}$$

Der dritte Energieanteil betrifft die abstoßenden Coulombkräfte zwischen den Protonen im Kern. Diese Coulombkraft lockert ebenfalls die Bindung. Da die Coulombenergie einer gleichförmig geladenen Kugel umgekehrt proportional zum Radius der Kugel und direkt proportional zum Quadrat der Kernladung $q = e_0 \cdot Z$ ist, erhält man wieder mit einer Proportionalitätskonstanten $a_{Coulomb}$ als Coulombenergieverlust zusammen mit Gleichung (2.20) für den Radius R:

$$B_{Coulomb} = - a_{Coulomb} \cdot A^{-1/3} \cdot Z^2 \approx - 0{,}67 \text{ MeV} \cdot A^{-1/3} \cdot Z^2 \tag{2.28}$$

Betrachtet man die empirische Abhängigkeit der Bindungsenergien vom Unterschied der Neutronenzahl N und der Protonenzahl Z, dem **Neutronenüberschuss** N-Z, so stellt man fest, dass Kerne mit einem von Null verschiedenen Neutronenüberschuss weniger stark gebunden sind als symmetrische Kerne. Man verwendet deshalb als vierten Energiebeitrag einen Ausdruck, der diese Bindungsverminderung bei Neutronen-Protonen-Asymmetrie beschreibt, die Asymmetrieenergie. Für sie erhält man mit der Proportionalitätskonstanten $a_{Asymm.}$ den Wert:

$$B_{Asymm.} = - a_{Asymm.} \cdot \frac{(N - Z)^2}{4A} \approx - 92{,}86 \text{ MeV} \cdot \frac{(N - Z)^2}{4A} \tag{2.29}$$

Der fünfte, ebenfalls empirisch festgestellte Energiebeitrag ist die Paarungsenergie. Man hat festgestellt, dass Kerne dann besonders stabil sind, wenn sowohl die Neutronenzahl als auch die Protonenzahl gerade sind, also keine ungepaarten Nukleonen im Kern zu finden sind. Der Paarungsenergiebeitrag B_{paar} ist umgekehrt proportional zur Massenzahl A und außerdem unterschiedlich in gg-Kernen (Neutronen und Protonen gerade), in ug- und gu-Kernen (entweder Neutronen oder Protonen ungepaart) und in uu-Kernen (beide Nukleonenarten ungepaart).

$$B_{Paar} = a_{Paar} / \sqrt{A} \tag{2.30}$$

$$a_{Paar} = 11{,}46 \text{ MeV} \qquad \text{für gg-Kerne} \tag{2.31}$$

$$a_{Paar} = 0 \qquad \text{für gu-Kerne und ug-Kerne} \tag{2.32}$$

$$a_{Paar} = -11{,}46 \text{ MeV} \qquad \text{für uu-Kerne} \tag{2.33}$$

Zusammen erhält man als Bindungsenergieformel des Tröpfchenmodells in der Einheit MeV also:

$$B_{tot} = 15{,}85 \cdot A - 18{,}34 \cdot A^{2/3} - 0{,}67 \cdot A^{-1/3} \cdot Z^2 - 92{,}86 \frac{(N - Z)^2}{4A} + \frac{a_{Paar}}{\sqrt{A}} \qquad (2.34)$$

Diese Formel wurde erstmals von ***Bethe*** und ***Weizsäcker*** 1935 aufgestellt. Die Proportionalitätskonstanten werden an die empirisch festgestellten Bindungsenergien der Kerne angepasst und variieren daher etwas je nach dem für die Anpassung verwendeten Massenzahlbereich. Kerne sind stabil, wenn ihre Bindungsenergie nach Formel (2.34) ein Minimum erreicht; sie sind dagegen instabil und somit radioaktiv, wenn sie eine höhere Energie enthalten. Mit Hilfe der Bethe-Weizsäcker-Formel kann man für verschiedene Nukleonenzahlkonfigurationen die Bindungsenergie berechnen. Für ein konstantes A, also isobare Atomkerne, hängt die Bindungsenergie nach dem Tröpfchenmodell (Gl. 2.34) quadratisch von der Ordnungszahl der betrachteten Kerne ab. Diese quadratische Ordnungszahlabhängigkeit ist von zentraler Bedeutung für die Betainstabilität von Kernen (vgl. dazu die Ausführungen zu den Beta-Umwandlungen in Abschnitt 3.1).

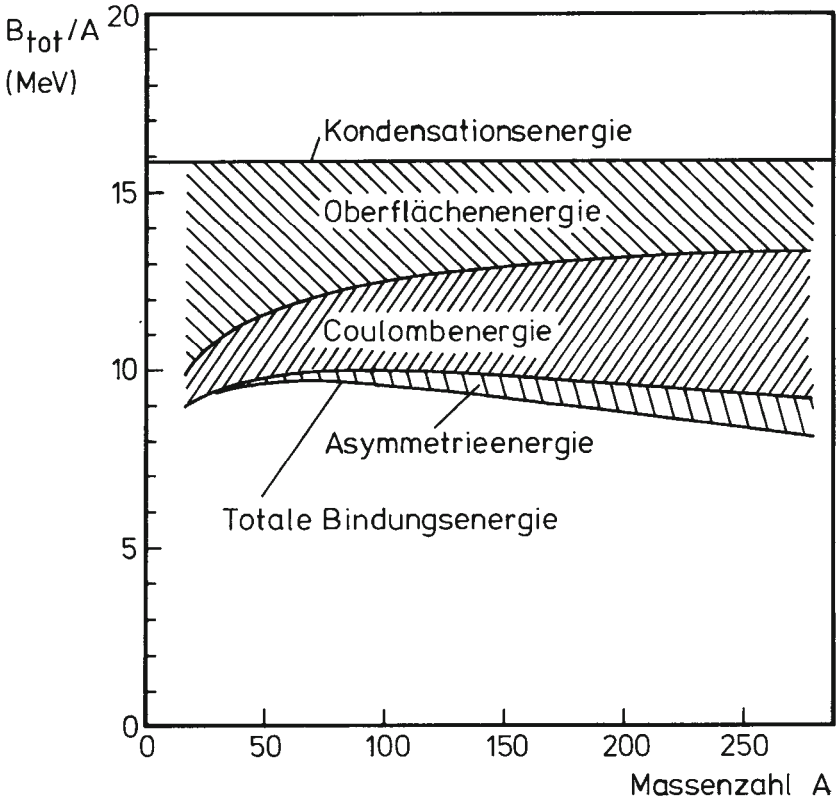


Fig. 2.8: Mittlere Bindungsenergie pro Nukleon B/A für Atomkerne ohne Paarungsenergie als Funktion der Massenzahl, berechnet mit den ersten vier Termen der Bethe-Weizsäcker-Formel (Gl. 2.34).

Das Tröpfchenmodell ist imstande, global die Stabilität von Atomkernen vorherzusagen. Atomkerne sind nach diesem Modell nur dann stabil, d. h. sie haben nur dann im Vergleich zu ihren Nachbarnukliden eine minimale Energie, wenn sie eine ausgewogene Anzahl Neutronen und Protonen enthalten. Bei leichten stabilen Kernen müssen dazu Neutronen- und Protonenzahl etwa gleich sein. Mit zunehmender Massenzahl ist für die Stabilität ein allmählich zunehmender Neutronenüberschuss erforderlich, der bei den schweren Atomkernen (um A = 200) bis zu 50% betragen kann. Ist das Neutronen-Protonen-Gleichgewicht gestört, nimmt die Gesamtbindungsenergie ab; die Atomkerne werden instabil. Sie verändern dann durch radioaktive Umwandlung je nach Neutronenüberschuss oder -mangel solange ihre Protonen- bzw. Neutronenzahl, bis ihre Bindungsenergie das Minimum erreicht.

Weitere Kernmodelle: Da die Parameter des Tröpfchenmodells nur an einige Atomkerne angepasst werden, versagt es bei der Vorhersage der exakten Bindungsenergien individueller Atomkerne aus anderen Massenzahlbereichen und vor allem bei der Berechnung der Veränderungen der Bindungsenergie beim Zufügen oder Entfernen einzelner Nukleonen. Insbesondere sind keine quantitativen Aussagen bei Anregungen von Atomkernen zu erwarten. Auch im Atomkern können nämlich bei Anregungen ähnlich wie in der Hülle diskrete Zustände einzelner Nukleonen auftreten, deren Energien charakteristisch für das betrachtete Nuklid sind, und die mit dem Modell einer Kernflüssigkeit natürlich nicht zu beschreiben sind. Bei bestimmten Massenzahlen, den **magischen Nukleonenzahlen**, treten besonders hohe Bindungsenergien auf. Ein ähnliches Phänomen ist schon aus der Hüllenphysik bekannt. Dort sind die Bindungsenergien immer dann besonders groß, wenn Elektronenschalen gerade voll besetzt sind; man bezeichnet dies als Edelgaskonfiguration. Die magischen Zahlen im Atomkern sind ebenso wenig wie die Einzelnukleonenzustände durch das Tröpfchenmodell zu erklären.

Die quantitative Deutung dieser Ergebnisse gelang 1949 mit der Entwicklung des **Kernschalenmodells** durch ***Goeppert-Mayer***[27], ***Haxel***, ***Jensen***[28] und ***Süß***. In diesem Schalenmodell wird die gegenseitige paarweise auftretende Nukleonenbindung in einen gemeinsamen zentralen Anteil und die so genannten Restwechselwirkungen aufgeteilt, so dass die Nukleonen wenigstens teilweise eine zentrale Kraft spüren. Wegen verschiedener quantitativer Schwierigkeiten dieses Schalenmodells bei der Deutung von Kernreaktionen wurden im Laufe der Zeit noch weitere wichtige Kernmodelle entwickelt, wie das **Fermigasmodell**, das **Kollektive Kernmodell** (von Bohr, Nielsson, Mottelson u. a.), das eine Art Synthese von Tröpfchenmodell und Schalen-

---

[27] **Maria Goeppert-Mayer** (28. 06. 1906 - 1972), amerikanische Physikerin, arbeitete an Theorien zur Struktur des Atomkerns. Sie erhielt 1963 zusammen mit J. Jensen den Physiknobelpreis "für ihre Entdeckung der nuklearen Schalenstruktur".

[28] **J. Hans Daniel Jensen** (25. 06. 1907 - 1973), deutscher Physiker, erhielt 1963 zusammen mit Goeppert-Mayer und zeitgleich mit E. P. Wigener den Nobelpreis für Physik "für ihre Entdeckung der nuklearen Schalenstruktur".

modell darstellt, und das vor allem für die Deutung von Kernreaktionen erfolgreiche **Optische Kernmodell,** mit dem besonders die Absorption von Nukleonen bei Kernreaktionen quantitativ beschrieben werden kann. Ausführliche Darstellungen aller Kernmodelle befinden sich u. a. in [Mayer-Kuckuk/K]. In den weiteren Ausführungen werden im Wesentlichen nur Aussagen des Tröpfchenmodells verwendet.

2.3.2 Bindungsenergie und Massendefekt von Atomkernen

Soll ein Nukleon aus dem Kernverband entfernt werden, so muss gegen die anziehenden Kernkräfte Arbeit geleistet werden. Bindungsenergien hängen von der Zahl der Nukleonen im Kern und dem Protonen-Neutronen-Verhältnis ab (s. Gl. 2.34). Die mittlere Bindungsenergie von Nukleonen ist wegen der Stärke der Kernkräfte wesentlich größer als die der Hüllenelektronen. Sie liegt in der Größenordnung von 6 - 8 MeV pro Nukleon (s. Fig. 2.9). Bei der Bildung von Atomkernen durch Einfang von freien Nukleonen (Fusion) wird diese Bindungsenergie frei. Sie wird meistens in Form von Gammastrahlung freigesetzt. Die Energie dieser Gammastrahlung entstammt der Masse der Nukleonen entsprechend dem Äquivalenzprinzip von Masse und Energie (Gl. 1.4). Bei der Atomkernsynthese tritt also ein Massenschwund ein, der als **Massendefekt** bezeichnet wird. Er erreicht bei den Zinnisotopen (Z = 50) etwa eine atomare Masseneinheit (≈ 1 u) und beträgt bei den Uranisotopen, den schwersten natürlichen Nukliden (Z = 92), sogar fast zwei Masseneinheiten, also etwa 1% der Kernmasse. Kerne sind deshalb immer leichter als die Massensumme ihrer Bestandteile. Solche Rechnungen kann man für alle Atomkerne durchführen, deren Massen experimentell ausreichend genau bekannt sind.

Beispiel 4: Berechnung des Massendefektes für das 12-C-Atom. Zur Bildung eines vollständigen 12-C-Atoms werden 6 Protonen, 6 Neutronen und 6 Elektronen benötigt. Für diese Teilchen findet man mit den Massen in Tab. (1.2) und der Umrechnung in atomare Masseneinheiten nach Gleichung (2.19):

$$m(n) = 1{,}008665012 \text{ u}$$

$$m(p) = 1{,}007276470 \text{ u}$$

$$m(e) = 0{,}000548503 \text{ u}$$

Für 6 Protonen, 6 Neutronen und 6 Elektronen erhält man damit die folgende Massenbilanz:

Masse von 6 Neutronen:	m(6n) = 6,051990 u
Masse von 6 Protonen:	m(6p) = 6,043656 u
Masse von 6 Elektronen:	m(6e) = 0,003291 u
Summe:	m(tot) = 12,098937 u

Wegen der Definition der atomaren Masseneinheit (Gl. 2.18) hat das C-12-Atom genau die Masse 12 u. Der Massendefekt zwischen vollständigem C-12-Atom und der Masse seiner

Bestandteile beträgt also 0,098937 u. Wenn man diese Massendifferenz mit der Einsteinformel in eine Energie umrechnet, erhält man einen Energieverlust bei der Bildung des C-12-Atoms von 92,16 MeV. In dieser Berechnung sind die Bindungsenergien der Elektronen vernachlässigt. Sie betragen nach Tab. (2.2) nur 249 eV in der K-Schale und zwischen 5 und 13 eV in der L-Schale. Der C-12-Kern besteht aus 12 Nukleonen. Die mittlere Bindungsenergie pro Nukleon hat somit den Wert E(B) = 92,16/12 = 7,68 MeV/Nukleon.

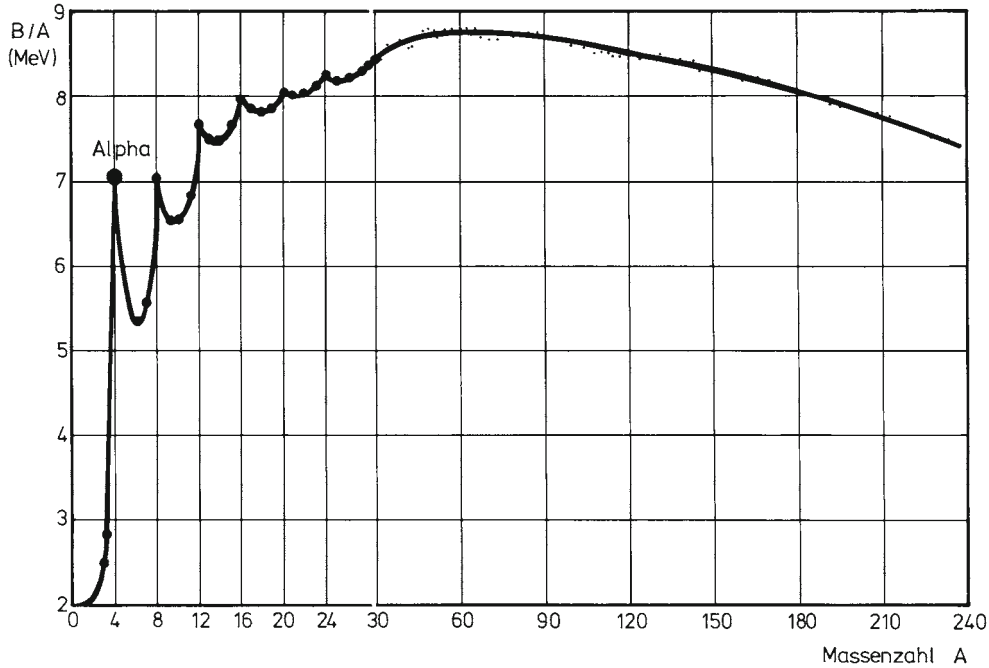


Fig. 2.9: Experimentelle mittlere Bindungsenergien pro Nukleon B/A für die stabilen Atomkerne und die primordialen Radionuklide als Funktion der Massenzahl A. Alpha: Bindungsenergie für das α-Teilchen (nach [Evans 55]). Die Massenachse ist ab A = 30 gestaucht.

Experimentell werden Kernmassen mit dem Massenspektrographen bestimmt. Dabei werden mehrfach ionisierte Atome in elektrischen und magnetischen Feldern nach ihrer Masse getrennt. Aus ihrer Flugbahn und den bekannten Feldstärken können die Massen der Ionen bestimmt werden. Da die Kerne bei diesem Verfahren einen Teil ihrer Elektronenhülle behalten, müssen an den experimentellen Ergebnissen Korrekturen für die Zahl der verbliebenen Elektronen und deren Bindungsenergien angebracht werden.

Einen grafischen Überblick über experimentell bestimmte mittlere Bindungsenergien pro Nukleon als Funktion der Massenzahl A gibt Fig. (2.9). Der globale Energieverlauf stimmt sehr gut mit den Vorhersagen des Tröpfchenmodells überein, allerdings

zeigen sich die oben schon erwähnten "lokalen" Energieabweichungen. In dieser Aufstellung sind die stabilen Nuklide sowie die primordialen Radionuklide enthalten. Letztere sind instabile (radioaktive) Atomkerne, die während der Bildung der irdischen Materie entstanden sind wegen ihrer großen Lebensdauer aber noch heute auf der Erde zu finden sind (s. Abschn. 3.3.2). Je stärker ein Nukleon im Mittel gebunden ist, d. h. je größer seine Bindungsenergie ist, umso höher befindet es sich in dieser Darstellung.

Die höchsten mittleren Bindungsenergien findet man bei den Atomkernen um Z = 20 - 30. Der Atomkern mit der höchsten mittleren Bindungsenergie aller Nuklide ist ^{56}Fe. Zu den leichten Kernen hin nimmt die mittlere Bindungsenergie stark ab, mit einer besonders drastischen Abnahme unterhalb von Z = 10. Oberhalb von Z = 30 nimmt die mittlere Bindungsenergie allmählich von etwa 9 MeV/Nukleon auf Werte um 7 MeV/Nukleon ab. Zunehmende Bindungsenergie bedeutet einen höheren Massendefekt, der bei der Bildung der Atomkerne in Form von überschüssiger Energie den Kern verlässt. Die freiwerdende Bindungsenergie wird als Energiegewinn nach außen abgegeben. Sie kann z. B. in Kraftwerken zur Energiegewinnung verwendet werden. Die Unterschiede in den Bindungsenergien für die verschiedenen stabilen Isotope einer Ordnungszahl sind oberhalb von Z = 25 so gering, dass sie in Fig. (2.9) nicht mehr getrennt darzustellen sind. Für die Zinnisotope beträgt der maximale Energieunterschied weniger als 5%.

Energiegewinn durch Fusion und Spaltung

Nach Fig. (2.9) gibt es zwei prinzipielle Möglichkeiten des Energiegewinns bei Veränderungen der Ordnungszahl, die Verschmelzung leichter Kerne zu schwereren Isotopen oder die Spaltung schwerer Kerne in mittelschwere Bruchstücke. Die Kernverschmelzung wird auch als **Kernfusion** bezeichnet. Durch die Verschmelzung leichter Nuklide zu schwereren Kernen und die sukzessive Anlagerung weiterer Nukleonen ist es im Verlauf der Entstehung des Kosmos zur Ausbildung der heute bekannten schweren Elemente gekommen. Die Verschmelzung eines Deuteriumkerns mit einem Tritiumkern führt beispielsweise zur Freisetzung von knapp 18 MeV Bindungsenergie in Form kinetischer Energie der Reaktionsprodukte.

$$d + t = {}^{4}He + n + 17{,}6\ \text{MeV} \tag{2.35}$$

Bei der **Kernspaltung** schwerer Kerne im Massenzahlbereich um A ≈ 235 entstehen in der Regel zwei asymmetrische Bruchstücke, die Spaltfragmente, mit Massenzahlen um 90-100 und 130-140 (s. Fig. 3.16, Abschn. 3.1.7). Auch beim Spaltprozess wird Energie frei. Obwohl der Bindungsenergiegewinn pro Nukleon bei der Kernspaltung nur etwa 1 MeV beträgt (s. Fig. 2.9), ist der Gesamtenergiegewinn wegen der hohen Zahl beteiligter Nukleonen beim einzelnen Spaltprozess größer als bei einem Fusionsvorgang. Er liegt, wie das Beispiel der neutroneninduzierten Spaltung des ^{235}U in Gl.

(2.36) zeigt, in der Größenordnung von 200 MeV pro Spaltung, ist also um mehr als den Faktor 10 größer als der Energiegewinn bei der Kernverschmelzung in Gl. (2.35).

$$^{235}U + n = {}^{93}Sr + {}^{140}Xe + 3n + 198\ MeV \qquad (2.36)$$

Kontrollierte, d. h. gesteuerte und geregelte Kernspaltung wird in Kernreaktoren zur Energiegewinnung ausgenutzt, unkontrollierte Kernspaltung ("Atombomben") und unkontrollierte Kernfusion ("Wasserstoffbomben") in der Waffentechnik.

2.3.3 Anregung von Atomkernen und Separation von Nukleonen

Durch Energiezufuhr von außen können Atomkerne ähnlich wie die Elektronenhülle angeregt werden. Dabei kann der Atomkern als Ganzer die übertragene Energie übernehmen. Er wird durch die Energiezufuhr quasi "aufgeheizt". Seine Nukleonen erhalten bei der Anregung wie in einem erhitzten Gas eine zusätzliche "thermische" Energie. Durch zufällige Konzentration der Anregungsenergie auf ein einzelnes Nukleon kann es wie beim Erhitzen einer Flüssigkeit zum Abdampfen einzelner Nukleonen kommen. **Nukleonenabdampfreaktionen** sind unter anderem an der für Kernreaktionen vergleichsweise langen Energieumverteilungszeit von 10^{-15} - 10^{-16} s zu erkennen.

Die auf den Atomkern übertragene Energie kann auch zu **kollektiven Anregungszuständen** des Atomkerns führen. Bei solchen Anregungen führt der Atomkern als ganzer Schwingungen, Rotationen oder Vibrationen aus, die manchmal den Schwingungen eines wassergefüllten Luftballons ähneln. Viele Atomkerne haben im Grundzustand Kugelform, manche sind leicht ellipsoid oder scheibenförmig. Angeregte Atomkerne können bei genügender Anregungsenergie dagegen die Form flacher Rotationsellipsoide oder sogar Zigarrenform annehmen. Bei extremen Schwingungsamplituden kann der Atomkern in der Mitte auch mehr oder weniger einschnüren. Ist die Einschnürung so stark, dass sich zwei nahezu getrennte Atomrümpfe bilden, so überwiegt die starke Coulombabstoßung der beiden Teilkerne die kurzreichweitigen nuklearen Bindungskräfte. Die Abschnürung wird dadurch so verstärkt, dass es zur **Kernspaltung**, also einem Auseinanderreißen des Kerns kommt (Fig. 3.16). Die mittleren Energiebilanzen bei der Kernspaltung können übrigens gut mit der Theorie des Tröpfchenmodells berechnet werden.

Die zur Separation eines einzelnen Nukleons erforderliche Energie ist nicht identisch mit den nach dem Tröpfchenmodell berechneten mittleren Bindungsenergien der Nukleonen, die aus dem Massendefekt und der Nukleonenzahl bestimmt werden. Bindungsenergien eines einzelnen Nukleons werden aus der Differenz der Bindungsenergie der Atomkerne mit der Massenzahl A und der Massenzahl (A-1) berechnet. Dabei muss auch berücksichtigt werden, dass Protonen und Neutronen wegen der zusätzlichen Coulombenergie der Protonen und gepaarte oder ungepaarte Nukleonen verschieden stark gebunden sind. Reicht der Energieübertrag nicht zur Separation eines Nukleons aus, so wird es wie ein angeregtes Hüllenelektron auf höhere Energiezu-

stände angehoben. Beim Rücksprung aus diesen angeregten Einzelnukleonenzuständen wird wie bei der kollektiven Abregung der Atomkerne die überschüssige Energie in der Regel in Form von Gammastrahlung freigesetzt. Die Energie der Gammastrahlung ist charakteristisch für das Nuklid. Sie wird in der Kernspektroskopie zur Untersuchung und Deutung der Kernstruktur herangezogen.

Anregungszustände von Atomkernen werden ähnlich wie bei der Notation der Atomhüllenübergänge durch **Termschemata** bildlich dargestellt (vgl. dazu Fig. 2.6). Diese sind grafische Darstellungen, bei denen der Grundzustand in Form einer waagrechten Linie, die angeregten Zustände als darüber liegende horizontale Linien markiert werden. Diese Linien werden je nach Verwendungszweck mit der Nukleonenkonfiguration, den Anregungsenergien (also den Energiedifferenzen zum Grundzustand des betrachteten Nuklids), der Halbwertzeit oder Lebensdauer der Zustände und sonstigen zur Beschreibung des Anregungszustandes wichtigen Daten gekennzeichnet. Wesentliche Unterschiede zu den Hüllentermschemata sind der andere Energiebereich von Kernzuständen (Nukleonenanregungen haben typischerweise Energien im MeV-Bereich) und die in der Regel zumindest für "Nicht-Kernphysiker" vergleichsweise unsystematische Reihenfolge der Energieniveaus, die durch komplizierte Nukleonenkonfigurationen zustande kommt (vgl. dazu die Beispiele bei den radioaktiven Umwandlungen in Kap. 3).

Bei manchen Kernreaktionen wird die Anregungsenergie unmittelbar auf ein einzelnes Nukleon übertragen. Bei genügender Energiezufuhr kann das getroffene Nukleon dann den Atomkern verlassen, es wird separiert. Solche Wechselwirkungen werden als **Direktreaktionen** bezeichnet. Sie laufen in wesentlich kürzeren Zeiten als die oben beschriebenen kollektiven Prozesse ab. Typische Zeiten liegen in der Größenordnung von 10^{-22} s. Das ist die Zeitspanne, die in etwa der Durchlaufzeit eines sich fast mit Lichtgeschwindigkeit bewegenden Beschussteilchens durch das Kernvolumen entspricht[29].

Zusammenfassung

- **Atomkerne sind aus Neutronen und Protonen zusammengesetzt, die durch die Restwechselwirkungen aus der starken Wechselwirkung zwischen den Nukleonenbausteinen Quarks aneinander gebunden sind.**

---

[29] Bei einem Kerndurchmesser d von etwa 10^{-14} m und einer Teilchengeschwindigkeit v knapp unterhalb der Lichtgeschwindigkeit ($3\cdot10^8$ m/s) erhält man als Abschätzung für die Aufenthaltszeit des Beschussteilchens im Kernvolumen $t \approx d/v = 10^{-14}\text{m}/(3\cdot10^8\ \text{m/s}) = 0{,}3\cdot10^{-22}\text{s}$. Die Zeit, die zur Passage eines Protons mit Lichtgeschwindigkeit benötigt wird, ergibt sich aus der gleichen Rechnung zu $t \approx 0{,}9\cdot10^{-23}\text{s}$. Sie wird als Elementarzeit bezeichnet und hat eine große Bedeutung in der Astro- und Elementarteilchenphysik.

- **Kernkräfte sind kurzreichweitige Paarkräfte, die Nukleonen in unmittelbarem Kontakt aneinander binden. Kernmaterie hat deshalb eine extrem hohe Dichte.**
- **Mit zunehmender Massenzahl wird für die Stabilität der Kerne ein anwachsender Neutronenüberschuss benötigt, der bei schweren Kernen bis etwa 50% betragen kann.**
- **Wegen des Fehlens einer primären zentralen Kernkraft werden Atomkerne durch eine Reihe quantitativer Kernmodelle beschrieben, die je nach Anwendungszweck ausgewählt werden, aber jeweils nur Teilaspekte der Kernphysik beschreiben können.**
- **Das Tröpfchenmodell hat sich als ein für pauschale Energieberechnungen sehr geeignetes Kernmodell erwiesen, das sowohl die Stabilität als auch die Instabilität (Radioaktivität) von Atomkernen pauschal vorhersagen kann.**
- **Es versagt aber bei der Energieberechnung individueller Kerne, vor allem wenn diese sich energetisch weit entfernt vom Stabilitätsbereich befinden.**
- **Kerne können wie Atomhüllen durch Energiezufuhr in höherenergetische Zustände angeregt werden.**
- **Beim Zerfall bzw. der Abregung dieser Zustände kommt es zur Emission charakteristischer Kernstrahlung, die in der Regel Gammastrahlung ist.**
- **Wird ausreichend Energie zugeführt, können Kerne auch zur Emission von Nukleonen veranlasst werden. Dazu ist mindestens die Zufuhr der Separationsenergie des entsprechenden Nukleons nötig.**
- **Kerne können durch ausreichende Energiezufuhr auch gespalten werden.**

2.4 Wichtige Begriffe der Atom- und Kernphysik

In der Atom- und Kernphysik sowie bei der Behandlung der Radioaktivität werden spezielle Begriffe verwendet, die zur Charakterisierung von Atomen oder Atomkernen dienen. Die wichtigsten von ihnen sind:

Abregung	Abgabe von Energie eines angeregten Hüllen- oder Kernzustandes und Übergang in niederenergetische Zustände oder in den Grundzustand, also Verminderung der Energie eines atomaren Systems
Anregung	Zufuhr von Energie in ein atomares System
Antimaterie	Materieart, die entgegen gesetzte Ladungen, aber die gleiche Masse wie das entsprechende Materieteilchen besitzt. Bei Teilchenzahlbilanzen (z. B. bei den Umwandlungsgleichungen

für Betazerfälle) werden Antimaterieteilchen negativ gezählt. Beim Zusammentreffen mit entsprechenden materiellen Teilchen wird Antimaterie unter Emission von Vernichtungsstrahlung oder durch Produktion neuer Teilchen vernichtet.

Atom Gesamtheit aus Atomhülle und Atomkern

Augereffekt Emission von Hüllenelektronen beim Auffüllen innerer Elektronenlöcher als Konkurrenz zur Fluoreszenz

Baryon Schweres Teilchen (Hadron) aus 3 Quarks (Proton, Neutron) mit halbzahligem Spin

Besetzungszahl Zahl der Elektronen oder Nukleonen in einem durch einen Satz an Quantenzahlen beschriebenen Zustand

Betateilchen Synonym für Elektron oder Positron

Bindungsenergie Beim Einfang von Elektronen in der Hülle oder Nukleonen im Kern frei werdender Energieüberschuss. Zum Freisetzen des Teilchens (Separation) muss die Bindungsenergie des Teilchens wieder aufgebracht werden.

Boson Teilchen mit ganzzahligem Spin (z. B. Mesonen, Photonen)

Elektronneutrino ν_e, zählt zu den Leptonen, hat eine Masse nahe Null, übernimmt beim Betazerfall den dem Elektron oder Positron fehlenden Anteil der Zerfallsenergie und sorgt für eine korrekte Teilchenzahlbilanz.

Element Chemische Bezeichnung für Atome, die sich in chemischen Reaktionen völlig identisch verhalten. Physikalisch bestehen Elemente aus Atomen gleicher Ordnungszahl Z aber nicht notwendigerweise gleicher Massenzahl A.

Erhaltungssätze grundlegende Regeln z. B. bei Teilchenumwandlungen, die die Konstanz bestimmter Größen bei physikalischen Prozessen vorschreiben (z. B. Energie, Teilchenzahl einer bestimmten Art, elektrische Ladung, Drehimpuls, ...).

Fermion Teilchen mit halbzahligem Spin (z. B. Quarks, Leptonen, Nukleonen)

Fission Kernspaltung

Fluoreszenz Abgabe der überschüssigen Energie eines atomaren Systems durch Emission charakteristischer Photonenstrahlung aus einer angeregten Hülle oder einem angeregten Atomkern, die emittierte Photonenstrahlung ist charakteristisch für das jeweilige Atom.

Fusion Kernverschmelzung

Grundzustand Zustand minimaler Energie für Atomhüllen und Atomkerne

Hadron Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen (Mesonen aus zwei Quarks, Baryonen aus drei Quarks).

Ion Atom mit ungleicher Elektronen- und Protonenzahl, kann positiven oder negativen Ladungsüberschuss in der Elektronenhülle haben, Kennzeichnung mit chemischem Elementzeichen und der Ladungsdifferenz (z. B. Na^{+}, Cl^{-}, Fe^{2+}).

Ionisation Entfernung eines oder mehrerer Elektronen aus Atomhüllen

Isobare Nuklide mit gleicher Massenzahl (A = N+Z = const, z. B. ^{14}C, ^{14}N, ^{14}O)

Isomere Nuklide mit gleicher Massen- und Kernladungszahl aber verschiedenem Anregungszustand. Im engeren Wortsinn werden als Isomere solche Atome bezeichnet, die sich in einem angeregten, metastabilen Kernzustand oberhalb des Grundzustandes befinden und dort während einer mittleren Lebensdauer verbleiben. Eine verbindliche Grenze der Lebensdauer, bei deren Überschreiten ein Zustand als metastabil oder isomer bezeichnet wird, lässt sich nicht angeben. In der praktischen Kernphysik wird man von metastabilen Radionukliden sprechen, wenn diese auf Grund ihrer Lebensdauer eigenständig in Erscheinung treten (z. B. ^{137m}Ba, ^{99m}Tc).

Isotone Nuklide mit gleicher Neutronenzahl (N = const, z. B. ^{18}O, ^{19}F, ^{20}Ne)

Isotope Nuklide mit gleicher Protonenzahl (Z = const, z. B. ^{25}Mg, ^{24}Mg, ^{23}Mg)

Kernkräfte Restwechselwirkungskräfte, die aus der starken Kraft zwischen den Quarks resultieren und z. B. für die Bindung von Nukleonen im Atomkern zuständig sind.

Kernladungszahl Z, Zahl der Protonen in einem Atomkern

Kernreaktion Wechselwirkung von Atomkernen mit ionisierender Strahlung

Lepton Leichtes Elementarteilchen (Elektron, Positron, Neutrinos...)

Massendefekt Energie-Massen-Äquivalent, das beim Zusammenschluss von Nukleonen zu einem Kern frei wird.

Massenzahl A, Zahl der Nukleonen im Atomkern

Mesonen "mittelschwere" Hadronen aus einem Quark-Antiquarkpaar mit ganzzahligem Spin (π^0, $\pi^{\pm}$, ...)

metastabil s. isomer

Neutrinos	Gruppe elektrisch neutraler Elementarteilchen der Leptonengruppe
Neutron	Kernteilchen aus drei Quarks, ohne elektrische Ladung mit halbzahligem Spin, unterliegt der starken Wechselwirkung.
Nukleon	Kernteilchen (Neutron, Proton)
Nuklid	Atomart (Kern + Hülle), Kennzeichnung durch chemisches Symbol, Massenzahl A, Ordnungszahl Z, Neutronenzahl N, kann stabil oder instabil sein.
Ordnungszahl	Zahl der Protonen und Zahl der Elektronen in einem neutralen Atom, dient zur Einteilung der chemischen Elemente im Periodensystem (Symbol Z).
Proton	Kernteilchen aus drei Quarks, mit einer positiven elektrischen Elementarladung und halbzahligem Spin, unterliegt der starken Wechselwirkung.
Quarks	Punktförmige Elementarteilchen mit gedrittelten elektrischen Ladungen, existieren nach der Quantenchromodynamik nur als gebundene Bausteine der Baryonen und Mesonen, also nicht als freie Teilchen.
Radioaktivität	Kernumwandlung bzw. Kernzerfall
Radioisotop	Synonym für Radionuklid, wenn besonderer Wert auf die Zugehörigkeit zu einem bestimmten Element gelegt wird (gleiches chemisches Verhalten).
Radionuklid	Instabiles bzw. radioaktives Nuklid
Separation	Auslösen eines Nukleons aus dem Kernverband oder eines Elektrons aus der Atomhülle durch Energiezufuhr
Separationsenergie	Energie, die zur Abtrennung eines Elektrons aus der Atomhülle (Ionisation) oder eines Nukleons aus dem Atomkern benötigt wird.
Spin	Eigendrehimpuls eines Teilchens
Valenzelektron	Elektron in der äußersten Schale der Atomhülle bzw. der Schale mit der geringsten Bindungsenergie, ist für das chemische Verhalten des Atoms verantwortlich.

Aufgaben:

1. Berechnen Sie die maximale Elektronenzahl in der P-Schale.

2. Reicht die Energiedifferenz bei der Abregung eines Elektrons (Übergang in ein Loch der nächst inneren Schale) immer aus, die Bindungsenergie eines weiteren Elektrons in der Anregungsschale aus der Atomhülle zu entfernen (Augereffekt)? Ist dies mit Hilfe des einfachen Bohrschen Atommodells erklärbar?

3. Ab welcher Ordnungszahl übersteigt die Bindungsenergie der K-Elektronen nach dem einfachen Bohrschen Atommodell die Werte 1 keV, 10 keV und 100 keV? Ab wann ist die Energie des L-K-Übergangs größer als 50 keV?

4. Bis zu welcher Ordnungszahl übertrifft die Wahrscheinlichkeit für den Augereffekt die Photonenemissionswahrscheinlichkeit beim Auffüllen eines "Elektronen-Loches" in der K-Schale? Wie sind die Verhältnisse von Augerelektronenemission und Photonenfluoreszenz bei Ionisationen in den äußeren Elektronenschalen?

5. Wieso nimmt bei Unterstellung einer konstanten Dichte der Kernmaterie der Kernradius mit $A^{1/3}$ zu?

6. Erklären Sie den Begriff Isobarenparabel und begründen Sie dies mit der Weizsäckerschen Bindungsenergieformel.

7. Hängt die Öffnung der Isobarenparabel von der Massenzahl der betrachteten Isobarenreihe ab?

8. Warum werden für die Energiegewinnung durch Kernspaltung schwere Kerne aus dem Aktinidenbereich mit Massenzahlen um 230-240, für die Kernfusion dagegen sehr leichte Kerne verwendet?

3 Radioaktivität

Dieses Kapitel gibt eine Einführung in die Grundlagen der radioaktiven Umwandlungen. Nach einer kurzen Erläuterung der Terminologie und einem Überblick über die Karlsruher Nuklidkarte werden die einzelnen Umwandlungsarten erläutert. Für jede Umwandlungsart finden sich ein Abschnitt mit der Energie- und Massenbilanz der jeweiligen Zerfallsart sowie praktische Beispiele. Der zweite Teil dieses Kapitels befasst sich mit dem Zeitgesetz für die radioaktiven Umwandlungen, der Aktivitätsanalyse und den Möglichkeiten zur Halbwertzeitmessung. Im dritten und vierten Teil werden die natürliche und die künstliche Radioaktivität dargestellt.

3.1 Radioaktive Umwandlungsarten

Atomkerne heißen **radioaktiv**, wenn sie spontan unter Strahlungsemission und Energieabgabe aus einem instabilen Zustand in eine stabilere Konfiguration oder Struktur übergehen. Die zeitliche Abfolge dieser Umwandlungen erfolgt statistisch und ist für einen individuellen Atomkern nicht vorhersagbar. Finden die Kernumwandlungsprozesse ohne vorherige Einwirkung auf den Atomkern statt, so bezeichnet man dies als **natürliche** oder **spontane** Radioaktivität. **Künstliche** oder **induzierte** Radioaktivität entsteht dagegen, wenn durch Kernreaktionen oder durch Kernspaltung das energetische Gleichgewicht der als Reaktionsprodukte entstehenden Atomkerne gestört wird. Zur Radioaktivität zählen alle Umwandlungen eines Atomkerns, des Mutternuklids, in einen Tochterkern mit oder ohne Massenzahländerung. Änderungen des Energieinhaltes bzw. der Nukleonenkonfiguration innerhalb eines Atomkerns bezeichnet man als Übergänge. Kernzustände, die mit einer merklichen Zeitverzögerung in einen Zustand niedrigerer Energie übergehen, bezeichnet man als metastabil oder isomer.

Die Gründe für einen radioaktiven Zerfall eines Nuklids liegen in dessen Energieüberschuss. Bei allen radioaktiven Umwandlungen ist die Bindungsenergie der Endprodukte kleiner als die des Mutternuklids. Obwohl bei den meisten radioaktiven Umwandlungen die Atomkerne nicht zerfallen, sondern lediglich einer Veränderung ihrer Neutronen- bzw. Ordnungszahl oder einer Verminderung ihrer Bindungsenergie unterliegen, bezeichnet man im üblichen Sprachgebrauch diese Umwandlungen etwas salopp als "radioaktive Zerfälle". Echte Zerfälle liegen tatsächlich nur beim Alphazerfall, bei der Kernspaltung und bei Spallationsprozessen vor.

Zur besseren Anschauung werden die bekannten Nuklide üblicherweise in N-Z-Diagrammen dargestellt (Fig. 3.1). Die stabilen Kerne zeigen einen mit der Ordnungszahl zunehmenden Neutronenüberschuss. Dieser ist besonders für schwere Kerne ausgeprägt, da die starke elektrische Abstoßung der Protonen in schweren Kernen durch eine überproportionale Zunahme der Neutronen kompensiert werden muss (vgl. dazu Kap. 2.3.1, Tröpfchenmodell). Im N-Z-Diagramm befinden sich die stabilen schweren Kerne daher in der Nähe einer leicht nach unten gekrümmten Kurve. Für stabile Kerne und kleine Ordnungszahlen sind Protonen- und Neutronenzahl nahezu gleich. Die Kurve der stabilen Nuklide mündet deshalb für leichte Kerne in die Gerade N = Z, die

erste Winkelhalbierende, ein. Stabile Atomkerne haben im Vergleich zu ihren Nachbarn rechts und links der Stabilitätslinie ein Maximum an Bindung. Da man Bindungsenergien in der Regel negativ aufträgt, bezeichnet man den Bereich der stabilen Kerne zur Verdeutlichung auch als **Stabilitätstal**. An den Hängen dieses Bereiches minimaler Energie bzw. stärkster Bindung liegen die instabilen, also energiereicheren und daher weniger stark gebundenen Nuklide. Sie können durch radioaktive Umwandlungen überschüssige Energie abgeben und "fallen" dabei in Richtung Stabilitätstal. Oft sind die Tochternuklide ebenfalls radioaktiv und wandeln sich durch sukzessive Zerfälle so lange um, bis sie im Bereich minimaler Energie zu liegen kommen. Diese Abläufe bezeichnet man als **Zerfallsketten**.

Zurzeit sind 2733 Nuklide von 112 Elementen bekannt. Etwa 10% (284 Nuklide) sind natürlicher Herkunft, von denen die meisten (insgesamt 257) stabil sind. Der weitaus größte Teil aller bekannten Nuklide ist also instabil. Die Unterscheidung von stabilen Nukliden und von Radionukliden mit sehr großer Lebensdauer fällt besonders bei

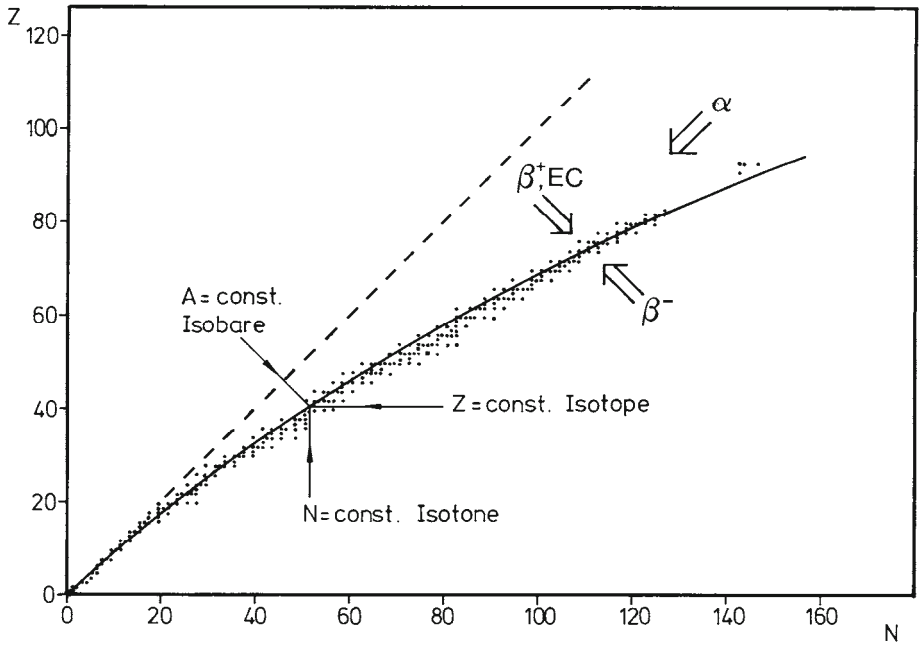


Fig. 3.1: Schematisches N-Z-Diagramm der Atomkerne (Nuklidtafel). Die Pfeile markieren die Verschiebungen der Kerne bei den verschiedenen Umwandlungsarten (s. Text). Z: Zahl der Protonen (Ordnungszahl), N: Neutronenzahl, Punkte: natürliche Atomkerne. Alle Atomkerne mit Ordnungszahlen oberhalb von Z = 92 sind künstlich erzeugt. Isotope: Atomkerne mit konstanter Ordnungszahl Z, Isotone: Atomkerne mit konstanter Neutronenzahl N, Isobare: Atomkerne mit konstanter Massenzahl A. Die breiten Pfeile deuten die radioaktiven Umwandlungen in Richtung "Stabilitätstal", dem Bereich minimaler Bindungsenergie, an.

Nukliden mit geringem natürlichen Vorkommen aus analytischen Gründen sehr schwer. Dadurch schwanken die Nuklidzahl- und eventuelle Halbwertzeitangaben in der Literatur stark[1]. In der gewählten Darstellung der Nuklide in Fig. (3.1) liegen die neutronenreichen Atomkerne unterhalb der Stabilitätskurve, die neutronenarmen bzw. protonenreichen Nuklide oberhalb.

Die Pfeile in Fig. (3.1) markieren die Richtungen, längs derer sich die Radionuklide bei Umwandlungen im N-Z-Diagramm verschieben. Kerne, die von links oben in Richtung zur Stabilitätslinie zerfallen, erhöhen ihren Neutronenüberschuss und damit die nach dem Tröpfchenmodell berechnete Bindungsenergie. Diese Umwandlungsart ist in Fig. (3.1) mit ("β^+, EC") gekennzeichnet. Atomkerne, die von rechts unten nach links oben zerfallen (Markierung "β^-"), erhöhen dagegen ihre Ordnungszahl; sie bauen also den energetisch ungünstigen Neutronenüberschuss ab. Der dritte Pfeil von rechts oben nach links unten ist mit dem Symbol "α" markiert. Bei dieser Zerfallsart werden simultan Ordnungszahl und Neutronenzahl verringert.

In der Nukliddarstellung der Fig. (3.1) sind 4 verschiedene radioaktive Umwandlungsarten aufgeführt. Sie werden nach den dabei emittierten Teilchen oder nach der Art der Umwandlung **Alphazerfall, Betazerfall**, oder **Elektroneneinfang** (EC, engl.: electron capture) genannt. Daneben existieren als weitere wichtige Kern-Zerfallsarten noch die spontane **Kernspaltung** (sf, engl.: spontaneous fission), der **Gammazerfall** (γ, Aussenden eines Gammaquants), die **Innere Konversion** (IC, engl.: inner conversion) und der **Protonenzerfall**. Sie sind in Fig. (3.1) nicht mit eingezeichnet.

Für die praktische Arbeit werden sehr viel detailliertere Informationen über die verschiedenen Nuklide, ihre Zerfallsdaten und sonstigen kernphysikalischen Eigenschaften benötigt. Diese Informationen befinden sich entweder in ausführlichen Datentabellen (z. B. [Lederer], [ICRP38]), oder sie werden in grafischer Form dargestellt. Eine sehr wichtige und übersichtliche Darstellung ist die Nuklidkarte des ***Forschungszentrums Karlsruhe***. Ein Ausschnitt für die leichten Nuklide ist in Figur (3.2) abgebildet. In dieser Darstellung findet sich für jedes bekannte Nuklid ein farbig markiertes Feld mit einer Reihe kernphysikalischer Informationen. In der Karlsruher Karte wird die Kernladungszahl wie üblich nach oben, die Neutronenzahl nach rechts aufgetragen. In jeder Zeile stehen die Nuklide mit gleicher Kernladungszahl, also die stabilen und instabilen Isotope eines bestimmten Elementes. Zu Beginn der Reihe befindet sich ein weißes Feld mit dem Elementsymbol, dem Standardatomgewicht, d. h. dem mittleren relativen Atomgewicht der natürlichen Isotope in atomaren Masseneinheiten u und dem thermischen Neutroneneinfangquerschnitt in der kernphysikalischen Einheit Barn (zur Definition des Wirkungsquerschnittes s. Kap. 1.5).

---

[1] Die angeführten Nuklidzahlen entstammen der neuesten Auflage der [Karlsruher Nuklidkarte] von 1998. Das bisher schwerste bekannte stabile Nuklid ^{209}Bi ist anders als in dieser Karte aufgeführt α-instabil und hat eine Halbwertzeit von $1{,}9 \cdot 10^{19}$ Jahren. Die Zerfalls-Energie beträgt 3,137 MeV [Marcillac 2003].

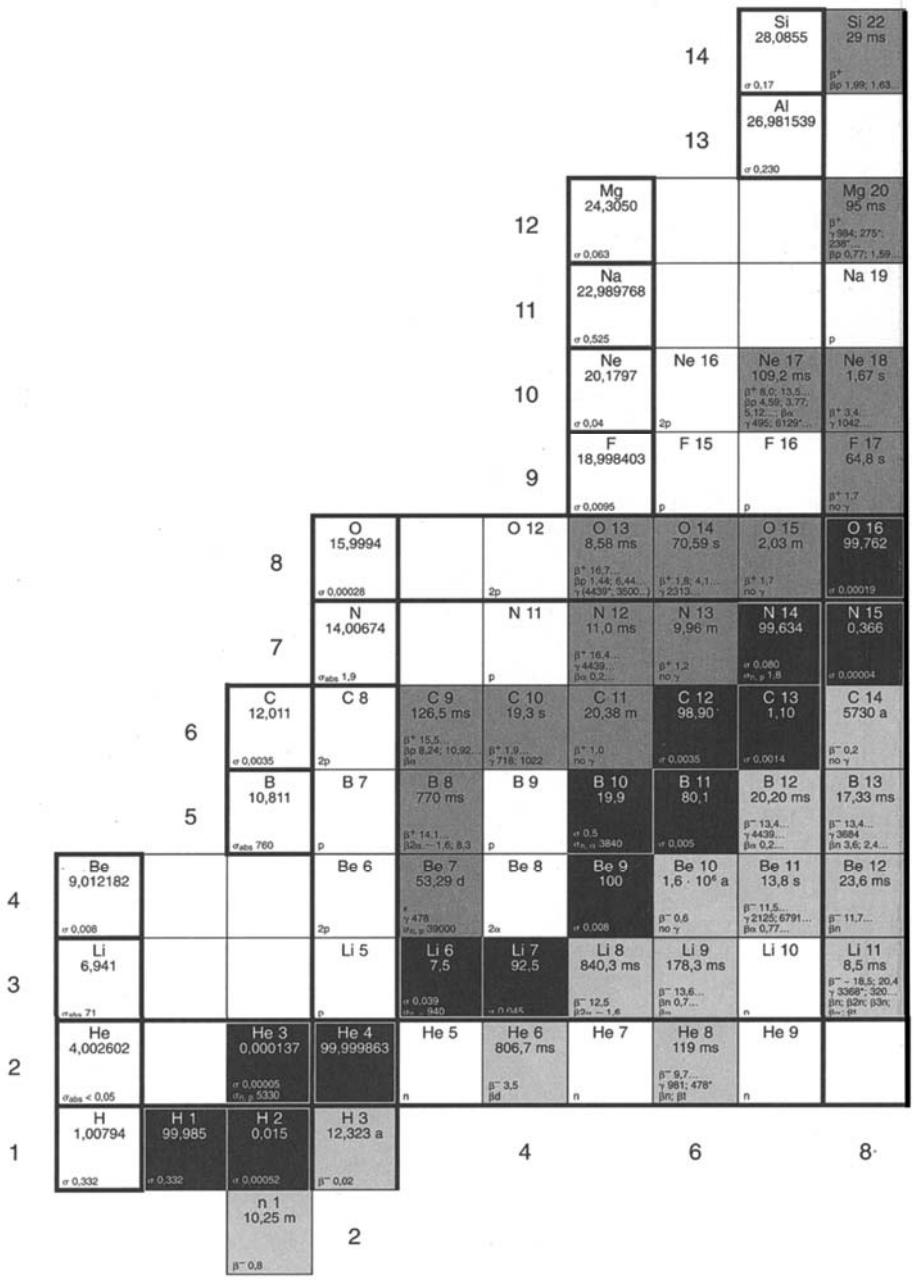


Fig. 3.2: Ausschnitt aus der Nuklidkarte des Forschungszentrums Karlsruhe GmbH [Karlsruher Nuklidkarte] mit freundlicher Genehmigung der Autoren. Dargestellt sind die leichten Nuklide. Die Ordnungszahl wird in dieser Darstellung wie üblich nach oben, die Neutronenzahl nach rechts gezählt. Schwarze Felder zeigen stabile Nuklide. Mittelgraue Felder (im Original rot) zeigen β^+-aktive, hellgraue (im Original blau) β^--aktive Radionuklide. Für weitere Informationen s. Text.

Die Farbe der Nuklidfelder gibt Hinweise auf die Zerfallsart oder die Stabilität des Nuklids. Schwarz steht für stabile Nuklide, horizontal geteilte schwarz-farbige Felder für die primordialen, also bei der Erdentstehung bereits vorhandenen Nuklide. Die anderen Farben stehen für radioaktive Nuklide und zwar rot für die β^+-Umwandlung oder den Elektroneneinfang, blau für die β^--Umwandlung, gelb für den α-Zerfall und grün für die spontane Kernspaltung, orange für Protonen emittierende Nuklide und grau für Atomkerne, die größere Nukleonenverbände wie ^{12}C oder Ähnliches, die so genannten Cluster, emittieren (Spallation). Isomere Übergänge (das sind Übergänge aus Zuständen mit einer für Kernzustände deutlich verlängerten Lebensdauer ohne Änderung von Massen- und Protonenzahl) werden durch weiße Teilfelder markiert.

Gammaemissionen des Tochternuklids eines radioaktiven Atomkerns werden in der Karlsruher Karte jeweils beim Mutternuklid mit angegeben. Die Größe andersfarbiger Teilfelder ist ein Maß für die relative Häufigkeit der konkurrierenden Umwandlungsarten. Bei stabilen Nukliden findet man unter dem Elementsymbol die relative Häufigkeit des Nuklids (in Prozent) in der natürlichen Elementmischung. Bei instabilen Nukliden steht an dieser Stelle die Halbwertzeit des radioaktiven Zerfalls. Außerdem enthalten die Felder weitere Informationen zu den Umwandlungsarten, den Zerfallsenergien und zu Neutronenwechselwirkungen. Das Begleitheft zur Nuklidkarte enthält neben Erläuterungen auch Tabellen und Diagramme zur Atomphysik und zum Strahlenschutz.

Radioaktive Umwandlungen sind nach dem **Energieerhaltungssatz** nur möglich, wenn der Ausgangskern, das Mutternuklid, eine höhere Bindungsenergie enthält als

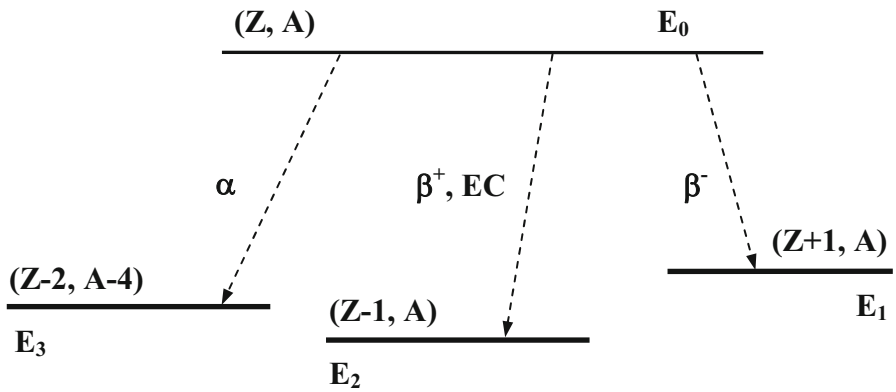


Fig. 3.3: Darstellung der radioaktiven Umwandlungen mit Hilfe von Zerfallsschemata. Wegen der bei radioaktiven Umwandlungen manchmal auftretenden großen Energiedifferenzen ist die Energieskala oft nicht maßstäblich. Betaminus-Zerfälle werden durch schräg nach rechts unten gerichtete Pfeile, Betaplus-Umwandlungen, Elektroneneinfang und Alphazerfälle durch schräg nach links gerichtete Pfeile dargestellt (s. Beispiele). Nach rechts weisen also die Übergänge für zunehmende Ordnungszahl der Tochterkerne, nach links alle Übergänge, bei denen die Ordnungszahl abnimmt.

der entstehende Atomkern, das Tochternuklid. Die bei der Umwandlung frei werdende Energie tritt in Form kinetischer Energie der Strahlungsteilchen, als Rückstoßenergie des Mutterkerns, in Form von Gammastrahlung und zum Teil als Anregungsenergie auf. Außerdem müssen die Bindungsenergien von Mutter- und Tochternuklid mit in die Energiebilanzen einbezogen werden (s. Beispiele bei den einzelnen Zerfallsarten).

Neben dem Energieerhaltungssatz müssen bei radioaktiven Übergängen auch weitere Erhaltungssätze der Physik beachtet werden. Dazu zählen vor allem die Gesetze von der **Erhaltung der Teilchenzahl** jeder Teilchenart, der **Konstanz der elektrischen Ladung** und der **Impuls-** und **Drehimpulserhaltungssatz**. So dürfen bei Umwandlungsprozessen die Gesamtzahlen der schweren Teilchen (Hadronen: Neutronen und Protonen) und die Zahl der leichten Teilchen (Leptonen: Elektron, Positron, Neutrinos) nicht verändert werden. Entsteht wie beispielsweise bei der β^--Umwandlung durch schwache Wechselwirkung aus einem Kernteilchen ein Elektron (das Betaminus-Teilchen β^-), so muss wegen der Konstanzbedingung für die Leptonenzahl gleichzeitig auch ein leichtes Antiteilchen[2], das Antineutrino entstehen. Antiteilchen werden in der Teilchenzahlbilanz negativ gezählt.

Radioaktive Umwandlungen werden bildlich durch **Zerfallsschemata** dargestellt, die den Termschemata bei der Anregung von Atomkernen ähneln (Fig. 3.3). Die Zerfallsschemata enthalten waagrechte Linien, die die den Massen der beteiligten Nuklide entsprechenden Energien symbolisieren. Oben in den Energiediagrammen liegende Linien stehen also für hohe Energiegehalte, niedriger befindliche Linien sind Zustände geringerer Energie. Als Bezugsenergie wird der Grundzustand des Tochterkerns verwendet. Finden Zerfälle über mehrere Nuklidgenerationen statt, so stellt der Grundzustand des letzten Tochternuklids den Energienullpunkt dar. Schräge und senkrechte Verbindungspfeile oder Verbindungslinien symbolisieren die emittierten Strahlungen. Zusätzlich werden die Strahlungsart und die relative Häufigkeit der Übergänge an den Verbindungslinien angegeben.

Radioaktive Übergänge müssen nicht direkt in den Grundzustand des Tochternuklids führen, sie können auch in angeregten Zuständen des Zerfallsproduktes enden. In diesen Fällen folgen dem radioaktiven Übergang weitere Übergänge im Tochternuklid, die meistens unter Gammastrahlungsemission vor sich gehen. Sind einige der Anregungszustände des Tochternuklids metastabil, kommt es zu den früher erwähnten isomeren Übergängen.

---

[2] **Antiteilchen** tragen, falls sie nicht elektrisch neutral sind wie die Antineutrinos, die umgekehrte elektrische Ladung wie ihr normaler Partner. Das Antiteilchen des Elektrons e^- ist also das Positron e^+, das Antiteilchen des Protons p^+ ist das Antiproton p^-. Neutrale Antiteilchen werden durch einen Querstrich oberhalb des Teilchensymbols gekennzeichnet. Treffen Teilchen und Antiteilchen zusammen, so können sie sich gegenseitig vernichten. Dabei wandelt sich nach der Einsteinschen Massenenergieformel ihre Ruhemasse in Energie um. Tritt diese Energie in Form von Gammastrahlung auf, wird sie als Vernichtungs-Gammastrahlung bezeichnet.

Es sind drei Gruppen von radioaktiven Umwandlungen zu unterscheiden. Zum einen sind es Zerfälle durch die **starke Wechselwirkung**, bei denen die Massenzahl vermindert wird. Zerfälle über die starke Wechselwirkung sind daher **nicht isobar**. Ein typischer Vertreter ist der Alphazerfall. Die zweite Art radioaktiver Umwandlungen betrifft die **schwache Wechselwirkung**. Die entsprechenden Zerfälle sind die Betaumwandlungen und der Elektroneneinfang. Bei diesen Zerfallsarten wandeln sich Nukleonen ohne Änderung der Massenzahl (unter virtueller Emission eines W-Bosons mit hoher Masse) ineinander um. Damit ist eine komplizierte Nukleonen-Umordnung innerhalb der Atomkerne verbunden, die die Ursache für die zum Teil erheblichen Lebensdauern betaaktiver Nuklide ist. Die Betaumwandlungen sind isobar. Bei solchen isobaren Umwandlungen kann die Energiebilanz der Zerfälle gut mit dem Tröpfchenmodell abgeschätzt werden. Die dritte Art der Kernumwandlungen tritt bei Änderungen des Energieinhaltes von Atomkernen durch Umordnen der Nukleonenkonfigurationen außerhalb des Grundzustandes auf. Die überschüssige Energie wird in diesem Fall über die Emission von Gammaquanten oder durch Innere Konversion abgegeben, sie betrifft also **elektromagnetische Wechselwirkungen**.

3.1.1 Der Alphazerfall

Beim Alphazerfall eines Nuklids wird aus dem Mutterkern ein Alphateilchen aus zwei Protonen und zwei Neutronen emittiert. Das **Alphateilchen α** ist also ein doppelt ionisiertes ^{4}He-Atom. Die Kernladungszahl und die Neutronenzahl vermindern sich dadurch um je 2 ($Z \rightarrow Z-2$ und $N \rightarrow N-2$), die Massenzahl um 4 ($A \rightarrow A-4$). Anders als bei den Betaumwandlungen oder dem Elektroneneinfang (s. u.) treten beim Alpha-Zerfall keine Teilchenumwandlungen auf. Der nicht isobare Alphazerfall findet deshalb ausschließlich über die starke Wechselwirkung statt, Leptonen sind nicht am Zerfallsakt beteiligt. Alphazerfälle gehorchen der folgenden Zerfallsgleichung.

$$ {}^{A}_{Z}X^{*}_{N} \Rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y^{*}_{N-2} + \alpha + \text{Energie} \qquad (3.1) $$

Alphateilchen haben die größte Bindungsenergie aller leichten Nuklide, sie beträgt 28,29 MeV. Dies entspricht einer mittleren Bindungsenergie von 7,07 MeV/Nukleon. Offensichtlich nimmt das α-Teilchen eine energetische Sonderstellung ein. Dies führt dazu, dass sich auch innerhalb schwererer Atomkerne so genannte α-Cluster bilden, das Nuklid also aus einer Verbindung mehrerer Alphateilchen bestehen kann (α-Cluster-Modell[3]). Der bei der internen α-Bildung frei werdende Differenz-Energiebetrag kann zur inneren Anregung des Nuklids verwendet werden. Aus diesen angeregten Zuständen können Alphateilchen spontan mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit sogar den Atomkern verlassen, der Atomkern wird α-aktiv. Je höher die Energie der internen α-Zustände ist, umso höher ist auch die Bewegungsenergie der emittierten Alphateilchen und umso kürzer ist die Halbwertzeit des Zerfalls. Dieser Zusammenhang

[3] Ein typischer Vertreter für ein aus Alphaclustern bestehendes Nuklid ist der Sauerstoffkern ^{16}O, der bei ausreichender Energiezufuhr in vier Alphateilchen zerfallen kann.

wurde bereits 1911 von ***Geiger***[4] und ***Nuttal*** experimentell festgestellt und wird deshalb als **Geiger-Nuttalsche Regel** bezeichnet. Inzwischen hat diese Regel auch eine befriedigende Erklärung durch die Quantentheorie gefunden. Danach ist die Zerfallswahrscheinlichkeit proportional zur quantenmechanischen Tunnelwahrscheinlichkeit durch die Coulombbarriere (s. Fig. 3.4). Dies war übrigens die erste quantitative Anwendung der Quantentheorie auf Atomkerne [Gamow 1928].

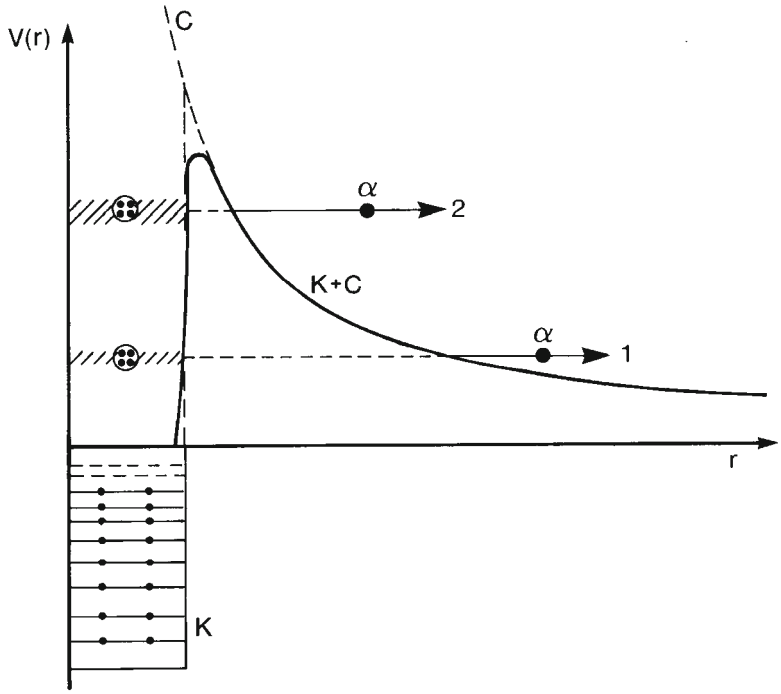


Fig. 3.4: Schematische Darstellung der Kernbindungsenergieverhältnisse beim α-Zerfall. Aus der Überlagerung von Starker Kernkraft (K) und abstoßender Coulombkraft (C) entsteht ein Potentialtopf (K + C) mit Coulombbarriere für das Alphateilchen. Je höher die Energie des quasistationären Alphateilchenzustandes im Kernpotential ist, umso schmaler ist die vom Alphateilchen zu durchsetzende Potentialbarriere. Die quantentheoretische Wahrscheinlichkeit für das Alphateilchen, den Atomkern zu verlassen, wird als Tunnel-Wahrscheinlichkeit bezeichnet. Je kürzer der Weg durch die Potentialbarriere ist, umso größer ist die Transmissionswahrscheinlichkeit, umso kürzer die Halbwertzeit und umso höher die Alphabewegungsenergie. Die "Zerfallsenergie" des Alphateilchens 1 in der obigen Abbildung ist also kleiner, seine Lebensdauer dagegen größer als die des "höher angeregten" Alphateilchens 2.

[4] **Hans Geiger** (30. 9. 1882 - 24. 9. 1945), deutscher Physiker, wichtige Arbeiten zum Alphazerfall und zur Systematik des Periodensystems. Er erfand 1913 den Spitzenzähler und 1928 zusammen mit W. Müller das nach beiden benannte Geiger-Müller-Zählrohr.

Die Massen- und Energiebilanz beim Alphazerfall*

Alphazerfälle aus dem Grundzustand des Mutternuklids in den Grundzustand eines Tochternuklids können nur stattfinden, wenn der Mutterkern eine höhere Gesamtmasse besitzt als der Tochterkern und das Alphateilchen zusammen. Die diesen Massen entsprechende Energiedifferenz, der **Q-Wert** des Zerfalls, muss also größer oder gleich Null sein. Sie steht den Zerfallsprodukten als Bewegungsenergie zur Verfügung. Solche Q-Werte können nach dem Tröpfchenmodell (s. Gl. 2.34 in Kap. 2.3) berechnet werden. Es zeigt sich dabei, dass erst oberhalb der Massenzahl $A \approx 150$ Grundzustands-Alphazerfälle stattfinden können, also Q-Werte größer als Null auftreten (s. Gl. 3.2). Der leichteste natürliche α-aktive Kern ist tatsächlich das ^{144}Nd ($T_{1/2} \approx 2{,}29 \cdot 10^{15}$ a). Alle Nuklide mit einer Ordnungszahl oberhalb von $Z = 82$ sind instabil. Die meisten von ihnen zerfallen über Alphaemission. Sehr viele Alphazerfälle erfolgen nicht in den Grundzustand des Tochternuklids. Die für die Bewegung der Tochterprodukte verfügbare Reaktionsenergie wird in solchen Fällen deshalb um die Anregungsenergie der Tochterzustände vermindert.

Vor dem Zerfall besteht das Mutteratom aus A Nukleonen im Kern und Z Elektronen in der Hülle. Nach dem Zerfall hat sich die Massenzahl um 4 verringert, dafür existiert aber das α-Teilchen. Für die Energiedifferenz Q und die Kernmassen m_X und m_Y gilt die Beziehung:

$$m_X(Z,N,A) = m_Y(Z\text{-}2,N\text{-}2,A\text{-}4) + m_\alpha + Q/c^2 \qquad (3.2)$$

Da sich die Gesamtzahl der Elektronen beim α-Zerfall nicht ändert, kann man für die Bilanz direkt die Atommassen statt der Kernmassen verwenden. Vernachlässigt man wie üblich die Elektronenbindungsenergien so erhält man die Zerfallsenergie beim Alphazerfall aus den atomaren Massen nach Umstellung der Gl. (3.2) und Multiplikation mit c^2.

$$Q = [m(Z,N,A) - m(Z\text{-}2,N\text{-}2,A\text{-}4) - m(^4He)] \cdot c^2 \qquad (3.3)$$

Alphaspektren aus radioaktiven Zerfällen sind diskret, da sich die Alphateilchen ihre Zerfallsenergie nicht wie bei den Betazerfällen kontinuierlich und zufällig mit einem zweiten emittierten Teilchen teilen müssen. Man erwartet also, dass das Alphateilchen die gesamte Zerfallsenergie als Bewegungsenergie übernimmt. Bei der Spektroskopie der Alphastrahlung stellt man jedoch fest, dass die kinetischen Energien der α-Teilchen tatsächlich immer kleiner sind als die Zerfallsenergien nach der Energiebilanz in Gl. (3.3). Der Grund ist der auf den Tochterkern beim Zerfall übertragene Rückstoßenergieanteil. Typische Zerfallsenergien von Alphastrahlern liegen im Bereich von Q = 4 bis 9 MeV. Solche Alphateilchen sind nach Tab. (1.4) also nicht relativistisch, sie bewegen sich mit Geschwindigkeiten von maximal 10^7 m/s.

Man kann daher die nicht relativistischen Formeln zur Berechnung der Rückstoßverhältnisse verwenden. Dazu müssen der Energieerhaltungssatz und der Impulserhaltungssatz betrachtet werden. Wenn der Mutterkern vor dem Zerfall in Ruhe war, ist der Gesamtimpuls vor dem Zerfall 0. Nach dem α-Zerfall ist die Vektorsumme der Impulse der beiden Zerfallsprodukte wegen der Impulserhaltung nicht verändert. Die Einzelimpulse sind daher zwar entgegengesetzt, aber vom Betrag her gleich.

$$\vec{p}_X = \vec{p}_\alpha + \vec{p}_Y \qquad \text{und} \qquad |\vec{p}_\alpha| = |\vec{p}_Y| \tag{3.4}$$

Die Zerfallsenergie Q verteilt sich auf die beiden Reaktionspartner Alphateilchen und Tochterkern Y.

$$Q = E_\alpha + E_Y \tag{3.5}$$

Nach Gl. (1.17) kann man die Energien der rechten Seite durch die Impulsquadrate ausdrücken.

$$Q = \frac{p_\alpha^2}{2m_\alpha} + \frac{p_Y^2}{2m_Y} \tag{3.6}$$

Da die Impulsbeträge nach Gl. (3.4) für das Alphateilchen und für den Tochterkern gleich sind, kann man diese wahlweise in Gleichung (3.6) einsetzen. Man erhält so die beiden Beziehungen:

$$Q = \frac{p_\alpha^2}{2m_\alpha} + \frac{p_\alpha^2}{2m_Y} \qquad \text{und} \qquad Q = \frac{p_Y^2}{2m_\alpha} + \frac{p_Y^2}{2m_Y} \tag{3.7}$$

$$E_\alpha = \frac{m_Y}{m_Y + m_\alpha} \cdot Q \qquad \text{und} \qquad E_Y = \frac{m_\alpha}{m_Y + m_\alpha} \cdot Q \tag{3.8}$$

Die Gleichungen (3.8) für die Energien für α-Teilchen und Tochterkern erhält man durch leichte Umformungen[5] aus den Gleichungen (3.7).

Die kinetischen Energien des Alphateilchens und des Tochterkerns berechnet man also aus der mit den Massenverhältnissen gewichteten Zerfallsenergie Q. Dabei erhält das leichtere Teilchen den größeren, das schwerere Teilchen den kleineren Energieüber-

[5] Zur Umformung klammert man auf den rechten Seiten der Gln. (3.7) jeweils das Impulsquadrat aus. So erhält man Gleichungen der Form: $Q = p^2 \cdot (1/m_\alpha + 1/m_Y)/2$. Den Klammerausdruck formt man durch Hauptnennersuchen um und erhält so die Gleichung $Q = p^2 \cdot (m_Y + m_\alpha)/(2 \cdot m_\alpha \cdot m_Y)$. Man erhält nach Substitution des Impulsquadrates durch die Energien E_α und Q die Energiegleichungen $Q = E_\alpha(m_Y+m_\alpha)/m_Y$ und $Q = E_Y \cdot (m_Y+m_\alpha)/m_\alpha$. Die Umstellung der beiden Gleichungen nach E_α und E_Y liefert dann die Energieverhältnisse der Gleichungen (3.8).

trag. Die Summe der beiden Rückstoßenergien ergibt natürlich wieder die Zerfallsenergie. Ähnliche Rechnungen kann man auch für den Betazerfall durchführen. Auch dort gelten selbstverständlich Energie- und Impulserhaltungssatz. Wegen der um etwa den Faktor 2000 kleineren Massen von Elektron und Positron und der zusätzlichen Beteiligung der Neutrinos wird auf den Tochterkern allerdings nur sehr wenig Rückstoßenergie übertragen. Seine Rückstoßgeschwindigkeit ist daher so gering, dass man in guter Näherung davon ausgehen kann, dass der Tochterkern bei den Betazerfällen in Ruhe bleibt.

Beispiel 1: Energiebilanz beim Alphazerfall des 226-Ra. Radium-226 zerfällt über einen Alphazerfall zu 94,6% in den Grundzustand und zu 5,4% in einen angeregten Zustand des Radon-222. Die Halbwertzeit des Zerfalls beträgt 1602 a. Die Zerfallsgleichung lautet:

$$^{226}_{88}\mathrm{Ra}^{*}_{138} \Rightarrow {}^{222}_{86}\mathrm{Rn}^{*}_{136} + \alpha + 4{,}868\ \mathrm{MeV} \tag{3.9}$$

Die Atommassen betragen m(Ra-226) = 226,025360 u, m(Rn-222) = 222,017531 u und die des He-4-Atoms m(He-4) = 4,002603 u. Der Massendefekt beträgt also Δm = 0,0005226 u, entsprechend einer Energiedifferenz von Q = 4,868 MeV. Das Alphateilchen, das aus dem Grundzustandszerfall herrührt, hat jedoch beim Zerfall nur eine Bewegungsenergie von 4,782 MeV. Setzt man die Atommassen und die Zerfallsenergie in die Gleichungen (3.8) ein, so

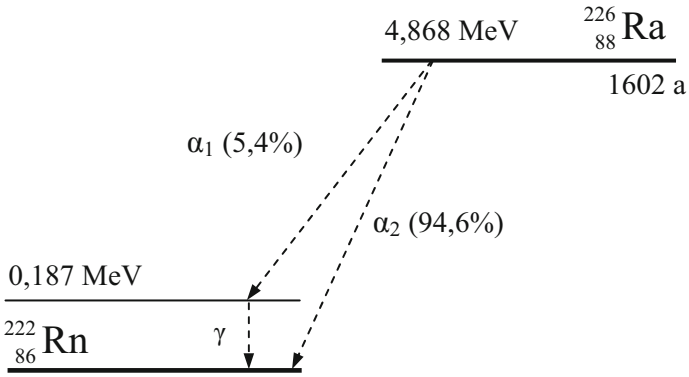


Fig. 3.5: Zerfallsschema des 226-Radium. Die Halbwertzeit für diesen Alphazerfall beträgt 1602 a, die Zerfallsenergie 4,868 MeV. Der Zerfall findet zu 94,6% in den Grundzustand, zu 5,4% in den angeregten Zustand des 222-Rn statt. Das Grundzustands-Alphateilchen hat die Energie 4,782 MeV. Das Alphateilchen, das in den angeregten Zustand des Radons zerfällt, hat eine Energie von 4,599 MeV. Der angeregte Zustand des Rn-222 zerfällt unter Gammaemission (E_γ = 0,187 MeV) in den Grundzustand des Rn-222. Rn-222 ist ebenfalls instabil und zerfällt über einen weiteren Alphazerfall ($T½ \approx 3{,}8$ d).

erhält man als Bewegungsenergien für den Tochterkern Rn-222 den Wert E(Rn) = 0,086 MeV und für das Alphateilchen E(α) = 4,782 MeV, was hervorragend mit der experimentellen α-Energie übereinstimmt. Die Summe der beiden Energien beträgt, wie zu erwarten war, exakt 4,868 MeV. Radium-226 ist ein Mitglied der natürlichen Uran-Radium-Zerfallsreihe (s. Abschnitt 3.3.2). Das Zerfallsprodukt Radon-222 tritt daher als natürliches radioaktives Edelgas in der Atemluft auf. Es ist verantwortlich für den Hauptanteil der natürlichen Strahlenexposition der Lungen- und Bronchialschleimhäute.

3.1.2 Die β-Umwandlungen

Hat ein Radionuklid einen isobaren Nachbarn mit geringerer Energie, so erfolgt in der Regel eine β-Umwandlung. Dabei wandeln sich im Kern des Mutternuklids Nukleonen unter Ladungsemission ineinander um. Aus einem Neutron entstehen ein Proton und eine negative Ladung, aus einem Proton ein Neutron und eine positive Ladung. Die frei werdenden Elementarladungen werden in Form eines Elektrons oder Positrons emittiert. Aus historischen Gründen werden diese Teilchen als **Betateilchen** bezeichnet. Wegen des Erhaltungssatzes für die Leptonenzahl muss bei einer solchen Betaumwandlung jeweils ein weiteres leichtes Teilchen entstehen, das das neu gebildete Elektron oder Positron "kompensieren" muss. Diese Leptonen sind das Antineutrino $\overline{\nu}$ bzw. das Neutrino ν. Neutrinos sind ungeladene Elementarteilchen der Leptonengruppe, deren Ruhemasse nahezu Null ist ($m_0 \cdot c^2 < 3$ eV, s. Tab. 1.1). Betazerfälle werden durch die **schwache Wechselwirkung** verursacht. Die Umwandlungen folgen den beiden Gleichungen.

$$n \Rightarrow p + \beta^- + \overline{\nu} + \text{Energie} \tag{3.10}$$

$$p \Rightarrow n + \beta^+ + \nu + \text{Energie} \tag{3.11}$$

Durch Betaumwandlungen ändert sich also die Ordnungszahl und die Neutronenzahl des zerfallenden Nuklids, die Massenzahl bleibt dagegen erhalten. Betazerfälle sind deshalb **isobar**. Die bei der Umwandlung frei werdende Energie wird in Form kinetischer Energie auf die Zerfallsprodukte Betateilchen, Neutrino und Tochterkern verteilt. Die bei Betaumwandlungen emittierten Neutrinos (ν, $\overline{\nu}$) sind wegen ihrer äußerst geringen Wechselwirkungen mit Materie nur sehr schwer nachzuweisen. Neutrinos spielen daher auch keine Rolle für die Dosimetrie und bis auf wenige Ausnahmen auch keine Rolle für den Strahlenschutz[6].

In der Energiebilanz der Betaumwandlungen dürfen Neutrinos jedoch nicht vernachlässigt werden. Dies liegt vor allem an der statistischen Verteilung der Bewegungsenergie auf die beiden Zerfallsteilchen Beta und Neutrino. Die Folge ist, dass auf das

[6] Eine dieser Ausnahmen tritt bei der großtechnischen Erzeugung von Neutrinos in der geplanten "Neutrinofabrik" im Cern auf. Die durch Neutrinos dort entstehende Äquivalentdosis wird auf etwa 16 mSv/a abgeschätzt [Silari 2002].

Betateilchen jede Bewegungsenergie zwischen Null und der maximal verfügbaren Energie entfallen kann. Auf das Neutrino wird der jeweilige Differenzbetrag der Zerfallsenergie als Bewegungsenergie übertragen. Betateilchen haben deshalb eine kontinuierliche Energieverteilung, das Betaspektrum (Fig. 3.7). Die geringe Ruheenergie des Neutrinos spielt in der Bilanz keine Rolle. Die Gesamtheit aller bei β-Umwandlungen emittierten Elektronen bzw. Positronen wird als **Betastrahlung** bezeichnet.

Die Energieverhältnisse bei Betaumwandlungen*

Betrachtet man die Bethe-Weizsäckersche Massenformel (Gl. 2.34) für isobare Kerne, also für konstante Massenzahlen A, so findet man eine quadratische Abhängigkeit der Bindungsenergien[7] von der Ordnungszahl Z. Der einer solchen Formel zugehörige Graph stellt also Parabeln zweiter Ordnung dar, die so genannten **Isobarenparabeln** (s. Fig. 3.6). Für ungerade Kerne (ug- oder gu-Kerne) verschwindet der Paarungsenergiebeitrag B_{Paar} in Gl. (2.34), da er nach Gl. (2.32) gerade den Wert Null hat. Trägt man die Bindungsenergie der isobaren Kerne mit der Massenzahl A als Funktion der Ordnungszahl Z auf, so erhält man für ungerade Kerne eine einzige Isobarenparabel, deren Minimum bei einer bestimmten Ordnungszahl Z_0 liegt, für die die Bindungsenergie innerhalb der Isobarenreihe minimal ist (Fig. 3.6 links). Nuklide, die auf den Flanken der Parabel liegen, versuchen durch Erhöhung oder Verminderung ihrer Ordnungszahl in das energetische Tal hinabzugelangen. Sie wandeln sich über Betaminus-Zerfall (Z erhöhend) oder Betaplus-Zerfall bzw. Elektroneneinfang EC (Z vermindernd) so lange um, bis sie das energetische Minimum erreicht haben.

In der Regel existiert für ungerade Kerne nur ein stabiles Endnuklid. Falls die aus dem Energieminimum rechnerisch bestimmte Ordnungszahl Z_0 näherungsweise halbzahlig ist, befinden sich in Minimumsnähe dagegen zwei Nuklide. Je nach relativer Lage dieser beiden Nuklide auf der Energieparabel, könnten theoretisch beide stabil sein oder bei nur geringfügigem Energieunterschied auch ineinander zerfallen. Solche, eher seltene Nuklidpaare bestehen in der Regel daher aus einem stabilen Nuklid und einem "fast stabilen" Radionuklid, das mit sehr kleiner Wahrscheinlichkeit, also sehr hoher Lebensdauer zerfällt, z. B. einem primordialen Nuklid.

Für Nuklide mit gerader Massenzahl, also für uu- oder gg-Kerne, erhält man zwei Energieparabeln. Sie unterscheiden in der Bindungsenergie gerade um den doppelten Paarungsterm. Es existieren also eine Parabel für doppelt ungepaarte Kerne (die uu-Kerne) und eine tiefer liegende mit stärkerer Bindung für doppelt gepaarte gg-Kerne. Die uu-Isobaren-Parabel liegt nach den Gln. (2.31-2.33) um etwa ($23/A^{1/2}$ MeV) höher als die der gg-Kerne. Bei der Erhöhung oder Erniedrigung der Ordnungszahl um einen

[7] Betrachtet man Gl. (2.34) für isobare Kerne, also für eine konstante Massenzahl A, so erhält man mit neuen Konstanten (a, b, c) eine Gleichung der Form $B(A=const)= a-bZ^2-c(N-Z)^2$. Dies ist eine in Z quadratische Gleichung. Ihre erste Ableitung nach Z liefert als Nullstelle das für die Minimalenergie berechnete Z_0, das natürlich in der Regel nicht ganzzahlig zu sein braucht.

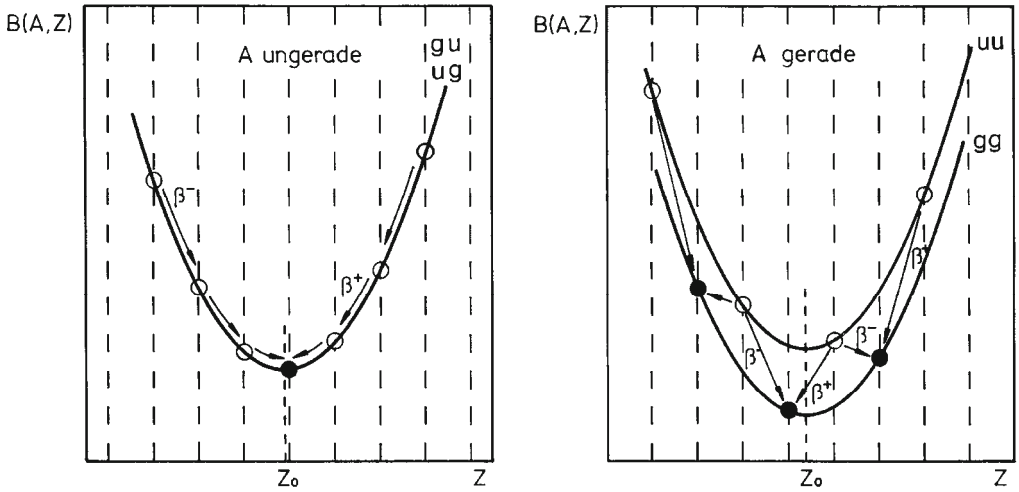


Fig. 3.6: Energieparabeln für isobare Kerne nach der Weizsäckerschen Bindungsenergieformel (Gl. 2.34). Links: Isobarenparabel für Kerne mit ungerader Massenzahl, also für ug- oder gu-Kerne, bei denen nur jeweils eine Nukleonenart ungepaart ist. Der Paarungsterm der Energieformel ist deshalb Null. Nach der Isobarenparabel existiert dann nur ein stabiles Nuklid. Rechts: Isobarenparabeln für uu- bzw. gg-Kerne, also Kerne mit gerader Massenzahl. Bei ihnen unterscheidet sich die absolute Lage der Parabeln um den doppelten Beitrag der Paarungsenergie. Es existieren also zwei energetisch übereinander liegende Parabeln und mehrere stabile Endnuklide. Aus der Grafik ist auch unmittelbar zu ersehen, warum einige gerade Nuklide alternativ über Betaminus- oder Betaplus-Umwandlung unter Energiegewinn zerfallen können. Der seltene doppelte Betazerfall ermöglicht bei ausreichender Energie die direkte Umwandlung innerhalb der gg-Kern-Parabel unter Überspringen des uu-Zwischenkerns.

Schritt innerhalb einer Isobarenreihe findet immer ein Wechsel zwischen diesen beiden Parabeln statt, da die Veränderung der Protonenzahl um 1 automatisch eine entgegen gesetzte Verschiebung der Neutronenzahl nach sich zieht. Aus einem uu-Kern wird also ein gg-Kern und umgekehrt.

Ein uu-Nuklid in der Nähe des Energieminimums sieht in der Regel zwei tiefer liegende gg-Nuklide, zu denen es aus energetischen Gründen zerfallen kann. Dies erklärt das simultane Auftreten beider Betaumwandlungsarten bei einigen uu-Nukliden in der Nähe des Stabilitätstals der Nuklidkarte. Die entsprechenden Nuklide erkennt man an der Farbmischung von Rot mit Blau, die sich immer in der Nähe stabiler schwarzer Nuklide findet. Zwei benachbarte Nuklide unterschiedlicher Bindungsenergie auf der gg-Parabel können sich durch einfachen Betazerfall nicht ineinander umwandeln, da

dazu eine Ordnungszahlveränderung um 2 notwendig wäre. In seltenen Fällen findet die Umwandlung über zwei simultane Betazerfälle statt, den so genannten "doppelten Betazerfall". Alle aus der Weizsäcker Formel abgeleiteten Überlegungen betreffen nur die energetischen Verhältnisse bei den Nuklidumwandlungen. Ob ein Zerfall so tatsächlich stattfindet, ist aber neben der Energiedifferenz auch von weiteren Auswahlregeln der Übergänge für Drehimpuls, Spin u. ä. abhängig.

Die Form der Betaspektren*

Zu Beginn des 20. Jahrhunderts wurde experimentell gezeigt, dass die Energieverteilungen der bei Betaumwandlungen emittierten Elektronen kontinuierlich waren (Chadwick 1914, [Ellis-Wooster 1927]). Dies stand zum damaligen Zeitpunkt im klaren Widerspruch zu den Vorstellungen, dass eine wohl definierte Zerfallsenergie eines bestimmten Nuklids auch ein diskretes Betaspektrum erwarten lässt. 1930 hat ***Pauli*** deshalb die Existenz eines weiteren elektrisch neutralen und nahezu masselosen Teilchens gefordert, das die fehlenden Energiebeträge beim Betazerfall aufnehmen sollte [Pauli 1930]. Erste Ansätze zur theoretischen Beschreibung stammen von ***Enrico Fermi*** [Fermi 1934], der dem Neutrino auch den Namen gab[8].

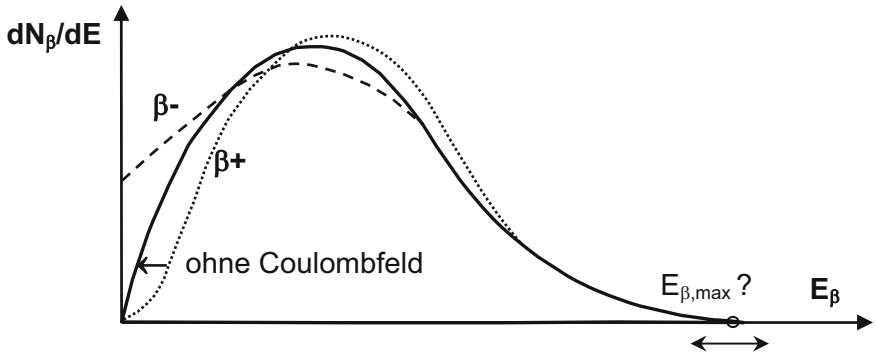


Fig. 3.7: Die relativen Verteilungen der kinetischen Energien der Betateilchen beim β-Zerfall (schematisch). Die mittlere Kurve wurde ohne die Wirkung des Coulombfeldes des Atomkerns berechnet. Die mit "β^+" und "β^-" bezeichneten Kurven zeigen die durch das Coulombfeld bewirkten spektralen Verschiebungen für das Betateilchen (in Anlehnung an [Bethe/Morrison]). Die maximale Betaenergie $E_{\beta,max}$ ist in dieser linearen Auftragungsweise schwer zu bestimmen. Bei konstanter Emissionsrate verschieben sich zusätzlich die Höhe und die energetische Lage des Maximums im Vergleich zum "coulombfreien" Fall.

[8] **Fermi** schlug 1933 auf dem Solvay-Kongress in Brüssel in Anwesenheit von Pauli, der 1930 das hypothetische Teilchen als Neutron bezeichnet hatte, den Namen Neutrino vor, um es vom 1932 entdeckten Neutron zu unterscheiden. Neutrino ist der italienische Ausdruck für das "kleine Neutrale".

Heute ist die Existenz der beiden Neutrinos bei Betaumwandlungen experimentell gesichert. Das Ergebnis dieser Theorien ist die folgende Beziehung für die Energieverteilung N(ε) des Betateilchens.

$$N(\varepsilon)d\varepsilon \propto \varepsilon \cdot \sqrt{\varepsilon^2 - 1} \cdot (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 d\varepsilon \tag{3.12}$$

In dieser Gleichung sind die Energien ε in Einheiten der Ruheenergie des Elektrons angegeben ($\varepsilon = E/m_0c^2 = E/511$ keV). Die verfügbare Zerfallsenergie, der Q-Wert der Umwandlung, ist mit ε_0 gekennzeichnet.

Bei kleinen Betaenergien steigt nach (Gl. 3.12) die Zahl der Betas etwa linear mit der Energie an, da die Bewegungsenergien im Vergleich zur Ruheenergie des Betateilchens zu vernachlässigen sind. Bei hohen Energien im Bereich vor der Maximalenergie ε_0 nimmt die Zahl der Betas pro Energieintervall dagegen quadratisch mit der Energie ab. Die Differenz zwischen Elektronenenergie und der maximalen Energie steht dem Neutrino als Bewegungsenergie zur Verfügung.

Die Beschreibung des Betaspektrums nach (Gl. 3.12) bedarf noch einer Korrektur, da auch die Auswirkungen des Kerncoulombfeldes auf die emittierten Betateilchen berücksichtigt werden müssen (Coulombkorrektur F_C). Während die Elektronen (β^--Teilchen) durch das positive elektrische Kernfeld zurückgehalten werden, also Energie verlieren, müssen Positronen zunächst ähnlich wie die Alphateilchen die Coulombbarriere durchdringen. Sie werden dann aber durch das positive elektrische Feld abgestoßen, also beschleunigt. Die β^--Spektren zeigen also eine Erhöhung der Elek-

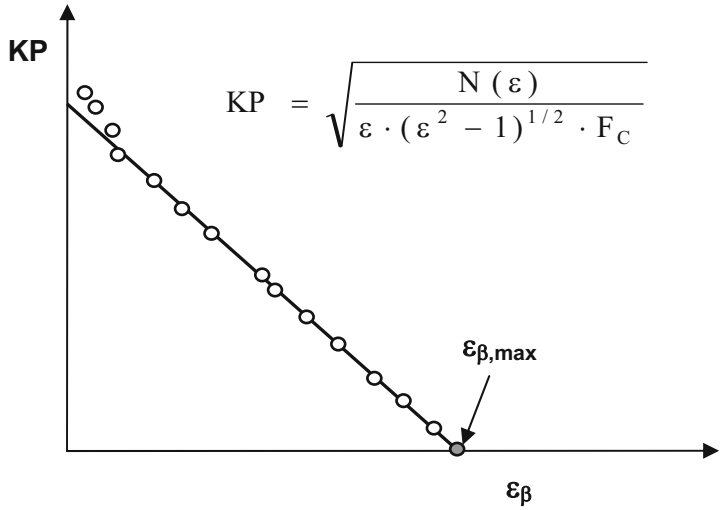


Fig. 3.8: Kurieplot eines Energiespektrums des β^--Zerfalls gemäß Gl. (3.13) mit zusätzlicher Coulombkorrektur F_C (s. Text). Für die Energie der Betas wurde ε, also die Energie in Einheiten der Ruheenergie des Elektrons verwendet.

tronenzahlen bei niedrigen Energien, die β^+-Spektren dagegen eine Verminderung der Positronenzahl bei kleineren und eine Verschiebung zu höheren Energien (s. Fig. 3.7).

Die maximale Betaenergie muss experimentell bestimmt werden. Sie ist aus der grafischen Darstellung in (Fig. 3.7) wegen des parabelförmigen Verlaufs der Teilchenzahl bei hohen Energien nur schwer zu ermitteln. Sie ist auch deshalb von großem Interesse, da aus den Abweichungen der theoretischen Spektralform im Bereich der Maximalenergie auf die Ruhemasse bzw. die Ruheenergie der beteiligten Neutrinos geschlossen werden kann. Die dazu benötigte linearisierte Darstellung der spektralen Verteilung in (Fig. 3.7) erhält man durch Umformung von Gl. (3.12).

$$\sqrt{N(\varepsilon)/\varepsilon \cdot (\varepsilon^2 - 1)^{1/2}} \propto (\varepsilon_0 - \varepsilon) \tag{3.13}$$

Den zugehörigen Graphen bezeichnet man als **"Fermiplot"** oder auch als **"Kurieplot"** des Betaspektrums (s. Fig. 3.8). Diese Darstellung erlaubt die gewünschte exakte Analyse des Energiebereiches um die maximale Betaenergie. In vielen Lehrbüchern wird statt des für die Dosimetrie wichtigen Energiespektrums der Betateilchen aus theoretischen Gründen die Impulsdarstellung bevorzugt, so dass sich dadurch leicht unterschiedliche Formeln und Graphen ergeben (z. B. in [Mayer-Kuckuk/K]). An den grundlegenden Sachverhalten ändert sich dadurch jedoch nichts.

3.1.2.1 Die β^--Umwandlung

Weist ein Radionuklid einen Neutronenüberschuss gegenüber stabilen Kernen auf, so erfolgt in der Regel eine β^--Umwandlung. Dabei wandelt sich im Kern des Mutternuklids nach Gl. (3.10) ein Neutron in ein Proton um. Durch β^--Zerfälle erhöht sich also die Ordnungszahl um 1 ($Z \rightarrow Z+1$), die Neutronenzahl vermindert sich um 1 ($N \rightarrow N-1$). Die Massenzahl A bleibt dagegen erhalten. Die beim Zerfall entstehende Energie wird in Form kinetischer Energie auf die Zerfallsprodukte (β^-, $\overline{\nu}$) verteilt und außerdem zur Bildung des Antiteilchens $\overline{\nu}$ verwendet. Die Kerngleichung für den β^--Zerfall des radioaktiven Mutternuklids X in das Tochternuklid Y lautet:

$$^{A}_{Z}X^{*}_{N} \Rightarrow {}^{A}_{Z+1}Y^{*}_{N-1} + \beta^- + \overline{\nu} + \text{Energie} \tag{3.14}$$

Ein β^--Zerfall findet übrigens tatsächlich auch beim freien Neutron statt (Gl. 3.10, $T_{1/2}$ = 10,25 min), das also der leichteste Betastrahler ist. Ein freier Neutronenstrahl ist deshalb auch im Vakuum immer mit Betastrahlung kontaminiert.

Die Massen- und Energiebilanz beim β^--Zerfall*

Atommassen werden in der Regel massenspektrometrisch bestimmt. Sie sind tabellarisch erfasst (s. Kap. 2.3). Die Massen von Nukliden unterscheiden sich von den Atommassen durch die fehlenden Elektronen der Atomhülle. Für den Betazerfall kann

man die massenspektrometrischen Atommassen daher nicht unmittelbar verwenden. Man muss auch die entsprechende Anzahl der Elektronen berücksichtigen. Vernachlässigt man die Bindungsenergien der Z Elektronen in der Atomhülle und die Ruhemasse des Antineutrinos, so kann man die Nuklidmassen von Mutter- und Tochternuklid als Differenz der Atommassen und der Elektronenmassen im Eingangs- und Ausgangskanal des Betazerfalls berechnen. Für den Mutterkern X mit der Ordnungszahl Z erhält man:

$$m_X(Z,N,A) = m(Z,N,A) - Z \cdot m_e \tag{3.15}$$

Das neutrale Tochteratom besitzt Z+1 Elektronen. Das Tochternuklid Y hat daher die Masse

$$m_Y(Z+1,N-1,A) = m(Z+1,N-1,A) - (Z+1) \cdot m_e \tag{3.16}$$

Zur Berechnung der Bindungsenergiedifferenz von Mutter- und Tochternuklid muss außerdem die Ruhemasse des beim Zerfall emittierten Elektrons berücksichtigt werden.

$$m_X(Z,N,A)-m_Y(Z+1,N-1,A)=m(Z,N,A)-Z\cdot m_e-[m(Z+1,N-1,A)-(Z+1)\cdot m_e+m_e] \tag{3.17}$$

Nach Auflösen des Klammerausdruckes ergibt sich die Massendifferenz des β^--Zerfalls exakt als die Differenz der Atommassen der neutralen Mutter- und Tochteratome.

$$\Delta m = m(Z,N,A) - m(Z+1,N-1,A) \tag{3.18}$$

Für $\Delta m \leq 0$ ist aus energetischen Gründen keine β^--Umwandlung möglich. Die maximale Betaenergie, die also gleichzeitig die gesamte Bindungsenergiedifferenz der Umwandlung ist, erhält man mit Hilfe der Einsteinrelation (Gl. 1.4). Sie wird auch als

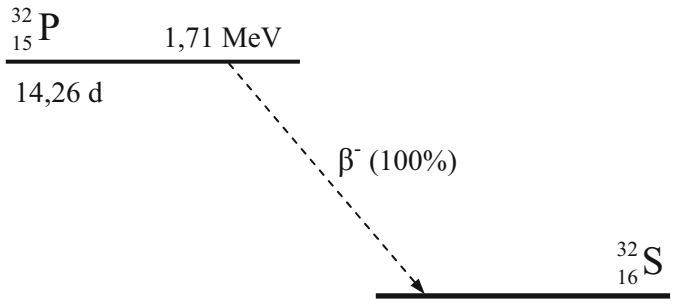


Fig. 3.9: Schema der β^--Umwandlung des P-32, das zu 100% in den Grundzustand des S-32 zerfällt. Die Halbwertzeit dieser Umwandlung beträgt 14,26 d, die maximale Betaenergie 1,71 MeV.

Wärmewert oder **Q-Wert** des Zerfalls bezeichnet.

$$E_{max} = \Delta m \cdot c^2 = [m(Z,N,A) - m(Z+1,N-1,A)] \cdot c^2 \qquad (3.19)$$

Beispiel 2: Massen- und Energiebilanz beim Betazerfall des Phosphor-32. Phosphor-32 zerfällt über einen β^--Zerfall zu 100% in den Grundzustand des Schwefel-32. Die Halbwertzeit des Zerfalls beträgt 14,26 Tage, die experimentell bestimmte maximale Betaenergie 1,71 MeV. Die Zerfallsgleichung lautet:

$$^{32}_{15}P^*_{17} \Rightarrow {}^{32}_{16}S_{16} + \beta^- + \overline{\nu} + 1{,}71\,\text{MeV} \qquad (3.20)$$

Die Atommassen der beteiligten Atome werden in der Praxis meistens in atomaren Masseneinheiten u angegeben (s. Gl. 2.18). In diesem konkreten Fall sind ihre Werte m(P-32) = 31,9739095 u und m(S-32) = 31,9720737 u. Die Massendifferenz beträgt also Δm = 0,001835 u. Nach Gleichung (3.18) entspricht sie gerade der Nuklidmassendifferenz des Betazerfalls. Das Massenenergieäquivalent einer atomaren Masseneinheit beträgt nach Gl. (2.19) 931,5016 MeV. Für die maximale Betaenergie ergibt dies in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten E_{max} = 0,001835 · 931,5016 MeV = 1,71 MeV. Phosphor-32 ist ein wichtiges Nuklid für die nuklearmedizinische Strahlentherapie.

3.1.2.2 Die β^+-Umwandlung

Atomkerne mit einem energetisch ungünstigen Neutronendefizit im Vergleich zu ihren Nachbarnukliden können ihre Neutronenzahl bei geeigneten energetischen Verhältnissen durch eine Positronenemission erhöhen. Dabei wird innerhalb des Atomkerns ein Proton spontan in ein Positron, ein Neutrino und ein Neutron umgewandelt. Das Positron ist das Antiteilchen zum Elektron. Es wird auch als β^+-Teilchen bezeichnet. Durch β^+-Zerfall vermindert sich also die Ordnungszahl um 1 ($Z \rightarrow Z-1$), die Neutronenzahl erhöht sich um 1 ($N \rightarrow N+1$), die Massenzahl A bleibt wie beim β^--Zerfall erhalten. β^+-Zerfälle sind also ebenfalls isobar. Die frei werdende Zerfallsenergie wird wieder durch die emittierten Teilchen wegtransportiert und zur Bildung des Neutrinos verwendet. Die Kerngleichung des β^+-Zerfalls lautet:

$$^{A}_{Z}X^*_N \Rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y^*_{N+1} + \beta^+ + \nu + \text{Energie} \qquad (3.21)$$

Das Positron erhält wie das Elektron beim β^--Zerfall durch die Aufteilung der Energie auf die Zerfallsteilchen ein kontinuierliches Energiespektrum mit einer der Zerfallsenergie entsprechenden maximalen Positronenenergie. Ein β^+-Zerfall des freien Protons nach Gl. (3.11) wurde bisher in der Natur noch nicht beobachtet[9].

[9] Da die Masse eines freien Protons kleiner als die des Neutrons ist, ist ein **Zerfall des Protons** gemäß Gl. (3.11) nach dem Energiesatz für ungebundene Protonen eigentlich nicht möglich. Andererseits fordert die Vereinheitlichungstheorie der schwachen und der starken Wechselwirkung einen Protonenzerfall mit einer Halbwertzeit in der Größenordnung von > 10^{31} Jahren. Der Protonenzerfall ist also sehr

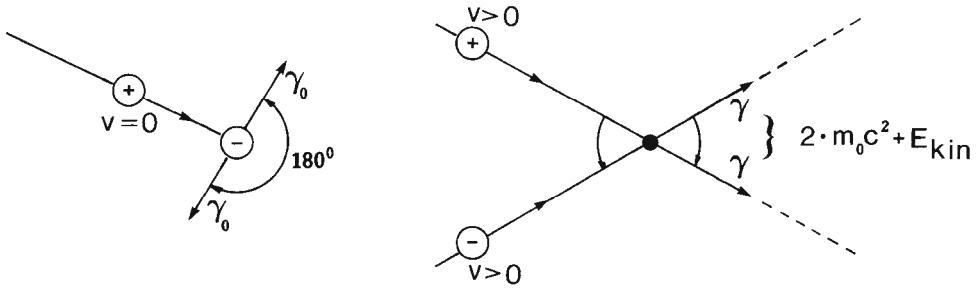


Fig. 3.10: Die Entstehung der Vernichtungsstrahlung bei der Vernichtung des Teilchen-Antiteilchenpaares Elektron-Positron. Die beiden 511-keV-Vernichtungsquanten werden, wenn Elektron und Positron unmittelbar vor der Vernichtung in Ruhe waren, unter 180° zueinander abgestrahlt. Dadurch wird der Impulserhaltung Rechnung getragen (Impuls vor und nach der Vernichtung ist Null, links). Die Energie der Vernichtungsquanten bei der Vernichtung in Ruhe entspricht der Ruheenergie der beiden Leptonen. Findet die Paarvernichtung im Fluge statt (rechts), ist die Emissionsrichtung der beiden Vernichtungsquanten entsprechend dem Impuls der Teilchen vor der Vernichtung nach vorne gerichtet. Die Summe der Photonenenergien erhöht sich um die Bewegungsenergie des Teilchenpaares vor der Vernichtung.

Beim Durchgang des Positrons durch Materie tritt eine Besonderheit in der Wechselwirkung auf, die mit dem Antiteilchencharakter des β^+-Teilchens zusammenhängt. Trifft das Positron nämlich auf ein Elektron, z. B. ein Hüllenelektron eines Absorberatoms, so vernichten sie sich gegenseitig. Ihr Massenäquivalent wird in Form zweier Gammaquanten, der **Vernichtungsquanten**, emittiert. Deren Energie entspricht gerade der Summe der Ruheenergien von Elektron und Positron, die je 511 keV betragen, und der Bewegungsenergien des Teilchenpaares vor der Vernichtung. Positronenemissionen sind in Materie daher immer von durchdringender Vernichtungsstrahlung begleitet, die selbstverständlich im Strahlenschutz beachtet werden muss (Fig. 3.10).

Die Massen- und Energiebilanz beim β^+-Zerfall*

Die Masse eines Neutrons ist größer als die Masse des Protons (entsprechend einer Energiedifferenz von 0,783 MeV, s. Tab. 1.2). Zusätzlich müssen beim β^+-Zerfall ein Positron und ein Neutrino gebildet werden. Damit die Umwandlung möglich wird,

---

unwahrscheinlich und soll nach der Gleichung $p \rightarrow \pi^0 + e^+$ stattfinden. Dies bedeutet eine Verletzung des Erhaltungssatzes für die Teilchenzahlen, da ein Hadron (das Proton) verschwindet und dafür ein anderes Teilchen, das Meson, auftaucht. Dies ist nur möglich, wenn bei dem beschriebenen Prozess ein down-quark im Proton in das Lepton Positron verwandelt wird, also eine Mischung von starker und schwacher Wechselwirkung stattfindet. Aus diesem Grund wird weltweit mit großem Aufwand nach dem Protonenzerfall gesucht, der bis heute allerdings noch nicht zweifelsfrei nachgewiesen wurde. Für "normale" physikalische Betrachtungen kann die mögliche Instabilität des Protons wegen der mit Sicherheit sehr großen Lebensdauer anders als in der Kosmologie immer vernachlässigt werden.

muss das Mutternuklid deshalb mindestens den notwendigen Energieüberschuss zur Bildung der drei Teilchen aufbringen. Ein β^+-Zerfall eines Nuklids ist also nur möglich, wenn die Bindungsenergiedifferenz von Mutter- und Tochterkern ausreichend groß ist. Die Massenbilanz beim Positronenzerfall lautet:

$$m_X(Z,N,A) = m_Y(Z\text{-}1,N\text{+}1,A) + E_{max}/c^2 + m_e \tag{3.22}$$

Will man wie beim β^--Zerfall wieder die "neutralen" Atommassen der Reaktionspartner benutzen, so addiert man am besten auf beiden Seiten dieser Gleichung Z Elektronenmassen.

$$m_X(Z,N,A) + Z\cdot m_e = m_Y(Z\text{-}1,N\text{+}1,A) + E_{max}/c^2 + (Z+1)\cdot m_e \tag{3.23}$$

Ersetzt man jetzt wieder die Kernmassen durch die entsprechenden Atommassen (Atom X hat Z Elektronen, Atom Y nur Z-1 Elektronen in der Hülle), so erhält man für die Massenbilanz:

$$m(Z,N,A) = m(Z\text{-}1,N\text{+}1,A) + E_{max}/c^2 + 2\cdot m_e \tag{3.24}$$

Dies ergibt mit der Massen-Energie-Beziehung (Gl. 1.4) folgende Energiebilanz des β^+-Zerfalls:

$$[m(Z,N,A) - m(Z\text{-}1,N\text{+}1,A)]\cdot c^2 = \Delta m\cdot c^2 = E_{max} + 2m_e\cdot c^2 \tag{3.25}$$

Die maximale Betaenergie ist also um die zwei Elektronenruheenergien verminderte Bindungsenergiedifferenz der beteiligten Atome. Steht weniger Energie als zwei Elektronenruheenergien zur Verfügung ($\Delta m\cdot c^2 < 2\cdot 511$ keV = 1022 keV), so kann der β^+-Zerfall auf keinen Fall stattfinden. Das Positron müsste sonst negative Bewegungsenergien haben. Die Alternative ist dann ein Elektroneneinfang.

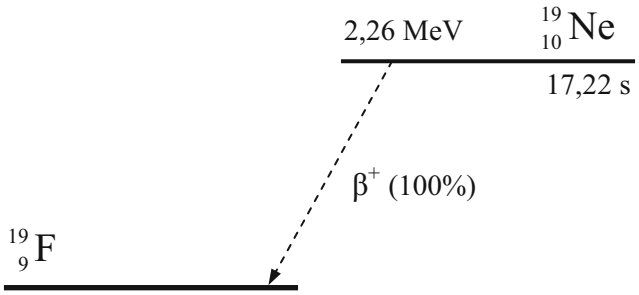


Fig. 3.11: Zerfallsschema des Ne-19, das über eine Positronenumwandlung zu fast 100% direkt in den Grundzustand des F-19 zerfällt. Die Halbwertzeit beträgt 17,22 s, die maximale Betaenergie 2,26 MeV.

Beispiel 3: Massen- und Energiebilanz bei der Positronenumwandlung des Neon-19. Fig. (3.11) zeigt das Zerfallsschema des Neon-19. Neon-19 zerfällt zu mehr als 99% über einen β^+-Zerfall direkt in den Grundzustand des Fluor-19. Die Halbwertzeit beträgt 17,22 s, die experimentell festgestellte maximale Positronenenergie 2,26 MeV.

$$^{19}_{10}\mathrm{Ne}^*_9 \Rightarrow {}^{19}_{9}\mathrm{F}_{10} + \beta^+ + \nu + 2{,}26\,\mathrm{MeV} \tag{3.26}$$

Die Atommassen betragen m(Neon-19) = 19,0018809 u, die des Fluoratoms m(Fluor-19) = 18,9984046 u. Die Massendifferenz in atomaren Einheiten beträgt also Δm = 0,0034763 u, entsprechend einer Energiedifferenz von 3,238 MeV. Zieht man davon 1,022 MeV für die Ruheenergie von Elektron und Positron ab, so verbleiben nach Gleichung (3.25) noch 2,216 MeV für die maximale Positronen-Bewegungsenergie, was etwa mit dem experimentellen Wert von 2,26 MeV übereinstimmt. In dieser Bilanz sind übrigens wieder die Bindungsenergien der Hüllenelektronen und die Ruheenergie des Neutrinos vernachlässigt.

3.1.2.3 Der Elektroneneinfang (EC)

Die zweite Möglichkeit für Atomkerne, einen eventuellen Protonenüberschuss zu vermindern, ist der Elektroneneinfang (engl.: electron capture, EC) durch den Atomkern aus einer der inneren Elektronenschalen. Dies betrifft meistens die K-Schale, da K-Elektronen nach der Quantentheorie eine endliche, wenn auch sehr kleine Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Kerninneren haben. Dieser Einfangprozess, bei dem kein Energie-Massenäquivalent für ein Positron benötigt wird, findet immer dann statt, wenn aus energetischen Gründen kein β^+-Zerfall möglich ist. Oft konkurriert der Elektroneneinfang aber auch mit dem energetisch möglichen Positronenzerfall. Das eingefangene Elektron und ein Proton bilden über die schwache Wechselwirkung ein Neutron und ein Neutrino. Das Neutrino hat neben der Teilchenzahlerhaltung (ein verschwindendes Lepton, das Elektron, wird durch ein neues, das Neutrino, ersetzt) vor allem die Aufgabe, die überschüssige Energie abzuführen.

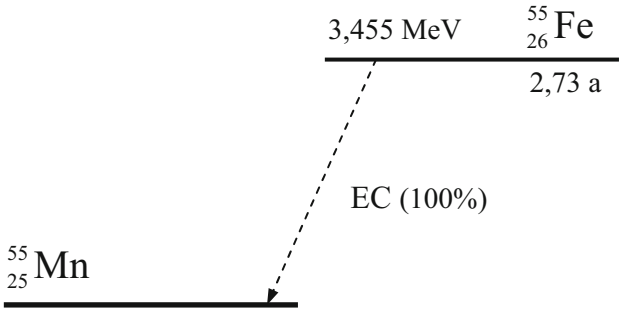


Fig. 3.12: Zerfallsschema des Elektroneneinfangs am Eisen-55. Fe-55 zerfällt zu 100% in den Grundzustand des Mangan-55. Die Halbwertzeit ist 2,73 a, die Zerfallsenergie beträgt 3,455 MeV.

$$p + e^- \Rightarrow n + \nu + \text{Energie} \tag{3.27}$$

Wie beim β^+-Zerfall vermindert sich bei diesem Prozess die Ordnungszahl um 1 ($Z \rightarrow Z\text{-}1$) und die Neutronenzahl erhöht sich um 1 ($N \rightarrow N+1$). Die Massenzahl A bleibt dagegen wieder erhalten. Da die Atomhülle des Tochternuklids ein Elektronenloch in einer der inneren Schalen aufweist, folgt auf einen Elektroneneinfang immer die Emission charakteristischer Hüllen-Photonenstrahlung oder deren Konkurrenzprozess, die Augerelektronen-Emission. Die Kerngleichung des Elektroneneinfangs hat die folgende Form:

$$^{A}_{Z}X^{*}_{N} + e^- \Rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y^{*}_{N+1} + \nu + \text{Energie} \tag{3.28}$$

Findet der Elektroneneinfang direkt in den Grundzustand des Tochternuklids statt, so wird lediglich ein Neutrino emittiert. Dieses übernimmt zwar die Zerfallsenergie, macht aber praktisch keine Wechselwirkung mit der umgebenden Materie. Strahlenschutzprobleme können also bei solchen reinen Grundzustandszerfällen nur durch die nachfolgende Hüllenstrahlung entstehen. Die beim Zerfall freiwerdende Energie verteilt sich auf das Neutrino (Bewegungs- und Ruhenergie) und auf die Bindungsenergie des eingefangenen Elektrons. Da diese einen von der Ordnungszahl des Mutteratoms abhängigen konstanten Wert hat, übernimmt auch das Neutrino einen festen Energiebetrag. Ein Beispiel für einen 100-prozentigen Elektroneneinfang in den Grundzustand des Tochternuklids zeigt Fig. (3.12).

3.1.3 Die Gammaumwandlung

Bei radioaktiven Zerfällen werden nicht nur Teilchen emittiert. Reicht die Energiebilanz nicht für eine Teilchenemission aus, so kann die beim Mutternuklid verbleibende Anregungsenergie in Form hochenergetischer Photonenstrahlung, den Gammaquanten, ausgesendet werden. Da Gammaquanten zur elektromagnetischen Strahlung zählen, verändern sich die Massenzahlen des "zerfallenden" Kerns nicht. Allerdings vermindert sich die Energie des Kerns um den durch das Photon abtransportierten Energieanteil bzw. die Kernmasse um das Massen-Energie-Äquivalent des Photons. Der Gammazerfall ist also weder eine Umwandlung noch ein wirklicher Zerfall des Mutternuklids. Er äußert sich lediglich in einer Verminderung der Nuklidenergie und somit der entsprechenden Kernmasse. Gammaumwandlungen werden durch die elektromagnetische Wechselwirkung ermöglicht. Bei radioaktiven Zerfällen mit Teilchenemission werden sehr oft nicht die Grundzustände, sondern angeregte Zustände des Tochternuklids erreicht. Die angeregten Zustände können einfachen Einzelnukleonenanregungen oder kollektiven Zuständen des Kerns entsprechen. Während in der Atomhülle einfacher isolierter Atome sehr klare Regeln für die Energien der Elektronenübergänge existieren (s. Abschnitt 2.2), gibt es für nukleare Übergänge wegen der Vielfalt der möglichen Anregungszustände keine einfachen Beziehungen. Entsprechend komplex können die Gamma-Zerfallsschemata sein (Fig. 3.13).

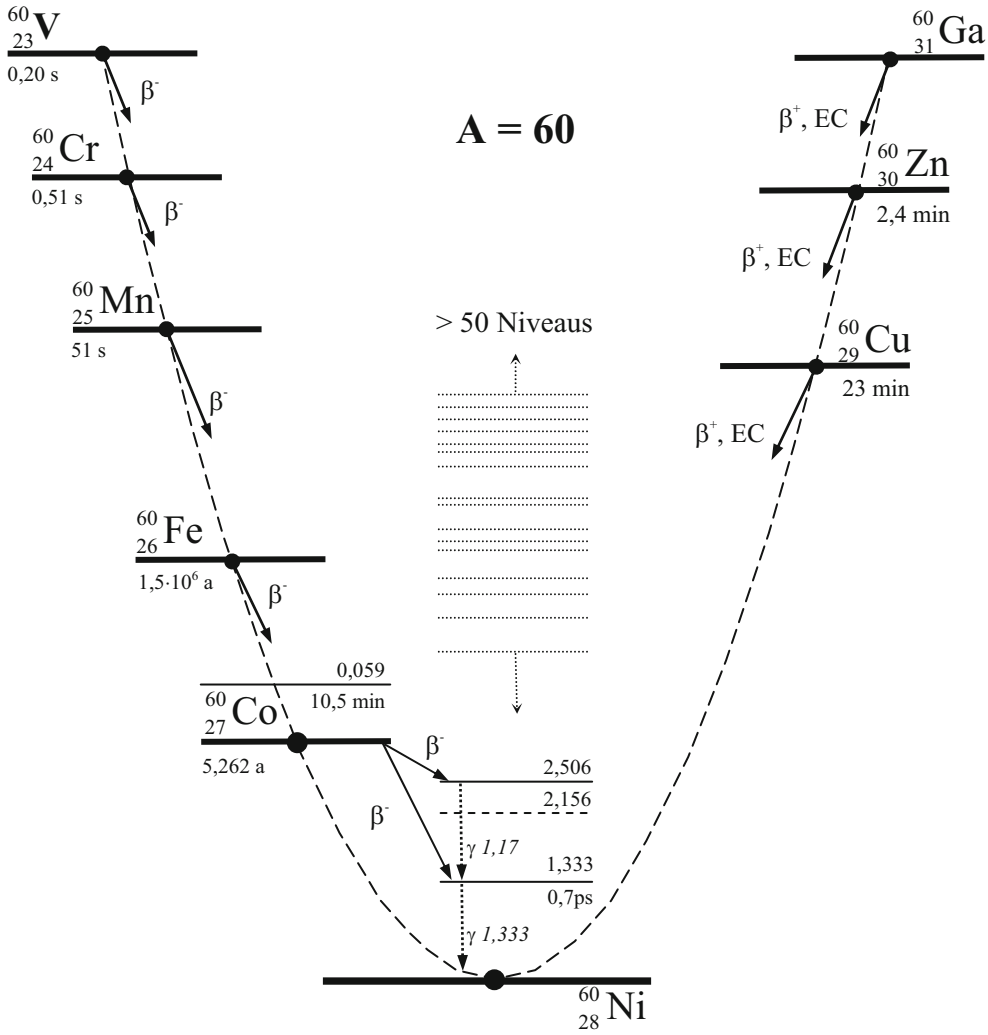


Fig. 3.13: Isobarenparabel für A=60 mit schematischem Termschema des stabilen Nuklids Ni-60 und Zerfall der zugehörigen isobaren Kerne Cr-60, Mn-60, Fe-60, Co-60, Ga-60, Zn-60 und Cu-60 (vereinfacht nach [Lederer], [ICRP38], [Karlsruher Nuklidkarte]). β^+-Umwandlungen sind auf der rechten Parabelseite, β^--Umwandlungen auf der linken Seite der Isobarenparabel angezeigt. Die Zeitangaben an den Termschemata sind gerundete Halbwertzeiten und umfassen den Zeitbereich von $1{,}5 \cdot 10^6$ Jahren (Fe-60) bis zu den nahezu prompten Gammaübergängen in weniger als 1 ps (1,33 MeV-Niveau des Ni-60). Die Energieangaben sind in MeV angegeben. Für das Co-60 sind im Energiebereich bis etwa 4 MeV über 70 Anregungszustände bekannt. Für das Ni-60 sind über 50 Niveaus bis zur Anregungsenergie von 5 MeV experimentell bestimmt. Sie sind in dieser Zeichnung nur schematisch angedeutet. Aus Darstellungsgründen sind außerdem die energetischen Abstände der einzelnen isobaren Grundzustände, insbesondere der des Fe-60 zum Co-60 gespreizt eingezeichnet. Letzterer beträgt tatsächlich nur etwa 0,14 MeV.

Beispiel 4: Gammazerfall des Nickel-60. Ein typisches Beispiel eines Gammazerfalls zeigt Fig. (3.13). Dort ist der β^--Zerfall des Co-60 in angeregte Zustände des Ni-60 dargestellt. 60-Co zerfällt zu 99,9% in das angeregte 2,5057-MeV-Niveau des 60-Ni-Tochterkerns. Dieser hoch angeregte Zustand zerfällt über das 1,3325-MeV-Zwischenniveau in den Grundzustand. Dabei werden zwei Gammaquanten von 1,1732 und 1,3325 MeV emittiert. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,08% findet auch ein β^--Zerfall in das 1,3325-MeV-Niveau statt. Co-60 spielt wegen der nachfolgenden hochenergetischen Gammastrahlung eine wichtige Rolle in der Medizin (Strahlentherapie) und bei technischen Radiologieanwendungen (Strahlungs-Sterilisation, Werkstoffprüfung).

$$^{60}_{27}\mathrm{Co}^*_{33} \Rightarrow {}^{60}_{28}\mathrm{Ni}^*_{32} + \beta^- + \overline{\nu} + \mathrm{E} \tag{3.29}$$

$$^{60}_{28}\mathrm{Ni}^*_{32} \Rightarrow {}^{60}_{28}\mathrm{Ni}_{32} + \gamma_1 + \gamma_2 \tag{3.30}$$

Bei der β^--Umwandlung des ^{60}Co können aus energetischen Gründen nur die drei untersten Anregungszustände des ^{60}Ni erreicht werden. Tatsächlich ist das Anregungsspektrum des ^{60}Ni-Kerns wesentlich komplizierter, als es aus der vereinfachten Darstellung in den Gleichungen (3.29, 3.30) anzunehmen ist. Steht mehr Anregungsenergie zur Verfügung, wie beispielsweise beim β^+-Zerfall des ^{60}Cu, der in den gleichen Tochterkern stattfindet, so werden auch höhere Kernzustände durch den Betazerfall bevölkert. Das vollständige Zerfallsschema aller zurzeit bekannten Nuklide, die letztlich beim Nuklid ^{60}Ni enden, ist im Termschema (3.13) aufgezeichnet, das im Übrigen ein schönes Beispiel für die oben besprochene Isobarenparabel ist.

Während beim Betazerfall des ^{60}Co nur zwei Gammalinien in Erscheinung treten, ist das Zerfallsspektrum des ^{60}Cu besonders vielfältig. Beim Zerfall des ^{60}Cu tritt konkurrierend zu den β^+-Zerfällen auch Elektroneneinfang auf. Zusätzlich zur Kernstrahlung sind daher auch Hüllenstrahlungen des Tochternuklids zu erwarten. Termschemata für Gammaumwandlungen sind in Gammaspektroskopie-Atlanten zusammengefasst. Wichtige internationale Datenquellen sind die Datensammlung des National Departements for Energy der USA, zusammengestellt von Lederer und Shirley [Lederer], die Atomic Data and Nuclear Data Tables [Nuclear Data Tables] und [ICRP 38].

Beispiel 5: Gammaumwandlung des Barium-137. Ein weiterer für Medizin und Technik bedeutsamer Gammazerfall findet sich nach dem β^--Zerfall des 137-Cs (Fig. 3.14). Cs-137 ist ein künstlich durch Atomkernspaltung erzeugtes Nuklid mit einer Halbwertzeit von 30,17 a. Es zerfällt über einen β^--Zerfall zu 5,6% in den Grundzustand und zu 94,4% in einen isomeren Zustand des Ba-137. Die zugehörigen maximalen Betaenergien betragen 1,18 und 0,51 MeV.

$$^{137}_{55}\mathrm{Cs}^*_{82} \Rightarrow {}^{137\mathrm{m}}_{56}\mathrm{Ba}^*_{81} + \beta^- + \overline{\nu} + \mathrm{E} \tag{3.31}$$

$$^{137\mathrm{m}}_{56}\mathrm{Ba}^*_{81} \Rightarrow {}^{137}_{56}\mathrm{Ba}_{81} + \gamma \tag{3.32}$$

Das metastabile Bariumniveau Ba-137m hat eine Halbwertzeit von 2,55 min, die emittierte Gammastrahlung eine Energie von 662 keV. Weil sie die einzige vom Tochternuklid emittierte Gammalinie ist, wird ^{137}Cs gerne als Kalibrierpräparat für Gammaspektrometer benutzt. Da ^{137}Cs bei der Kernspaltung in Kernreaktoren oder Atomwaffen entsteht und eine vergleichs-

weise lange Lebensdauer hat, ist es eines der Leitnuklide bei kerntechnischen Störfällen. So war dieses Nuklid neben anderen verantwortlich für die langfristige radioaktive Kontamination der Umwelt nach den bis in den Beginn der Achtziger Jahre durchgeführten oberirdischen Kernwaffenversuchen. Auch die Reaktorkatastrophe von Tschernobyl vom 26. April 1986 hat bis weit nach West- und Nordeuropa hinein die Umwelt außer mit vielen kurzlebigen Nukliden auch mit dem langlebigen Nuklid ^{137}Cs kontaminiert.

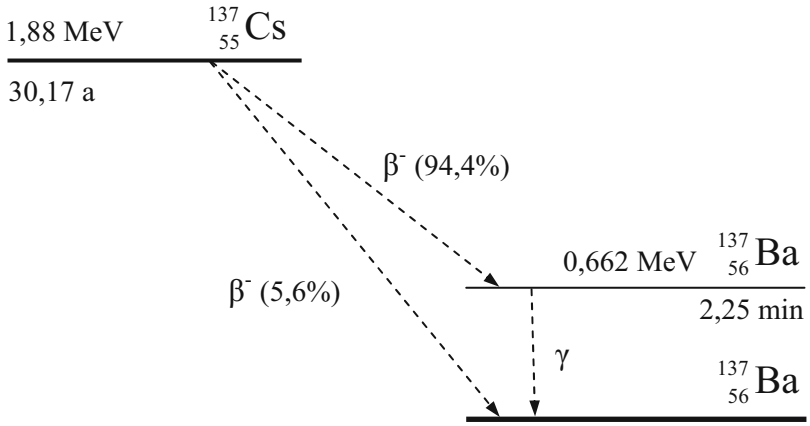


Fig. 3.14: Zerfallsschema des Cs-137. Die Halbwertzeit des Betazerfalls beträgt 30,17 a, die Zerfallsenergien sind 1,18 und 0,51 MeV. Die Halbwertzeit des 137m-Ba-Zerfalls ist 2,55 min. Die Gammaenergie beträgt 0,662 MeV.

Metastabile, also isomere angeregte Kernzustände treten immer dann auf, wenn das angeregte Nuklid für den Übergang in niedrigere Energiezustände komplizierte Umordnungsprozesse seiner Nukleonenkonfiguration durchlaufen muss und die zur Verfügung stehende Energiedifferenz im Vergleich zur Bindungsenergie des Nuklids gering ist. Die mittlere Zeit, die für diese Neuordnung der Nukleonen benötigt wird, bestimmt dann die Lebensdauer der metastabilen Niveaus. Ein medizinisch wichtiges Beispiel ist das Tc-99m, das für die Nuklearmedizin verwendet wird (s. Gl. 3.33, 3.34 und Beispiel 10 in Kap. 3.2.2). Auch existieren heute noch isomere Nuklide aus der Zeit der Elemententstehung, obwohl die Grundzustände dieser Nuklide vergleichsweise schnell zerfallen sind. Bei vielen technisch oder medizinisch verwendeten Nukliden spielt die Halbwertzeit der angeregten Zustände allerdings kaum eine Rolle, da der Zeitverlauf des radioaktiven Zerfalls durch die Halbwertzeit des langlebigen Mutternuklids dominiert wird.

3.1.4 Die Innere Konversion (IC)

Sind die Wahrscheinlichkeiten für Gammaemissionen angeregter Kernzustände wegen komplizierter Nukleonenkonfigurationen oder geringer Anregungsenergien sehr klein, so kann der Atomkern durch einen weiteren Mechanismus auch ohne Photonenemission überschüssige Energie abgeben. Dabei wird die Anregungsenergie unmittelbar auf ein inneres Hüllenelektron übertragen. Dieser Prozess ist vor allem an K- und L-Elektronen beobachtet worden und wird als **Innere Konversion** (engl.: inner conversion, IC) bezeichnet. Innere Konversion tritt häufig bei hohen Kernladungen auf, da bei solchen Nukliden durch die starke Coulombanziehung die inneren Elektronenbahnen dicht an der Kernoberfläche verlaufen und somit dort eine höhere lokale Elektronendichte als bei leichten Kernen besteht. Diese inneren Elektronen haben dann eine erhöhte Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kernort, so dass sie die Anregungsenergie unmittelbar vom Kern übernehmen können. Wie beim Gammazerfall ändern sich auch bei der Inneren Konversion weder die Nukleonenzahl A noch die Ordnungszahl Z oder die Neutronenzahl N. Der Mutterkern verliert lediglich Anregungsenergie und ändert dadurch seinen Massendefekt. Die Elektronen aus der direkten Kern-Hülle-Energieübertragung werden als **Konversionselektronen** bezeichnet. Ihre Energien entsprechen der Differenzenergie des Kernüberganges vermindert um die Bindungsenergie des freigesetzten Elektrons. Für die Energie der Konversionselektronen gilt daher der folgende Zusammenhang:

$$E_e = E_\gamma - E_{bind,e} \tag{3.33}$$

Die Energieverteilungen der Konversionselektronenenergien sind deshalb diskrete Linienspektren. Sie unterscheiden sich also von den kontinuierlichen Energiespektren der Betazerfälle. Die Energien der Konversionselektronen sind wie die Gammaenergien charakteristisch für ein bestimmtes Nuklid.

Innere Konversion tritt als Konkurrenz zum Gammazerfall auf, wenn dieser aus den oben genannten Gründen behindert ist. In einem Ensemble radioaktiver Kerne findet man neben den Zerfällen durch Innere Konversion auch die Gammaumwandlungen der angeregten Mutternuklide. An einem bestimmten Kernindividuum können Innere Konversion und Gammazerfall natürlich nicht gleichzeitig stattfinden, da ein einzelner Atomkern nur auf die eine oder die andere Art zerfallen kann. Das Verhältnis der Wahrscheinlichkeit für eine Innere Konversion zur Wahrscheinlichkeit für einen Gammazerfall aus dem gleichen angeregten Zustand wird als **Konversionskoeffizient** α bezeichnet. Experimentell wird dieser als Verhältnis der Anzahl der pro Zeitintervall emittierten Konversionselektronen N_e und der Zahl der Gammaquanten N_γ bestimmt. Er wird getrennt für die verschiedenen Elektronenschalen angegeben und erhält zur Kennzeichnung als Index die jeweilige Schalenkennung (α_K, α_L ....). Konversionskoeffizienten sind unter anderem in [Lederer] als Funktion der Gammaenergie und der Ordnungszahl tabelliert.

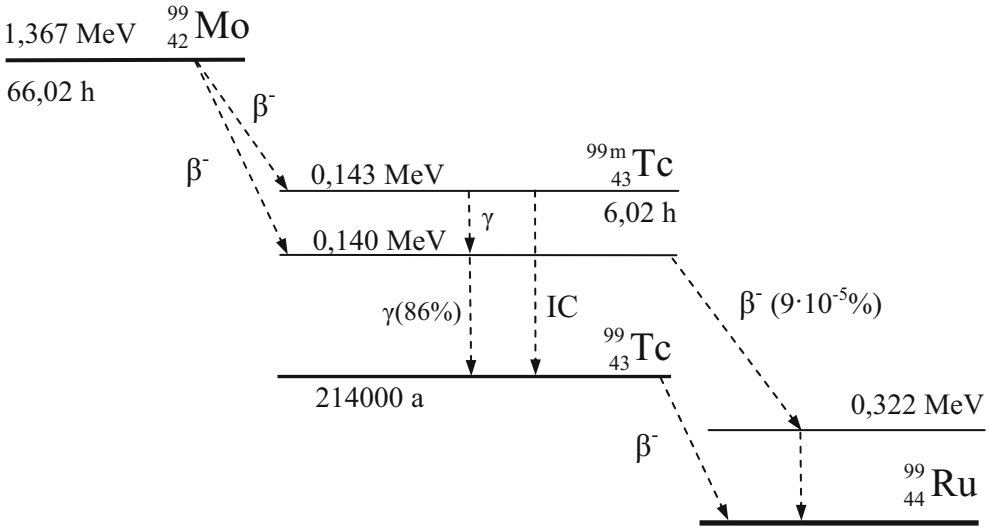


Fig. 3.15: Vereinfachtes Zerfallsschema des Molybdän-99. Es zerfällt mit 66,02 h Halbwertzeit in angeregte Zustände des Technetium-99. Die Betaübergänge bevölkern zu etwa 14% den Grundzustand des 99-Tc und zu ca. 86% den metastabilen Zustand 99m-Tc. Dieser hat eine Anregungsenergie von 143 keV und zerfällt über einen Zwischenzustand durch Gammaemission und Innere Konversion mit einer Halbwertzeit von 6,02 h in den instabilen Grundzustand des 99-Tc (β^--Zerfall in Ruthenium-99 mit der Halbwertzeit von 214000 a).

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma} \tag{3.34}$$

Innere Konversion ist übrigens eine wirkliche Alternative zum Gammazerfall, es wird dabei also nicht etwa erst ein reelles Gammaquant emittiert, das dann mit einem der Hüllenelektronen, z. B. über einen Photoeffekt wechselwirkt. Einen direkten Beweis der "Eigenständigkeit" der Inneren Konversion liefert das Zerfallsschema des ^{99}Mo (Fig. 3.15), dessen Tochternuklid ^{99}Tc eine wichtige Rolle in der nuklearmedizinischen Diagnostik spielt. Es wird dort als so genannter **Technetium-Generator** zur Gewinnung des metastabilen gammastrahlenden ^{99m}Tc verwendet.

$$^{99}_{42}\mathrm{Mo}^*_{57} \Rightarrow {}^{99}_{43}\mathrm{Tc}^*_{56} + \beta^- + \overline{\nu} + E \tag{3.35}$$

$$^{99m}_{43}\mathrm{Tc}^*_{56} \Rightarrow {}^{99}_{43}\mathrm{Tc}^*_{56} + \gamma \tag{3.36}$$

Die Halbwertzeit des metastabilen Zustandes des Tc-99 ist geringfügig beeinflussbar durch die chemische Verbindung, in der das Technetium vorliegt, da die Zerfallswahrscheinlichkeit für die Innere Konversion von der Elektronendichteverteilung am Kern-

ort abhängt und diese wiederum von der chemischen Bindung. Die Wahrscheinlichkeit des konkurrierenden Gammazerfalls ist dagegen völlig unabhängig von der Hüllenstruktur und kann die mit der chemischen Verbindung variierende Halbwertzeit des metastabilen Zustandes nicht erklären. Ein besonders drastisches Beispiel ist die Variation der Halbwertzeit des ^{7}Be mit der chemischen Form [Chih-An Huh 1999]. Sie variiert je nach chemischer Bindung zwischen 53,416 d und 54,226 d.

Bei der Inneren Konversion entstehen wie beim Elektroneneinfang Elektronenlücken in den inneren Schalen der Atomhülle. Diese werden sukzessiv von Elektronen der äußeren Elektronenschalen aufgefüllt. Dabei wird wie üblich die Bindungsenergiedifferenz der nach innen fallenden Elektronen in charakteristische Photonenstrahlung oder in kinetische Energie von Augerelektronen umgewandelt. Innere Konversion ist also grundsätzlich mit der Emission von Hüllenstrahlung verbunden.

3.1.5 Spontane Kernspaltung, Neutronenquellen, Protonenzerfall

Neben den bisher erwähnten "klassischen" Zerfallsarten besteht besonders für schwere Kerne oder Nuklide weit entfernt vom Stabilitätstal die Möglichkeit, auch auf andere Weise zu zerfallen. Sie können beispielsweise **spontan spalten** (engl.: spontaneous fission, sf). Dieser Prozess findet nur bei einigen sehr schweren Atomkernen statt. Aussagen über die Instabilität schwerer Kerne gegen spontane Spaltung liefert die Theorie des Tröpfchenmodells unter bestimmten Annahmen (wie symmetrische Spaltung, kleine Deformationen) in Form des **Spaltparameters s**.

$$s = \frac{Z^2}{A} \tag{3.37}$$

Für s-Werte oberhalb 50 spalten die Nuklide sofort, für s-Werte zwischen 37 und 47 verzögert, also mit einer bestimmten endlichen Lebensdauer. Je größer der Spaltparameter für ein bestimmtes Nuklid ist, umso kürzer ist die Halbwertzeit des Zerfalls. Für s = 37 liegen die aus dem Tröpfchenmodell abgeschätzten Halbwertzeiten in der Größenordnung von 10^{10}a. Die experimentell bestimmten Lebensdauern spontan spaltender Kerne sind oft wesentlich kürzer, da das zur Berechnung von s verwendete kollektive Tröpfchenmodell keine Aussagen über Einzelnukleonenzustände und deren Einflüsse auf den exakten Verlauf der Bindungsenergie der Nuklide mit der Nukleonenzahl macht.

Das leichteste Nuklid, an dem spontane Spaltung experimentell beobachtet wurde, ist ^{232}Th [Vandenbosch/Huizenga]. In dieser Referenz befinden sich übrigens eine ausführliche Datensammlung und theoretische Abhandlungen zur spontanen Spaltung. Für Transurane mit Ordnungszahlen > 98 ist die spontane Spaltung ein dominierender Zerfallsprozess. Bekannte spontane Spaltquellen sind unter anderem ^{240}Pu, ^{252}Cf, ^{254}Cf, ^{244}Cm und ^{256}Fm (Tab. 3.1). Die spontane Spaltung begrenzt die Möglichkeit,

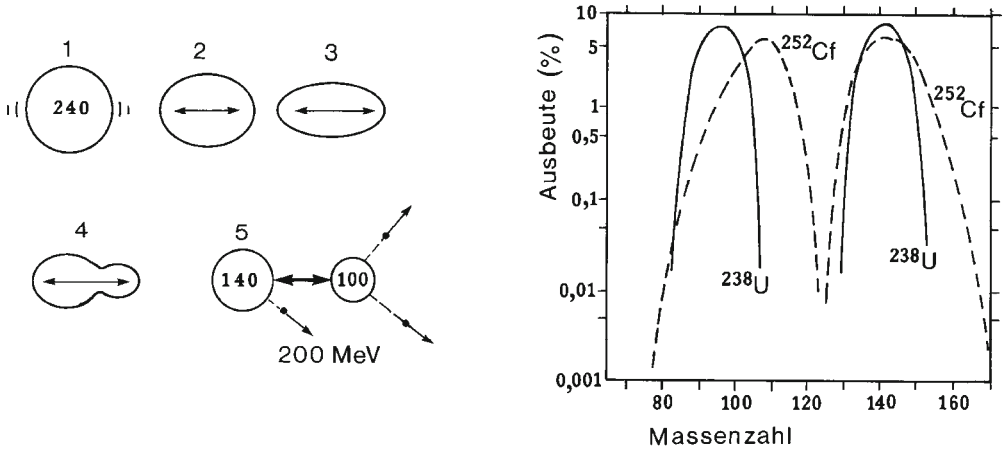


Fig. 3.16: Links: Spontaner Spaltprozess an einem schweren Atomkern. Durch Instabilität in der Deformation schnürt der Atomkern ab. Sobald sich die Einschnürung verstärkt, kommt es zur Coulombabstoßung der beiden Fragmente. Dadurch deformiert der Kern noch mehr und spaltet. Nach dem Tröpfchenmodell werden bei Aktiniden und Transuranen etwa 200 MeV Bindungsenergie frei. Wegen des erheblichen Neutronenüberschusses der Spaltfragmente werden sofort 2-3 Neutronen abgedampft. Rechts: Relative Ausbeute an Spaltfragmenten bei der spontanen Spaltung von 238-U und 252-Cf. Die Massen der Spaltfragmente sind asymmetrisch verteilt, das mittlere Massenverhältnis beträgt etwa 2:3.

sehr schwere Nuklide durch Beschuss mit anderen Teilchen zu erzeugen, da die meistens angeregten Reaktionsprodukte sofort durch Spaltung zerfallen. Der künstlichen Produktion überschwerer Elemente ist durch die spontane Spaltung also eine obere Grenze gesetzt. Die Spaltwahrscheinlichkeit nimmt um viele Größenordnungen zu, wenn den schweren Atomkernen Anregungsenergie zugeführt wird. Dies wird als **induzierte Kernspaltung** bezeichnet. Die Energiezufuhr wird technisch meistens durch Beschuss mit Neutronen durchgeführt (ausführliche Darstellung in [Krieger2]).

Eine wichtige Methode zur Erzeugung von Neutronen ist die Kernspaltung. Die entstehenden Spaltfragmente sind zum einen extrem angeregt, zum anderen befinden sie sich weit entfernt von der Stabilität, da sie als Erbe ihres Mutterkerns einen erheblichen Neutronenüberschuss aufweisen. Bei jedem Spaltakt eines Aktinidenkerns werden deshalb im Mittel etwa 2-3 Neutronen aus den Spaltfragmenten freigesetzt. Diese Spaltneutronen ermöglichen bei geeigneter Geometrie nukleare Kettenreaktionen. Spontan spaltende Nuklide dienen also gleichzeitig als spontane Neutronenemitter. Eine auch in der Medizin zur Therapie verwendete Neutronenquelle ist das spontan spaltende ^{252}Cf (Daten s. Tab. 3.1).

Nuklid	Halbwertzeit	Ordnungszahl Z	Spaltparameter s
^{240}Pu	6,563 a	94	36,8
^{244}Cm	18,10 a	96	37,8
^{248}Cm	$3{,}40 \cdot 10^5$ a	96	37,2
^{250}Cm	9700 a	96	36,9
^{252}Cf*	2,64 a	98	38,1
^{254}Cf	60,5 d	98	37,8
^{256}Cf	12 min	98	37,5
^{255}Es	39,8 d	99	38,4
^{242}Fm	0,8 ms	100	41,3
^{248}Fm	36 s	100	40,3
^{254}Fm	3,24 h	100	39,4
^{256}Fm	2,63 h	100	39,1
^{257}Fm	100,5 d	100	38,9
^{258}Fm	0,38 ms	100	38,8
^{259}Fm	1,5 s	100	38,6
^{259}Md	1,6 h	101	39,4
^{250}No	0,25 ms	102	41,6
^{252}No	2,3 s	102	41,3
^{258}No	1,2 ms	102	40,3
^{257}Db	0,76-1,5 s	105	42,9

Tab. 3.1: Daten einiger aus dem Grundzustand spontan spaltender künstlicher Nuklide (nach [Karlsruher Nuklidkarte]), Spaltparameter nach [Lederer], (*): Nutzung als medizinische Neutronenquelle. (Pu: Plutonium, Cm: Curium, Cf: Californium, Es: Einsteinium, Fm: Fermium, Md: Mendelevium, No: Nobelium, Db: Dubnium).

Andere Neutronenquellen benutzen die Alphateilchen aus α-aktiven schweren Nukliden als Geschossteilchen. Mit den α-Partikeln werden Fusionsreaktionen an leichten Targetkernen ausgelöst, die dann ihrerseits aus angeregten Zuständen Neutronen emittieren. Das bekannteste Beispiel ist die ^{241}Am-Be(α,n)-Quelle, die einfacher auch als **Americium-Beryllium-Quelle** bezeichnet wird. Das α-aktive Nuklid ^{241}Am zerfällt mit einer Halbwertzeit von 433 a in das langlebige ^{237}Np. Dieses ist ebenfalls α-aktiv

und zerfällt mit einer Halbwertzeit von 2,106 a. Treffen die Alphateilchen auf ein Beryllium-Target, so entstehen in einer Kernreaktion ein ^{12}C-Kern und ein freies Neutron mit einer mittleren Bewegungsenergie von 2,7 MeV. Americium-Beryllium-Quellen sind also keine spontanen Neutronenemitter, sie erzeugen die Neutronen stattdessen über eine induzierte Kernreaktion.

$$^{241}_{95}\mathrm{Am}^{*}_{146} \Rightarrow {}^{237}_{93}\mathrm{Np}^{*}_{144} + \alpha + 6{,}18\ \mathrm{MeV} \tag{3.38}$$

$$^{9}_{4}\mathrm{Be}_5 + {}^{4}_{2}\mathrm{He}_2 \Rightarrow {}^{12}_{6}\mathrm{C}_6 + \mathrm{n} + 2{,}7\ \mathrm{MeV} \tag{3.39}$$

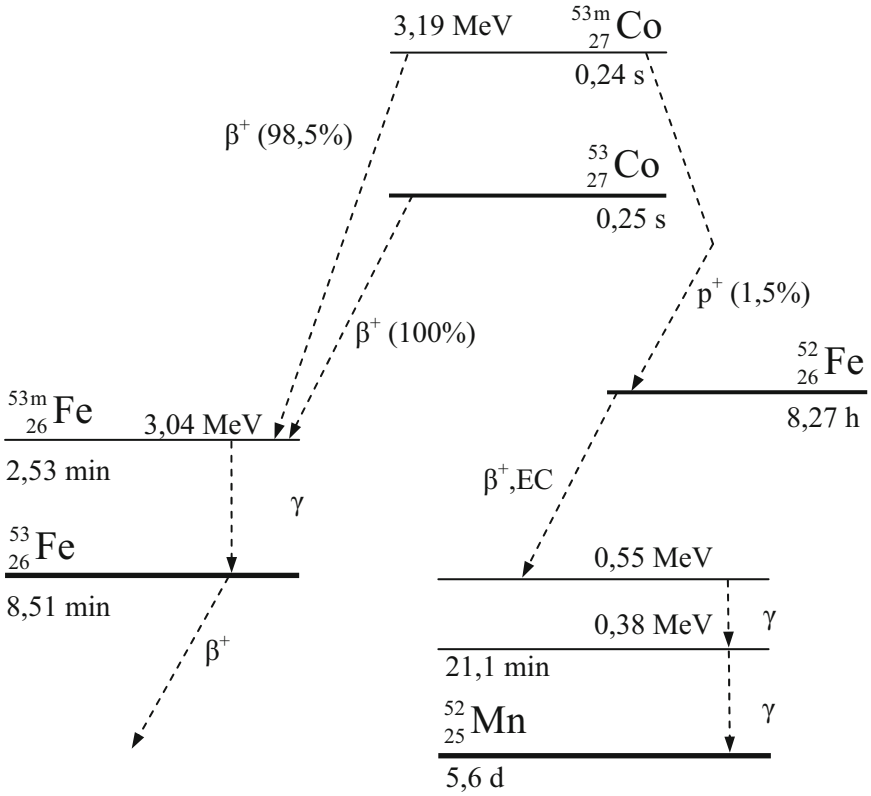


Fig. 3.17: Zerfallsschema des Positronen- und Protonenstrahlers Co-53. Der instabile Grundzustand des Co-53 zerfällt zu 100%, der metastabile Anregungszustand Co-53m zu 98,5% über einen β^+-Zerfall in den instabilen Grundzustand des Fe-53 (Halbwertzeit 8,51 min). Daneben besteht mit 1,5% eine kleine Wahrscheinlichkeit für den metastabilen Co-53m-Zustand, über Protonenemission in Fe-52 zu zerfallen. Fe-52 ist ebenfalls instabil (Halbwertzeit 8,27 h) und zerfällt über β^+-Zerfall und Elektroneneinfang in angeregte Zustände des instabilen 52-Mn (Halbwertzeit 5,59 d).

Eine ausführliche Darstellung medizinisch genutzter Neutronenquellen findet sich in ([Krieger Bd2] und [Krieger2]).

Spontane Protonen-Zerfälle von Nukliden sind sehr selten, da die betroffenen Nuklide bei genügendem Energieüberschuss entweder unter Alpha- oder Betaemission zerfallen. Unmittelbarer Neutronen- oder Protonenzerfall von Atomkernen findet meist nur weit außerhalb des Stabilitätstales statt. Sie spielen deshalb in der Technik oder der Medizin keine Rolle. Ein Beispiel für einen der seltenen spontanen Protonenzerfälle ist das hauptsächlich β^+-aktive Nuklid ^{53}Co (Fig. 3.13). Es besitzt 3,19 MeV oberhalb seines instabilen Grundzustandes einen angeregten isomeren Zustand. Dieser zerfällt mit einer Halbwertzeit von 0,240 s überwiegend über einen β^+-Zerfall in den Grundzustand des ^{53}Fe. Mit einer kleinen Wahrscheinlichkeit kann der metastabile Zustand aber auch unter Protonenemission in das Nuklid ^{52}Fe zerfallen.

Zusammenfassung

- **Zur Minimierung ihrer Gesamtenergie unterliegen Nuklide radioaktiven Zerfällen bzw. Umwandlungen.**
- **Man unterscheidet die nicht isobaren Zerfälle unter Beteiligung der starken Kernkraft, die mit Änderungen der Massenzahlen verbunden sind, und die isobaren Zerfälle durch die schwache Wechselwirkung, bei der die Massenzahlen erhalten bleiben.**
- **Der wichtigste nicht isobare Zerfall ist der Alphazerfall.**
- **Isobare Zerfälle sind die Betaminus- und die Betaplusumwandlung bzw. deren Konkurrenzprozess, der Elektroneneinfang.**
- **Radionuklide können außerdem durch elektromagnetische Übergänge angeregter Zustände Energie abgeben. Diese elektromagnetische "Umwandlung" heißt Gammazerfall. Ihr Konkurrenzprozess ist die Innere Konversion.**
- **Seltenere Zerfallsarten sind die spontane Spaltung, die Neutronen-, die Protonen- und sogar die C-12-Emission.**
- **In sehr seltenen Fällen kommt es bei uu-Kernen mit geringem Energieüberschuss zum doppelten Betazerfall, bei dem zwei Betaminus-Teilchen simultan emittiert werden.**
- **Bei allen radioaktiven Umwandlungsprozessen muss neben der Energie und dem Impuls auch die Zahl der schweren und leichten Teilchen sowie die elektrische Ladung erhalten bleiben.**

3.2 Das Zeitgesetz für den radioaktiven Zerfall

3.2.1 Aktivitätsdefinitionen

Aktivität: Die Aktivität einer radioaktiven Probe ist der statistische Erwartungswert des Quotienten aus der Zahl der radioaktiven Umwandlungen, die in einem Zeitintervall stattfinden, und dem Zeitintervall, in dem diese Umwandlungen erfolgen.

$$A = \langle dN / dt \rangle \tag{3.40}$$

Die SI-Einheit der Aktivität ist die reziproke Sekunde (s^{-1}). Sie wird zu Ehren ***Henri Becquerels***, des Entdeckers der Radioaktivität, **Becquerel** genannt.

$$1 \text{ Becquerel} = 1 \text{ Bq} = 1 \text{ s}^{-1} \tag{3.41}$$

Die genaue Definition der Aktivitätseinheit lautet (§ 40 der Ausführungsverordnung zum Gesetz der Einheiten im Messwesen vom 26. Juni 1970):

(1) "Die abgeleitete SI-Einheit der Aktivität einer radioaktiven Substanz ist die reziproke Sekunde (Einheitenzeichen s^{-1})."

(2) "1 reziproke Sekunde als Einheit der Aktivität einer radioaktiven Substanz ist gleich der Aktivität einer Menge eines radioaktiven Nuklids, in der der Quotient aus dem statistischen Erwartungswert für die Anzahl der Umwandlungen oder isomeren Übergänge und der Zeitspanne, in der diese Umwandlungen oder Übergänge stattfinden, bei abnehmender Zeitspanne dem Grenzwert 1/s zustrebt."

Die historische Einheit der Aktivität war die Aktivität eines Gramms des Radionuklids ^{226}Ra[10]. Sie wurde zu Ehren von ***Marie Curie***[11], der Entdeckerin des Radiums, 1 Curie genannt. Der Umrechnungsfaktor Curie-Becquerel wurde später gesetzlich

---

[10] Nach heutiger Kenntnis hat 1 g 226-Radium die Aktivität von 0,989 Curie = $3{,}66 \cdot 10^{10}$Bq.

[11] **Marie Curie**, geb. Sklodowska (7. 11. 1867 - 4. 7. 1934), polnische Physikerin, Chemikerin und Mathematikerin, entdeckte zusammen mit ihrem Mann Pierre Curie (15. 5. 1859 - 19. 4. 1906) die Elemente Radium und Polonium durch chemische Trennung aus natürlichem Uran, an dem Becquerel die Radioaktivität entdeckt hatte. Sie erhielt 1903 zusammen mit ihrem Mann und zeitgleich mit Henri Becquerel den Nobelpreis für Physik "als Anerkennung des außerordentlichen Verdienstes, das sie sich durch ihre gemeinsamen Arbeiten über die von Henri Becquerel entdeckten Strahlungsphänomene erworben haben". M. Curie erhielt 1911 einen zweiten Nobelpreis, diesmal für Chemie, "als Anerkennung des Verdienstes, das sie sich um die Entwicklung der Chemie erworben hat durch die Entdeckung der Elemente Radium und Polonium, durch die Charakterisierung des Radiums und dessen Isolierung in metallischem Zustand und durch ihre Untersuchungen über die Natur und die chemischen Verbindungen dieses wichtigen Elements".

festgelegt. Die Verwendung der Einheit Curie ist seit 1986 nicht mehr zulässig. Die Umrechnung ist:

$$1 \text{ Curie} = 1 \text{ Ci} = 3{,}70 \cdot 10^{10} \text{ Bq} = 37 \text{ GBq} \tag{3.42}$$

Spezifische Aktivität: Eine weitere wichtige Aktivitätsgröße ist die spezifische Aktivität. Sie ist der Quotient aus der Aktivität A einer Substanz und ihrer Masse m. Für den Fall einer isotopenreinen Probe der Masse m mit N radioaktiven (instabilen) Kernen kann die spezifische Aktivität aus der Aktivität A, der molaren Masse M, der Avogadrozahl N_A und der Zerfallskonstanten λ berechnet werden.

$$a = \frac{A}{m} = \frac{\lambda \cdot N}{m} = \frac{\lambda \cdot m \cdot N_A}{m \cdot M} = \lambda \cdot \frac{N_A}{M} \tag{3.43}$$

Spezifische Aktivitäten haben die SI-Einheit (Bq/kg) oder dezimale Vielfache davon. Liegen Substanzen als Isotopengemische des radioaktiven mit den nicht radioaktiven Isotopen desselben Elementes vor, wird als spezifische Aktivität dieses Gemisches der Quotient aus Aktivität und Gesamtmasse bezeichnet.

$$A_{tot} = \frac{A}{m_{tot}} \tag{3.44}$$

Beträgt der relative (prozentuale) Gehalt an radioaktiven Nukliden in der Probe p, so erhält man die spezifische Aktivität in Analogie zu Gl. (3.43) durch:

$$A_{tot} = \frac{A}{m_{tot}} = \lambda \cdot p \cdot \frac{N_A}{M} \tag{3.45}$$

Beispiel 6: Berechnung der spezifischen Aktivität des natürlichen Radionuklids Kalium-40. Es kommt mit einer relativen Häufigkeit von 0,0118% = 0,000118 = $1{,}18 \cdot 10^{-4}$ in der Natur vor. Die Zerfallskonstante λ berechnet man aus der Halbwertzeit T½ (nach Gl. 3.53) zu $\lambda = \ln 2/T_{½}$. Die Halbwertzeit des ^{40}K beträgt $T_{½} = 1{,}28 \cdot 10^9$ a. Da 1 a = $31{,}5576 \cdot 10^6$ s gilt, erhält man für λ den Wert:

$$\lambda = 0{,}693/(1{,}28 \cdot 10^9 \cdot 31{,}5576 \cdot 10^6) = 1{,}72 \cdot 10^{-17} \text{ s}^{-1}$$

Die molare Masse natürlichen Kaliums beträgt 0,0391 kg/mol. Für die spezifische Aktivität erhält man nach Einsetzen dieser Zahlenwerte: $a(tot) = 1{,}72 \cdot 10^{-17} \cdot 1{,}18 \cdot 10^{-4} \cdot 6{,}022 \cdot 10^{23}/0{,}0391$ Bq/kg = 31207 Bq/kg = 31,2 Bq/g. In jedem Gramm natürlichen Kaliums finden pro Sekunde also 31,2 ^{40}K-Zerfälle statt. Der menschliche Körper enthält im Mittel etwa 2,0 g Kalium pro kg Körpermasse (vgl. Tab. 18.15.3 im Anhang). Für einen 70-kg-Menschen bedeutet das 140 g Kalium im Ganzkörper bzw. eine lebenslange Kalium-40-Aktivität von ≈ 4400 Bq.

Radionuklid	T½ (a)	λ (s^{-1})	Häufigkeit p (%)	Spez. Aktivität(Bq/g)
^{40}K	$1{,}28 \cdot 10^{9}$	$1{,}716 \cdot 10^{-17}$	0,0118	31,2
^{232}Th	$14{,}1 \cdot 10^{9}$	$0{,}156 \cdot 10^{-17}$	100	4043
^{235}U	$0{,}704 \cdot 10^{9}$	$3{,}120 \cdot 10^{-17}$	0,72	576
^{235}U*	$0{,}704 \cdot 10^{9}$	$3{,}120 \cdot 10^{-17}$	100*	8995*
^{238}U	$4{,}47 \cdot 10^{9}$	$0{,}491 \cdot 10^{-17}$	99,27	12342

Tab. 3.2: Zerfallsdaten einiger natürlicher Radionuklide. Die relativen Häufigkeiten p entsprechen natürlichen Nuklidzusammensetzungen. Die spezifischen Aktivitäten sind nach Gl. (3.45) berechnet (s. Beispiel 6). (*): spez. Aktivität reinen ^{235}Urans (weitere Daten in Abschnitt (3.3)).

Aktivitätskonzentration: Der Quotient aus Aktivität A und Volumen V wird als Aktivitätskonzentration c_A bezeichnet. Ihre SI-Einheit ist das (Bq/m^3) oder praktischer (Bq/cm^3) oder (Bq/l). Die Angabe der Aktivitätskonzentration ist bei Flüssigkeiten oder Gasen oft sinnvoller als die der spezifischen Aktivität.

$$c_A = \frac{A}{V} \tag{3.46}$$

Quellstärke: Die Quellstärke einer radioaktiven Probe ist der Erwartungswert des Quotienten der Anzahl der aus einem radioaktiven Präparat pro Zeitintervall dt austretenden Strahlungsteilchen einer bestimmten Art oder Photonen einer bestimmten Energie dN_{ex} und diesem Zeitintervall dt. Die Quellstärke (dN/dt) wird auch als **Präparatstärke** oder Emissionsrate bezeichnet. Ihre Einheit ist die reziproke Sekunde (s^{-1}). Die Quellstärke sollte nicht in der Einheit Becquerel angegeben werden, da sie sich nicht auf die Zerfälle sondern auf die austretende Strahlungsquantenzahl bezieht. Für den Fall der verschwindenden Absorption der Strahlungsquanten im Präparat bei hoher Strahlungsquantenenergie oder punktförmigen Präparaten und der Emission nur eines Strahlungsquants pro Zerfallsakt, sind die Zahlenwerte von Aktivität und Quellstärke gleich.

Ausbeute: Die Ausbeute an Strahlungsquanten einer bestimmten Art oder Energie bei radioaktivem Zerfall ist die pro Zerfallsakt emittierte Zahl der Strahlungsquanten. Die relative Ausbeute wird auch als Häufigkeit bezeichnet. Relative Ausbeuten werden entweder auf die gesamte Ausbeute bei einem Zerfall oder auf die jeweils größte Ausbeute bezogen. Der Bezug ergibt sich oft aus dem Zusammenhang oder wird explizit angegeben. Bei Photonenstrahlung spricht man statt von Ausbeuten auch von Intensität oder relativer Intensität (s. Beispiele für Gamma-Zerfälle in Abschnitt 3.1).

3.2.2 Formulierung des Zerfallsgesetzes

Spontane Kernumwandlungen wie auch die Übergänge angeregter Zustände eines Kerns oder einer Atomhülle in andere Niveaus unterliegen statistischen Gesetzen. Für einen bestimmten Kern lässt sich daher der exakte Zeitpunkt seiner Umwandlung oder seines Zerfalls nicht vorhersagen. Dagegen lässt sich die Wahrscheinlichkeit dafür angeben, dass ein Kern seinen Zustand in einem bestimmten Zeitintervall dt ändert. Diese Wahrscheinlichkeit heißt **Zerfallskonstante λ.** Die Zerfallswahrscheinlichkeiten sind für ein bestimmtes Nuklid physikalisch wohl definierte und fast spezifische Größen und durch äußere Einflüsse kaum zu verändern[12]. Für größere Kollektive lassen sich damit Gesetze ableiten, die das Verhalten dieses Kollektivs im Mittel beschreiben. Jede aus diesen Gesetzen hergeleitete Aussage über das Verhalten eines Kollektivs instabiler Zustände ist mit einem statistischen Fehler behaftet, der umso kleiner wird, je größer das Kollektiv ist.

Zur Ableitung des Zerfallsgesetzes betrachtet man zunächst ein Kollektiv aus N identischen instabilen Kernen, die alle nur auf eine einzige Art zerfallen können. Die Abnahme der Zahl instabiler Kerne dN pro Zeiteinheit dt ist proportional zur Zahl der instabilen Kerne im Kollektiv und zur Zerfallskonstanten λ. Man erhält also:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda \cdot N \tag{3.47}$$

Dies ist die differentielle Form des Zerfallsgesetzes. Die **Zerfallskonstante λ** ist die mittlere relative Zerfallsrate der betrachteten radioaktiven Zerfallsart. Sie hat die Einheit einer reziproken Zeit (s^{-1}, min^{-1}, h^{-1}, a^{-1}, usw.). Für eine bestimmte Zerfallsart und ein bestimmtes Nuklid ist also die relative Zahl der Zerfälle pro Zeiteinheit konstant ebenso wie die relative Abnahme der radioaktiven Kerne im Zeitintervall.

$$\frac{dN}{N \cdot dt} = -\lambda = \text{const} \tag{3.48}$$

Durch Integration dieses Gesetzes erhält man das Zerfallsgesetz in der exponentiellen Form.

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \tag{3.49}$$

[12] Diese Aussage ist nur insoweit korrekt, als die Umwandlungsvorgänge Elektroneneinfang und Innere Konversion außer Acht gelassen werden, bei denen Hüllenelektronen beteiligt sind. Bei diesen beiden Umwandlungsarten hat die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen am Kernort einen gewissen Einfluss auf die Einfangs- bzw. Konversionswahrscheinlichkeit. Dies führt zu einer von der "chemischen" Umgebung des Kerns geringfügig abhängigen Lebensdauer (vgl. auch die Ausführungen zum 99-Tc-Zerfall in Kap. 3.1.6). Die Spezifität experimentell ermittelter Halbwertzeiten für bestimmte Radionuklide hängt selbstverständlich von der Genauigkeit bei ihrer Bestimmung ab.

Dabei ist die Integrationskonstante so gewählt worden, dass zum Zeitpunkt t = 0 gerade N_0 aktive Kerne vorhanden sind. Betrachtet man nicht die Abnahme des Mutterkollektivs sondern direkt die Zahl der Zerfälle aus diesem Kollektiv, so erhält man die Aktivität A. Sie ist zahlenmäßig gleich der Abnahme der aktiven Kerne pro Zeiteinheit, hat aber das entgegen gesetzte Vorzeichen.

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N \tag{3.50}$$

Das Zeitgesetz der Aktivität erhält man durch Multiplikation von Gleichung (3.49) mit der Zerfallskonstanten λ. Da das Produkt $\lambda \cdot N$ gerade die Aktivität A und $\lambda \cdot N_0$ gleich der Anfangsaktivität A_0 ist, erhält man:

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \tag{3.51}$$

Die Zahl e ist die Basis der natürlichen Logarithmen[13]. Aktivität A und Anzahl der aktiven Mutterkerne N zeigen also die gleiche zeitliche Abhängigkeit. Durch beidseitiges Logarithmieren der Gleichungen (3.49) und (3.51) erhält man, da der natürliche Logarithmus und die Exponentialfunktion Umkehrfunktionen sind, linearisierte Darstellungen, die vor allem für grafische Auswertungen vorteilhaft sind (Fig. 3.18).

$$\ln\left(\frac{N(t)}{N_0}\right) = -\lambda \cdot t \qquad \text{und} \qquad \ln\left(\frac{A(t)}{A_0}\right) = -\lambda \cdot t \tag{3.52}$$

Das Verhältnis der Aktivität A(t) zum Zeitpunkt t und der Anfangsaktivität A_0 ist in halblogarithmischer Auftragungsweise also eine Gerade mit negativer Steigung. Die Zeit, in der die Aktivität einer Probe auf die Hälfte der Anfangsaktivität abgenommen hat, heißt **Halbwertzeit T½** des radioaktiven Zerfalls. Zur Unterscheidung von anderen Halbwertzeitdefinitionen (z. B. in der Strahlenbiologie oder der Physiologie) wird sie genauer auch als **physikalische Halbwertzeit** bezeichnet. Der Zusammenhang von Halbwertzeit und Zerfallskonstante λ ergibt sich aus Gleichung (3.53)[14].

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \tag{3.53}$$

---

[13] Die **Zahl e** ist eine irrationale, d. h. nicht periodische Zahl und definiert als Grenzwert des Ausdrucks $(1 + 1/x)^x$ für $x \to \infty$. Ihr Zahlenwert beträgt e = 2,718281828... .

[14] **Zerfallskonstante und T½:** Einsetzen der Halbwertzeit in Gleichung (3.51) ergibt zusammen mit der Definition der Halbwertzeit: $A(T½) = 1/2\ A_0 = A_0 \cdot \exp(-\lambda \cdot T½)$ bzw. $1/2 = \exp(-\lambda \cdot T½)$. Logarithmieren beider Seiten liefert $\ln(1/2) = -\lambda \cdot T½$ bzw. $\ln 2 = \lambda \cdot T½$. Der natürliche Logarithmus von 2 hat den Wert ln2 = 0,69315 ≈ 0,7.

Der Kehrwert der Zerfallskonstanten wird als mittlere **Lebensdauer τ** des Zerfalls bezeichnet. Sie ist ebenso charakteristisch für ein bestimmtes Nuklid wie die Halbwertzeit oder die Zerfallskonstante.

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} \tag{3.54}$$

Setzt man in Gl. (3.49) die mittlere Lebensdauer τ ein, so erhält man (wegen e(-τ·λ) = e(-λ/λ)=e(-1) = 1/e ≈ 0,37) als Aktivität gerade noch den (1/e)-ten Anteil (etwa 37%) der Anfangsaktivität. Die schon in ihrem Namen enthaltene statistische Bedeutung der mittleren Lebensdauer zeigt auch die folgende Überlegung. Kerne, die im Zeitintervall (t, t+dt) zerfallen, haben eine Lebensdauer von t Sekunden. Ihre Zahl ist nach Gleichung (3.47) gerade dN(t). Die mittlere Lebensdauer aller Kerne erhält man durch Mittelwertbildung über alle Zeitintervalle (t, t+dt) und Zahl der Kerne im Intervall dN(t) für Zeiten zwischen t = 0 und t = ∞. Die Auswertung der Mittelungsintegrale liefert direkt die Beziehung (3.54).

$$\tau = \frac{\int_{t=0}^{\infty} t \cdot dN(t)}{\int_{t=0}^{\infty} dN(t)} = \frac{\int_{t=0}^{\infty} -t \cdot \lambda \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \cdot dt}{\int_{t=0}^{\infty} -\lambda \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \cdot dt} = \frac{1}{\lambda} \tag{3.55}$$

Mit mittlerer Lebensdauer τ und Halbwertzeit T½ kann man das Zeitgesetz der Radioaktivität für die Zahl der Restkerne N oder die Aktivität A auch folgendermaßen schreiben:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} = N_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2 \cdot t}{T_{1/2}}} \tag{3.56}$$

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} = A_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2 \cdot t}{T_{1/2}}} \tag{3.57}$$

Eine für die praktische Arbeit gut geeignete Darstellung des Zerfallsgesetzes erhält man, wenn man den Exponentialausdruck nach den Regeln der Potenzrechnung als Doppelpotenz umformt.

$$e^{-\frac{\ln 2 \cdot t}{T_{1/2}}} = (e^{-\ln 2})^{\frac{t}{T_{1/2}}} \tag{3.58}$$

Da zudem $e^{-\ln 2}$ = 1/2 gilt, erhält man als weitere mathematische Form des Zerfallsgesetzes:

$$N(t) = \frac{N_0}{2^{\frac{t}{T_{1/2}}}} \quad \text{und} \quad A(t) = \frac{A_0}{2^{\frac{t}{T_{1/2}}}} \tag{3.59}$$

Diese Schreibweise des Zerfallsgesetzes ist besonders für grobe Abschätzungen der Restaktivität nützlich, wenn die Zeiten in Einheiten der Halbwertzeit gemessen werden. Beträgt die Zeit t gerade n Halbwertzeiten, so vereinfacht sich die rechte Seite in Gl. (3.59) zu:

$$A(n \cdot T_{1/2}) = \frac{A_0}{2^n} \tag{3.60}$$

Zeit (n · T½)	**Aktivität (2^{-n})**	**prozentuale Restaktivität**	
0	1	100%	
1	1/2	50%	
2	1/4	25%	
3	1/8	12,5%	≈ 10%
4	1/16	6,25%	
5	1/32	3%	
6	1/64	1,5%	≈ 1%
7	1/128	0,7%	
8	1/256	0,4%	
9	1/512	0,2%	
10	1/1024	0,1%	≈ 1 Promille

Tab. 3.3: Abnahme der Restaktivität mit der Anzahl n der Halbwertzeiten (nach Gl. 3.60). Näherungsweise gelten folgende grobe Faustregeln: Nach 3 Halbwertzeiten verbleiben 10%, nach 6-7 Halbwertzeiten 1% und nach 10 Halbwertzeiten 1 Promille der Anfangsaktivität.

Die Restaktivität nach n Halbwertzeiten erhält man also durch n-faches Halbieren der Anfangsaktivität, was wegen der Definition der Halbwertzeit natürlich nicht verwunderlich ist. Diese Darstellung ist auch günstig für die Konstruktion einer universellen, für alle Nuklide verwendbaren Zerfallskurve, da die Zeitachse ja in Einheiten der Halbwertzeit geteilt wird (Tab. 3.3, Fig. 3.18).

Zerfallskonstante und Halbwertzeit bei konkurrierenden Zerfällen*: Gibt es für einen angeregten oder radioaktiven Kern alternative Zerfallsmöglichkeiten, so muss man die Zerfallskonstanten dieser Zerfallsarten addieren. Die Gesamtzerfallswahrscheinlichkeit λ_{tot} ist dann die Summe der n Einzelwahrscheinlichkeiten λ_i.

$$\lambda_{tot} = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + ... = \sum_{i=1}^{n} \lambda_i \tag{3.61}$$

Für die Halbwertzeit und die mittlere Lebensdauer ergibt diese Beziehung zusammen mit den Gleichungen (3.53) und (3.54):

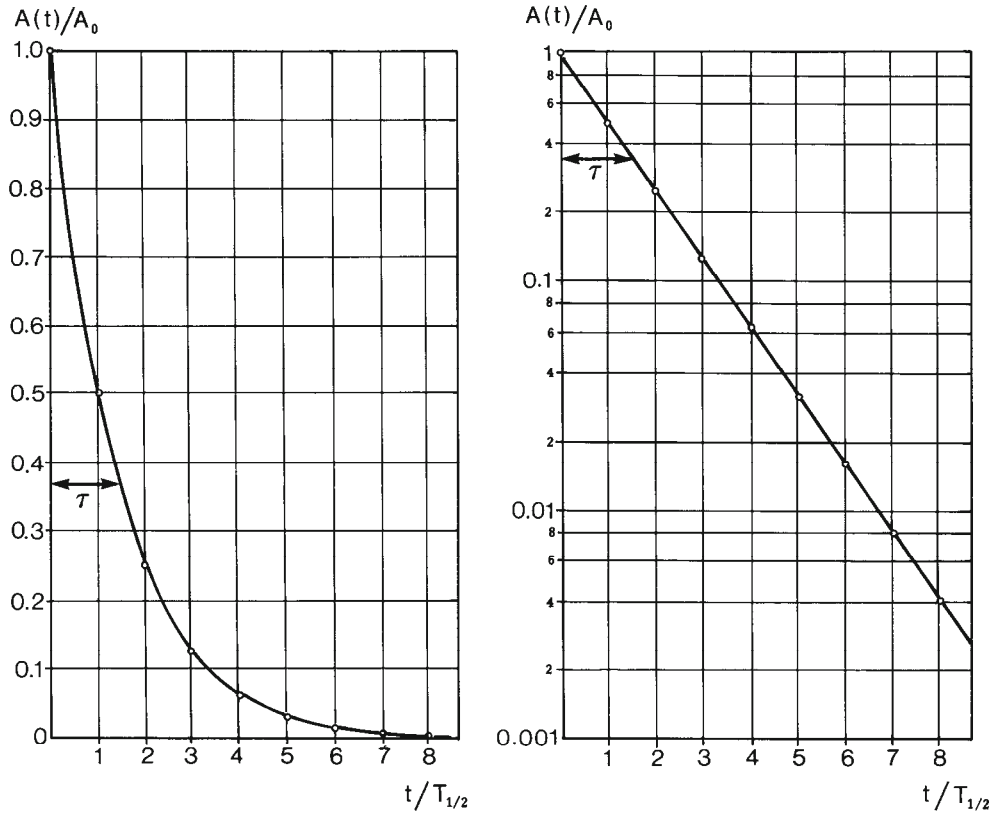


Fig. 3.18: Darstellung des exponentiellen Zeitgesetzes für den radioaktiven Zerfall als Funktion der Zeit in Einheiten der Halbwertzeit (nach Gl. 3.60). Links: doppeltlineare Darstellung, rechts: halblogarithmische Darstellung. Beide Kurven sind universell für beliebige Nuklide verwendbar, da die Zeiten in Einheiten der Halbwertzeit aufgetragen sind. Aktivitäten für Zwischenzeiten können grafisch interpoliert werden.

$$T_{1/2} = \ln 2 \cdot (\frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} + \frac{1}{\lambda_3} + ...) = \ln 2 \cdot \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{\lambda_i} \tag{3.62}$$

$$\tau = \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} + \frac{1}{\lambda_3} + ... = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{\lambda_i} \tag{3.63}$$

Bei konkurrierenden Zerfallskanälen und bekannten partiellen Zerfallskonstanten kann die Halbwertzeit bzw. die mittlere Lebensdauer also aus der Kehrwertsumme der partiellen Zerfallwahrscheinlichkeiten berechnet werden. In Tabellen oder Nuklidkarten angeführte experimentelle Halbwertzeiten oder mittlere Lebensdauern beziehen sich immer auf die totale Zerfallswahrscheinlichkeit. Zur Berechnung der Restaktivität eines Präparates muss daher immer die totale Zerfallskonstante, die Lebensdauer oder die Halbwertzeit verwendet werden. Bei einer gegebenen Halbwertzeit ist es für die zeitliche Aktivitätsänderung unwichtig, ob gleichzeitig mehrere partielle Zerfallskanäle existieren. Für die Ausbeute der Zerfallsprodukte ist es dagegen von erheblicher Bedeutung, welche Zerfallsalternativen bestehen, und welche Tochternuklide vorherrschend oder ähnlich wahrscheinlich sind.

Typische Alternativzerfälle desselben Radionuklids sind Elektroneneinfang und β^+-Zerfall bzw. α- und β^--Zerfälle, die häufig bei schweren Kernen miteinander konkurrieren. Selbst konkurrierende β^+-und β^--Zerfälle sind bei einigen Radionukliden zu beobachten. Solche konkurrierend zerfallenden Betastrahler erkennt man in der Nuklidkarte leicht an ihrer Farbenpracht. Kombinierte β^+- und β^--Strahler sind gleichzeitig blau und rot gekennzeichnet (Beispiele: ^{138}Lanthan, ^{112}Indium, ^{86}Rubidium usf.). Ein besonders "vielseitiges" Radionuklid ist ^{242}Americium, das alternativ über Elektroneneinfang, β^+-Zerfall, β^--Zerfall, Innere Konversion, α-Zerfall und spontane Spaltung zerfallen kann.

Beispiel 7: Zerfallswahrscheinlichkeiten des Jod-128. Jod-128 zerfällt mit einer Halbwertzeit von 25 min (λ(tot) = 0,02773 min^{-1}) zu p(1) = 94% über einer β^--Zerfall in Xenon-128, zu p(2) = 0,003% über β^+-Zerfall und zu p(3) = 6% über Elektroneneinfang in Zustände des Tellur-128. Die partiellen Zerfallswahrscheinlichkeiten berechnet man aus $\lambda(i) = p(i) \cdot \lambda(tot)$. Ihre Werte sind daher: $\lambda(\beta^-) = 2{,}606 \cdot 10^{-2}$ min^{-1}, $\lambda(EC) = 1{,}66 \cdot 10^{-3}$ min^{-1} und $\lambda(\beta^+) = 8{,}32 \cdot 10^{-8}$ min^{-1}.

Beispiel 8: Partielle Zerfallswahrscheinlichkeiten für Wismut-212. Wismut-212 zerfällt mit einer Halbwertzeit von 60,6 min zu 36% über α-Zerfall in Zustände des Thallium-208 und zu 64% über β^--Zerfall in Zustände des Polonium-212. Die totale Zerfallswahrscheinlichkeit beträgt deshalb nach Gl. (3.61) $\lambda(tot)=1{,}143 \cdot 10^{-2}$ min^{-1}. Die partiellen Zerfallswahrscheinlichkeiten betragen $\lambda(\alpha) = 0{,}412 \cdot 10^{-3}$ min^{-1} und $\lambda(\beta^-) = 0{,}732 \cdot 10^{-3}$ min^{-1}. Wismut-212 ist ein Glied der natürlichen Thoriumzerfallsreihe (s. u.).

Biologische Halbwertzeit: Neben der physikalischen Halbwertzeit spielt in Biologie und Medizin auch die so genannte **biologische Halbwertzeit** eine wichtige Rolle. Biologische Halbwertzeiten können immer dann angegeben werden, wenn die Ausscheidung oder die Verstoffwechselung einer Substanz nach einer Exponentialfunktion stattfinden, also die ausgeschiedene Menge ein konstanter prozentualer Anteil der Restsubstanz im Körper ist. Die mathematische Form der Ausscheidungsfunktion ist dann identisch mit der des Zerfallsgesetzes.

Werden radioaktive Substanzen inkorporiert, so kommt es außer zur Ausscheidung auch zum Zerfall des Nuklids mit der physikalischen Lebensdauer. Die radioaktive Restsubstanz im Körper wird also durch Zerfall **und** Ausscheidung vermindert. Die Summe der radioaktiven Stoffmengen innerhalb und außerhalb des Organismus verändert sich allerdings nach wie vor ausschließlich mit der physikalischen Lebensdauer. Da Ausscheidung und Zerfall nach Exponentialfunktionen verlaufen, können in formaler Anlehnung an die partiellen physikalischen Halbwertzeiten physikalische und biologische Halbwertzeit angegeben werden. Die resultierende oder **effektive** Halbwertzeit wird aus der reziproken Summe der partiellen Halbwertzeiten berechnet. Man erhält:

$$\frac{1}{T_{eff}} = \frac{1}{T_{ph}} + \frac{1}{T_{biol}} \qquad \text{bzw.} \qquad T_{eff} = \frac{T_{ph} \cdot T_{biol}}{T_{ph} + T_{biol}} \tag{3.64}$$

Bei gleicher physikalischer und biologischer Halbwertzeit vereinfacht sich diese Gleichung zu:

$$T_{eff} = \frac{T_{ph}}{2} = \frac{T_{biol}}{2} \tag{3.65}$$

Beispiel 9: Effektive Halbwertzeit von Jod-131 bei der nuklearmedizinischen Schilddrüsen-Therapie. Jod-131 wird in der Nuklearmedizin zur Therapie von Schilddrüsenerkrankungen verwendet (Autonome Adenome, Überfunktionen, Karzinome). Dazu wird das radioaktive Jod in flüssiger Form oder als Kapseln dem Patienten verabreicht. Jod-131 ist ein β^--Strahler mit nachfolgender harter Gammastrahlung des Tochternuklids Xe-131.

$$^{131}_{53}J^*_{78} \Rightarrow {}^{131}_{54}Xe^*_{77} + \beta^- + \overline{\nu} + 2{,}249\ \text{MeV} \tag{3.66}$$

$$^{131}_{54}Xe^*_{77} \Rightarrow {}^{131}_{54}Xe_{77} + \gamma \tag{3.67}$$

Die physikalische Halbwertzeit des Jod-131 beträgt 8,06 d, die Energie des intensivsten Gammaüberganges 364 keV. Für den lokalen therapeutischen Effekt sind vor allem die Betateilchen verantwortlich, da sie in einer etwa 2-3 mm langen Strecke noch innerhalb der Anreicherungszone der Schilddrüse abgebremst werden und dabei ihre Energie auf das erkrankte Gewebe übertragen. Die harte Gammastrahlung verlässt zu über 90% die Schilddrüse und stellt deshalb neben dem Kontaminations- und Inkorporationsrisiko ein erhebliches zusätzliches Strahlenschutzproblem für das medizinische Personal dar. Die typische biologische Halbwert-

zeit von Schilddrüsenkranken für Jod-131 beträgt bei Überfunktionen 24 Tage. Für die effektive Halbwertzeit ergibt Gl. (3.64) den Wert $T_{eff} = (l/8{,}06 + 1/24)^{-1}$ d ≈ 6 d. Diese Halbwertzeit muss der therapeutischen Dosisberechnung und den Strahlenschutzberechnungen zugrunde gelegt werden. Bei sehr ausgeprägter Überfunktion der Schilddrüse oder versehentlicher Gabe von jodhaltigem Kontrastmittel verkürzen sich die effektiven Halbwertzeiten auf Werte um 4 Tage. Dies bedeutet nach Gleichung (3.65) biologische und physikalische Halbwertzeiten von je 8 Tagen[15].

3.2.3 Aktivitätsanalyse und radioaktives Gleichgewicht*

Die Tochterprodukte radioaktiver Zerfälle sind in der Regel nicht stabil, sondern zerfallen über weitere radioaktive Umwandlungen. Das Zeitgesetz der Radioaktivität für eine solche Serie von Zerfällen gilt dann nicht mehr in der bisher beschriebenen einfachen Form. Bei der Frage nach der zu einem Zeitpunkt vorhandenen Zahl einzelner Zerfallsprodukte müssen Be- und Entvölkerung jedes einzelnen Tochternuklids bzw. angeregten Zustandes im Tochternuklid berücksichtigt werden.

Nuklidmengen, Halbwertzeiten, Lebensdauern und Zerfallskonstanten der aufeinander folgenden Generationen sollen dazu mit Indizes 0,1,2,...,n bezeichnet werden. Dann bedeutet n = 0 das Mutternuklid, n = 1 das Tochternuklid, usw.. Zur Zeit t = 0 soll außerdem nur das Mutternuklid mit N_0 Kernen existieren. Für die Bildung und den Zerfall der Nuklide jeder einzelnen Generation lässt sich die nachfolgende Bilanz (Gln. 3.68) aufstellen. Dabei entsprechen alle negativen Glieder einer Abnahme der jeweiligen Nuklidzahl (Zerfall) und alle positiven Glieder einer Bildung radioaktiver Kerne der jeweiligen Folgegeneration (Bevölkerung). Zur Analyse sei außerdem vorausgesetzt, dass das Mutternuklid in reiner Form vorliegt, nur über einen Zerfallskanal mit einer Halbwertzeit in das Tochternuklid zerfallen kann und sämtliche Nuklide der Tochtergenerationen ebenfalls nur eine einzige Zerfallsmöglichkeit in den unmittelbaren Nachfolger haben.

0. Generation:	$dN_0/dt = -\lambda_0 \cdot N_0$	
1. Generation:	$dN_1/dt = +\lambda_0 \cdot N_0 - \lambda_1 \cdot N_1$	
2.Generation:	$dN_2/dt = +\lambda_1 \cdot N_1 - \lambda_2 \cdot N_2$	
...		
n. Generation:	$dN_n/dt = +\lambda_{n-1} \cdot N_{n-1} - \lambda_n \cdot N_n$	(3.68)

[15] Typische empirische Referenzwerte für effektive Halbwertzeiten bei SD-Erkrankungen sind 6,3d bei multifokaler Autonomie und Verkleinerung einer blanden (gutartigen) Struma, 5d bei unifokaler Autonomie, 5,5d bei Morbus Basedow (Immunhyperthyreose) und etwa 1d bei Struma m (SD-Krebs). Oft zeigen die klinischen Ausscheidungsfunktionen mehrere zeitliche Komponenten, sie folgen also i. a. keiner einfachen Exponentialfunktion.

Die Nuklide jeder Generation werden also mit der Zerfallskonstanten des Vorgängers gebildet und zerfallen mit ihrer eigenen Lebensdauer. Dabei ist zu beachten, dass der Ausdruck (dN_i/dt) auf der linken Seite dieses Gleichungssystems die zeitlichen Änderungen der Zahl der aktiven Kerne der Generation i bedeutet. Diese können größer oder kleiner sein als Null, wenn mehr Kerne zerfallen oder mehr Kerne gebildet werden. Die zeitliche Änderung der aktiven Kerne ist also im Allgemeinen nicht identisch mit den Aktivitäten $A_i(t)$, die ja ausschließlich die Zahl der pro Zeiteinheit zerfallenden Kerne angibt. Zerfallen alle Tochterzustände (1, 2, ..., n) prompt, also ohne messbare Lebensdauer, so bestimmt offensichtlich ausschließlich die Zerfallsrate des Mutternuklids (n = 0) den radioaktiven Zerfall. In diesem Fall gilt das Zerfallsgesetz in der bisher beschriebenen einfachen Form. In allen anderen Fällen muss eine so genannte **Aktivitätsanalyse** durchgeführt werden. Zur Lösung der Gleichungen (3.68) wählt man folgenden Lösungsansatz für die Nuklidzahlen:

0. Generation: $N_0(t) = K_{00} \cdot e^{-\lambda_0 \cdot t}$

1. Generation: $N_1(t) = K_{10} \cdot e^{-\lambda_0 \cdot t} + K_{11} \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t}$

2. Generation: $N_2(t) = K_{20} \cdot e^{-\lambda_0 \cdot t} + K_{21} \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} + K_{22} \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t}$

...

n. Generation: $$N_n(t) = K_{n0} \cdot e^{-\lambda_0 \cdot t} + K_{n1} \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} + ... + K_{nn} \cdot e^{-\lambda_n \cdot t} \qquad (3.69)$$

Für die Konstanten K vor den Exponentialgliedern erhält man die Rekursionsformel (3.70). Sie enthält die Anfangsbedingungen und die Verhältnisse von Zerfallskonstanten und ist nur für ungleiche Indizes ($i \neq j$) definiert.

$$K_{ij} = K_{i-1\,j} \cdot \frac{\lambda_{i-1}}{\lambda_i - \lambda_j} \qquad (\text{für } i \neq j) \qquad (3.70)$$

Die aktuellen Werte der Konstanten K_{ii} für gleiche Indizes (i = j) muss man in jedem Einzelfall aus den Anfangsbedingungen berechnen. Unter Anfangsbedingungen versteht man die Nuklidzahlen-Verhältnisse zum Zeitpunkt t = 0. Unter den oben gemachten Voraussetzungen sind zum Zeitpunkt t = 0 alle Nuklidzahlen Null außer der des Mutternuklids, das aus N_0 Kernen besteht (alle $N_i = 0$ außer N_0 zur Zeit t = 0). Ähnliche Anfangsbedingungen erhält man für die Aktivitäten aller Generationen. Auch hier gilt wieder, dass die Aktivitäten aller Tochter-Generationen zu Beginn alle Null sind ($A_i(t = 0) = 0$, $i > 0$), die Aktivität der N_0 Kerne der Muttergeneration zum Zeitnullpunkt betrage A_0. Wie dieser Lösungsansatz und die Anfangsbedingungen praktisch angewendet werden, zeigen die folgenden Beispiele für einfache Zerfallssituationen.

Aktivitätsanalyse für ein instabiles Tochternuklid: Das wichtigste Beispiel einer Aktivitätsanalyse ist der Fall n = 2, d. h. eine Zerfallsfolge mit einem instabilen Tochternuklid ohne die Möglichkeit alternativer Zerfallskanäle. In diesem Fall erhält man folgendes Gleichungssystem:

$$N_0(t) = K_{00} \cdot e^{-\lambda_0 \cdot t} \tag{3.71}$$

$$N_1(t) = K_{10} \cdot e^{-\lambda_0 \cdot t} + K_{11} \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} \tag{3.72}$$

Die Konstanten K_{00}, K_{10} und K_{11} erhält man durch folgende Überlegung aus den Anfangsbedingungen. Zur Zeit t_0 ist die Zahl der Mutternuklide N_0. Es gilt also $K_{00} = N_0$. Die Zahl der Tochternuklide für t_0 ist Null, da zu Beginn noch kein Mutterkern zerfallen ist ($N_1(0) = 0$). Da die beiden Exponentialfunktionen in den Gleichungen (3.71, 3.72) für t = 0 den Wert 1 haben, erhält man für die beiden Konstanten K_{10} und K_{11} die Bilanz:

$$0 = K_{10} + K_{11} \qquad \text{bzw.} \qquad K_{10} = -K_{11} \tag{3.73}$$

Es ist also ausreichend, eine der beiden Konstanten, z. B. die Konstante K_{10}, mit Hilfe der Rekursionsformel (3.70) zu berechnen. Gleichung (3.70) liefert $K_{10} = K_{00} \cdot \lambda_0/(\lambda_1 - \lambda_0) = N_0 \cdot \lambda_0/(\lambda_1 - \lambda_0)$. Als Lösungen der Gleichungen (3.71, 3.72) für den Zeitverlauf der Nuklidzahlen erhält man also nach Einsetzen der Konstanten und leichten Umformungen:

$$N_0(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda_0 \cdot t} \tag{3.74}$$

$$N_1(t) = N_0 \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda_1 - \lambda_0} \cdot (e^{-\lambda_0 \cdot t} - e^{-\lambda_1 \cdot t}) \tag{3.75}$$

Gleichung (3.74) ist die altbekannte Exponentialform für den radioaktiven Zerfall des Mutternuklids. Der Zeitverlauf für die Bevölkerung und den Zerfall der Tochterkerne wird dagegen durch eine mit den Zerfallskonstanten gewichtete Differenz zweier Exponentialfunktionen beschrieben (Gl. 3.75). Die Gleichungen (3.74) und (3.75) geben zwar die zeitliche Veränderung der Nuklidanzahlen an, die Aktivitäten eines Radionuklidensembles werden aber nur durch deren Zerfallsraten bestimmt. Diese erhält man aus den Zeitfunktionen $N_i(t)$ durch Multiplikation mit der jeweiligen Zerfallskonstanten λ_i (s. Gleichung 3.50).

$$A_0(t) = \lambda_0 \cdot N_0(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda_0 \cdot t} \tag{3.76}$$

$$A_1(t) = \lambda_1 \cdot N_1(t) = \lambda_1 \cdot N_0 \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda_1 - \lambda_0} \cdot (e^{-\lambda_0 \cdot t} - e^{-\lambda_1 \cdot t}) \tag{3.77}$$

Gleichung (3.76) ist wieder die vertraute Formel für die Aktivität eines einzelnen mit der Zerfallskonstanten A_0 zerfallenden Mutternuklids. Gleichung (3.77) enthält dagegen einen Bevölkerungsterm mit der Zerfallskonstanten des Mutternuklids und einen Zerfallsterm mit negativem Vorzeichen und der Zerfallskonstanten der Tochterkerne. Zur Vereinfachung des Gleichungssystems klammert man das erste Exponentialglied in Gl. (3.77) aus und stellt etwas um.

$$A_1(t) = \lambda_0 \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda_0 \cdot t} \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_0} \cdot (1 - e^{-(\lambda_1 - \lambda_0) \cdot t}) \tag{3.78}$$

Die ersten drei Faktoren in dieser Gleichung sind gerade die Aktivität $A_0(t)$ (vgl. Gl. 3.76). So erhält man schließlich für die Aktivität des Tochternuklids:

$$A_1(t) = A_0(t) \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_0} \cdot (1 - e^{-(\lambda_1 - \lambda_0) \cdot t}) \tag{3.79}$$

Schon die Aktivitätsanalyse eines einfachen Zweinuklidsystems ist also recht umständlich und erfordert bereits eine ganze Serie mathematischer Umformungen. Zerfallsreihen mit mehreren radioaktiven Tochtergenerationen erfordern eine noch wesentlich kompliziertere Aktivitätsanalyse, insbesondere wenn neben den Hauptzerfallszweigen auch alternative Zerfallsmöglichkeiten mit unterschiedlichen partiellen Zerfallskonstanten bestehen.

Beispiel 10: Aktivitätsverhältnisse am nuklearmedizinischen Technetiumgenerator. In den Gleichungen (3.35) und (3.36) sowie Fig. (3.15) wurde der Betazerfall des Mo-99 ausführlich dargestellt. Seine Halbwertzeit beträgt 66,02 h. Das hier interessierende isomere Tochternuklid Tc-99m zerfällt über einem Gammazerfall mit der Halbwertzeit von 6,02 h in seinen extrem langlebigen Grundzustand (Halbwertzeit $2{,}14 \cdot 10^5$a), der für dieses Beispiel wegen der sehr kleinen Zerfallskonstanten vereinfachend als stabil betrachtet werden soll. In nuklearmedizinischen Technetiumgeneratoren liegt das Molybdän in einer unlöslichen Form, das Tochternuklid in einer wasserlöslichen Form vor. Letzteres kann deshalb z. B. durch eine physiologische Kochsalzlösung ausgespült (eluiert) und für die Diagnostik verwendet werden.

Die Zerfallskonstanten für die beiden Zerfälle sind λ(Mo-99) = λ_0 = 0,010499 h^{-1} und λ(Tc-99m) = λ_1 = 0,115114 h^{-1}. Die Differenz der Zerfallskonstanten beträgt demnach λ_1 - λ_0 = 0,104641 h^{-1}. Der Zerfall des Mutternuklids ^{99}Mo bevölkert nur zu ungefähr 14% direkt den Grundzustand des Technetiums und zu 86% den angeregten isomeren Zustand. Die Ausbeute des Generators vermindert sich deshalb um 14%. Die Zahlenwertgleichung für den Aktivitätsverlauf des Tochternuklids in diesem speziellen Fall lautet, falls alle Zeiten bzw. Zerfallskonstanten in h bzw. h^{-1} sowie der obige Wert der partiellen Bevölkerungswahrscheinlichkeit von 0,86 eingesetzt werden, entsprechend Gl. (3s.79):

$$A_1(t) = 0{,}9463 \cdot A_0 \cdot e^{-0{,}0105 \cdot t} \cdot (1 - e^{-0{,}105 \cdot t}) \tag{3.80}$$

Für t = 0 hat der Klammerausdruck den Wert 0. Zu Beginn ist also, wie zu erwarten war, keinerlei Tochteraktivität vorhanden. Der Technetiumgenerator enthält daher auch kein Tc-99m. Mit zunehmender Zeit wird der Exponentialausdruck in der Klammer immer kleiner, für große Zeiten strebt der Klammerausdruck gegen den Sättigungswert 1. Nach etwa 4 Halbwertzeiten (≈ 24 h = 1 d) hat der Klammerausdruck bereits den Wert 0,92 erreicht. Die Aktivität des ^{99m}Tc im Generator nimmt also ständig zu. Sie könnte ohne die auf 86% reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit sogar größer als die aktuelle Aktivität des Mutternuklids werden. Ist die Sättigung erreicht, führt weiteres Abwarten zu keiner weiteren Erhöhung der Bevölkerung des isomeren Zustandes mehr sondern zur Abnahme mit der Halbwertzeit des Mutternuklids ^{99}Mo.

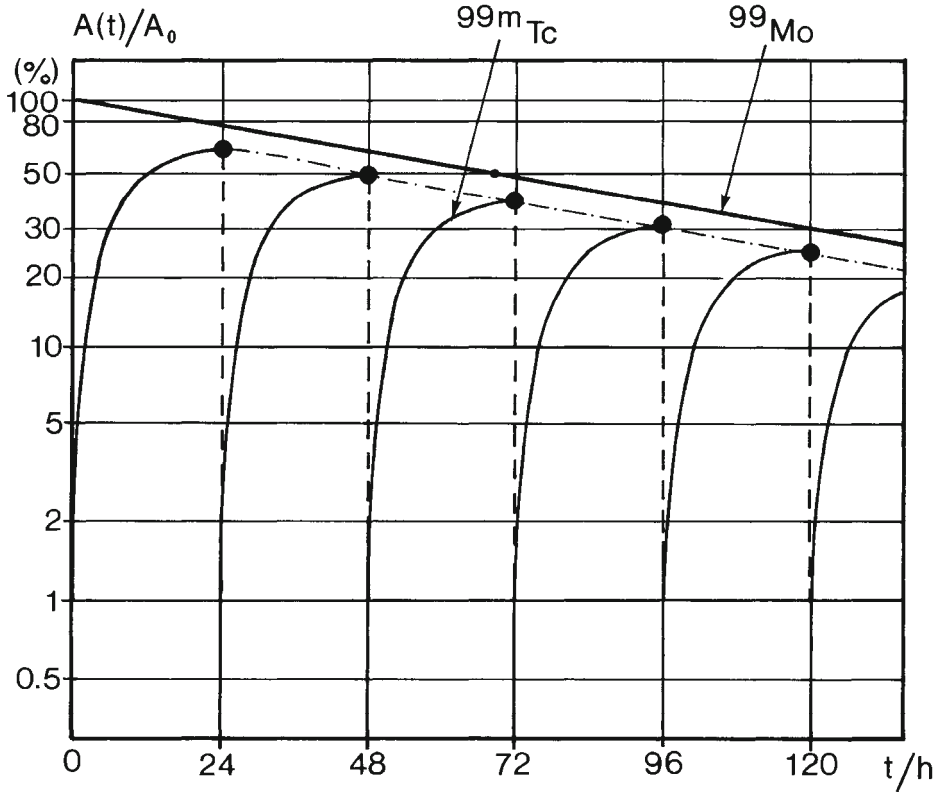


Fig. 3.19: Zeitliche Aktivitätsverläufe von Mutternuklid Mo-99 und Tochternuklid Tc-99m am Technetiumgenerator. Am Generator wird alle 24 h, d. h. nach jeweils 4 Halbwertzeiten eluiert. Dadurch nimmt die Tochteraktivität jeweils nach einem Tag auf Null ab und muss danach durch Bevölkerung wieder neu aufgebaut werden. Die strichpunktierte Linie zeigt den Verlauf der Tc-99m-Aktivität, falls nicht eluiert würde. Sie verläuft nur so knapp oberhalb der maximalen Eluierungsaktivitäten (schwarz gefüllte Kreise), dass sie in dieser Figur nicht getrennt dargestellt werden kann (vgl. auch Tab. 3.4).

Zeit	A(Mo)	A(Tc)	A'(Tc)
0	1,000	0,0	0,0
6	0,939	0,414	0,414
12	0,882	0,597	0,597
18	0,828	0,664	0,664
24	0,777	0,676	0,676
48	0,604	0,568	0,525
72	0,470	0,444	0,409
96	0,365	0,345	0,317
120	0,284	0,268	0,257
144	0,221	0,209	0,192
168	0,171	0,162	0,149

Tab. 3.4: Relative zeitliche Aktivitätsverläufe am Technetium-Generator nach Gleichung (3.80). A(Tc): Aktivität ohne Eluierung. A'(Tc): Aktivität nach regelmäßiger 24 h Eluierung (berechnet ausgehend von den jeweiligen täglichen Mo-Restaktivitäten für eine 24-h-Bevölkerung des Tc).

Die Bevölkerungsrate nimmt von Anfang an wegen des Exponentialgliedes vor der Klammer mit der Halbwertzeit des Mutternuklids von 66,02 h ab. Hat die Bevölkerung des isomeren Zustandes ihre Sättigung erreicht, so zerfällt das isomere Tochternuklid nur noch mit der Halbwertzeit von 66,02 h. Der Mutterzerfall bestimmt damit auch die Aktivität des Tochternuklids. Längeres Warten als etwa einen Tag erhöht also die Ausbeute eines Technetiumgenerators nicht, sondern führt sogar zu einer Verringerung der Aktivität des isomeren Tochternuklids. Nach der Entleerung des Generators muss die Sättigungs-Zeitspanne von etwa 4 Halbwertzeiten abgewartet werden, bevor wieder ausreichend Technetium eluiert werden kann.

Das radioaktive Gleichgewicht: Radioaktives Gleichgewicht in einer Zerfallskette liegt vor, wenn die Aktivität der Radionuklide aller Generationen gleich ist, also von jedem Nuklid pro Zeiteinheit genauso viel gebildet wird, wie von ihm zerfällt. Die Nuklidzahlen aller Generationen sind im radioaktiven Gleichgewicht konstant, die zeitlichen Änderungen der Nuklidanzahlen sind alle Null und die Aktivitäten der Nuklide der einzelnen Generationen sind gleich.

$$dN_0(t)/dt = dN_1(t)/dt = dN_2(t)/dt = ... = dN_n(t)/dt = 0 \qquad (3.81)$$

$$A_0(t) = A_1(t) = A_2(t) = ... = A_n(t) \qquad (3.82)$$

Der Zustand des perfekten radioaktiven Gleichgewichtes tritt in der Natur niemals auf, da nach der dazu erforderlichen unendlich langen Wartezeit alle Aktivitäten Null würden. Insbesondere ist es nicht möglich, dass das Nuklid der ersten Generation, das Mutternuklid, gleichzeitig zerfällt und dabei die Tochternuklide bevölkert und dennoch eine zeitlich konstante Kernanzahl besitzt. Befindet sich in der Zerfallskette aber mindestens ein im Vergleich zu den anderen Nukliden sehr langlebiges Nuklid, so wird der Gleichgewichtszustand nach ausreichender Zeit doch in sehr guter Näherung erreicht. Die Zahl der radioaktiven Atomkerne dieses langlebigen Nuklids darf sich dabei kaum verändern, was bei ausreichend großer Halbwertzeit, d. h. bei sehr kleiner Zerfallskonstante auch näherungsweise gegeben ist (s. Beispiel 11).

Beispiel 11: Radioaktives Gleichgewicht beim Zerfall des Cäsiums-137. ^{137}Cs zerfällt mit einer Halbwertzeit von 30,17 a zu 94,4% in einen isomeren Zustand des Bariums ^{137m}Ba, der wiederum mit einer Halbwertzeit von 2,55 min über Gammazerfall in den stabilen Grundzustand des ^{137}Ba übergeht (vgl. Beispiel 5 in Abschnitt 3.1.5). Barium und Cäsium zeigen ein

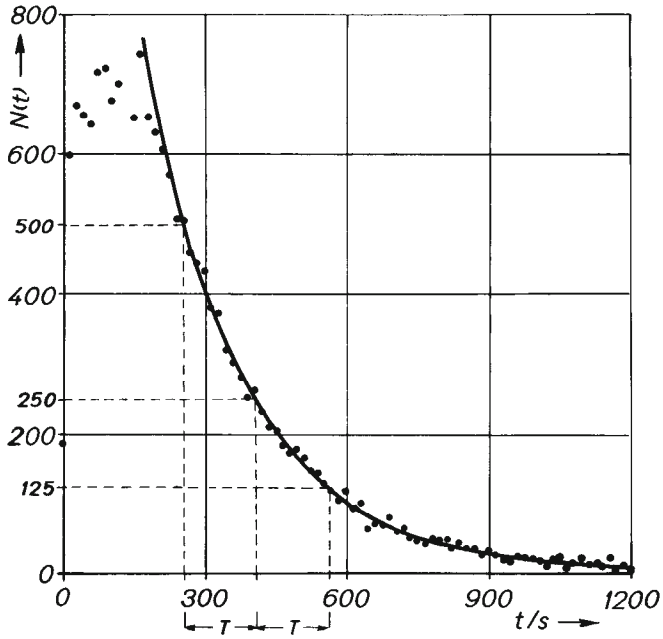


Fig. 3.20: Experimenteller Zeitverlauf der Aktivität des metastabilen Zustandes Ba-137m im Eluat in doppeltlinearer Auftragungsweise. Die Halbwertzeit ist im Diagramm mit T bezeichnet und hat den Literaturwert T = 153 s = 2,55 min. Die Messwerte während der ersten 200 Sekunden sind durch den Präparationsablauf beeinflusst und deshalb für die Bestimmung der Halbwertzeit nicht verwendet worden. Punkte: Messwerte, durchgezogene Linie: Ausgleichskurve an die Messwerte zur Bestimmung der Halbwertzeit, also der Zeit, die zur Halbierung der Aktivität benötigt wird.

unterschiedliches chemisches Verhalten, so dass mit verhältnismäßig einfachen Mitteln ihre chemische Trennung gelingt. Mit 0,04-normaler Salzsäure, die mit NaCl gepuffert ist, lassen sich die beim β^--Zerfall entstehenden Bariumatome vom Cäsium, das an die Oberfläche eines geeigneten Absorbers gebunden ist, abwaschen und als Lösung (Eluat) separieren. Dieser Vorgang ähnelt den Verhältnissen am oben besprochenen Technetiumgenerator. Wegen der für Laboruntersuchungen angenehm kurzen Halbwertzeit des isomeren Bariumzustandes lassen sich die Bevölkerung und das radioaktive Zeitgesetz bequem über mehrere Halbwertzeiten studieren.

Bei dem in den Figuren (3.20) und (3.21) dargestellten Experiment wurde das bariumhaltige Eluat so dicht wie möglich vor ein Auslösezählrohr gebracht und jeweils über 10 Sekunden die Zahl der Zählrohrimpulse registriert. Zwischen den Messungen lag ein Pausenintervall von 5 Sekunden. Die Messwerte der ersten 200 s müssen, wie in den Figuren deutlich sichtbar ist, verworfen werden, da sie während des Eluierens erfasst wurden und daher von den Zufälligkeiten der Präparation beeinflusst sind. Die Messungen erstrecken sich über etwa 7 Halbwertzeiten des Tochterzustandes. Der von der Höhenstrahlung und der Umweltaktivität verursachte Untergrund (der so genannte Nulleffekt: je 8 Ereignisse in 10 s bei dem verwendeten Aufbau) wurde von allen Messwerten abgezogen.

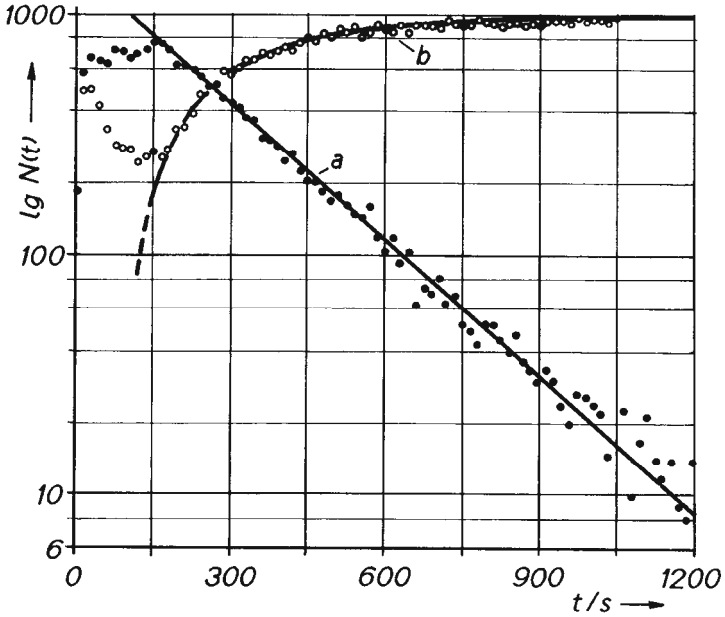


Fig. 3.21: Linearisierte Darstellung der gemessenen Zählraten („Aktivitätsmesswerte") im Cäsium-Barium-Generator und im Eluat in halblogarithmischer Darstellung. (a): Zählratenverlauf für das metastabile Ba-137m im Eluat. Die Halbwertzeit ergab sich aus der Steigung der abfallenden Geraden über den Zeitbereich von 6 Halbwertzeiten zu (157 ± 5) s. Der Literaturwert beträgt 153 s. (b): Anstieg der Gamma-Zählrate im Cs-137-Präparat durch Bevölkerung des isomeren Bariumniveaus bis zur Sättigung bzw. zum Erreichen des radioaktiven Gleichgewichtes nach Gl. (3.83) nach etwa 4-5 Halbwertzeiten. Die Aktivitäten des Cs-137 und des Ba-137m sind dann identisch.

Der statistische Fehler bei Zählexperimenten wie diesem (die einfache Standardabweichung) ist gerade die Quadratwurzel aus der Zählrate. Er macht sich vor allem bei geringen Messwerten als Streuung der Messwerte bemerkbar. Da mit der einfachen verwendeten Anordnung nicht energiespezifisch gemessen werden konnte, wurde durch eine geeignete Abschirmung des Cäsiumpräparates die Betastrahlung des Cs-137 absorbiert. Ba-137m ist ein monoenergetischer Gammastrahler, so dass die nach der Abschirmung verbleibende Zählrate eindeutig dem Zerfall des metastabilen Bariumzustandes zugerechnet werden konnte.

Zur Aktivitätsanalyse des Cs-Ba-Zerfalls beachtet man die lange Halbwertzeit des ^{137}Cs-Zerfalls. Sie ist etwa um den Faktor $2 \cdot 10^5$ größer als die Halbwertzeit des metastabilen Bariumniveaus; die Zerfallskonstante des ^{137}Cs ist also um mehr als das 10^5-fache kleiner. In der Aktivitätsformel (Gl. 3.79) kann die Zerfallskonstante λ_0 des ^{137}Cs daher weggelassen werden. Die Gleichung für die Aktivität des ^{137m}Ba vereinfacht sich deshalb zu:

$$A_{Ba}(t) = A_{Cs}(t) \cdot (1 - e^{-\lambda_{Ba} \cdot t}) \tag{3.83}$$

Die Bariumaktivität steigt also mit der Zerfallskonstanten des metastabilen Bariumzustandes bis zur Sättigung an. Sie nimmt dann mit der Halbwertzeit des ^{137}Cäsium-Zerfalls allmählich ab. Da dessen Halbwertzeit mit 30 Jahren aber vergleichsweise lang ist, ist das System ^{137}Cs-^{137m}Ba trotz der kurzen Lebensdauer des Tochternuklids so langlebig, dass es über Jahre mit nahezu unverminderter Aktivität strahlt.

Messung von Lebensdauern, Halbwertzeiten und Zerfallskonstanten: Zur Bestimmung der Halbwertzeit einer radioaktiven Probe gibt es prinzipiell mehrere Möglichkeiten. Bei nicht zu großen Halbwertzeiten (maximal bis zu einigen Jahren) kann man den Zeitverlauf der Aktivität unmittelbar beobachten. Aus den Messwerten kann durch grafische oder rechnerische Methoden wie im oben gezeigten Beispiel des Cs-Ba-Zerfalls die Halbwertzeit bestimmt werden. Die absolute Aktivität des Präparates spielt dabei keine Rolle, da nur die Steigung der linearisierten Aktivitätskurve ausgerechnet werden muss. Der Detektor muss daher auch nicht die gesamte vom Präparat emittierte Strahlung nachweisen. Es können auch experimentelle Aufbauten verwendet werden, die nur einen eingeschränkten Raumwinkelbereich und damit nur einen Bruchteil der Strahlungsquanten erfassen. Die einzige Beschränkung ist durch die Zählstatistik gegeben, da bei zu kleinen Zählraten die statistischen Messfehler zu großen Fehlern bei der Halbwertzeitbestimmung führen können.

Bei sehr großen Halbwertzeiten ist die direkte Beobachtung des zeitlichen Aktivitätsverlaufes nicht mehr möglich, da sich während halbwegs vernünftiger Messzeiten die Aktivität der Probe wegen der kleinen Zerfallskonstanten praktisch nicht ändert. Zur Bestimmung der Zerfallskonstanten ist man dann auf die Definitionsgleichung der Aktivität angewiesen (s. Beispiel 12 und Gl. 3.50).

Die vom Detektor in einem begrenzten Raumwinkelbereich nachgewiesene Strahlung muss zur Bestimmung der Lebensdauer des Nuklids mehrfach korrigiert werden. Zum einen muss die Umrechnung auf die in den vollen Raumwinkel emittierte Strahlung

durchgeführt werden. Zum anderen muss durch geeignete experimentelle Anordnung dafür Sorge getragen werden, dass Strahlungsquanten nicht versehentlich im Präparat, seiner Umhüllung oder der Detektorwand absorbiert werden (s. dazu die unterschiedlichen Definitionen von Aktivität und Quellstärke in Abschnitt 3.2.1). Ist dies dennoch der Fall, so müssen Korrekturrechnungen durchgeführt werden, die die Strahlungsabsorption berücksichtigen. In der Regel müssen auch isotopenselektive Detektoren verwendet werden, damit sowohl die Energie und Art der emittierten Strahlung unterschieden werden können, als auch die Zuordnung der Strahlungsquanten zu bestimmten Nukliden eindeutig gemacht werden kann. Die Zahl der aktiven Kerne muss durch Wägung bestimmt werden. Ist das Präparat nicht isotopenrein, muss außerdem seine quantitative Isotopenzusammensetzung ermittelt werden. Je nach Isotopengemisch kann dazu eine massenspektrometrische Untersuchung notwendig sein. Letztlich beeinflusst die geringe Zahl der Zerfälle bei großen Lebensdauern auch die Zählstatistik und damit die Genauigkeit bei der Bestimmung der Zerfallskonstanten.

Beispiel 12: Bestimmung der Halbwertzeit aus der Aktivität einer Uran-238-Probe. Eine Probe ^{238}Urans habe die molare Masse von 238 g. Die Zahl der Atome ist dann gerade die Avogadrozahl $N_A = 6{,}022 \cdot 10^{23}$ Mol^{-1}. Die Aktivität betrage 2,95 MBq = $2{,}95 \cdot 10^6$ Bq. Die Zerfallskonstante erhält man direkt aus Gleichung (3.50) für die Definition der Aktivität A ($A = \lambda \cdot N$) zu

$$\lambda = A/N = 2{,}95 \cdot 10^6 \text{ Bq}/(6{,}022 \cdot 10^{23}) = 4{,}899 \cdot 10^{-16} \text{ s}^{-1}.$$

Für die Halbwertzeit erhält man nach Gl. (3.53)

$$T½ = \ln 2/\lambda = 0{,}693/(4{,}889 \cdot 10^{-16}) \text{ s} = 1{,}42 \cdot 10^{15} \text{ s} = 4{,}49 \cdot 10^9 \text{ a}$$

Der Literaturwert für die Halbwertzeit des Uran-238 beträgt $T½ = 4{,}47 \cdot 10^9$ a.

Aktivierungsanalyse, Fluoreszenzanalyse: Unter Aktivierungsanalyse versteht man die Untersuchung von Substanzen über die aus den Atomkernen emittierte charakteristische Strahlung. Aktivierungsanalysen mit Hilfe von Atomkernstrahlungen erfordern die Anregung der Kerne über Kernreaktionen. Bei einer Aktivierungsanalyse kann aus der Art und Intensität der Strahlungen quantitativ auf die Zusammensetzung von Proben geschlossen werden. Sehr große Empfindlichkeiten erhält man wegen der großen Einfangquerschnitte nach thermischem Neutroneneinfang in (n,γ)-Reaktionen (s. Abschnitt 7.3). Werden besonders hoch auflösende Gammaspektrometer mit Halbleitersonden verwendet, so kann die Empfindlichkeit so gesteigert werden, dass sogar Massen von weniger als 10^{-13} kg nachgewiesen werden können. Allerdings werden dazu auch erhebliche Neutronenflüsse benötigt, die in der Regel nur in Kernreaktoren zur Verfügung stehen. Die Untersuchung von Substanzen über die emittierte Hüllenstrahlung nach Anregungen der Atomhüllen wird als **Fluoreszenzanalyse** bezeichnet. Atomhüllen werden dazu in der Regel mit Elektronen angeregt, so dass sie zur Emission von charakteristischer Photonenstrahlung oder von Augerelektronen veranlasst werden.

Zusammenfassung

- **Die mittlere Zerfallsrate bzw. Umwandlungsrate einer radioaktiven Substanz wird als Aktivität A bezeichnet. Ihre SI-Einheit ist das Becquerel, die historische Einheit war das Curie (Ci).**

- **Der zeitliche Verlauf radioaktiver Umwandlungen wird mit dem Zerfallsgesetz beschrieben. Es stellt eine Exponentialfunktion dar, deren bestimmender Parameter die Zerfallskonstante λ der radioaktiven Umwandlung ist.**

- **Die Zerfallskonstante λ ist eine charakteristische Größe für das zerfallende Radionuklid.**

- **Statt der Zerfallskonstanten wird auch ihr Kehrwert, die mittlere Lebensdauer τ, oder die Halbwertzeit T½ verwendet, die die mittlere Zeitspanne bis zur Halbierung einer Aktivität angibt.**

3.3 Natürliche Radioaktivität

Bei den natürlich vorkommenden Radionukliden unterscheidet man zwei Gruppen. Die erste und wichtigste Gruppe betrifft die so genannten **primordialen** Radionuklide, die schon zur Zeit der Erdentstehung gebildet wurden. Wegen ihrer sehr großen Halbwertzeiten, die vergleichbar mit dem Erdalter sind (ca. $4{,}5 \cdot 10^9$ a), existieren sie noch heute. Einige wenige von ihnen zerfallen in stabile Tochternuklide. Ihre Massenzahlen liegen zwischen A = 40 und etwa A = 240. Die meisten der primordialen Radionuklide sind schwerer als Blei, sie haben Ordnungszahlen oberhalb von Z = 82. Sie zerfallen innerhalb natürlicher radioaktiver Zerfallsketten, haben also radioaktive Nachfolger, bis die Zerfallsketten bei einem stabilen Endnuklid angekommen sind. Die zweite Gruppe natürlicher Radionuklide sind kosmischen Ursprungs, sie sind **kosmogene** Radionuklide. Sie entstehen ständig neu in den oberen Schichten der Erdatmosphäre durch Beschuss stabiler Elemente mit kosmischer Strahlung. Ihre Lebensdauern sind wesentlich kleiner als die der primordialen Radionuklide.

3.3.1 Die kosmogenen Radionuklide

Aus dem Weltraum trifft ein ständiger Strom hochenergetischer ionisierender Strahlung auf die Erdatmosphäre. Sie wird **Höhenstrahlung** oder **kosmische Strahlung** genannt. Die Energien dieser primären Strahlung aus dem Weltraum liegen im Bereich zwischen 10^9 und 10^{20} eV. Beim Eindringen eines primären Hochenergieteilchens in die Atmosphäre entsteht durch Wechselwirkung mit den Luftatomen ein sekundäres Strahlungsfeld aus Protonen, Neutronen, Mesonen, Gammaquanten und anderen hochenergetischen Partikeln, die in Form breiter Teilchenschauer die Erdatmosphäre durchsetzen.

Die auf der Erdoberfläche bis zu einigen Quadratkilometern großen kosmischen Sekundärteilchenschauer eines primären kosmischen Quants treffen teilweise unmittelbar auf den Menschen und tragen so zur natürlichen externen Strahlenexposition des Menschen bei. Teilweise wandeln sie auch Atomkerne der Atmosphäre in Kernreaktionen um und erzeugen auf diese Weise neue radioaktive kosmogene Substanzen. Der wichtigste Vertreter dieser Aktivierungsproduktgruppe ist das radioaktive Kohlenstoffnuklid ^{14}C. Es entsteht aus dem inaktiven Stickstoffnuklid ^{14}N in der thermischen Neutroneneinfangreaktion $^{14}N(n,p)^{14}C$. Kohlenstoff-14 ist ein β^--Strahler, der mit einer Halbwertzeit von 5730 a in das stabile Tochternuklid ^{14}N zerfällt.

$$^{14}_{7}N_7(n,p)^{14}_{6}C^*_8 \quad \text{und} \qquad ^{14}_{6}C^*_8 \Rightarrow {}^{14}_{7}N_7 + \beta^- + \overline{\nu} + 156\,\text{keV} \tag{3.84}$$

Das radioaktive ^{14}C-Atom befindet sich in Form von Kohlendioxid in der Atmosphäre und als Karbonat gelöst in den Weltmeeren. Da es ständig mit einer zeitlich relativ konstanten Produktionsrate neu erzeugt wird, wird es von allen Lebewesen zu einem festen Anteil in ihren Organismus eingebaut. Die Inkorporation des radioaktiven Kohlenstoffs endet mit dem Tode des Organismus; ab dann nimmt der Gehalt an radioaktivem Kohlenstoff durch Zerfall ab. Da die Halbwertzeit des ^{14}C sehr genau bekannt ist, kann man aus dem heutigen relativen Gehalt an Kohlenstoff-14 das Alter fossiler Funde, den Zeitpunkt des Todes bzw. der Beendigung des Stoffwechsels bestimmen.

Dieses Verfahren wird als **Radiokarbonmethode**[16] bezeichnet. Sie ist eine der wichtigsten Datierungsmethoden der Biologie, der Altertumsforschung und der Archäologie [Libby 1955]. Sie ermöglicht Datierungen bis vor etwa 50000 Jahren (ca. 10 Halbwertzeiten des ^{14}C). Voraussetzungen für das Funktionieren der Radiokarbonmethode sind die Konstanz bzw. die Kenntnis der Erzeugungsrate des ^{14}C während des betrachteten Zeitraums der Erdgeschichte. Dabei wird die vollständige und gleichmäßige Durchmischung des radioaktiven Kohlendioxids in der Erdatmosphäre und der sonstigen Ökosphäre nach seiner Produktion unterstellt. Wichtig ist auch die Kenntnis des relativen Anteils in der Atmosphäre und in den untersuchten Organismen bzw. Fossilien sowie der exakten Halbwertzeit des Nuklids. Spektakuläre Erfolge der Radiokarbonmethode sind die Datierung des Turiner Leichentuches (Herstellung etwa um 1280 ± 30a n. Chr) und des "Ötzi", der Ötztaler Gletschermumie, die auf etwa 3200 v. Chr. datiert wurde.

[16] Die Radiokarbonmethode wurde vom amerikanischen Chemiker **Willard Frank Libby** (17. 12. 1908 – 8. 9. 1980) entwickelt. Er erhielt 1960 den Nobelpreis für Chemie "für seine Methode der Anwendung von Kohlenstoff-14 zur Altersbestimmung in Archäologie, Geologie, Geophysik und anderen Zweigen der Wissenschaft".

Nuklid	Halbwertzeit	Zerfallsart	Zerfallsenergie (MeV)
^{3}H*	12,323 a	β–	0,0186
^{7}Be*	53,29 d	EC	0,860
^{10}Be	$1{,}6 \cdot 10^{6}$ a	β–	0,556
^{14}C*	5730 a	β–	0,156
^{22}Na*	2,603 a	β+,EC	2,842
^{24}Na	14,96 h	β–	1,4
^{28}Mg	20,9 h	β–	0,5-0,9, 1,832
^{26}Al	$7{,}16 \cdot 10^{5}$ a	EC	1,2
^{31}Si	2,62 h	β–	1,491
^{32}Si	172 a	β–	0,213
^{32}P	14,26 d	β–	1,710
^{33}P	24,34 d	β–	0,2
^{35}S	87,5 d	β–	0,167
^{38}S	170 min	β–	2,936
$^{34}Cl(m)$	32,0 min	β+	2,5, 5,493
^{36}Cl	$3 \cdot 10^{5}$ a	β–,β+,EC	0,71-1,14
^{38}Cl	37,18 min	β–	4,917
^{39}Cl	56 min	β–	3,438
^{37}Ar	35,04 d	EC	-
^{39}Ar	269 a	β–	0,565
^{81}Kr	$2{,}3 \cdot 10^{5}$ a	EC	-
^{85}Kr	10,76 a	β–	0,687

Tab. 3.5: Zusammenstellung der kosmogenen Radionuklide, Nuklide nach ([Kiefer/Koelzer], [UNSCEAR 2000], Daten nach [Lederer] und [Karlsruher Nuklidkarte], (*): wichtige Radionuklide für die Strahlenexposition des Menschen. Zerfallsenergien: maximale Betaenergie bzw. Q-Wert.

Eine Möglichkeit zur Kontrolle der Genauigkeit der Radiokarbonmethode bietet der Vergleich mit dem aus Jahresringen bestimmten Alter von Bäumen, der **Dendrochronologie**. Werden außer den uralten noch lebenden Baumriesen (im wesentlichen sind dies Sequoiabäume aus Nordamerika sowie irische und deutsche Eichen) auch noch

ältere Baumfossilien herangezogen und diese an die Jahresring-Datierung noch lebender Bäume angeschlossen, so ermöglicht das Verfahren eine Kalibrierung der Radiokarbonmethode bis etwa 11000 Jahre vor unsere Zeitrechnung. Baumring-kalibrierte Datierungen vor dieser Zeit sind nach dem heutigen Stand der Wissenschaft nicht möglich, da Wachstum und Verbreitung der üblicherweise zur Kalibrierung verwendeten Eichen durch die damaligen kalten klimatischen Bedingungen unterbrochen wurden. Die aus der Zeit vor der Kälteperiode stammenden Fossilfunde konnten bisher trotz großer Anstrengungen noch nicht an die jüngeren Eichenfossilien angeschlossen werden. Altersbestimmungen nach der Radiokarbonmethode können für die letzten 13 Jahrtausende mit Hilfe der Dendrochronologie mit einer Genauigkeit von nur wenigen Jahrzehnten vorgenommen werden. Um die Zeit davor zu erschließen, wird die mit massenspektrometrischen Methoden untersuchte relative Verteilung der Aktiniden Thorium-230 und Uran-234 in Meeressedimenten zur Kalibrierung herangezogen. Diese Nuklide zeigen ein unterschiedliches Lösungsverhalten im Meerwasser und somit zeitlich gestufte und gut verstandene Anreicherungsgrade in Sedimenten, aus denen auf das fossile Alter der Proben geschlossen werden kann. Radiokarbon-Altersbestimmungen in diesem frühen Zeitbereich sind durch die Aktiniden-Kalibrierung mit einer Genauigkeit von nur wenigen Jahrhunderten möglich.

Ein weiteres wichtiges kosmogenes Radionuklid ist das Wasserstoffisotop ^{3}H (Tritium, T). Es entsteht unter anderem bei der Wechselwirkung energiereicher Neutronen mit dem Stickstoff der oberen Atmosphärenschichten. Es zerfällt mit einer Halbwertzeit von 12,323 a zu 100% in den Grundzustand des Helium-3. Die Tritium-Produktionsrate wird auf im Mittel etwa 1/4 Tritiumatom pro Sekunde und Quadratzentimeter der Erdoberfläche geschätzt.

$$^{14}_{7}N_7(n,t)^{12}_{6}C_6 \quad \text{und} \quad ^{3}_{1}H^{*}_{2} \Rightarrow ^{3}_{2}He_1 + \beta^- + \overline{\nu} + 18{,}6\,\text{keV} \tag{3.85}$$

Tritium liegt meistens in Form tritiumhaltigen Wassers vor (als THO) und befindet sich daher im normalen Wasserkreislauf und im Stoffwechsel der Organismen. Das ebenfalls durch Kernzertrümmerung der Luftatome kosmogen entstehende Beryllium-Isotop ^{7}Be zerfällt über Elektroneneinfang mit einer Halbwertzeit von 53,29 d in ^{7}Li. Es wird über die Atemluft inhaliert und durch Pflanzenverzehr inkorporiert.

$$^{7}_{4}Be^{*}_{3} + e^- \Rightarrow ^{7}_{3}Li_4 + \nu + 0{,}86\,\text{MeV} \tag{3.86}$$

Neben vielen anderen kosmogenen Radionukliden (s. Tab. 3.5) interessiert auch das ^{22}Na, da es aufgrund seines Stoffwechselverhaltens und seiner vergleichsweise hohen Zerfallsenergie (2,8421 MeV) ebenfalls merklich zur natürlichen Strahlenexposition des Menschen beiträgt. Es zerfällt mit einer Halbwertzeit von 2,603 a über β^+-Zerfall und Elektroneneinfang in das stabile ^{22}Ne.

$$^{22}_{11}Na^{*}_{11} \Rightarrow ^{22}_{10}Ne_{12} + \beta^+ + \nu + 2{,}8421\,\text{MeV} \tag{3.87}$$

3.3.2 Die primordialen Radionuklide

Alle heute noch existierenden 30 primordialen (d. h. aus der Urzeit stammenden) Radionuklide stammen aus der Elementbildungsphase der irdischen oder kosmischen Materie. Sie haben daher nur wegen ihrer extremen, mit dem kosmischen Alter vergleichbaren oder größeren Halbwertzeiten bis heute überlebt. Die primordialen Radionuklide werden nach ihrer Zugehörigkeit oder Nichtzugehörigkeit zu einer der heute noch bestehenden drei natürlichen Zerfallsketten unterschieden.

Primordiale Radionuklide mit stabilen Tochternukliden: Eine Übersicht der nicht zu den Folgenukliden der Zerfallsketten zählenden primordialen Radionuklide findet sich in Tabelle (3.6). Halbwertzeitbestimmungen bei solch extremen Halbwertzeiten sind wegen der geringen Aktivitäten so schwierig, dass manche der in Tabelle (3.6) zusammengestellten Radionuklide in der Literatur bis vor kurzem als stabile Nuklide geführt wurden (vgl. z. B. [Krieger/Petzold Bd1], 3. Auflage, Tab. 3.6). So ist die Zerfallskonstante des ^{128}Te so klein, dass erhebliche Mengen dieses Nuklids zur Verfügung stehen müssen, um die Aktivität überhaupt eindeutig nachweisen, dem

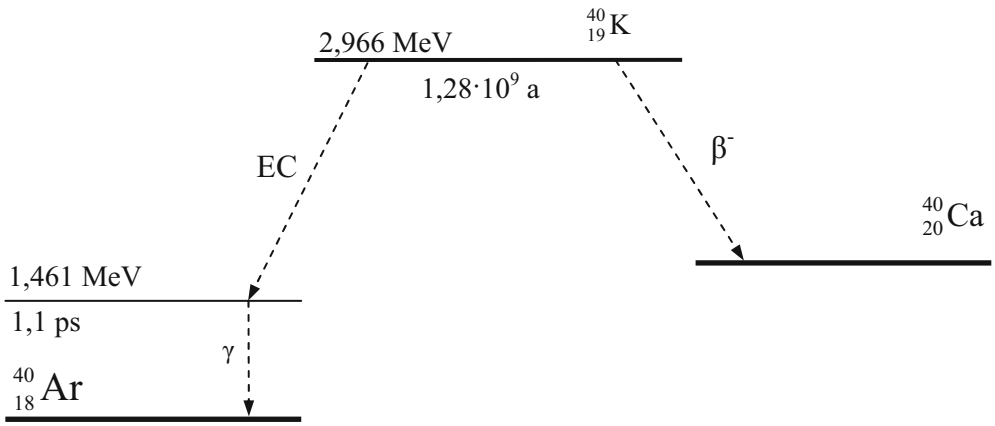


Fig. 3.22: Zerfallsschema des Kalium-40. Das primordiale Radionuklid ^{40}K zerfällt mit einer Halbwertzeit von 1,28·10^9 a zu 89% über einen β^--Zerfall direkt in den Grundzustand des ^{40}Ca und zu ca. 11% über einen Elektroneneinfang in einen angeregten Zustand des Edelgases ^{40}Ar. Dieses gibt seine Anregungsenergie praktisch prompt über einen Gammazerfall mit einer Photonenenergie von 1,461 MeV ab (Halbwertzeit des Gammazerfalls 1,1ps). Zu einem geringen Anteil (≈ 0,2%) findet auch ein Elektroneneinfang und zu 0,001% auch ein β^+-Zerfall direkt in den Grundzustand des ^{40}Ar statt. Beide sind wegen ihrer geringen Bedeutung hier nicht mit eingezeichnet. Die Zerfallsenergie für den β^--Zerfall beträgt 1,31 MeV, die für den Elektroneneinfang 1,505 MeV.

Nuklid zuordnen und außerdem daraus die Halbwertzeit bestimmen zu können[17]. Ähnliches gilt für das Nuklid ^{209}Bi (s. dazu Fußnote 1, Kap. 3.1). Bis auf die 3 Startnuklide der Zerfallsketten (^{232}Th, ^{235}U, ^{238}U) haben alle Nuklide dieser Tabelle (3.6) stabile Tochternuklide. Ein für den Strahlenschutz sehr bedeutsames Radionuklid ist wegen seiner vergleichsweise "kurzen" Halbwertzeit, seiner relativen Häufigkeit und seiner Beteiligung am menschlichen Stoffwechsel das ^{40}K. Dessen Tochternuklid ^{40}Ar sendet außerdem eine durchdringende Gammastrahlung von 1461 keV aus, die merklich zur externen Strahlenexposition des Menschen beiträgt (s. Fig. 3.22 und Kap. 13.1).

Die natürlichen Zerfallsreihen: Neben den 30 langlebigen primordialen Radionukliden (Tab. 3.6) existieren noch 48 weitere "primordiale" Radionuklide innerhalb der natürlichen Zerfallsketten, die als Folgenuklide der noch existierenden primordialen Startnuklide entstehen. Die meisten schweren Folgenuklide zerfallen überwiegend über einen Alphazerfall und zum Teil über konkurrierende Betazerfälle. Betaumwandlungen sind isobar, bei ihnen bleibt die Massenzahl also erhalten. Bei Alphazerfällen vermindert sie sich dagegen jeweils um 4 Masseneinheiten. Die Massenzahlen der Tochternuklide eines schweren Radionuklids unterscheiden sich von ihren Vorläufern also immer um ganzzahlige Vielfache von 4. Die Gesamtheit aus Mutternuklid und allen seinen Töchtern bezeichnet man als **Zerfallsreihe**. Wegen der geschilderten Massenzahlverhältnisse sind nur 4 Zerfallsreihen möglich. Die Massenzahlen ihrer Nuklide lassen sich daher als Funktion einer natürlichen Zahl n ausdrücken.

$$A = 4n + 0 \tag{3.88}$$

$$A = 4n + 1 \tag{3.89}$$

$$A = 4n + 2 \tag{3.90}$$

$$A = 4n + 3 \tag{3.91}$$

Nur drei dieser Zerfallsreihen existieren heute noch in der Natur, da ihre Mutternuklide Halbwertzeiten haben, die in der Größenordnung des Erdalters ($4{,}5 \cdot 10^9$ a) liegen (Gl. 3.88, 3.90, 3.91). Die zweite Zerfallsreihe nach Gl. (3.89) kommt in der Natur nicht mehr vor, da ihr Stammnuklid ^{237}Np wegen seiner kurzen Halbwertzeit von $2 \cdot 10^6$ a heute ausgestorben ist. Diese Reihe kann aber durch Kernreaktionen künstlich erzeugt werden. Ihr Startnuklid ist dann das ^{241}Pu, ihr Endnuklid das stabile Isotop ^{205}Tl. Die verbleibenden drei natürlichen Zerfallsreihen werden nach ihren Mutternukliden und wichtigen Töchtern gekennzeichnet; sie enden alle mit einem stabilen Bleiisotop.

---

[17] Die Zerfallskonstante des Te-128 beträgt $\lambda = \ln 2/T½ \approx 0{,}096 \cdot 10^{-24}$ s^{-1}. Ein Mol des Nuklids Te-128 ($6{,}0225 \cdot 10^{23}$ Atome) hat dann nach Gl. (3.43) die Aktivität von $A = 0{,}096 \cdot 10^{-24} \cdot 6{,}0225 \cdot 10^{23}$ s$^{-1} \approx$ 0,06 Bq.

Nuklid	Halbwertzeit (a)	Zerfallsart	Teilchenenergie (MeV)
^{40}K*	$1{,}28\cdot10^{9}$	β+,EC,β–	1,31-1,51
^{50}V	$1{,}4\cdot10^{17}$	β–,EC	(?)
^{76}Ge	$1{,}53\cdot10^{21}$	2·β–	(?)
^{82}Se	$1{,}08\cdot10^{20}$	2·β–	(?)
^{87}Rb	$4{,}8\cdot10^{10}$	β–	0,273
^{96}Zr	$3{,}9\cdot10^{19}$	2·β–	(?)
^{100}Mo	$1{,}15\cdot10^{19}$	2·β–	(?)
^{113}Cd	$9\cdot10^{15}$	β–	0,3
^{116}Cd	$2{,}6\cdot10^{19}$	2·β–	(?)
^{115}In	$4{,}4\cdot10^{14}$	β–	1,448
^{123}Te	$1{,}24\cdot10^{13}$	EC	0,052
^{128}Te	$7{,}2\cdot10^{24}$	2·β–	≈0,65
^{130}Te	$2{,}7\cdot10^{21}$	2·β–	2,984
^{138}La	$1{,}05\cdot10^{11}$	β–,EC	0,3
^{144}Nd	$2{,}29\cdot10^{15}$	α	1,83
^{150}Nd	$1{,}7\cdot10^{19}$	2·β–	(?)
^{147}Sm	$1{,}06\cdot10^{11}$	α	2,235
^{148}Sm	$7\cdot10^{15}$	α	1,96
^{152}Gd	$1{,}1\cdot10^{14}$	α	2,14
^{176}Lu	$3{,}8\cdot10^{10}$	β–	0,6
^{174}Hf	$2{,}0\cdot10^{15}$	α	2,50
^{180}Ta	$>10^{15}$	β–,EC**	0,71-0,87**
^{187}Re	$5\cdot10^{10}$	β–	0,0026
^{186}Os	$2\cdot10^{15}$	α	2,76
^{190}Pt	$6{,}5\cdot10^{11}$	α	3,17
^{209}Bi	$1{,}9\cdot10^{19}$	α	0,0032***
^{232}Th#	$1{,}405\cdot10^{10}$	α,sf	3,95, 4,013
^{234}U§	$2{,}455\cdot10^{5}$	α,sp	4,723, 4,775
^{235}U#	$7{,}038\cdot10^{8}$	α,β–,sf,sp	4,398
^{238}U#	$4{,}468\cdot10^{9}$	α,2·β–,sf	4,198

Tab. 3.6: Daten der 30 primordialen Radionuklide ohne Folgenuklide der natürlichen Zerfallsreihen, nach [Karlsruher Nuklidkarte], [Lederer]. (*): wichtigstes Nuklid für die interne Strahlenexposition des Menschen außerhalb der Zerfallsreihen, (?): Zerfallsenergie nicht angegeben, (2·β⁻): doppelter Betazerfall (vgl. Abschnitt 3.1.2). (**): Zerfall des isomeren Zustandes in den Grundzustand, der dann über (β-,EC) zerfällt. sp: Spallation. (#): Startnuklide der 3 noch existierenden natürlichen Zerfallsreihen. Das Alter des Universums wird auf etwa $13{,}7\cdot10^{9}$a, das unseres Sonnensystems auf ca. $10\cdot10^{9}$a und das Alter der Erde auf $4{,}5\cdot10^{9}$a geschätzt. ***: s. Fußnote 1, Kap. 3. §: Wird trotz kurzer $T_{1/2}$ in [Karlsruher Nuklidkarte] als primordial bezeichnet.

Name	Reihe	Startnuklid	Start-n	Halbwertzeit	Endnuklid	End-n
Thorium	4n	^{232}Thorium	58	$1{,}405 \cdot 10^{10}$a	^{208}Pb	52
Neptunium	4n+1	^{237}Neptunium	59	$2{,}144 \cdot 10^{6}$a	^{205}Tl	51
Uran-Radium	4n+2	^{238}Uran	59	$4{,}468 \cdot 10^{9}$a	^{206}Pb	51
Uran-Actinium	4n+3	^{235}Uran	58	$7{,}038 \cdot 10^{8}$a	^{207}Pb	51

Tab. 3.7: Kennzeichnung und Daten der 4 natürlichen Zerfallsreihen und ihre Zuordnung zu den Gleichungen (3.88 - 3.91). Die Neptuniumreihe kann heute nur künstlich erzeugt werden.

Die größte Halbwertzeit der Zerfallsreihen hat das jeweilige Mutternuklid. Die Folgenuklide der drei natürlichen Zerfallsreihen sind verglichen mit der Lebensdauer des Mutternuklids durchwegs kurzlebig. Die meisten Folgenuklide haben Halbwertzeiten im Sekunden- bis Jahre-Bereich. Die langlebigsten Tochternuklide sind das ^{231}Pa der Uran-Actinium-Reihe ($T½ = 3{,}276 \cdot 10^4$ a), sowie das ^{234}U ($T½ = 2{,}455 \cdot 10^5$ a), das ^{230}Th ($T½ = 7{,}54 \cdot 10^4$ a) und das aus einem besonders langlebigen isomeren Zustand heraus zerfallende alphaaktive ^{210}Bi ($T½ = 3{,}5 \cdot 10^6$ a) aus der Uran-Radium-Reihe. Die Aktivitäten der Thorium- und der Uran-Actinium-Reihe wurden daher von Anfang an ausschließlich von der Aktivität des Mutternuklids bestimmt. Die Reihen befinden sich deshalb heute praktisch alle im radioaktiven Gleichgewicht.

Die Thoriumreihe besteht aus insgesamt 12 Nukliden, die Uran-Radiumreihe aus 19 Nukliden und die Uran-Actiniumreihe aus 17 Nukliden. Alle natürlichen Reihen enthalten je ein alphaaktives Nuklid des Edelgases Radon, das durch Emanation aus dem Boden über die Atemluft erheblich zur natürlichen Strahlenexposition des Menschen beiträgt (s. dazu Abschn. 13.1). In der Uran-Radiumreihe befindet sich außerdem das berühmte von ***Marie Curie*** entdeckte ^{226}Ra, das bis heute noch in der Strahlentherapie verwendet wird.

An den ersten vier Nukliden der Uran-Radium-Reihe (Startnuklid ^{238}U) kann man gut die Einstellung des radioaktiven Gleichgewichtes einer Zerfallsreihe untersuchen. Tabelle (3.8) zeigt die Zerfallsdaten der Nuklide dieser Zerfallsreihe. Zur Berechnung der Aktivitätsanalyse müssen die Gleichungssysteme (3.69) und (3.70) verwendet werden. Das Aufstellen der Gleichungen und die Bestimmung der Konstanten sind im Prinzip einfach aber sehr zeitaufwendig; sie soll deshalb als Übung dem Leser überlassen bleiben. Hilfreich dabei ist, dass die Zerfallskonstante des ^{238}U so klein ist, dass man sie in sehr guter Näherung zu Null setzen kann. Das bedeutet, dass die Aktivität des ^{238}U als zeitlich konstant betrachtet wird. Dadurch vereinfachen sich die Gleichungen für die numerische Berechnung spürbar.

Das Ergebnis dieser Rechnung ist für die ersten 1000 Tage grafisch in Fig. (3.24) dargestellt. ^{234}Th mit der Halbwertzeit von 24,1 d und ^{234}Pa mit der Halbwertzeit von 6,7 h sind so kurzlebig, dass beide Nuklide praktisch schon nach 100 Tagen mit dem Mutternuklid im Gleichgewicht stehen. ^{234}Pa zerfällt durch β^--Zerfall in ^{234}U, das allerdings wieder eine sehr große Halbwertzeit von $2{,}45 \cdot 10^5$ a besitzt. In dem in Fig. (3.24) gezeigten Zeitraum ist daher praktisch kein Zerfall des ^{234}U zu erwarten. Seine Aktivität steigt wegen der Bevölkerung durch das Muternuklid ^{238}U so langsam, dass seine relative Aktivität nach 1000 d (≈ 3 Jahre) erst $8 \cdot 10^{-6}$, nach 30 Jahren $8 \cdot 10^{-5}$, nach 300 Jahren $5 \cdot 10^{-4}$, nach 10'000 Jahren 3% und nach 100'000 Jahren etwa 25% der Sättigungsaktivität beträgt.

Nuklid	**Zerfallsart**	**Halbwertzeit**	**λ**	**hist. Name**
^{238}U	α	$4{,}47 \cdot 10^9$ a	$0{,}155 \cdot 10^{-9}$ a^{-1}	UI
^{234Th}	β–	24,10 d	0,0288 d^{-1}	UX 1
^{234}Pa	β–	6,7 h	0,103 h^{-1}	UX 2
^{234}U	α	$2{,}5 \cdot 10^5$ a	$0{,}277 \cdot 10^{-5}$ a^{-1}	UII
^{230}Th	α	$8 \cdot 10^4$ a	$0{,}866 \cdot 10^{-5}$ a^{-1}	Ionium
^{226}Ra	α	1602 a	$0{,}433 \cdot 10^{-3}$ a^{-1}	Radium
^{222}Rn	α	3,8 d	0,182 d^{-1}	Emanation
^{218}Po	α,β–	3,05 min	0,227 min^{-1}	Radium A
^{218}At	α	2 s	0,355 s^{-1}	
^{214}Pb	β–	26,8 min	0,0259 min^{-1}	Radium B
^{214}Bi	α,β–	19,8 min	0,0350 min^{-1}	Radium C
^{214}Po	α	162 µs	$0{,}428 \cdot 10^4$ s^{-1}	Radium C'
^{210}Tl	β–	1,3 min	0,533 min^{-1}	Radium C"
^{210}Pb	α,β–	22 a	0,0315 a^{-1}	Radium D
^{210}Bi	α,β–	5,0 d	0,139 d^{-1}	Radium E
^{210}Po	α	138,4 d	0,005 d^{-1}	Radium F
^{206}Hg	β–	8,1 min	0,086 min^{-1}	-
^{206}Tl	β–	4,3 min	0,161 min^{-1}	-
^{206}Pb	stabil	-	-	Radium G

Tab. 3.8: Halbwertzeiten und Zerfälle der Nuklide der Uran-Radium-Zerfallsreihe (4n+2). Die Zerfallskonstanten sind in den jeweiligen reziproken Einheiten der Halbwertzeit angegeben. Die historischen Namen sind heute nicht mehr in Gebrauch (Daten nach [Karlsruher Nuklidkarte]).

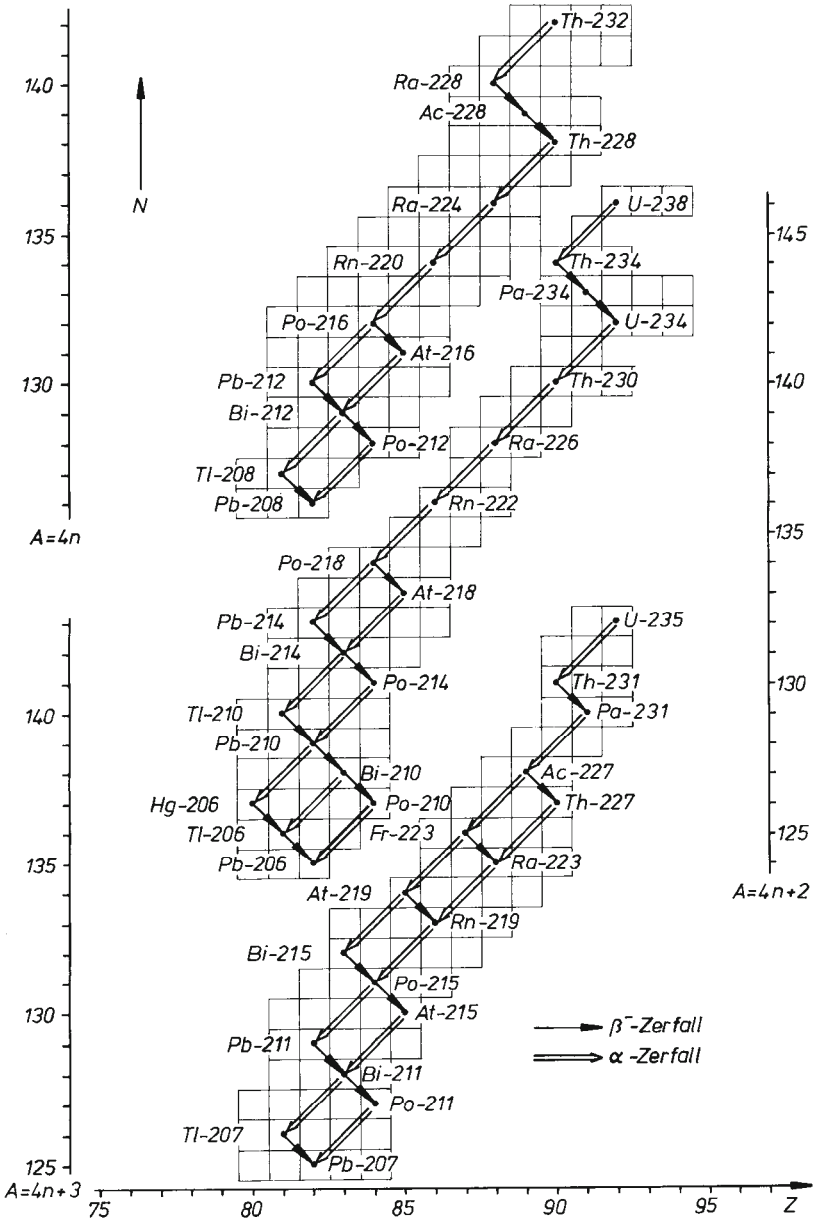


Fig. 3.23: Darstellung der natürlichen Zerfallsreihen im N-Z-Diagramm. In dieser Darstellung ist die Neutronenzahl N als Ordinate und die Ordnungszahl Z als Abszisse aufgetragen. Für jede Reihe existiert eine eigene Neutronenachse. Wie üblich sind die β^--Zerfälle durch schräge, nach rechts gerichtete Pfeile, die Alphazerfälle durch nach links gerichtete Doppelpfeile markiert. Für einige Nuklide bestehen mehrere alternative Zerfallswege und somit Verzweigungsmöglichkeiten für die jeweilige Zerfallsreihe. Exakte Daten über die relativen Verzweigungswahrscheinlichkeiten finden sich in [Karlsruher Nuklidkarte] und [Lederer].

Eine Fortsetzung der Zerfallsreihe nach dem ^{234}U wird also erst nach etwa 10'000 Jahren merklich. Dennoch befindet sich auch die Uran-Radium-Reihe wegen der langen Zeitspanne seit der Erdentstehung mittlerweile völlig im radioaktiven Gleichgewicht.

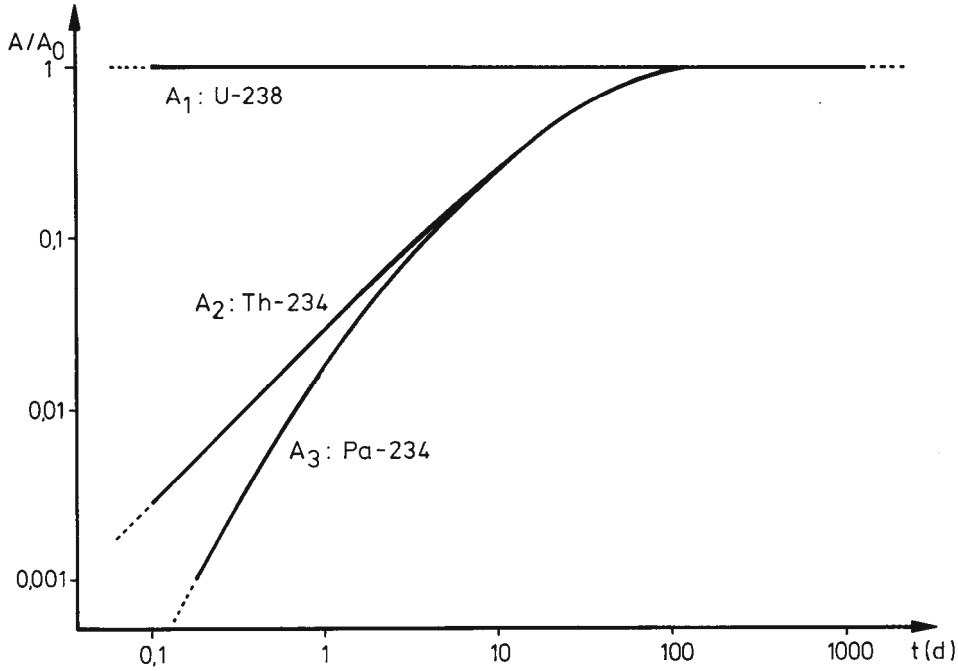


Fig. 3.24: Doppeltlogarithmische Darstellung des zeitlichen Verlaufes der relativen Aktivitäten der ersten 3 Nuklide der Uran-Radium-Reihe, alle bezogen auf die Aktivität des Mutternuklids ^{238}U. A_1: ^{238}U, A_2: ^{234}Th, A_3: ^{234}Pa. Die Aktivitätskurve von ^{234}U ist wegen der großen Halbwertzeit in dieser Grafik nicht darstellbar (s. Text).

Zusammenfassung

- **Natürliche Radioaktivität entsteht durch zwei Gruppen von Radionukliden, den primordialen und den kosmogenen Radionukliden.**
- **Primordiale Radionuklide wurden bei der Erdentstehung gebildet und existieren heute noch wegen ihrer mit dem Erdalter vergleichbaren Lebensdauern.**
- **Die schwersten primordialen Radionuklide sind Startnuklide für die natürlichen Zerfallsreihen, von denen heute noch drei, nach ihren wichtigsten Nukliden benannte Zerfallsreihen existieren.**

- **Bei ihrem Zerfall entstehen etwa 50 weitere schwere Radionuklide. Sie werden hin und wieder nicht ganz korrekt ebenfalls zu den primordialen Nukliden gezählt, obwohl sie durchwegs erheblich kleinere Lebensdauern als ihre Startnuklide haben.**
- **In jeder der natürlichen Zerfallsreihen befindet sich ein alphaaktives Nuklid des Edelgases Radon, das mit der Atemluft inhaliert wird und deshalb erheblich an der natürlichen Strahlenexposition des Menschen beteiligt ist.**
- **Kosmogene Radionuklide entstehen durch Wechselwirkungen kosmischer Strahlungsquanten, der so genannten Höhenstrahlung, mit Luftatomen.**
- **Die wichtigsten kosmogenen Radionuklide sind das ^{22}Na, das Tritium (^{3}H) und das für Altersbestimmungen verwendete ^{14}C.**
- **Diese Nuklide sind auch merklich an der natürlichen Strahlenexposition des Menschen beteiligt.**

3.4 Künstliche Radioaktivität

Um stabile Nuklide radioaktiv zu machen, muss ihre Bindung vermindert werden bzw. ihr für den jeweiligen Massenzahlbereich optimales Neutronen-Protonen-Verhältnis gestört werden. Dazu gibt es mehrere Möglichkeiten, die beim Studium der mittleren Bindungsenergien von Atomkernen z. B. nach dem Tröpfchenmodell verständlich werden (s. Kap. 2.3). Durch Einfang von Protonen oder Neutronen beim Beschuss von Atomkernen mit Kernmaterie können in **Kernreaktionen** instabile Radionuklide erzeugt werden. Solche Kernreaktionen können entweder mit dem Einfang einzelner Neutronen und Protonen einhergehen oder in Form von **Fusionen** stattfinden, bei denen Targetkern und Geschoss miteinander verschmelzen. Die zweite Möglichkeit ist die **Spaltung** oder **Spallation** schwererer Kerne, bei der hochinstabile, schnell zerfallende Spaltfragmente entstehen. Diese Spaltfragmente haben einen erheblichen Neutronenüberschuss, da sie aus schweren Nukliden, meistens Aktinidenkernen, entstanden sind, die für ihre Bindung deutlich mehr Neutronen benötigen als leichte Nuklide. Beide Möglichkeiten werden technisch zur Erzeugung radioaktiver Substanzen genutzt.

Radionukliderzeugung durch Kernreaktionen: Die technisch wichtigste, zur Erzeugung künstlicher Nuklide verwendete Methode ist die Neutronenaktivierung. Bei diesem Verfahren werden stabile Isotope eines Elementes einem Neutronenbeschuss ausgesetzt. Dabei finden bei vielen Nukliden so genannte Neutroneneinfangreaktionen statt. Das so entstandene neue Nuklid ist in der Regel wegen seines Neutronenüberschusses betaminusaktiv. Da diese künstlichen Nuklide dicht am Stabilitätstal der Nuklidkarte liegen, haben sie in der Regel ausreichende Lebensdauern für die technische oder medizinische Verwendung. Neutronenaktivierte Radionuklide sind in der Regel im Massenzahlbereich entweder am unteren oder am oberen Ende der Nuklid-

karte zu finden. Typische Vertreter der neutronenaktivierten Nuklide sind das ^{32}P für die endolymphatische Therapie, das ^{60}Co, das in der perkutanen Strahlentherapie oder der Materialprüfung eingesetzt wird, das für die Brachytherapie und Materialprüfung verwendete ^{192}Ir oder das für die interstitielle Brachytherapie in Form von Seeds zur "Spickung" angewendete ^{198}Au. Ausführliche Daten dieser und weiterer Nuklide einschließlich der verwendeten Kernreaktionen befinden sich in Kap. (6.3) in diesem Band und in ([Krieger Bd2] und [Krieger2]).

Zu den künstlichen Radionukliden zählen auch die **Transurane**. Sie können auf zwei Arten hergestellt werden. Die erste Methode ist der mehrfache sequentielle Neutroneneinfang durch Aktinidenkerne in Kernreaktoren. Dieses Verfahren wird als **Brüten** bezeichnet. Das wohl bekannteste Nuklid dieser Art ist das ^{239}Pu, das in Brutreaktoren (Kernreaktoren ohne Wassermoderation der schnellen Spaltneutronen, die deshalb mit flüssigem Natrium gekühlt werden müssen) durch wiederholten Neutroneneinfang aus ^{238}U erzeugt wird. Plutonium ist ein in der Waffentechnik schon 1945 in Nagasaki eingesetztes Transuran, es wird außerdem in den schnellen Brütern als Spaltmaterial verwendet. Für physikalisch-technische Anwendungen ist auch das Transuran ^{241}Americium von Bedeutung, das u. a. zusammen mit einem Berylliumtarget als kompakter spontaner Neutronenstrahler verwendet wird (s. Kap. 3.1.7), oder das alphaaktive und spontan spaltende ^{252}Cf, das wegen seiner Halbwertzeit von 2,64 a als physikalisch-technische Neutronenquelle benutzt wird.

Das zweite Verfahren zur Erzeugung schwerer künstlicher Radionuklide ist eine besonders interessante Technik. Bei ihr werden schwere Atome aus dem Aktinidenbereich mit **Schwerionen** beschossen. Diese Technik wurde schon in den 70er Jahren von den Physikern im Kernforschungsinstitut in Dubna in der UDSSR zur Elementsynthese verwendet. Sehr erfolgreich sind bis heute auch die Arbeitsgruppen in der Gesellschaft für Schwerionen-Forschung in Darmstadt (GSI). Den Forschern in diesen Instituten ist es gelungen, durch Kernverschmelzung von Aktinidenkernen mit Sauerstoff- und Neonatomen (Dubna) bzw. Chrom-, Eisen- und Nickelnukliden (GSI) schwere Elemente bis hin zur Ordnungszahl Z = 112 zu erzeugen. Die bisher schwersten Elemente wurden ebenfalls in Dubna erzeugt, indem Ca-48 Ionen auf Americium-243 geschossen wurden. Dabei entstanden 4 Atome des Elementes Z=115 und bei Zerfall Z=113 [Dubna 2004].

Sollen **betaplusaktive** Radionuklide erzeugt werden, so verwendet man Kernreaktionen, bei denen die Kernladungszahl des Targetkerns erhöht wird. Dazu müssen Protonen übertragen werden. Man beschießt deshalb stabile Targetkerne mit Protonen, Deuteronen, Tritium oder Alphateilchen, die bei der dann ablaufenden Kernreaktion einen Teil ihrer Ladung übertragen. Da die geladenen Einschussteilchen durch das elektrische Gegenfeld des Targetkerns abgestoßen werden, benötigt man für ausreichende Erzeugungsraten Beschleunigereinrichtungen wie beispielsweise Zyklotrons, die genügend hohe Teilchenenergien zur Überwindung der Coulombbarriere ermöglichen. Typische Vertreter dieser Art der Radionukliderzeugung sind die Positronenstrahler

^{18}F, das ^{11}C und das ^{15}O, die alle in der nuklearmedizinischen Diagnostik (Positronen-Emissions-Tomografie: PET) verwendet werden. Da Positronenstrahler in der Regel kurzlebiger sind als die Betaminusnuklide, müssen sich die Beschleunigeranlagen in der Nähe des medizinischen Einsatzortes befinden.

Radionuklidgewinnung durch Kernspaltung: Wie oben schon erwähnt, spalten Aktinidenkerne in zwei Fragmente, die beide einen deutlichen Neutronenüberschuss aufweisen. Neben der spontanen Kernspaltung, die technisch nur eine nachgeordnete Rolle spielt, ist großtechnisch vor allem die neutroneninduzierte Spaltung von Aktinidenkernen wie ^{235}U, ^{238}U und ^{239}Pu von Bedeutung. Bei der induzierten Spaltung von Aktinidenkernen entstehen Spaltfragmente mit einem mittleren Massenzahlverhältnis von 3:2. Wegen des großen Neutronenüberschusses werden pro Spaltakt 2-3 Neutronen aus diesen Fragmenten abgedampft, die bei geeigneter Geometrie für weitere Kernspaltungen verwendet werden können.

Die leichten Spaltfragmente weisen Massenzahlen um A = 90-100 und die komplementären schweren Spaltbruchstücke Massen um A = 130-140 auf. Die für Medizin oder Technik erwünschten Radionuklide werden nach einer ausreichenden Zwischenlagerungszeit zur Verminderung kurzlebiger Nuklidanteile chemisch aufgearbeitet und in die für den Einsatz notwendige Form (Aktivitätsmenge, Kapselung, etc.) gebracht. Diese Aufarbeitung ist die Aufgabe der Radiochemie. Typische "Spaltnuklide" aus dem leichteren Spaltfragmentbereich sind ^{99}Mo (Mutternuklid für nuklearmedizinische Technetiumgeneratoren) und das ^{90}Sr oder ^{90}Y z. B. für die endolymphatische oder die endoluminale Strahlentherapie oder für die Verwendung als Prüfstrahler in der klinischen Dosimetrie. Typische schwere medizinisch genutzte Spaltfragmentderivate sind das ^{137}Cs, eines der Leitnuklide bei kerntechnischen Störfällen, und das ^{131}J, das auch in der nuklearmedizinischen Therapie verwendet wird, sowie eine Reihe von radioaktiven Xenonnukliden.

Zusammenfassung

- **Es gibt im Wesentlichen zwei Verfahren zur künstlichen Radionukliderzeugung, die Kernreaktionen und die induzierte Kernspaltung.**
- **Bei den Kernreaktionen können die Neutronenzahlen oder die Protonenzahl der Targetkerne erhöht werden. Dadurch erhält man entweder Betaminus-Strahler oder Positronen-Strahler.**
- **Bei der induzierten Kernspaltung an Aktiniden entstehen außer prompten Neutronen zwei asymmetrische Spaltfragmente im Massenzahlbereich um A = 90-100 und A = 130-140, die wegen ihres Neutronenüberschusses in der Regel betaminusaktiv sind.**
- **Nach einer ausreichenden Zwischenlagerungszeit zur Reduktion kurzlebiger Anteile und anschließender radiochemischer Aufarbeitung können sie als Strahler für Medizin und Technik eingesetzt werden.**

Aufgaben

1. Berechnen Sie die Zerfallsenergie bei der Betaumwandlung des Neutrons in ein Proton.

2. Wie bestimmt man aus experimentellen Betaspektren die maximale Zerfallsenergie E_{max}?

3. Sind ^{99m}Tc und ^{60}Co Gammastrahler?

4. Wieso treten bei gammaemittierenden Radionukliden immer auch charakteristische Hüllenstrahlungen der Mutternuklide auf? Ist dies die Folge eines Photoeffektes des emittierten Gammas am Mutteratom?

5. Wieso entstehen bei der Kernspaltung schwererer Nuklide immer freie Neutronen und woher stammen sie?

6. Mit einem Strahlungsmessgerät (z. B. einem Geigerzähler) messen Sie pro Sekunde eine bestimmte Anzahl von Ereignissen (Impulse/s). Ist diese Zählrate gleich der Aktivität des Präparates?

7. Wie viele Zerfälle macht ein ^{99m}Tc-Präparat mit einer Anfangsaktivität von 1 kBq innerhalb der ersten 10 Halbwertzeiten und bis zum endgültigen Abklingen, also bis zur Restaktivität A = 0?

4 Wechselwirkung ionisierender Photonenstrahlung

Die Wechselwirkung von Photonen mit Materie findet über fünf elementare Wechselwirkungsprozesse statt. Dabei kann ein Photon mit der Atomhülle oder mit dem Atomkern bzw. dem Coulombfeld des Atomkerns wechselwirken. Alle fünf Wechselwirkungsarten werden wegen ihrer großen Bedeutung für die Strahlungsphysik in diesem Kapitel ausführlich mit ihren Energie- und Materialabhängigkeiten dargestellt. Die Summe ihrer Wechselwirkungskoeffizienten ist der makroskopische Schwächungskoeffizient. Er wird zur Berechnung von Schwächungen von Photonenstrahlungen benötigt. Davon abgeleitete Größen sind der Energieumwandlungs- und der Energieabsorptionskoeffizient, die vor allem für die Dosimetrie ionisierender Strahlung benötigt werden. Für die Theorie wird der mikroskopische Wirkungsquerschnitt bevorzugt.

Die in Medizin und Technik verwendete Photonenstrahlung umfasst den Bereich nieder- und hochenergetischer Röntgenstrahlung aus Röntgenröhren und Beschleunigern (10keV-50MeV) und die von radioaktiven Atomkernen ausgesendete Gammastrahlung, die auch Energien zwischen wenigen Kiloelektronenvolt und mehreren Megaelektronenvolt aufweist. Bei der Wechselwirkung dieser Strahlungen mit Materie kann es zur vollständigen oder teilweisen **Absorption** der Photonenenergie und zur **Streuung** (Richtungsänderung) der Photonen kommen. Dabei entstehen in der Regel freie, elektrisch geladene Sekundärteilchen wie Elektronen und Positronen. Diese können ihrerseits die sie umgebende Materie anregen und ionisieren und dabei Energie an die durchstrahlte Materie abgegeben. Da deren Ionisation überwiegend indirekt über diese elektrisch geladenen Sekundärteilchen und nur zu einem geringen Anteil unmittelbar von den Photonen verursacht wird, zählt man Photonenstrahlung zu den indirekt ionisierenden Strahlungsarten.

Bei der Beschreibung der Wechselwirkung eines Photonenstrahlenbündels mit Materie sind drei Stufen zu unterscheiden, denen jeweils verschiedene Messgrößen zuzuordnen sind. Die primären Wechselwirkungsprozesse der Photonen mit dem durchstrahlten Material bewirken eine **Schwächung** des ursprünglichen Photonenstrahls, also einen Intensitäts- bzw. Photonenzahlverlust im Primärstrahlenbündel. Bei der Wechselwirkung der Photonen kommt es auch zur **Umwandlung von Photonenenergie** in Bewegungsenergie, d. h. zum Energieübertrag von Photonen auf geladene Sekundärteilchen. Dieser Energieübertrag entspricht der dosimetrischen Messgröße Kerma. Die **Energieabsorption** in der bestrahlten Materie, die vor allem von der Bewegungsenergie dieser Sekundärteilchen herrührt, ist ein Maß für die Energiedosis.

Photonen können mit der Atomhülle oder mit den Atomkernen des Absorbers wechselwirken. Zu den Hüllenwechselwirkungen gehören die **klassische Streuung** (auch kohärente Streuung, Rayleigh-Streuung, Thomson-Streuung), die ohne Energieübertrag stattfindet, der **Photoeffekt** und der **Comptoneffekt** (inkohärente Streuung). Der Wechselwirkungsprozess von Photonen mit den elektromagnetischen Feldern der Atomkerne ist die **Paarbildung**. Die Wechselwirkung von Photonen mit dem Atom-

kern oder einzelnen Nukleonen wird als **Kernphotoeffekt** bezeichnet, die dabei stattfindenden Kernumwandlungen nennt man Kernphotoreaktionen.

Da Photonen keine elektrischen Ladungen tragen, ist die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung mit Materie wesentlich kleiner als diejenige für die Wechselwirkung geladener Teilchen. Photonenstrahlung kann deshalb sehr durchdringend sein und erfordert einen aufwendigen Strahlenschutz. Andererseits ermöglicht Photonenstrahlung wegen der geringen Schwächung die perkutanen Bestrahlungen tief liegender Tumoren oder die Durchleuchtung dicker Materieschichten in der Röntgendiagnostik oder der Materialprüfung. Die Abhängigkeiten der Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Wechselwirkungsprozesse von der Photonenenergie und den Materialeigenschaften der durchstrahlten Materie werden in den folgenden Kapiteln ausführlich dargestellt. Einen Überblick über die Wechselwirkungsmöglichkeiten von Photonenstrahlung gibt die nachfolgende Aufstellung, in der neben den primären Wechselwirkungen auch die dabei entstehenden sekundären und tertiären Strahlungsarten aufgeführt sind.

- **Wechselwirkungen mit der Atomhülle**

  Kohärente Streuung: Heißt für den Bereich der niederenergetischen ionisierenden Photonenstrahlung auch Thomsonstreuung, im Bereich des sichtbaren Lichtes Rayleigh-Streuung. Photonen werden ohne Energieverlust gestreut, die Atomhülle bleibt unverändert.

  Inkohärente Streuung: Wird auch als Comptonstreuung bezeichnet. Die gestreuten Photonen verlieren bei der Wechselwirkung einen Teil ihrer Energie und ändern ihre Richtung. Eines der äußeren Hüllenelektronen wird aus der Atomhülle gestoßen. Bei dessen Wechselwirkung mit dem **Absorber** kann es zur Bremsstrahlungserzeugung kommen.

  Photoionisation: Auch als Photoeffekt oder Photoelektrischer Effekt bezeichnet. Ein Elektron aus einer inneren Elektronenschale wird durch ein Photon aus der Hülle gestoßen. Das Photon wird absorbiert, das Elektron übernimmt dessen Energie. Bei weiteren Wechselwirkungen kann es Bremsstrahlung auslösen oder andere Atome ionisieren. Das Defektelektron in der Hülle führt zur Emission von Augerelektronen oder charakteristischer Röntgenstrahlung.

- **Wechselwirkung mit dem Coulombfeld der Atomkerne**

  Paarbildung: Im elektrischen Feld des Atomkerns wird ein Photon in ein Teilchen-Antiteilchenpaar (Elektron-Positron) verwandelt. Es verschwindet dabei. Die beiden Teilchen können Bremsstrahlung erzeugen oder Atome ionisieren, das Positron zerstrahlt mit einem weiteren Elektron unter Bildung von Vernichtungsstrahlung.

- **Wechselwirkung mit dem Atomkern**

  Kernphotoreaktionen: Photonen können ihre Energie auf einzelne Nukleonen oder den gesamten Atomkern übertragen. Sie werden dabei absorbiert. Ein Nukleon wird emittiert, der Atomkern wird dadurch oft radioaktiv. Kernphotoreaktionen sind in der Regel auch mit der Emission von Gammastrahlung verbunden.

4.1 Der Photoeffekt

Beim Photoeffekt (Photoionisation) setzt ein Photon durch Stoß ein Elektron aus inneren Schalen der Atomhülle frei. Dabei wird die gesamte Energie des einfallenden Photons auf das in der K-, L- oder M-Schale befindliche Elektron übertragen. Das Elektron übernimmt die Differenz von Photonenenergie E_γ und Elektronenbindungsenergie E_b als Bewegungsenergie (Gl. 4.1) und verlässt die Atomhülle. Damit der Photoeffekt stattfinden kann, muss die Photonenenergie also größer sein als die Bindungsenergie des gestoßenen Elektrons[1].

$$E_{kin} = E_\gamma - E_b(K, L, M,...) \tag{4.1}$$

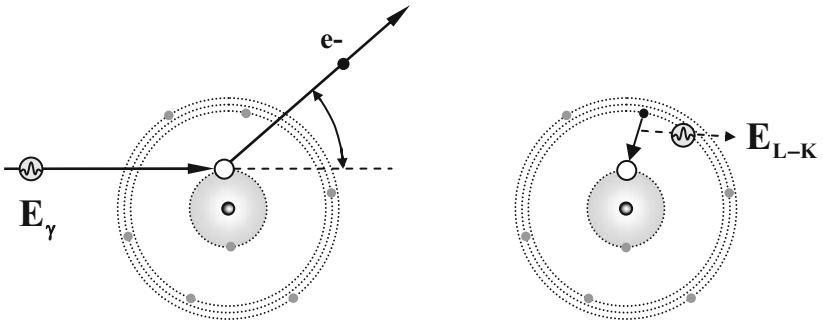


Fig. 4.1: Schematische Darstellung des Photoeffekts an einem K-Elektron. Links: Absorption des Photons durch ein K-Elektron mit Ionisierung der Atomhülle. In der K-Schale bleibt ein Elektronenloch. Rechts: Das Elektronenloch wird durch ein äußeres Elektron aufgefüllt. Die Differenzenergie wird als charakteristisches Photon emittiert oder löst Augerelektronen-Emission aus.

[1] Tatsächlich wird wegen der Impulserhaltung bei der Photowechselwirkung ein verschwindend geringer winkelabhängiger Energieanteil auf das Restatom übertragen. Man kann sich diesen Sachverhalt leicht klar machen, wenn man die Impulsverhältnisse im Schwerpunktsystem des einfallenden Photons und des ruhenden Atoms betrachtet. Vor dem Stoß bewegen sich die beiden Stoßpartner so aufeinander zu, dass der Gesamtimpuls Null ist. Nach dem Stoß verlässt das Elektron die Atomhülle mit dem Hauptbetrag des Impulses. Der Kern muss, da der Gesamtimpuls wieder Null betragen soll, einen entsprechenden Rückstoßimpuls erhalten. Wegen der im Vergleich zum Photoelektron großen Masse des Atomrumpfes ist die auf ihn übertragene Bewegungsenergie jedoch sehr klein.

Ordnungszahlabhängigkeit beim Photoeffekt: Die Wahrscheinlichkeit für eine Photowechselwirkung wird durch den **Photoabsorptionskoeffizienten τ** beschrieben. Er hängt von der Dichte ρ ab und nimmt mit der Elektronendichte in den inneren Schalen zu, die etwa proportional zu Z^3 ist[2]. Es ist also zur erwarten, dass die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit der in schwereren Atomen größeren Elektronenbindung anwächst und für K-Elektronen in dichten Absorbern mit hoher Ordnungszahl am größten ist. Die Theorie des Photoeffekts (s. z. B. [Heitler]) ergibt für den Photoeffekt an K-Elektronen für den mittleren Energiebereich eine Ordnungszahlabhängigkeit von Z^5. Etwa 80% aller Photowechselwirkungen finden an K-Elektronen statt, die verbleibenden 20% an Elektronen der äußeren Schalen. Da diese äußeren Elektronen wegen der Abschirmung durch die K-Elektronen eine etwas reduzierte Kernladungszahl sehen, ergeben genauere theoretische und numerische Abschätzungen (s. z. B. [NIST-XCOM]), dass die Photowechselwirkungswahrscheinlichkeit insgesamt etwa mit einer Z-Potenz zwischen 4 und 4,5 zunimmt. Man erhält danach folgende Z-Abhängigkeiten:

$$\tau \propto \rho \cdot \frac{Z^n}{A} \approx \rho \cdot \frac{Z^{4-4,5}}{A} \qquad (n = 4 - 4,5) \qquad (4.2)$$

Der Ordnungszahlexponent n hat für leichte Elemente den Wert $n \approx 4,5$, für hohe Ordnungszahlen hat er einen Wert um $n \approx 4$. Da für die meisten stabilen leichteren Atomkerne die Neutronenzahl N und die Ordnungszahl Z etwa übereinstimmen, ist die Massenzahl A ungefähr doppelt so groß wie Z. Das Verhältnis Z/A hat deshalb für diese leichten Nuklide den Wert $Z/A \approx Z/2Z = 1/2$. Bei sehr schweren Nukliden sinkt das Z/A-Verhältnis auf Werte um 0,4 ab. (Z^n/A) kann also unter diesen Bedingungen näherungsweise gut durch ($Z^{n-1}/2$) ersetzt werden.

$$\tau \propto \rho \cdot Z^{n-1} \approx \rho \cdot Z^{3-3,5} \qquad (n = 4 - 4,5) \qquad (4.3)$$

Energieabhängigkeit des Photoabsorptionskoeffizienten: Für zunehmende Photonenenergien oberhalb der K-Schalen-Energie der Absorberatome nimmt τ zunächst stetig mit $1/E^3$ ab. Für Energien deutlich oberhalb der Elektronenruheenergie (511 keV) fällt die Photowechselwirkungswahrscheinlichkeit etwas langsamer mit nur noch etwa $1/E_\gamma$ ab. Die Wahrscheinlichkeit für eine Photoabsorption ist am höchsten, wenn Photonenenergie und Bindungsenergie der Elektronenschale exakt übereinstimmen. So zeigt der Photoabsorptionskoeffizient beispielsweise bei der Energie der K-Schale im Vergleich zu benachbarten Energien ein deutliches Maximum. Beim Unterschreiten der K-Schalen-Energie fällt τ um fast eine Größenordnung ab, steigt dann aber wieder mit abnehmender Energie umgekehrt proportional zur etwa dritten bis vierten Potenz der Energie bis zum Erreichen der nächsten Elektronenschalenener-

[2] Die Coulombkraft des Kerns auf die Elektronen schrumpft den Bahnradius mit 1/Z (s. Gl. 2.7). Die Ladungsdichte in den inneren Schalen nimmt mit dem Kehrwert des Volumens r^3 und somit mit Z^3 zu.

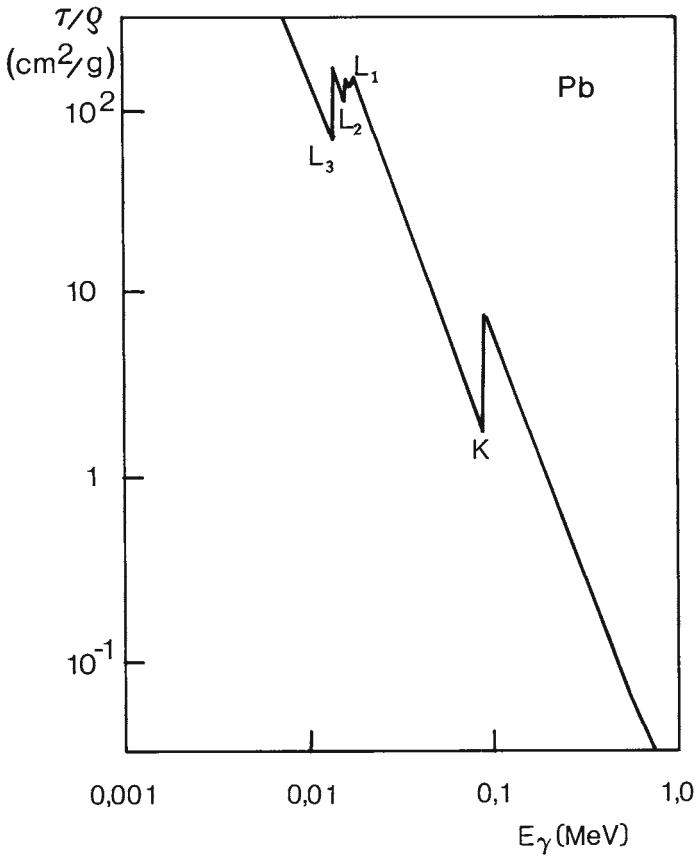


Fig. 4.2: Energieabhängigkeit des Massen-Photoabsorptionskoeffizienten τ/ρ für Blei. L1-L3 und K sind die Absorptionskanten (s. Text).

gie (L-Schale) an. Diese sprungartigen Veränderungen des Photoabsorptionskoeffizienten bei Erreichen der Energie der einzelnen Elektronenschalen bezeichnet man als **Absorptionskanten** (K-Kante, L-Kante, M-Kante, Fig. 4.2). Insgesamt erhält man zusammen mit der Ordnungszahlabhängigkeit der Photokoeffizienten in (Gl. 4.2):

$$\tau \propto \rho \cdot \frac{Z^n}{A \cdot E_\gamma^3} \approx \rho \cdot \frac{Z^{n-1}}{E_\gamma^3} \qquad (E_\gamma \ll 511\ \text{keV}) \qquad (4.4)$$

$$\tau \propto \rho \cdot \frac{Z^n}{A \cdot E_\gamma} \approx \rho \cdot \frac{Z^{n-1}}{E_\gamma} \qquad (E_\gamma \gg 511\ \text{keV}) \qquad (4.5)$$

Die Schutzwirkung von Blei, Wolfram oder Uran als Materialien für den Strahlenschutz (hohes Z) bei diagnostischer Röntgenstrahlung (niedrige Photonenenergie) beruht deshalb überwiegend auf dem Photoeffekt. Strahlenschutzschürzen in der Röntgendiagnostik sind "Photoeffekt-Schürzen"! Wenn für die konkrete Arbeit exakte numerische Daten des Photoabsorptionskoeffizienten benötigt werden, wird dringend empfohlen, sich die aktuellen Werte aus der Literatur zu beschaffen, in der die einzelnen Komponenten des Schwächungskoeffizienten getrennt berechnet und ausgewiesen werden (z. B. [NIST-XCOM]). Für Wasser und Blei befinden sich solche Daten auszugsweise im Tabellenanhang (Tab. 18.5).

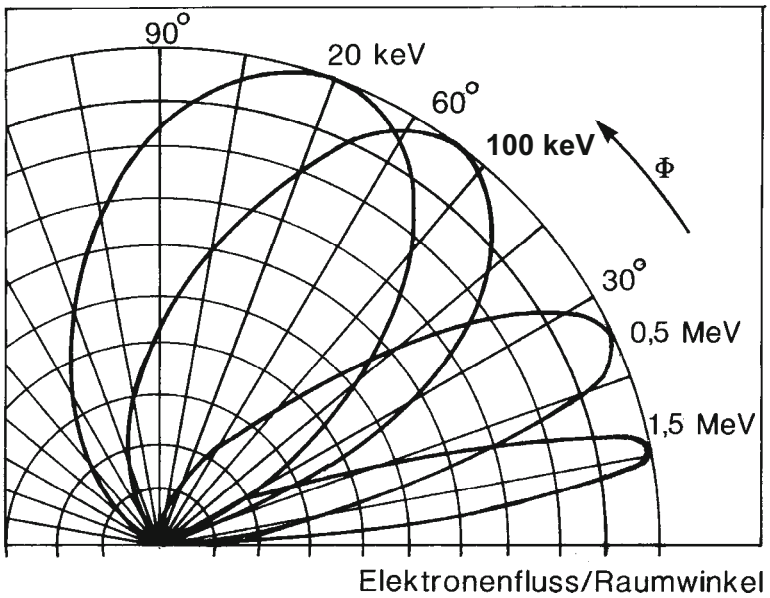


Fig. 4.3: Relative, auf das jeweilige Emissionsmaximum normierte Winkelverteilungen von Photoelektronen in Abhängigkeit von der Photonenenergie und dem Emissionswinkel Φ relativ zur Einschussrichtung der Photonen (von links).

Die beim Stoß aus der Hülle entfernten Photoelektronen zeigen eine energieabhängige Winkelverteilung relativ zur Einfallsrichtung des Photonenstrahlenbündels. Bei kleinen Photonenenergien werden die meisten Photoelektronen fast senkrecht zum Strahl, einige wenige auch in Rückwärtsrichtung emittiert. Je höher die Energie des stoßenden Photons ist, umso mehr werden die Sekundärelektronen nach vorne emittiert (Fig. 4.3). Die Schale, aus der ein Photoelektron entfernt wurde, enthält nach der Wechselwirkung ein Elektronenloch. Aus energetischen Gründen wird dieses Loch sofort wieder durch Elektronen der äußeren Schalen aufgefüllt, in denen dadurch ebenfalls Elektronenlöcher entstehen. Die charakteristische Energiedifferenz der beteiligten Elektronenzustände wird als charakteristische Photonenstrahlung oder in Form von Au-

gerelektronen aus der Atomhülle emittiert (s. Abschnitt 2.2.3.2). Der Photoeffekt wurde 1905 versuchsweise von Albert Einstein als Ergebnis der Wechselwirkung zweier Teilchen, des Photons und eines Elektrons, gedeutet. A. Einstein erhielt für diese Theorie 1921 den Nobelpreis für Physik.

Zusammenfassung

- **Beim Photoeffekt wird das einfallende Photon absorbiert, aus einer der inneren Schalen der Absorberatome wird ein Photoelektron freigesetzt. Bevorzugt findet der Photoeffekt an K- oder L-Schalenelektronen statt.**

- **Bis auf den ordnungszahlabhängigen Bindungsenergieanteil übernimmt das Elektron die ganze Photonenenergie als Bewegungsenergie. Bei hohen Photonenenergien und leichten Absorbern mit kleinen Bindungsenergien stimmen deshalb Energie des Photons und kinetische Energie des Elektrons fast überein.**

- **Photoelektronen zeigen eine photonenenergieabhängige Winkelverteilung. Je höher die Energie des Photons ist, um so mehr werden die Photoelektronen nach vorne, also in Strahlrichtung, emittiert.**

- **Neben den Photoelektronen als eigentlichen Sekundärteilchen entstehen als Tertiärstrahlungen die isotrop (d. h. gleichmäßig in alle Richtungen) ausgestrahlte charakteristische Röntgenstrahlung, Augerelektronen und Bremsstrahlung der Photoelektronen vor allem in schweren Materialien. Als Folgeprodukt der Wechselwirkung mit der Hülle entstehen außerdem unter Umständen hoch ionisierte Atomionen.**

- **Die mit der Absorption der Sekundär- und Tertiärstrahlungen im Absorber verbundene hohe lokale Energiedichte und die hoch ionisierten Atomhüllen sind von wesentlicher Bedeutung für die strahlenbiologischen Effekte in Geweben.**

- **Der Photoeffekt findet vor allem bei niedrigen Photonenenergien und hohen Ordnungszahlen des Absorbers statt. In menschlichem Gewebe spielt er für den Bereich der Medizin nur in der Röntgendiagnostik eine größere Rolle. In hochatomigen Strahlenschutzabschirmungen ist er insbesondere für Energien bis zu einigen 100 keV die wichtigste Photonenwechselwirkung.**

- **Ein wichtiges Beispiel für diese Anwendung des Photoeffekts ist die Bleischürze für den Strahlenschutz in der Röntgendiagnostik.**

4.2 Der Comptoneffekt

Der Comptoneffekt ist die inelastische Wechselwirkung eines Photons mit einem äußeren, schwach gebundenen (quasi freien) Hüllenelektron des Absorbers. Dabei überträgt das Photon einen Teil seiner Energie und seines Impulses auf das Elektron. Das Photon wird aus seiner Bewegungsrichtung abgelenkt, also gestreut. Das gestoßene Elektron verlässt die Atomhülle, die dadurch einfach ionisiert wird. Die Comptonwechselwirkung eines Photons wird auch als inkohärente Streuung bezeichnet. Es war das Verdienst von ***A. H. Compton***[3], diese Wechselwirkung mit Hilfe klassischer physikalischer Vorstellungen als elastischen Stoßprozess zweier "Teilchen", dem Photon und dem quasi freien Hüllenelektron, gedeutet zu haben [Compton 1923]. Diese Interpretation hat sehr wesentlich zur Entwicklung der Quantentheorie beigetragen.

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des Comptoneffekts wird durch den **Compton-Wechselwirkungskoeffizienten σ_c** beschrieben. Er wird in der Literatur auch oft als Comptonstoßkoeffizient bezeichnet. Da im Ausgangskanal der Comptonwechselwirkung zwei sekundäre "Teilchen" auftreten, das gestreute Photon und das aus der Hülle entfernte Elektron, wird der Wechselwirkungskoeffizient in der Theorie häufig in den Compton-Streukoeffizienten σ_{streu} für die inkohärente Photonenstreuung und

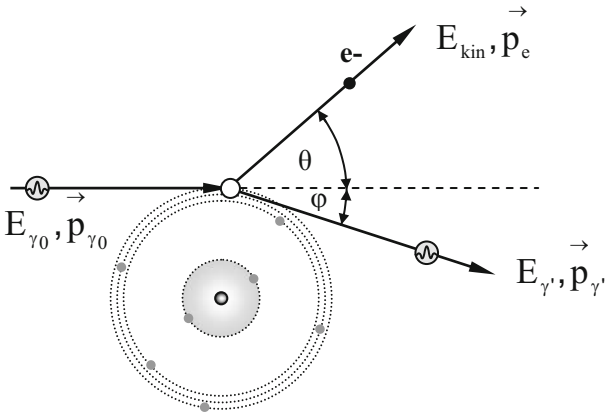


Fig. 4.4: Schematische Darstellung des Comptoneffekts als Stoßprozess des einfallenden Photons mit einem schwach gebundenen äußeren Hüllenelektron. Sowohl Impuls p als auch Photonenenergie E_γ werden in Abhängigkeit vom Photonen-Streuwinkel φ auf das Comptonelektron und das gestreute Photon verteilt. Das Atom wird durch eine Compton-Wechselwirkung einfach ionisiert.

[3] **Arthur Holly Compton** (10. 09. 1892 - 15. 3. 1962), amerikanischer Physiker, arbeitete an der Erforschung der Röntgenstrahlen und der spezifischen Wärme von Flüssigkeiten. Er entdeckte 1923 den Comptoneffekt. Später war er mit der großtechnischen Produktion des Spaltstoffes 239-Plutonium beschäftigt. Er erhielt 1927 zeitgleich mit **Ch. Th. Wilson**, dem Erfinder der Nebelkammer, den Nobelpreis "für die Entdeckung des nach ihm benannten Effekts".

den Compton-Energieübertragungskoeffizienten σ_{tr} für den Energietransfer vom primären Photon auf das Comptonelektron aufgeteilt. Diese Unterteilung ist auch dann von Vorteil, wenn einerseits dosimetrische Größen wie Kerma oder Energiedosis und andererseits das Streustrahlungsfeld der Photonen beschrieben werden sollen.

$$\sigma_c = \sigma_{streu} + \sigma_{tr} \tag{4.6}$$

Eine ausführliche quantentheoretische Darstellung des Comptoneffekts findet sich u. a. in [Evans 1958], wo sich auch Aussagen zur Wechselwirkungswahrscheinlichkeit und die berühmte Klein-Nishina-Formel finden (s. Abschnitt 4.2.1.2). Wegen der überragenden Bedeutung des Comptoneffekts für die technische und medizinische Strahlenkunde und den Strahlenschutz wird im folgenden Abschnitt diese Theorie in einer kurzen Zusammenfassung dargestellt. Der Comptonkoeffizient ist danach etwa dem Verhältnis aus Ordnungszahl und Massenzahl des Absorbers Z/A proportional. Bei den meisten stabilen leichten Elementen außer beim Wasserstoff gilt $N \approx Z$ und deshalb auch $Z/A \approx 1/2$. Der Comptonstreukoeffizient ist also weitgehend unabhängig von der Ordnungszahl. Dies ist auch anschaulich wegen der erheblichen Abschirmung des Kernfeldes durch die inneren Elektronen am Ort der äußeren Hüllenelektronen zu erwarten, so dass die Ordnungszahl des Atoms für die Comptonwechselwirkung kaum eine Rolle spielen kann. Der Compton-Wechselwirkungskoeffizient ist wie die anderen Photonenwechselwirkungskoeffizienten proportional zur Dichte ρ des Absorbers. Für die Abhängigkeit des Comptonkoeffizienten σ_c von der Photonenenergie gibt es keinen mathematisch einfachen, physikalisch begründeten formelmäßigen Zusammenhang. Man verwendet für die praktische Arbeit deshalb am besten Tabellen oder Diagramme. In grober Näherung kann man die Energieabhängigkeit des Compton-Wechselwirkungskoeffizienten für Photonenenergien zwischen 0,2 und 10 MeV, das ist der Bereich, in dem der Comptoneffekt für die meisten Materialien vorherrscht, mit einem einfachen empirischen Potenzausdruck beschreiben.

$$\sigma_c \propto \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{E_\gamma^n} \neq f(Z) \quad (n = 0{,}5 \text{ bis } 1) \tag{4.7}$$

4.2.1 Überblick über die Theorie des Comptoneffekts*

4.2.1.1 Berechnung der Energie des gestreuten Photons*

Der Comptoneffekt kann als elastischer Stoß mit den Mitteln der relativistischen klassischen Mechanik beschrieben werden. Dazu werden der Energieerhaltungssatz und der Impulserhaltungssatz benötigt. Nimmt man das Hüllenelektron vor dem Stoß als ruhend an, so hat es keine Bewegungsenergie. Seine Energie besteht daher nur aus der Ruheenergie $E_0 = m_0 \cdot c^2 = 511$ keV. Sein Impuls vor dem Stoß ist $p_e = 0$. Das Photon hat vor der Wechselwirkung die Energie E_γ und nach Gl. (1.27) den Impuls $p_\gamma = E_\gamma/c$.

Die Gesamtenergie vor dem Stoß beträgt also:

$$E_{vor} = E_\gamma + m_0 \cdot c^2 \tag{4.8}$$

Für den Gesamtimpulsbetrag vor dem Stoß erhält man:

$$p_{vor} = E_\gamma / c \tag{4.9}$$

Nach dem Stoß verlässt das Elektron mit hoher Geschwindigkeit die Atomhülle. Das Photon hat einen richtungsabhängigen Anteil seiner Energie durch den Stoß verloren. Für die Energiebilanz nach dem Stoß erhält man deshalb mit der relativistischen Masse des Elektrons m_e:

$$E_{nach} = E_e + E_\gamma' = m_e \cdot c^2 + E_\gamma' \tag{4.10}$$

Der Impuls verteilt sich auf das gestreute Photon γ' und das gestoßene Elektron e.

$$p_{nach} = p_\gamma' + p_e = E_\gamma'/c + m_e \cdot v_e \tag{4.11}$$

Da Gesamtenergie und Gesamtimpuls vor und nach dem Stoß gleich bleiben müssen, ergibt dies unter Vernachlässigung der Elektronenbindungsenergie die folgende Energie- und Impulsbetragsbilanz:

$$E_\gamma + m_0 \cdot c^2 = E_\gamma' + m_e \cdot c^2 \tag{4.12}$$

$$E_\gamma / c = E_\gamma'/c + m_e \cdot v_e \tag{4.13}$$

In diesen beiden Gleichungen ersetzt man jetzt die Elektronenmasse durch die relativistische Massenformel (Gl. 1.9).

$$E_\gamma + m_0 \cdot c^2 = E_\gamma' + \frac{m_0 \cdot c^2}{\sqrt{1 - v_e^2 / c^2}} \tag{4.14}$$

$$E_\gamma / c = E_\gamma'/c + \frac{m_0 \cdot v_e}{\sqrt{1 - v_e^2 / c^2}} \tag{4.15}$$

Neben dem Impulsbetrag muss auch die Impulsrichtung erhalten bleiben. Um die Impulskomponenten des Elektrons und des gestreuten Photons zu berechnen, verwendet man nach dem Stoß (nach Fig. 4.4) den Winkel θ für das Elektron und den Winkel φ für das gestreute Photon. Die Komponentenzerlegung für den Impuls in Gl. (4.15) in den Anteil in der ursprünglichen Photonenrichtung ergibt (Gl. 4.16) und in die Impulskomponente senkrecht dazu (Gl.4.16).

$$E_\gamma / c = E_\gamma'/c \cdot \cos\varphi + \frac{m_0 \cdot v_e \cdot \cos\theta}{\sqrt{1 - v_e^2 / c^2}} \tag{4.16}$$

$$0 = E_\gamma'/c \cdot \sin\varphi + \frac{m_0 \cdot v_e \cdot \sin\theta}{\sqrt{1 - v_e^2 / c^2}} \tag{4.17}$$

Aus diesem Gleichungssystem erhält man nach einigen Umformungen die Restenergie des Streuphotons E_γ' als Funktion der Einschussenergie E_γ und des Photonenstreuwinkels φ.

$$E_\gamma' = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} \cdot (1 - \cos\varphi)} \tag{4.18}$$

Die Energie und der Impuls des einfallenden Photons werden beim Comptoneffekt also auf das Comptonelektron und das gestreute Photon verteilt. Die übertragene Energie und der Streuwinkel sind von der Photonenenergie abhängig. Sowohl die Comptonelektronen als auch die gestreuten Photonen zeigen deshalb von der Primärphotonenenergie abhängige Winkel- und Energieverteilungen. Wie häufig bei einer bestimmten Photonenenergie bestimmte Streuwinkel auftreten, lässt sich im Rahmen dieser Formel (4.18) nicht ersehen, Hinweise finden sich im Abschnitt (4.2.1.2).

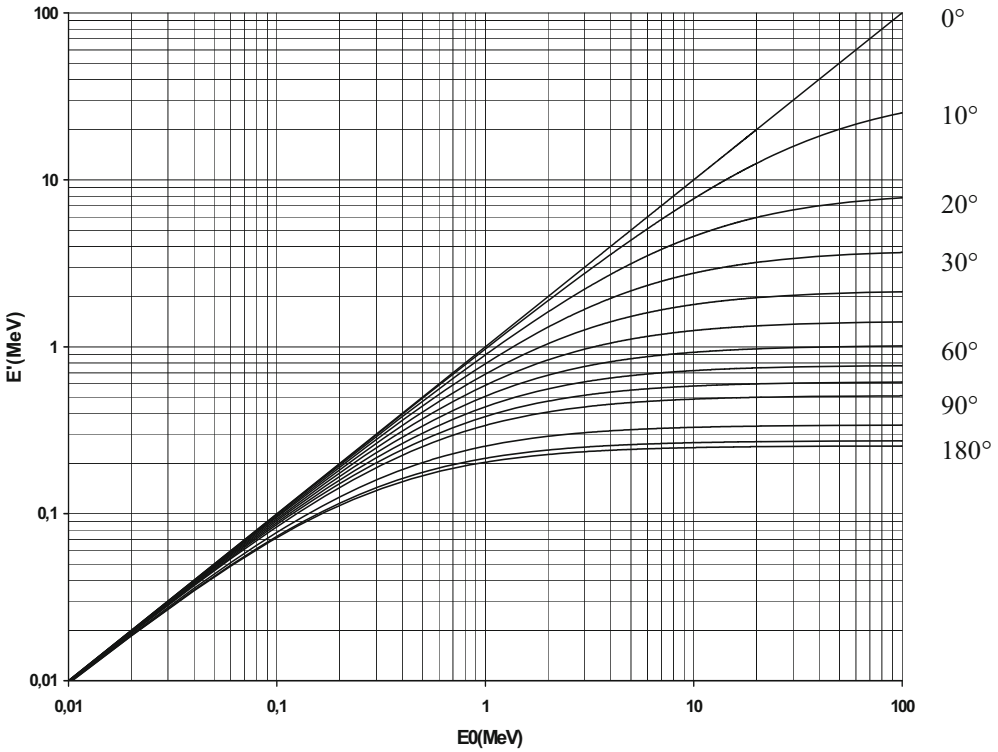


Fig. 4.5: Abhängigkeiten der Energie des Streuphotons von der ursprünglichen Photonenenergie E_0 und dem Streuwinkel φ des Comptonphotons nach Gl. (4.18). Dabei bedeutet der Streuwinkel 0° die Einschussrichtung, der Streuwinkel 180° die Rückstreuung entgegengesetzt zur ursprünglichen Strahlrichtung. Die Streuwinkel von oben nach unten sind: 0°-90° in 10° Schritten, 120°, 150° und 180°.

Variation der Streuphotonenenergie mit der Energie des primären Photons: Aus Gleichung (4.18) kann man auch leicht abschätzen, wie der Energieverlust des Photons von der Photonenenergie abhängt. Entscheidend ist dabei das Verhältnis E_γ/m_0c^2 im Nenner von Gleichung (4.18). Ist dieses Verhältnis deutlich kleiner als 1, die Photonenenergie E_γ also erheblich geringer als die Ruheenergie des Elektrons (511 keV), so ist die Restenergie des Photons nur wenig von der ursprünglichen Energie verschieden. Sie ist außerdem auch nur schwach vom Streuwinkel abhängig. Diese Energieverhältnisse treten z. B. bei weicher Photonenstrahlung wie diagnostischer Röntgenstrahlung auf. Gestreute Röntgenstrahlung ist verglichen mit der ursprünglichen Strahlung nur geringfügig weicher. Da sie also weitgehend unabhängig vom Streuwinkel nahezu die Strahlungsqualität der primären Strahlung hat, darf sie beim Strahlenschutz im Streustrahlungsfeld von Röntgenstrahlern nicht unterschätzt werden. Das Comptonelektron übernimmt bei weicher Photonenstrahlung im Mittel natürlich auch nur einen entsprechend kleinen Teil der Photonenenergie (s. Fig. 4.10). Comptonelektronen in der Röntgendiagnostik sind daher energiearm und haben in menschlichem Gewebe auch nur eine geringe Reichweite (s. Abschnitt 7). Für diagnostische Röntgenstrahlung tritt deshalb auch kein Dosisaufbaueffekt durch kontinuierliche Abgabe der Bewegungsenergie ihrer Sekundärelektronen an die Materie auf, wie er durch die Verschiebung des Wechselwirkungsortes gegen den Abgabeort dieser Energie bei hohen Photonenenergien vorkommt.

Ist die Photonenenergie dagegen größer als die Ruheenergie des Elektrons ($E_\gamma >> 511$ keV), so ist der Faktor beim Cosinusglied im Nenner von Gleichung (4.18) auch deutlich größer als 1. Dies bewirkt eine merkliche Streuwinkelabhängigkeit des Energieübertrages auf die Comptonelektronen. Der Energieverlust der Photonen durch Comptonstreuung ist bei hohen Photonenenergien also höher und zudem stärker vom Streuwinkel abhängig als bei niedrigen Photonenenergien. Die Comptonelektronen übernehmen in diesem Fall im Mittel einen höheren relativen Anteil der Photonenenergie (Fig. 4.10). Sie sind energiereicher und haben deshalb eine größere Reichweite in Materie. In Materialien niedriger Ordnungszahl wie menschlichem Gewebe oder Wasser hat die Elektronenreichweite Werte bis einige Zentimeter. Dies führt zu dem bekannten Dosisaufbaueffekt höherenergetischer Photonenstrahlung hinter den Oberflächen bzw. an Materialgrenzen der bestrahlten Absorber.

4.2.1.2 Winkelverteilungen der Comptonphotonen*

Während der Energieverlust des gestreuten Photons also gut mit der klassischen Theorie aus Impulssatz und Energiesatz abgeleitet werden kann, muss zur Berechnung der Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten bzw. der Wirkungsquerschnitte die relativistische Quantentheorie herangezogen werden. Diese Theorie des Comptoneffekts wurde

1929 zum ersten Mal von ***Klein*** und ***Nishina***[4] ausgearbeitet. Das Ergebnis ist die auch heute noch aktuelle **Klein-Nishina-Formel** für den Comptoneffekt, die Aussagen über die Stoß-, Streu- und Transferquerschnitte und die Winkelverteilungen gestreuter Photonen und Elektronen liefert. Die Theorie beschreibt zunächst die bezüglich des Streuwinkels differentiellen Größen pro Elektron. Aus ihnen können durch Integration über die Streuwinkel die zugehörigen integralen Größen, durch Multiplikation mit der Zahl der Elektronen pro Volumenelement auch die Comptonkoeffizienten berechnet werden (s. u.).

Compton-Stoßquerschnitt: Unter dem differentiellen Stoßquerschnitt versteht man den Quotienten aus der Zahl der Photonen, die pro Elektron des Absorbers und pro Sekunde in das Raumwinkelelement gestreut werden, und der auftreffenden primären Photonenflussdichte (Zahl der primären Photonen pro Zeit und Fläche, s. auch Kap. 1.5.3). Er ist die fundamentale Größe zur Beschreibung der Comptonwechselwirkung. Die Theorie ergibt für den differentiellen Stoßquerschnitt den folgenden Ausdruck.

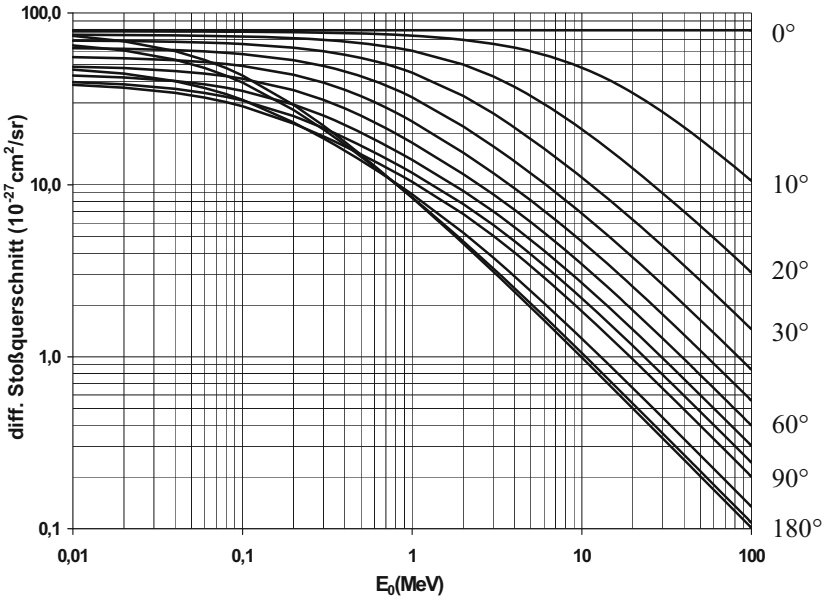


Fig. 4.6: Differentieller Stoßquerschnitt $d({}_e\sigma)$ pro Elektron für die Zahl der gestreuten Photonen in das Raumwinkelelement $d\Omega$ in Abhängigkeit von der ursprünglichen Photonenenergie $E_{\gamma 0}$ für Streuwinkel φ = 0°-90° in 10° Schritten, 120°, 150° und 180 (Gl.4.19).

[4] **Oskar Klein** (15. 9. 1894 – 5. 2. 1977), schwedischer Physiker, stellte 1929 zusammen mit dem japanischen Atomphysiker **Yoshio Nishina** (1890 – 1951) die erwähnte relativistische Klein-Nishina-Formel auf der Basis der Diracschen relativistischen Quantentheorie auf.

$$d({}_e\sigma) = \frac{r_0^2}{2} \cdot d\Omega \cdot (\frac{E_\gamma'}{E_\gamma})^2 \cdot (\frac{E_\gamma'}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E_\gamma'} - \sin^2\varphi) \tag{4.19}$$

In dieser Gleichung bedeutet r_0 den klassischen Elektronenradius[5], $d\Omega$ das Raumwinkelelement, φ den Streuwinkel des Photons und E_γ bzw. E_γ' die Energie des ursprünglichen bzw. des gestreuten Photons. Der differentielle Stoßquerschnitt ist in den Fign. (4.6 und 4.7) als Funktion der Photonenenergie dargestellt. Die Grafiken zeigen, dass bei kleinen Photonenenergien auch eine hohe Wahrscheinlichkeit für die Rückstreuung der Comptonphotonen unter Streuwinkeln größer als 90° zum ursprünglichen Strahlenbündel besteht, während diese Rückstreuung für hohe primäre Photonenenergien um mehrere Größenordnungen abnimmt.

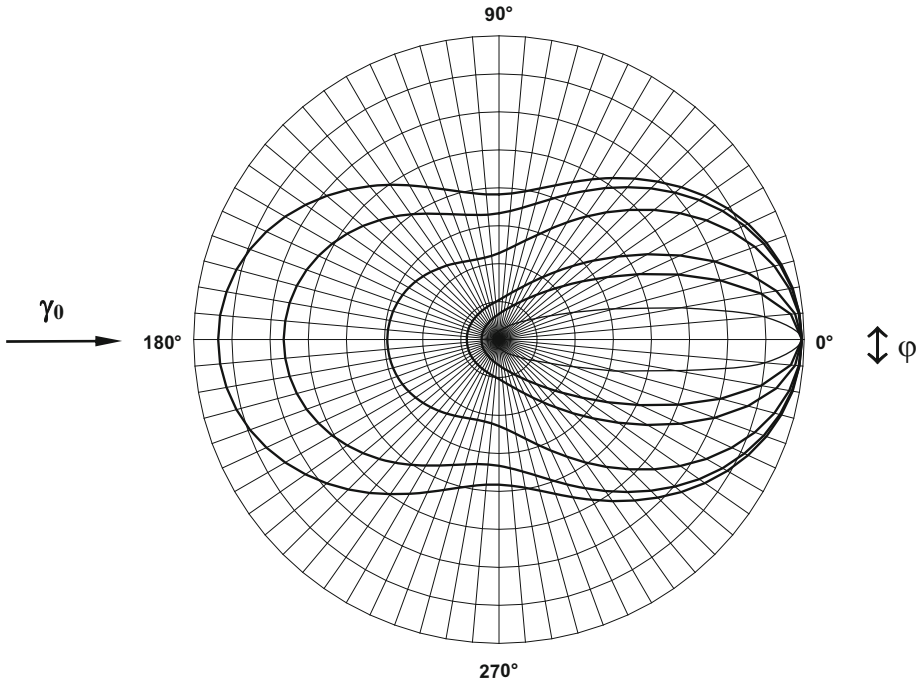


Fig. 4.7: Polardarstellung der Winkelverteilung der Zahl der Comptonstreuquanten in das Raumwinkelelement $d\Omega$ für einige $E_{\gamma 0}$ (von außen nach innen: 10, 50, 200 keV, 1, 2 und 10 MeV, nach Gl. 4.19).

Die **Winkelverteilungen der gestreuten Photonen** zeigen die in einen bestimmten Winkel φ gestreuten Photonenzahlen an. Die Raumwinkelverhältnisse sind in Fig. (4.8) erläutert. Der Raumwinkelbereich $d\Omega$, der vom Streuwinkelelement $d\varphi$ in Richtung φ erfasst wird, stellt einen Ring auf einer Kugeloberfläche dar, dessen Fläche mit

[5] Als klassischen Elektronenradius bezeichnet man die Größe $r_0 = (e_0)^2/m_0c^2 = 2{,}818 \cdot 10^{-13}$ cm.

dem Sinus des Streuwinkels variiert. Sie ist maximal bei φ = 90° und Null bei φ = 0° bzw. 180°. Dies ist der mathematische Grund für das Verschwinden der Streuphotonenintensität bei 0°-Streuung.

$$d\Omega = 2\pi \cdot \sin\varphi \cdot d\varphi \tag{4.19}$$

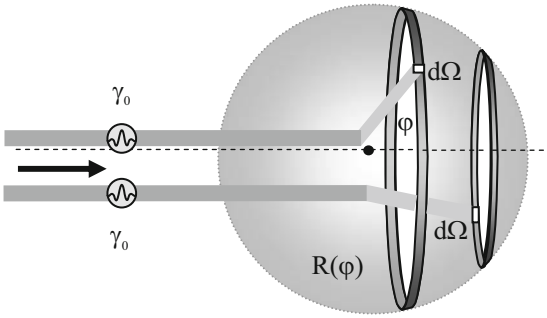


Fig. 4.8: Zur Veranschaulichung der Winkelverhältnisse am Einheitskreis zu Gl. (4.20). Der zu einem bestimmten Winkel φ gehörende, vom Raumwinkelelement dΩ auf der Oberfläche der Einheitskugel beschriebene Ring R(φ) vermindert seine Fläche bei abnehmendem Winkel φ mit dem sinφ (Ringfläche = 2π·sinφ·dφ).

Zusammen mit Gl. (4.19) erhält man deshalb für die Winkelverteilung der gestreuten Photonenzahl als Funktion des Streuwinkels φ die folgende Beziehung (Gl. 4.20).

$$\frac{d({}_e\sigma)}{d\varphi} = 2\pi \cdot \sin\varphi \cdot \frac{d({}_e\sigma)}{d\Omega} = 2\pi \cdot \sin\varphi \cdot \frac{r_0^2}{2} \cdot \left(\frac{E'}{E_0}\right)^2 \cdot \left(\frac{E'}{E_0} + \frac{E_0}{E'} - \sin^2\varphi\right) \tag{4.20}$$

Abbildung (4.9, äußere Kurven) zeigt einige solcher Winkelverteilungen für radiologisch übliche Energien. Bei sehr niedrigen Energien sind die gestreuten Photonen nach der Theorie also fast symmetrisch um die Senkrechte zur Strahlrichtung verteilt. Sie werden mit nahezu gleichen Wahrscheinlichkeiten nach vorne und entgegen der Strahlrichtung emittiert. Ist der Streuwinkel der Photonen größer als 90°, so bezeichnet man dies als **Rückstreuung** (engl.: Backscatter). Bei höheren Photonenenergien kommt es zu einer deutlichen Vorwärtsausrichtung der Streuphotonen. Die Intensität der rückgestreuten Photonen bzw. der relative Rückstreuanteil nehmen entsprechend ab. Bei Energien bis etwa 100 keV ähnelt das φ-Winkelverteilungsdiagramm der Comptonphotonen einem einzelnen Schmetterlingsflügel ("Comptonschmetterling"), bei hohen Energien schmalen, nach schräg vorne gerichteten Keulen.

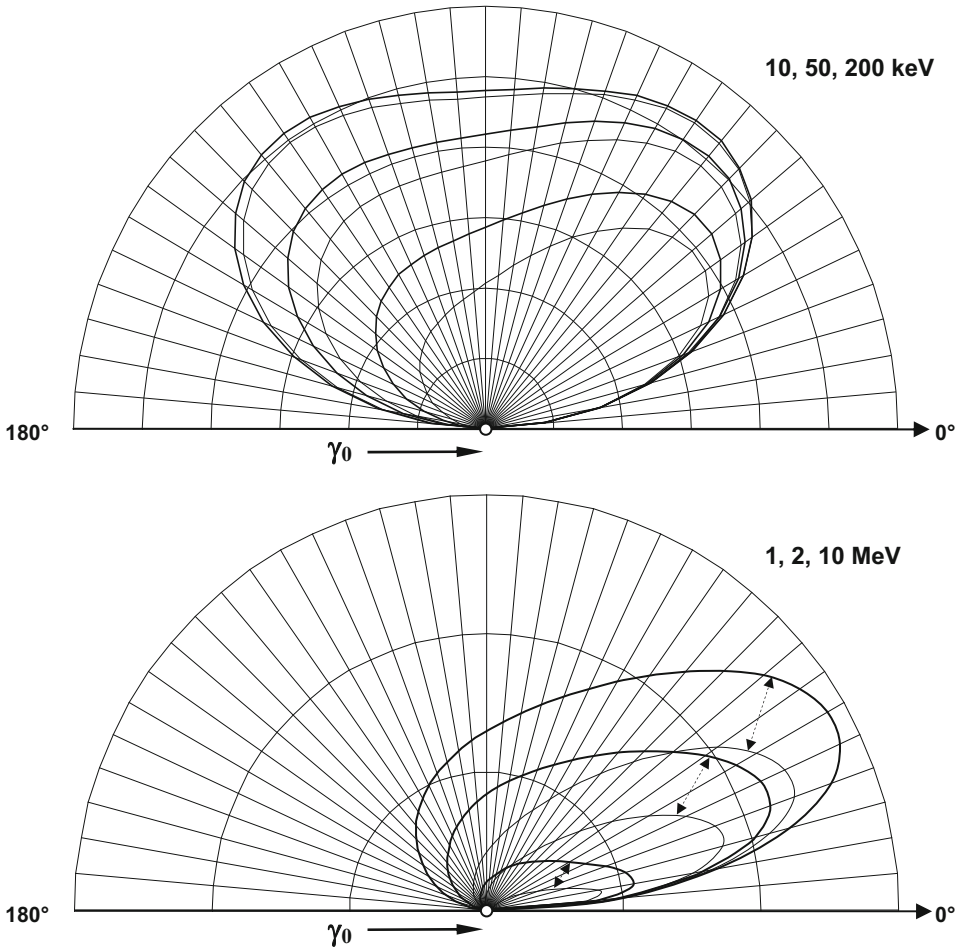


Fig. 4.9: Winkelverteilungen gestreuter Comptonphotonen (nach Gln. 4.20, dicke Kurven) und der gestreuten Energie (nach Gl. 4.22, dünne Kurven) als Funktion des Streuwinkels φ und der primären Photonenenergie (niedrige Energien jeweils von außen) mit zunehmendem Einbruch der Streuintensitäten für Rückwärts-Streuwinkel und anwachsendem Energieverlust der Steuphotonen bei höheren Primärphotonenenergien. Aufgetragen ist jeweils der differentielle Streuquerschnitt in der Einheit $5 \cdot 10^{-26}$ cm^2/sr pro Kreisring. Die untere Grafik ist um den Faktor 2 gespreizt.

Compton-Streuquerschnitt: Betrachtet man nicht nur die Zahl der gestreuten bzw. eingeschossenen Photonen sondern die mit ihnen transportierten Energien, so erhält man den differentiellen Streuquerschnitt $d({}_e\sigma_s)$. Er wird nach (Gl. 4.21) aus dem Produkt des Energieverhältnisses von gestreutem Photon und eingeschossenem Photon E_γ'/E_γ mit dem differentiellen Stoßquerschnitt in Gl. (4.19). berechnet. Der differentielle Streuquerschnitt beschreibt also die energiegewichtete Compton-Streuwahr-

scheinlichkeit für Photonen in einen vorgegebenen Winkelbereich pro Raumwinkelelement dΩ und pro freiem Elektron.

$$d({}_e\sigma_s) = \frac{r_0^2}{2} \cdot d\Omega \cdot \left(\frac{E_\gamma'}{E_\gamma}\right)^3 \cdot \left(\frac{E_\gamma'}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E_\gamma'} - \sin^2\varphi\right) \tag{4.21}$$

Wie beim differentiellen Stoßquerschnitt erhält man die **Winkelverteilung der gestreuten Energie** durch Beachtung des erfassten Raumwinkelbereiches aus dem differentiellen Streuquerschnitt in (Gl. 4.21).

$$\frac{d({}_e\sigma_s)}{d\varphi} = 2\pi \cdot \sin\varphi \cdot \frac{d({}_e\sigma_s)}{d\Omega} \tag{4.22}$$

Diese Gleichung stellt also die Energiefluenz in den Winkelbereich dφ in Richtung φ dar. Die differentielle Energiefluenz ist eine wichtige Größe für die Dosimetrie und wird daher in den meisten Darstellungen der Comptonwinkelverteilungen bevorzugt (Fig. 4.8, innere Kurven). Der augenscheinliche Unterschied zur Winkelverteilung der Streuphotonen in (Fig. 4.8, äußere Kurven) ist die Verringerung der energiegewichteten Winkelverteilungen bei Rückwärtswinkeln. Der Grund sind natürlich die verminderten Streuphotonenenergien in diese Richtungen in (Gl. 4.18, Fig. 4.5). Für niedrige Energien (< 0,1 MeV) befindet sich das Maximum der Streuphotonenintensität bei

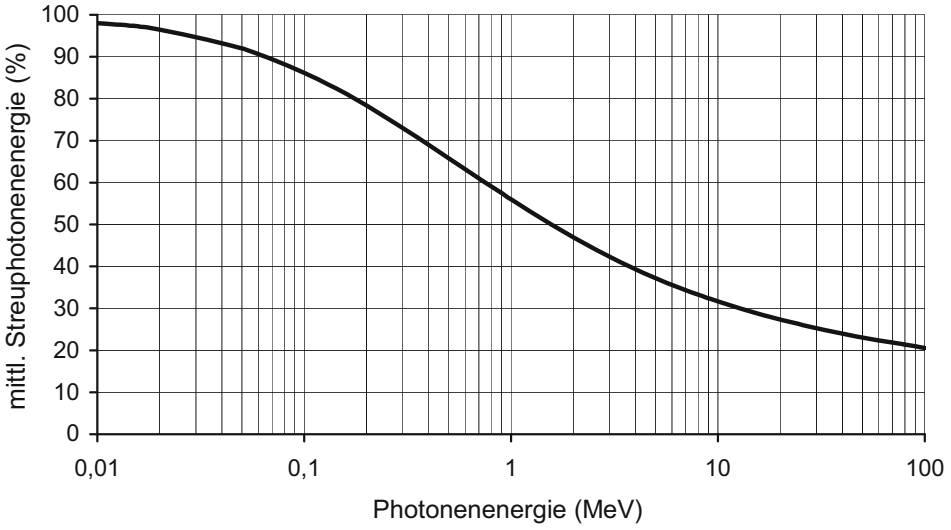


Fig. 4.10: Über alle Streuwinkel gemittelter relativer Restenergieanteil comptongestreuter Photonen, jeweils bezogen auf die Energie des einfallenden Photons. Gezeichnet nach numerischen Daten von [Evans 1958].

nahezu 45°. Mit zunehmender Energie werden die Photonen mehr und mehr nach vorne gestreut. Die Intensität der rückgestreuten Photonen bzw. der relative Rückstreuanteil nehmen entsprechend ab. Besonders bei weichen Strahlungsqualitäten, wie sie in der Röntgendiagnostik oder der Nuklearmedizin eingesetzt werden, ist daher mit erheblichen Problemen durch rückgestreute Comptonphotonen zu rechnen.

Der **integrale Compton-Stoßquerschnitt** beschreibt die Gesamtwahrscheinlichkeit für die Comptonwechselwirkung pro Elektron des Absorbers als Funktion der primären Photonenenergie. Man erhält ihn durch Integration des differentiellen Stoßquerschnittes in (Gl. 4.21) über alle möglichen Photonen-Streuwinkel φ. Eine grafische Darstellung des Ergebnisses dieser Integration findet sich in (Fig. 4.9).

$$ {}_e\sigma = \int_{\varphi=0}^{\pi} \frac{d({}_e\sigma)}{d\Omega} \cdot 2\pi \cdot \sin(\varphi) \cdot d\varphi \tag{4.23} $$

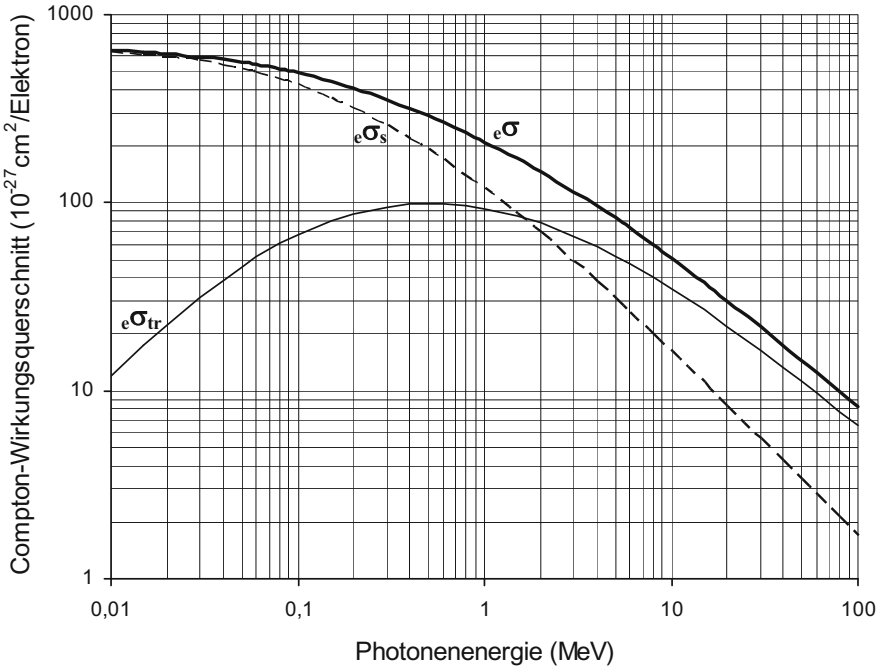


Fig. 4.11: Totale Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitte für ungebundene Hüllenelektronen (Stoß-WQS obere durchgezogene Kurve , Streu-WQS gestrichelte Kurve, Energieübertragungs-WQS dünne untere Kurve),

Den **totalen Compton-Streuquerschnitt** pro Elektron erhält man durch Integration des differentiellen Streuquerschnittes über alle möglichen Photonen-Streuwinkel φ.

$$ {}_e\sigma_s(E_\gamma) = \int_0^\pi \frac{d({}_e\sigma_s)}{d\Omega} \cdot 2\pi \cdot \sin\varphi \cdot d\varphi \tag{4.24} $$

Seinen Verlauf mit der Energie des eingeschossenen Photons zeigt Fig. (4.11) zusammen mit dem Comptonstoß- und dem Comptonübertragungsquerschnitt. Bei gebundenen Hüllenelektronen weichen alle diese Wirkungsquerschnitte von den Ergebnissen der Klein-Nishina-Theorie für ungebundene Hüllenelektronen ab. Sie werden vor allem bei niedrigen Photonenenergien durch die konkurrierende kohärente Streuung (klassische Streuung, s. u.) deutlich herabgesetzt. Numerische Daten für einige wichtige Substanzen finden sich im Tabellenanhang (Tab. 18.5.1-3). Der tatsächliche Verlauf der Comptonstoßkoeffizienten mit der Photonenenergie bei einigen realen Substanzen ist auch in den Abbildungen (4.19) und (4.21) dargestellt.

4.2.1.3 Energie- und Winkelverteilungen der Comptonelektronen*

Auf das Elektron übertragene Energien werden als Differenz der Restenergien von Photonen nach der Streuung und der ursprünglichen Photonenenergie berechnet. Dies hängt von zwei Parametern ab, dem Photonenstreuwinkel φ und der Photonenenergie E_γ. Die kinetische Energie des Elektrons ist nach Gl. (4.25) die Differenz der Energie E_γ des primären Photons, der Restenergie E_γ' nach Gleichung (4.17) und der Bindungsenergie E_b des Elektrons. Da äußere Hüllenelektronen nur sehr schwach gebunden sind (Größenordnung wenige eV) kann die Bindungsenergie E_b, wie schon oben bei der Ableitung der Energie- und Impulsverhältnisse geschehen, im Vergleich zur Photonenenergie in den meisten Fällen vernachlässigt werden.

$$ E_{kin} = E_\gamma - E_\gamma' - E_b \approx E_\gamma - E_\gamma' \tag{4.25} $$

Variation der Energie der Comptonelektronen mit dem Streuwinkel: Gleichung (4.187) kann zwar nicht die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten bestimmter Streuwinkel oder Energieüberträge berechnen, sie ist aber sehr nützlich zur Beurteilung der Energieverhältnisse als Funktion des Winkels und der ursprünglichen Photonenenergie. Für eine vorgegebene Energie des einfallenden Photons E_γ ist die Restenergie des gestreuten Photons dann am kleinsten, wenn der Nenner von Gl. (4.18) maximal wird. Das ist der Fall für den Photonen-Streuwinkel φ = 180°. Das Photon und das Elektron stoßen dabei zentral aufeinander. Der Cosinus hat dann den Wert cos(180°) = -1, der Nenner in Gleichung (4.18) wird zu $[1 + 2 \cdot E_\gamma/(m_0 \cdot c^2)]$. Bei der 180°-Streuung erhält das Comptonelektron daher den höchsten Impulsübertrag und übernimmt nach Gleichung (4.25) auch den höchsten Energieanteil. Je kleiner der Streuwinkel des Photons wird, umso kleiner wird auch der Nenner in Gl. (4.18). Das Minimum erreicht der Winkelterm für den Grenzfall der Vorwärtsstreuung des Photons, also für den Streu-

winkel φ = 0°. In diesem Fall verschwindet der Energieausdruck im Nenner, die Energie des gestreuten und des primären Photons werden gleich.

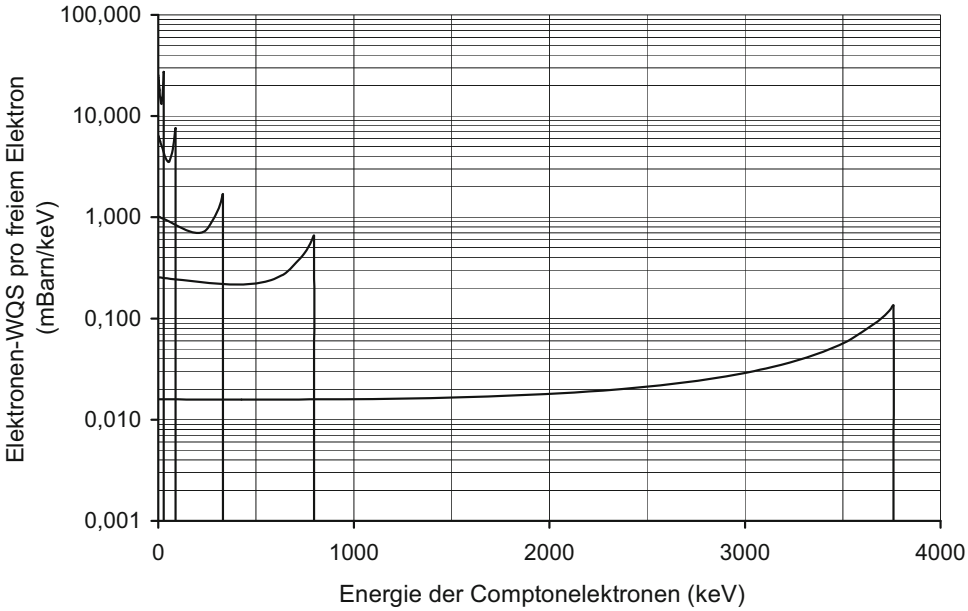


Fig. 4.12: Relative Energieverteilungen von Comptonelektronen für monoenergetische Photonenstrahlung mit Energien zwischen 0,1 und 4 MeV (nach Gl. 4.27). Die scharfe obere Grenze des Comptonelektronen-Spektrums, die so genannte "Comptonkante", entsteht durch das Comptonelektron zu dem unter 180° zurück gestreuten Photon (vgl. Text). Die Energien der eingeschossenen monoenergetischen Photonen zu diesen Comptonspektren sind von links: 100, 200, 500, 1000 und 4000 keV.

Je geringer der Energieverlust des Photons ist, umso weniger Energie erhält das Comptonelektron. Energieverteilungen von Comptonelektronen sind kontinuierlich und haben eine scharfe obere Grenze, die so genannte **"Comptonkante"** (Fig. 4.12), da nach (Gl. 4.18) keine Elektronen mit höherer Bewegungsenergie durch die Comptonwechselwirkung auftreten können. Die maximale Elektronenenergie entspricht der minimalen Photonenrestenergie, die nach Gl. (4.18) bei der Rückstreuung des Photons unter 180° übrig bleibt. Für die Energieverteilungen der Comptonelektronen liefert die Klein-Nishina-Theorie den folgenden Zusammenhang.

$$\frac{d({}_e\sigma)}{dE_{kin}} = \frac{d({}_e\sigma)}{d\Omega} \cdot \frac{2\pi \cdot m_0 c^2}{E_\gamma'} = \frac{d({}_e\sigma)}{d\Omega} \cdot \frac{2\pi \cdot m_0 c^2}{(E_\gamma - E_{kin})} \tag{4.26}$$

Einsetzen des differentiellen Klein-Nishina-Stoßwirkungsquerschnittes (Gl. 4.198) ergibt die etwas unübersichtliche Formel (Gl. 4.27, in der Einheit cm^2/keV).

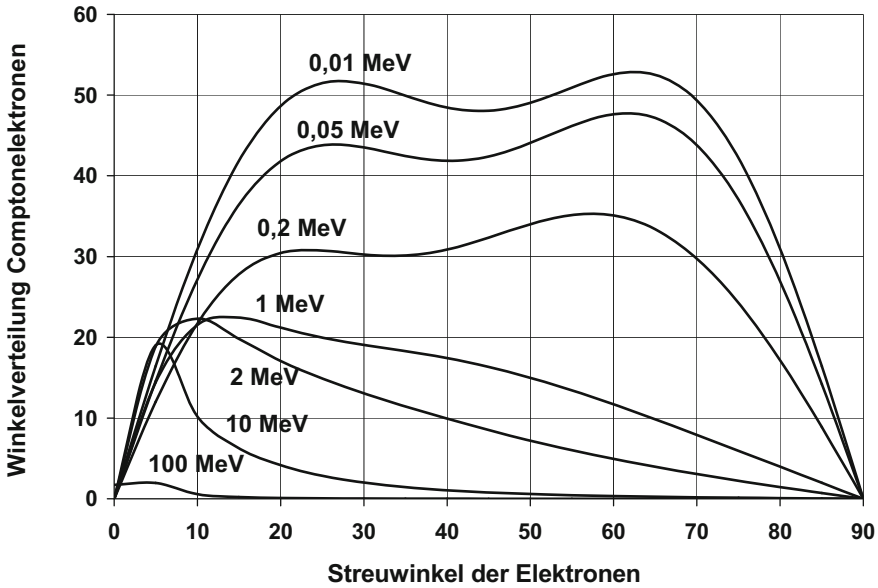
$$\frac{d({}_e\sigma)}{dE_{kin}} = \frac{2\pi \cdot r_0^2}{\varepsilon^2 \cdot m_0 c^2} \cdot \left(2 + \left(\frac{E_{kin}}{E_\gamma - E_{kin}} \right)^2 \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{E_\gamma - E_{kin}}{E_\gamma} - \frac{2}{\varepsilon} \cdot \frac{E_\gamma - E_{kin}}{E_{kin}} \right) \right) \tag{4.27}$$

Hierbei bedeuten E_{kin} die winkelabhängige Bewegungsenergie des Comptonelektrons, E_γ die Energie des ursprünglichen Photons, r_0 den klassischen Elektronenradius und die Größe ε die ursprüngliche Photonenenergie in Einheiten der Elektronen-Ruheenergie also $\varepsilon = E_\gamma/m_0c^2$. Mit Gl. (4.27) berechnete kontinuierliche Energieverteilungen der Comptonelektronen zeigen alle die scharfe Comptonkante bei der maximalen Elektronenbewegungsenergie (Fig. 4.12). In Gammaspektrometern sind diese Elektronenenergieverteilungen verantwortlich für den kontinuierlichen Anzeigebereich unterhalb des eigentlichen "Photopeaks", der durch Absorption der Comptonelektronen bei gleichzeitiger Nichtabsorption des Comptonphotons entsteht. Der Photopeak entspricht dagegen der simultanen Absorption der gesamten Energie des ursprünglichen Photons.

Winkelverteilungen der Comptonelektronen: Die Comptonelektronen erhalten ihre Bewegungsenergie durch Rückstoß von den Photonen. Sie bewegen sich wegen der Impulserhaltung deshalb grundsätzlich nach vorne oder seitlich zum einfallenden Photonenstrahl. Ihr Streuwinkel θ liegt also zwischen 0° und 90° (s. Fig. 4.13). Die Vorwärtsstreukomponente wächst mit der Photonenenergie. Die Klein-Nishina-Theorie liefert dazu die Gleichung:

$$\frac{d({}_e\sigma)}{d\theta} = \frac{d({}_e\sigma)}{d\Omega} \cdot \frac{2\pi(1+\cos\varphi)\cdot\sin\varphi}{(1+\frac{E_\gamma'}{m_0c^2})\cdot\sin^2\theta} \tag{4.28}$$

Unterhalb einer Photonenenergie von etwa 0,5 MeV zeigt die Elektronen-Winkelverteilung in (Fig. 4.13) zwei ausgeprägte Maxima bei 20° und 60° Elektronenstreuwinkel. Bei höheren Energien verformt sich die Winkelverteilung allmählich zu kleineren Winkeln hin. Bei Photonenenergien um 10 MeV und mehr besteht die Winkelverteilung der Comptonelektronen nur noch aus einem schmalen Vorwärtspeak.



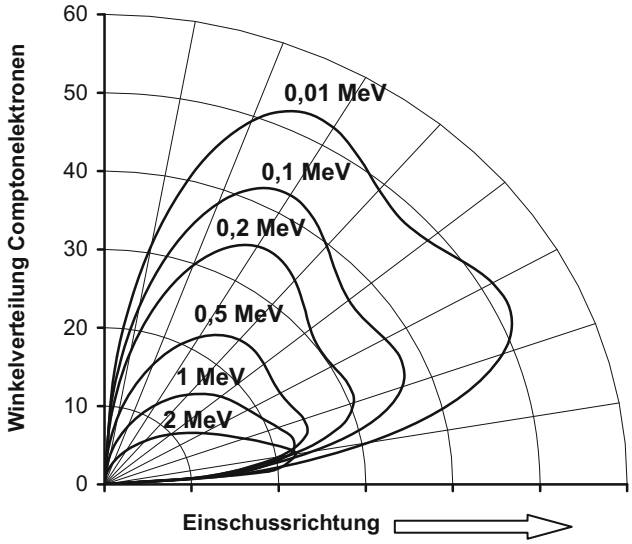


Fig. 4.13: Winkelverteilungen von Comptonelektronen nach (Gl. 4.28). Oben: Darstellung des differentiellen Wirkungsquerschnittes pro Elektron für die Streuung des Comptonelektrons als Funktion des Emissionswinkels der Elektronen in der Einheit 10^{-26} cm^2/sr für Photonenenergien zwischen 0,01 und 100 MeV. Unten: Polardarstellung der Winkelverteilungen für γ-Energien zwischen 0,01 und 2 MeV.

Zusammenhang von Wirkungsquerschnitten und Comptonkoeffizienten: Multipliziert man die Wirkungsquerschnitte pro Elektron mit der Zahl der Elektronen pro Gramm der Substanz, so erhält man den Quotienten aus Comptonkoeffizient und Dichte ρ, den Massen-Comptonkoeffizienten. Dieser Umrechnungsfaktor F hängt wegen der unterschiedlichen Ordnungszahl-Massenzahl-Verhältnisse geringfügig vom betrachteten Material ab (vgl. dazu auch Kap. 1.5.3). Für das Material Stickstoff (Z=7, Massenzahl 14) erhält man den Comptonstoßkoeffizienten σ_c durch Multiplikation des Comptonstoßquerschnittes ${}_e\sigma_c$ pro Elektron mit der Zahl der Elektronen pro Mol. Man erhält als Umrechnungsfaktor für Stickstoff $F_N = 6{,}022 \cdot 10^{23} \cdot 7/14 = 3 \cdot 10^{23}$ Elektronen/Gramm. Da bei leichten Elementen die Ordnungszahl Z gleich der halben Massenzahl ist, ergibt das die Faustregel $\sigma_c/\rho = 3 \cdot 10^{23} \cdot {}_e\sigma_c$. Für Blei (Z = 82, Massenzahl 207) erhält man den Umrechnungsfaktor $F_{PB} = 2{,}386 \cdot 10^{23}$ Elektronen/Gramm. Für schwerere Elemente errechnet man je nach Massenzahl also Umrechnungsfaktoren zwischen 2,4 - $2{,}6 \cdot 10^{23}$ Elektronen/Gramm.

Zusammenfassung

- **Unter Comptoneffekt versteht man die unelastische Streuung von Photonen an äußeren "ungebundenen" Hüllenelektronen. Dabei wird Energie vom Photon auf das Elektron übertragen.**
- **Das Elektron wird seitlich oder in Vorwärtsrichtung gestreut. Der dadurch entstehende Sekundärelektronenfluss ist umso stärker nach vorne ausgerichtet, je höher die Photonenenergie ist.**
- **Je höher die Photonenenergie und der Photonenstreuwinkel sind, umso größer ist auch der relative Energieübertrag auf die Rückstoßelektronen.**
- **Das Photon selbst wird zwar nicht absorbiert, verliert aber einen Teil seiner Energie.**
- **Die Photonen werden bei der Wechselwirkung ebenfalls aus ihrer Richtung gelenkt. Dabei ist sogar Streuung in Rückwärtsrichtung möglich.**
- **Die höchsten Rückstreubeiträge treten bei niedrigen Photonenenergien auf.**
- **Die Winkelverteilung der gestreuten Photonen ähnelt bei kleinen Energien bis etwa 100 keV einem Schmetterlingsflügel ("Comptonschmetterling").**
- **Bei höheren Primärphotonenergien sind die Streuphotonenverteilungen mehr nach vorne ausgerichtet und haben eine keulenartige Form.**

- **Der Energieverlust der Photonen ist sehr klein bei niedrigen Primärphotonenenergien.**

- **Im Bereich der medizinischen Radiologie (Röntgen) beträgt der mittlere relative Energieverlust der gestreuten Photonen nur etwa 5%.**

- **Streustrahlung in der Röntgendiagnostik ist deshalb nahezu so hart wie die verwendete Primärstrahlung.**

- **Sie muss durch ausreichend dimensionierte Strahlenabschirmungen aus Blei vom Personal und den Patienten abgehalten werden.**

- **Dabei ist zu beachten, dass nicht der Strahlfokus sondern die Eintrittsstelle der Primärstrahlung in das bestrahlte Objekt den Ausgangspunkt für die Streustrahlung darstellt.**

- **Der Comptoneffekt ist in menschlichem Weichteilgewebe und anderen Substanzen mit niedriger Ordnungszahl für Photonenstrahlung mit Energien zwischen etwa 30 keV und 30 MeV der dominierende Wechselwirkungsprozess.**

- **Er ist verantwortlich für die erheblichen Strahlenschutzprobleme in der medizinischen Radiologie außerhalb des Nutzstrahlenbündels von Röntgenstrahlern.**

4.3 Die Paarbildung durch Photonen im Coulombfeld

Photonen können als elektromagnetische Energiepakete auch mit dem elektrischen Feld geladener Teilchen wie Atomkerne oder Elektronen wechselwirken. Übersteigt die Photonenenergie das Energie-Massen-Äquivalent für zwei Elektronen (2·511 keV), so können sich in starken Coulombfeldern aus der Photonenenergie spontan Elektron-Positron-Paare bilden. Die Photonenenergie wird dabei teilweise für die Ruhemassen des Teilchen-Antiteilchenpaares (e^- und e^+) verwendet, teilweise wird sie in kinetische Energie der beiden Teilchen verwandelt. Das Photon wird bei der Paarbildung vollständig absorbiert. Die während der Paarbildung nicht zur Teilchenerzeugung benötigte Photonenrestenergie wird als kinetische Energie beliebig auf die beiden Teilchen verteilt.

Bei der Paarbildung im Kernfeld erhält das positiv geladene Positron wegen der Abstoßung durch das positive elektrische Feld des Atomkerns im Mittel allerdings eine geringfügig höhere Bewegungsenergie als das negative geladene Elektron, das durch die Kernanziehung gebremst wird. Der Atomkern selbst bleibt bei der Paarbildung unverändert. Er dient nur zur Erfüllung des Impuls- und Energieerhaltungssatzes während der Materie-Antimaterie-Erzeugung (s. u.). Das Teilchenpaar wird vorwiegend in der ursprünglichen Strahlrichtung emittiert. Die insgesamt zur Verfügung stehende Bewegungsenergie ist die Differenz der Photonenenergie und der Ruhemasse der beiden Teilchen.

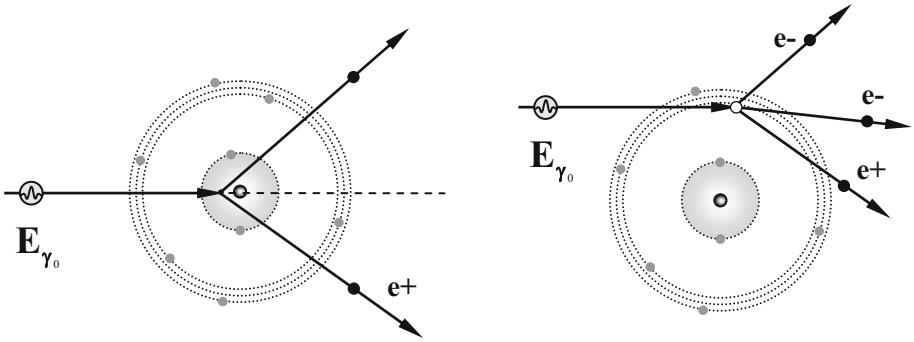


Fig. 4.14: Schematische Darstellung der Paarbildungsprozesse. Links: Paarbildung im Coulombfeld eines Atomkerns. Das erzeugte Teilchen-Antiteilchenpaar besteht aus Elektron und Positron. Damit ist dem Gesetz von der Erhaltung der Teilchenzahl Genüge getan. Aus Gründen der Impulserhaltung werden die Teilchen nach vorne emittiert. Die nach der Massenbildung verbleibende Energie des Photons tritt als Bewegungsenergie des Elektron-Positron-Paares auf. Rechts: "Triplettbildung" im Coulombfeld eines Hüllenelektrons. Die Energieschwelle liegt bei $4 \cdot m_0 \cdot c^2$ (s. Text). Die Positronen zerstrahlen nach Abgabe ihrer Bewegungsenergie oder auch im Fluge mit einem weiteren Elektron des Absorbers unter Emission der so genannten Vernichtungsstrahlung von 2·511 keV (s. Abschnitt 3.1.2.2).

$$E_{kin} = E_\gamma - 2 \cdot m_0 \cdot c^2 = E_\gamma - 1022 \text{ keV} \tag{4.29}$$

Der Paarbildungsprozess im Kernfeld kann deshalb erst oberhalb der Schwelle von 1022 keV stattfinden. Die Wahrscheinlichkeit für die Paarbildung wächst etwa mit dem Logarithmus der Photonenenergie und nimmt proportional zum Verhältnis Z^2/A, für die meisten leichten und mittelschweren Elemente also ungefähr mit Z zu. Für die Energie- und Ordnungszahlabhängigkeit des Paarbildungskoeffizienten κ gilt (für die Paarbildung im Kernfeld):

$$\kappa_{paar} \propto Z \cdot \rho \log \cdot E_\gamma \qquad \text{mit } E_\gamma > 1022 \text{ keV} \tag{4.30}$$

Elektron und Positron bewegen sich nach ihrer Entstehung durch den Absorber und geben durch Vielfachstöße ihre Bewegungsenergie in kleinen Portionen an das umgebende Medium ab. Wenn das Positron durch Wechselwirkungen mit dem Absorbermaterial zur Ruhe oder beinahe zur Ruhe gekommen ist, rekombiniert es mit einem Hüllenelektron des Absorbers. Dabei wird die Ruhemasse der beiden Teilchen in der Regel in zwei 511-keV-Photonen umgewandelt. Die beiden Quanten der so genannten **Vernichtungsstrahlung** werden unter 180° zueinander abgestrahlt. Findet die Paarvernichtung vor der endgültigen Abbremsung des Positrons statt, so bezeichnet man dies als "Vernichtung im Fluge". Dabei wird die restliche Bewegungsenergie des Positrons ebenfalls in Photonenenergie umgesetzt.

Die Paarvernichtung ist der Umkehrprozess der vorherigen Paarbildung, die also immer von der dabei entstehenden Positronen-Vernichtungsstrahlung begleitet ist. In der Regel verlassen die beiden Vernichtungsquanten endliche Absorber, sie tragen nur teilweise zur lokalen Entstehung einer Energiedosis im Absorber bei (s. auch Abschnitt 3.1.2.2, Fig. 3.10). Bei sehr hohen Photonenenergien und hohen Ordnungszahlen kann die Paarbildung im Kernfeld zur dominierenden Wechselwirkung von Photonen mit Materie werden (vgl. Fig. 4.20).

In seltenen Fällen kann die Paarbildung auch im Feld eines Hüllenelektrons stattfinden. Das beteiligte Hüllenelektron wird wegen seiner kleinen Masse durch den bei der Paarbildung übertragenen Impuls (Rückstoß) anders als die um mehr als 3 Größenordnungen schwereren Atomkerne aus dem Atom entfernt. Es bewegt sich zusammen mit dem Elektron-Positron-Paar durch den Absorber und gibt dabei schrittweise seine Energie an diesen ab. Man nennt den Paarbildungsprozess im Elektronenfeld wegen der drei beteiligten Teilchen **Triplettbildung**, den entsprechenden Wechselwirkungskoeffizienten Triplettbildungskoeffizient κ_{tripl}. Triplettbildung ist aus Energieerhaltungs- und Impulserhaltungsgründen erst bei Photonenenergien oberhalb des vierfachen Energiemassenäquivalentes für Elektronen $E_\gamma > 4 \cdot 511$ keV möglich (s. u.).

Notwendigkeit eines Stoßpartners bei der Paarerzeugung*: Bei der Paarbildung gilt wie bei allen Vorgängen in der Natur der Energie- und der Impulserhal-

tungssatz. Vor der Paarbildung ist die Gesamtenergie die Photonenenergie E_γ, der Gesamtimpuls ist der Photonenimpuls E_γ/c (s. Abschn. 1.4, Gl. 1.27). Nach der Paarbildung bleibt für die Bewegungsenergie des Teilchenpaares nur die Differenzenergie von Photonenenergie und doppelter Ruhemasse $E_{kin} = E_\gamma - 2 \cdot m_0 \cdot c^2$. Der Gesamtimpulsbetrag des Teilchenpaares soll mit p bezeichnet werden. Wenn Elektron und Positron allein den Impuls des Photons übernähmen, erhielte man nach dem relativistischen Energiesatz (Gl. 1.12) für den Gesamtimpuls der beiden Teilchen nach der Paarbildung durch leichte Umformung:

$$p^2 = \frac{E_\gamma^2 - E_0^2}{c^2} \qquad \text{bzw.} \qquad p = \frac{1}{c} \cdot \sqrt{E_\gamma^2 - (2m_0 \cdot c^2)^2} < \frac{E_\gamma}{c} \tag{4.31}$$

Da der Wurzelausdruck offensichtlich immer kleiner ist als E_γ, ist auch der Gesamtimpuls der Teilchen immer kleiner als der Photonenimpuls $p_\gamma = E_\gamma/c$. Es muss also ein weiterer Stoßpartner vorhanden sein, der den vom Elektron-Positron-Paar nicht übernommenen Impulsbetrag erhält. Im Falle der Paarbildung im Kernfeld ist dies gerade der Atomkern. Die Paarbildung kann daher nicht im Vakuum stattfinden. Je höher die Photonenenergie ist, umso weniger Impuls muss der Atomkern nach Gl. (4.31) übernehmen.

Den relativ größten Impulsübertrag erhält der Atomkern unmittelbar oberhalb der Paarerzeugungsschwelle, da dann der maximal mögliche Teilchengesamtimpuls p nach Gl. (4.31) wegen $E_\gamma \approx 2 \cdot m_0 \cdot c^2$ praktisch Null ist, der zu übernehmende Photonenimpuls aber nach wie vor $p_\gamma = E_\gamma/c$ bleibt. Zusammen mit dem Impuls erhält der Atomkern auch Bewegungsenergie. Diese wird nach Gl. (1.17) berechnet und beträgt an der Paarbildungsschwelle $p^2/2m_{Kern} \approx E_\gamma - 2 \cdot m_0 \cdot c^2$. Wegen der hohen Kernmasse und der geringen Rückstoßenergie ist die Rückstoßgeschwindigkeit des Kerns sehr klein.

Findet die Paarbildung im Feld eines Elektrons statt, werden die Verhältnisse noch komplizierter. Wegen seiner kleinen Masse muss das Elektron mit dem Impuls p nämlich auch eine erhebliche Bewegungsenergie $E_{kin} = p^2/2m_e$ übernehmen, die um das Verhältnis Kernmasse zu Elektronenmasse größer ist als bei der Paarerzeugung im Kernfeld. Durch diesen Energiebedarf erhöht sich die Paarbildungsschwelle im elektrischen Feld eines Elektrons auf ungefähr $4 \cdot m_0 \cdot c^2$.

Zusammenfassung

- **Bei der Paarbildung wird im elektrischen Feld eines Atomkerns spontan ein Elektron-Positron-Paar gebildet.**
- **Dabei besteht eine Energieschwelle von 1022 keV, da die Ruheenergien des Teilchen-Antiteilchenpaares aufgebracht werden müssen.**

- **Der Atomkern bleibt dabei unverändert, er dient nur zur Impulserhaltung.**
- **Bei der Elektron-Positronen-Paarbildung im Feld eines Hüllenelektrons liegt die Energieschwelle bei 2044 keV.**
- **Das Positron zerstrahlt nach seiner Abbremsung bei der Rekombination mit einem Elektron des Absorbers zu zwei Vernichtungsgammaquanten mit einer Energie von je 511 keV.**
- **Findet die Paarvernichtung in Ruhe statt, werden die beiden Vernichtungsquanten unter 180° zueinander abgestrahlt.**

4.4 Die klassische Streuung

Beim Stoß von Photonen mit fest gebundenen Hüllenelektronen kann unter Umständen das gesamte Atom den Rückstoß aufnehmen. Das wechselwirkende Elektron verbleibt dann in seiner Schale. Es wird durch das einfallende Photon zusammen mit den anderen Elektronen der Hülle kurzfristig zu erzwungenen kollektiven Schwingungen angeregt. Die Frequenzen des einfallenden Photons und der Elektronenschwingung sind gleich. Die schwingenden Elektronen wirken wie ein Sender und strahlen deshalb die vom Photon absorbierte Energie wieder vollständig ab. Einfallendes und abgestrahltes Photon haben dieselbe Energie. Bei der klassischen Streuung, die auch als **Rayleigh-Streuung** oder **kohärente Streuung** bezeichnet wird, geht dem Photon also keine Energie verloren. Die gestreuten Photonen werden in einer festen Phasenbeziehung zum einfallenden Photon und bevorzugt in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung emittiert.

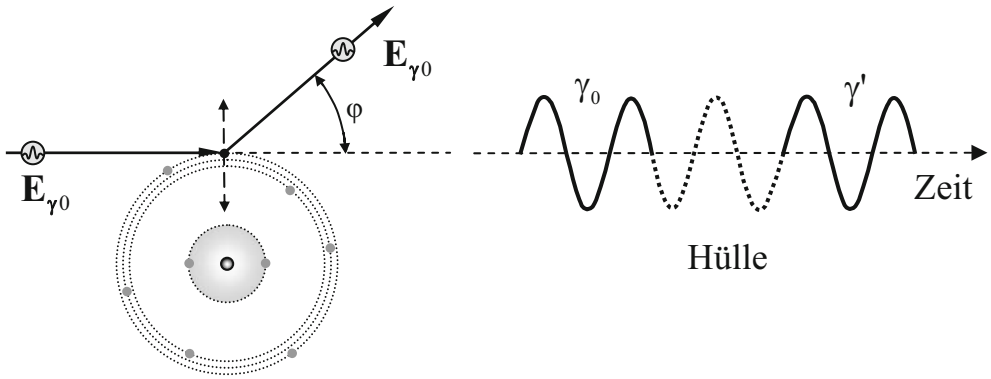


Fig. 4.15: Links: Schematische Darstellung des klassischen Streuvorganges an gebundenen Elektronen. Das primäre Photon regt die Elektronenhülle zu erzwungenen Schwingungen an. Das gestreute Photon hat zwar dieselbe Energie aber im Allgemeinen eine andere Richtung als das primäre Photon. Rechts: Phasenbeziehung zwischen einlaufendem Photon γ_0, Hüllenschwingung und gestreutem Photon γ'.

Klassische Streuung schwächt das Strahlenbündel durch Aufstreuung nicht aber durch Energieumwandlung oder Energieabsorption. Auf den Absorber wird aus diesem Grund auch keine Energie übertragen. Die klassische Streuung nimmt für Photonenenergien oberhalb etwa 10 keV ungefähr mit dem Quadrat der Photonenenergie ab. Sie nimmt außerdem mit $Z^{2.5}/A$ und der Dichte ρ des Absorbers zu. Für den klassischen Streukoeffizienten oberhalb 10 keV gilt deshalb ungefähr:

$$\sigma_{kl} \propto \rho \cdot \frac{Z^{2.5}}{A \cdot E_\gamma^2} \approx \rho \cdot \frac{Z^{1.5}}{E_\gamma^2} \tag{4.32}$$

Klassische Streuung ist für Materialien mit niedrigen Ordnungszahlen wie menschliches Gewebe oder Wasser deshalb nur für Photonenenergien unterhalb von etwa 20 keV von Bedeutung. Das Maximum des klassischen Streukoeffizienten wandert mit höherer Ordnungszahl zu höheren Photonenenergien. Klassische Streuung bewirkt für alle Hoch-Z-Elemente und bei niedrigen Photonenenergien maximal 10-15% der Gesamtschwächung eines Photonenstrahlenbündels.

4.5 Kernphotoreaktionen

Photonen können über ihre elektromagnetischen Eigenschaften auch mit den Nukleonen in Atomkernen wechselwirken. Die Energie des einfallenden Photons wird vom Kern absorbiert, der Kern wird dabei angeregt. Übertrifft die Anregungsenergie die Schwellenenergie zur Freisetzung eines Kernteilchens (Neutron n, Proton p), so kann es in der Folge zur Emission eines oder mehrerer Nukleonen kommen. Dazu muss das Photon allerdings mindestens die Separationsenergie, also die Bindungsenergie des letzten Nukleons, auf den Kern übertragen haben. Diese Schwellenenergien liegen bei den meisten Elementen zwischen etwa 6 und knapp 20 MeV (s. Tab. 4.1). Sie können massenspektrometrisch (z. B. [Mattauch 1965]) oder aus theoretischen Berechnungen der Kernbindungsenergien bestimmt werden (vgl. Abschnitt 2.3).

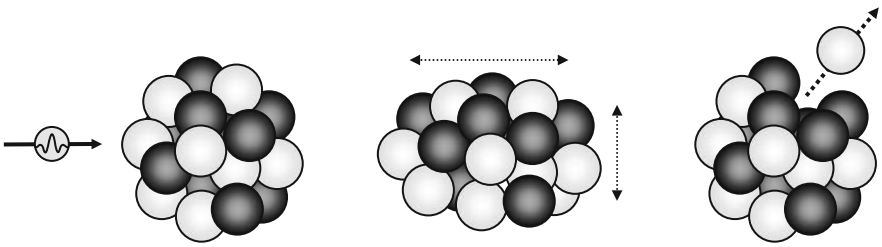


Fig. 4.16: Schematische Darstellung des Kernphotoeffekts an einem mittelschweren Nuklid. Durch die Absorption des Photons wird der getroffene Atomkern entweder aufgeheizt oder er führt kollektive Schwingungen um seine Ruhelage aus. Auch ein einzelnes Nukleon kann direkt getroffen werden. Nach einer vom Reaktionstyp abhängigen Umordnungszeit wird ein Neutron oder Proton emittiert, das die überschüssige Energie als Bewegungsenergie mitnimmt.

In Analogie zum Photoeffekt in der Hülle nennt man diesen Prozess **Kernphotoeffekt**, den zugehörigen Wechselwirkungskoeffizienten Kernphotoabsorptionskoeffizient σ_{kp}. Der Kernphotoeffekt tritt meistens in Form von Riesenresonanzen auf. Der Verlauf des Wirkungsquerschnittes hat daher die Form einer Resonanzkurve, die bei leichten Kernen durch diskrete Nukleonenzustände des angeregten Targetnuklids strukturiert ist. Der Wirkungsquerschnitt hat bei den meisten leichten Nukliden sein Maximum um 20-25 MeV, bei schweren Kernen um 10-15 MeV. Er fällt bei höheren Photonenenergien schnell auf sehr kleine Werte ab (Fig. 4.17).

Die wichtigsten Kernphotoreaktionen sind die (γ,n)-, die (γ,2n)- und die (γ,p)-Reaktionen. Schwere Kerne wie Uran können durch Photonen auch gespalten werden. Diese Kernreaktion wird **Photospaltung** genannt und mit dem Kürzel (γ,f) bezeichnet (f = fission, engl. für Spaltung). Reicht die Photonenenergie zur Teilchenemission nicht aus, so geht der angeregte Atomkern durch Emission von Gammaquanten wieder in den Grundzustand über (γ,γ'). Dieser Vorgang wird als **Kern-Fluoreszenz** bezeichnet.

Reaktion	**Schwelle (MeV)**	**Tochternuklid**	**Zerfallsart**	**T½**	**E_γ (keV)**
$^{12}C(\gamma,n)$	18,7	$^{11}C^*$	β+,EC	20,4 min	511
$^{14}N(\gamma,n)$	10,5	$^{13}N^*$	β+	9,96 min	511
$^{16}O(\gamma,n)$	15,68	$^{15}O^*$	β+,EC	122 s	511
$^{16}O(\gamma,2n)$	28,9	$^{14}O^*$	β+,γ	70,6 s	511,2313
$^{27}Al(\gamma,n)$	12,7	$^{26}Al^*$	β+,EC,γ	6,4 s	511,1810
$^{63}Cu(\gamma,n)$	10,8	$^{62}Cu^*$	β+,EC	9,73 min	511
$^{208}Pb(\gamma,n)$	7,9	^{207}Pb	stabil	-	-
$^{12}C(\gamma,p)$	16,0	^{11}B	stabil	-	-
$^{16}O(\gamma,p)$	12,1	^{15}N	stabil	-	-
$^{27}Al(\gamma,p)$	8,3	^{26}Mg	stabil	-	-
$^{63}Cu(\gamma,p)$	6,1	^{62}Ni	stabil	-	-
$^{208}Pb(\gamma,p)$	8,0	$^{207}Tl^*$	ß-	4,8 min	-

Tab. 4.1: Reaktions- und Zerfallsdaten für Kernphotoreaktionen an einigen für die Radiologie wichtigen Materialien. *: radioaktives Tochternuklid.

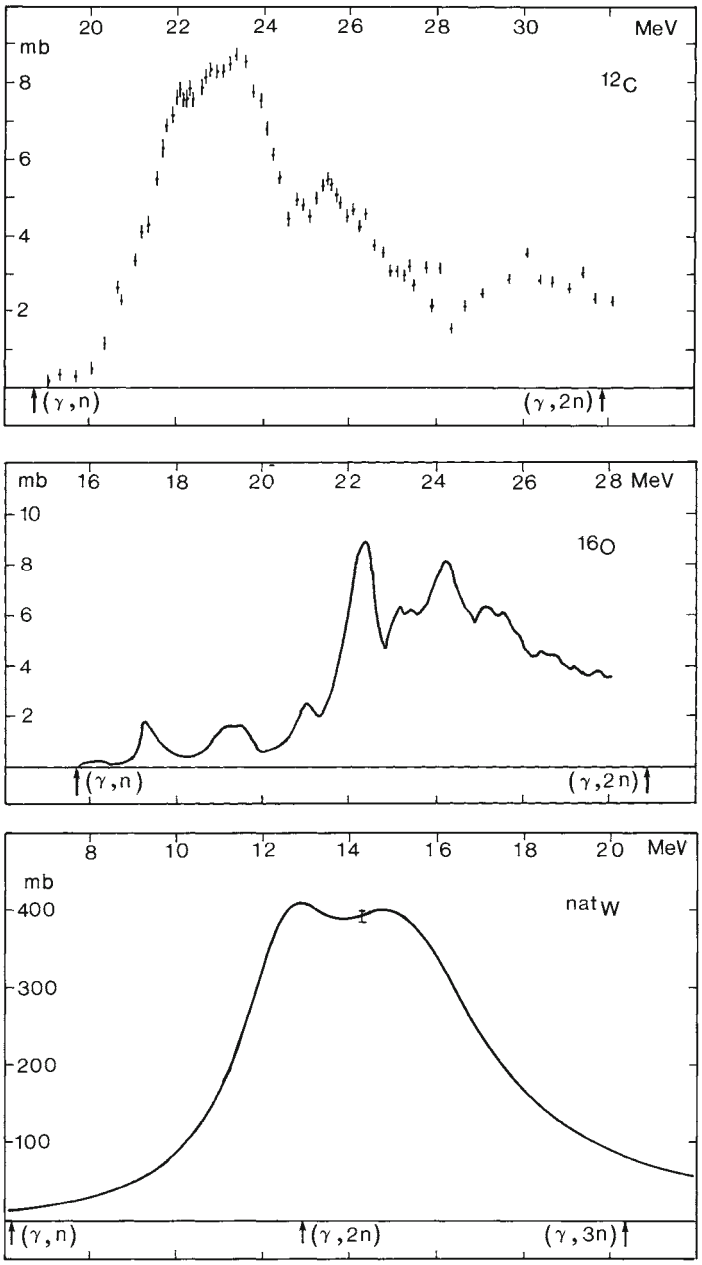


Fig. 4.17: Wirkungsquerschnitte für Kernphotoreaktionen des Typs (γ,xn), für monoenergetische Photonen, (Angaben in mb = $10^{-31}m^2$, Quellen: ^{12}C: [Kneißl 1975], ^{16}O: [Caldwell 1965], W-nat: [Veyssiere 1975]). (Zum Begriff des Wirkungsquerschnittes s. Kap. 1.5). Besonders für ^{16}O sind deutlich die resonanzartigen Strukturen im Wirkungsquerschnitt für die Anregung von Einzelnukleonenzuständen zu erkennen.

Bei Energien oberhalb der Pionen-Ruheenergie ($E_\gamma > 140$ MeV) kommt es auch zur Erzeugung von π^+-Mesonen nach der Gleichung $p(\gamma,\pi^+)n$, wobei das Quark-Antiquark-Paar "up" und "Anti-down", aus dem das positive Pion π^+ besteht, ähnlich wie bei der Bildung für Elektron und Positron spontan aus der Photonenenergie entsteht. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess ist gering und erreicht selbst bei sehr hohen Photonenenergien nur etwa 1/10 Promille der anderen Wechselwirkungsarten.

Für die globalen Abhängigkeiten der Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten für Kernphotoreaktionen von der Ordnungs-, Neutronen- oder Massenzahl der Targetkerne gibt es wegen der individuellen Nukleonenkonfigurationen der einzelnen Isotope und der unterschiedlichen Reaktionsmechanismen keine einfachen Zusammenhänge. Der Kernphotoabsorptionskoeffizient ist jedoch in erster Näherung unabhängig von der Ordnungszahl. Die Reaktionsprodukte der Kernphotoreaktionen sind in vielen Fällen instabil. So weisen die meisten Tochterkerne aus (γ,xn)-Reaktionen wegen der Neutronenemission ein Neutronendefizit auf. Sie sind deshalb Positronenstrahler (s. Tab. 4.1) oder unterliegen einem Elektroneneinfang-Prozess (EC). In vielen Fällen sind diese Kernumwandlungen von zusätzlichen Gammaemissionen der Tochternuklide oder deren "Konkurrenzzerfall", der inneren Konversion, begleitet. Kernphotoreaktionen führen unter Umständen zu einer Aktivierung von Strukturmaterialien oder der Luft in Bestrahlungsräumen, die zu messbaren und für den Strahlenschutz des Personals erheblichen Ortsdosisleistungen und Luftkontaminationen führen kann. Außerdem entsteht bei genügend hoher Strahlungsintensität ein nicht zu vernachlässigender prompter Neutronenfluss.

Sind die Tochternuklide langlebig genug, so kann ihre Aktivierung durch Kernphotoreaktionen dazu verwendet werden, die Grenzenergie von Photonenstrahlungen aus Beschleunigern (das ist die maximal auftretende Energie im Bremsstrahlungsspektrum) zu bestimmen. Dazu werden geeignete Substanzen wie Kupfer, Wasser (^{16}O) oder Benzol (^{12}C) als Zielscheibe (engl.: target) für den Photonenbeschuss verwendet. Ihre Aktivierung wird durch die Messung der Gamma- oder Vernichtungsstrahlung nachgewiesen. Da diese erst oberhalb der Reaktionsschwellen auftreten, kann so auf die Grenzenergie der Photonen geschlossen werden.

Zusammenfassung

- **Photonenstrahlung kann über das elektromagnetische Feld mit Atomkernen oder einzelnen Nukleonen wechselwirken.**
- **Bewirkt die Wechselwirkung eine Teilchenemission des Atomkerns, so spricht man vom Kernphotoeffekt.**
- **Atomkerne werden durch den Kernphotoeffekt häufig radioaktiv, da ihr Neutronen-Protonen-Gleichgewicht durch Teilchenemission gestört wird.**

- **Der Kernphotoeffekt kann wegen seiner geringen Wirkungsquerschnitte für die Schwächung von Photonenstrahlenbündeln in der Regel gegenüber den anderen Photonenwechselwirkungen vernachlässigt werden.**
- **Im Strahlenschutz sind dagegen die im Einzelfall auftretenden Aktivierungen von Strukturmaterialien oder der Raumluft zu beachten.**

4.6 Der Schwächungskoeffizient für Photonenstrahlung

Wie die bisherigen Ausführungen gezeigt haben, hängen die Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Photonen-Wechselwirkungsprozesse in komplizierter Weise von der Photonenenergie und der Ordnungszahl des Absorbers ab (vgl. Tab. 4.2). Die wichtigsten Absorber in der Medizin, menschliches Gewebe und die dafür verwendeten Ersatzsubstanzen (Phantome) haben effektive Ordnungszahlen zwischen 7 und 8. Technische Materialien für den Strahlenschutz wie Wolfram, Blei und Uran haben dagegen hohe Ordnungszahlen von 74 bis 92. Der medizinisch und technisch genutzte Photonenenergiebereich erstreckt sich von etwa 10 keV bis ungefähr 50 MeV. Je nach Photonenenergie und Ordnungszahl des durchstrahlten Materials sind deshalb verschiedene Wechselwirkungsprozesse für die überwiegende Schwächung, den Energieübertrag und die Energieabsorption der Photonenstrahlung verantwortlich.

Wechselwirkung	**f(Z,A)**	**f(E_γ)**	**Sekundärstrahlungen**
Photoeffekt	Z^4/A bis $Z^{4,5}/A$	$1/E^{3,5}$ (E << 511 keV), 1/E (E >> 511 keV)	e^-, Röntgen- + UV-Strahlung, Auger-Elektronen
Comptoneffekt	Z/A	$1/E^{0.5}$ bis 1/E	γ, e^-
klass. Streuung	$Z^{2.5}/A$	$1/E^2$	γ
Paarbildung	Z^2/A	log E_γ (E_γ > 1022 keV)	e^-,e^+
Kernphotoeffekt	Riesenresonanz	$E_\gamma > E_{schwelle}$	n, p, (Spaltung), γ

Tab. 4.2: Näherungsweise Abhängigkeiten der Photonen-Wechselwirkungskoeffizienten von Photonenenergie, Ordnungszahl und Massenzahl des Absorbers. Alle Koeffizienten sind zusätzlich proportional zur Dichte ρ der Absorber.

Alle Wechselwirkungskoeffizienten sind proportional zur Dichte ρ der durchstrahlten Materie. Die übrigen in Tabelle (4.2) ausgewiesenen Abhängigkeiten der Photonen-Wechselwirkungskoeffizienten von Ordnungszahl, Massenzahl und Photonenenergie stellen Vereinfachungen der tatsächlichen Verhältnisse dar. Sie gelten nur unter den

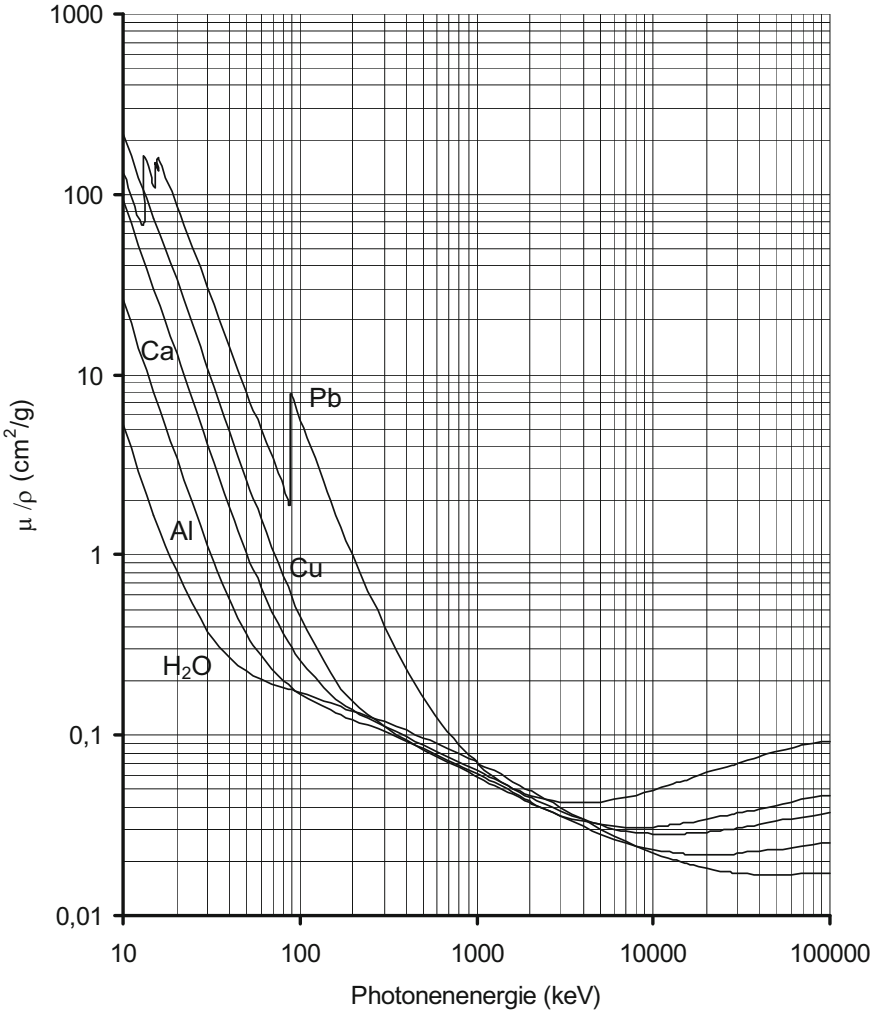


Fig. 4.18: Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ (cm^2/g) einiger gebräuchlicher Materialien (von oben: Pb, Cu, Ca, Al, Wasser). Der Massenschwächungskoeffizient für Wasser unterscheidet sich wegen der vergleichbaren Ordnungszahl nur geringfügig von dem für Luft. Im Bereich des dominierenden Comptoneffekts sind die Massenschwächungskoeffizienten für alle Elemente vergleichbar. Die Kurve für den Massenschwächungskoeffizienten des Bleis zeigt deutlich den sprunghaften Anstieg der Photoabsorption (die Absorptionskanten) bei den Bindungsenergien der K- und L-Elektronen.

im Text beschriebenen Einschränkungen und sollen einen qualitativ orientierenden Überblick über die wichtigsten Einflussgrößen auf den Photonen-Schwächungskoeffizienten geben.

Der Schwächungskoeffizient μ für Photonenstrahlung setzt sich nach Gleichung (4.33) additiv aus den Koeffizienten für die einzelnen Photonenwechselwirkungen zusammen. Aufgrund der verschiedenen Energieabhängigkeiten der einzelnen Komponenten (vgl. Tab. 4.2) zeigt der lineare Schwächungskoeffizient μ keinen einfachen Verlauf mit der Photonenenergie. Er ist eine für das jeweilige Absorbermaterial wohl definierte und charakteristische Größe.

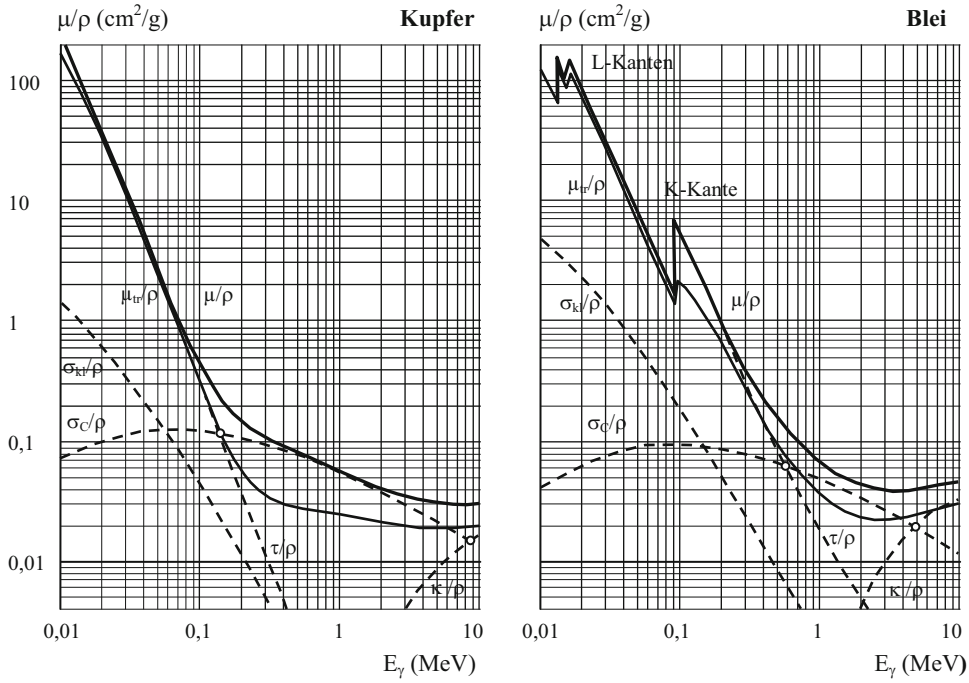


Fig. 4.19: Massenschwächungskoeffizienten von Kupfer (links, Z = 29) und Blei (rechts, Z = 82). Obere durchgezogene Linie: Massenschwächungskoeffizient μ/ρ (in cm^2/g). Untere durchgezogene Linie: Massenenergieumwandlungskoeffizient μ_{tr}/ρ (in cm^2/g, s. Abschnitt 4.8). Gestrichelte Linien: Komponenten des Massenschwächungskoeffizienten für die Comptonstreuung σ_c/ρ, kohärente Streuung σ_{kl}/ρ, Photoeffekt τ/ρ und Paarbildung κ/ρ. Die K-Kante für Kupfer liegt außerhalb des dargestellten Energiebereiches (E(K,Cu) = 8,981 keV, s. Tab. 2.2). Die kleinen Kreise markieren diejenigen Energien, bei denen die Massenschwächungskoeffizienten für Photoabsorption und Comptoneffekt bzw. für Comptoneffekt und Paarbildung gleich sind. Daten nach [Storm/Israel 1970], [Veigele 1973].

$$\mu = \tau + \sigma_C + \sigma_k + \kappa_{paar} + \kappa_{tripl} \; (+ \; \sigma_{kp}) \tag{4.33}$$

Der letzte Summand σ_{kp} wird in Tabellenwerken oder der theoretischen Behandlung der Photonenschwächung (z. B. [Hubbell 1996]) oft weggelassen, da er keine wesentliche quantitative Rolle für den Schwächungskoeffizienten spielt. Wegen der Dichteproportionalität der einzelnen Koeffizienten bezieht man diese gerne auf die Dichte des Absorbers ρ und erhält dann den Quotienten von Schwächungskoeffizient μ und Dichte ρ, den **Massenschwächungskoeffizienten** μ/ρ. Einen grafischen Eindruck vom Verlauf der Massenschwächungskoeffizienten für monoenergetische Photonenstrahlung und verschiedene Absorbersubstanzen zeigt Fig. (4.18), die Zusammensetzung des Massenschwächungskoeffizienten aus den einzelnen energieabhängigen Wechselwirkungskoeffizienten von Kupfer, Blei und Wasser zeigen die Fign. (4.19, 4.21). Für praktische Abschätzungen der Schwächung von Photonenstrahlung in verschiedenen Materialien werden deshalb meistens Massenschwächungskoeffizient und **Flächenbelegung** (Absorbermasse pro Flächeneinheit) herangezogen. Aktuelle Datenzusammenstellungen von Massenschwächungskoeffizienten für verschiedene Materialien und monoenergetische Photonenstrahlung befinden sich im Tabellenanhang.

Der Photoeffekt überwiegt für schwere Elemente bis zu Photonenenergien von etwa 1 MeV. Die wichtigsten Abschirmmaterialien (Blei, Wolfram, Uran) wirken in diesem Energiebereich also vor allem über die Photoabsorption, was neben der hohen Wech-

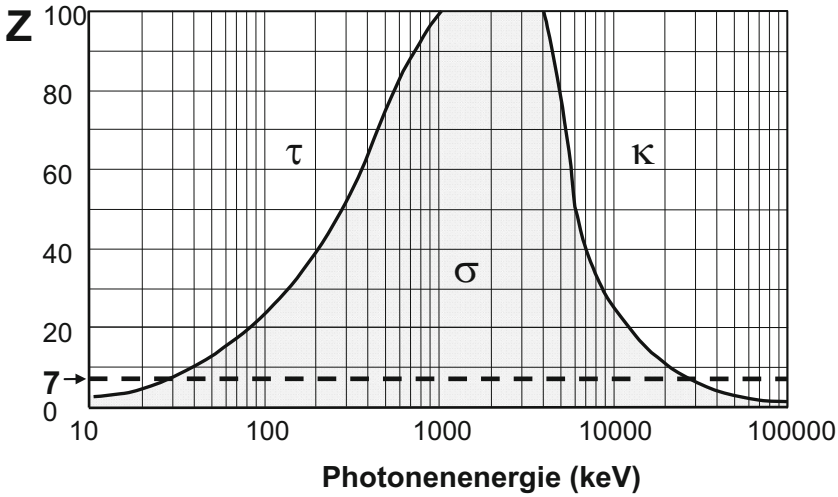


Fig. 4.20: Flächendiagramm der wichtigsten relativen Anteile der Photonen-Wechselwirkungswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von Photonenenergie und Ordnungszahl des Absorbers (nach [Evans 1968]). Gestrichelt: Gewebe und Phantommaterialien mit Ordnungszahlen $Z \cong 7$. Die geschwungenen Linien zeigen die Bereiche von Ordnungszahl und Energie, in denen jeweils angrenzende Effekte (Photoeffekt τ und Comptoneffekt σ bzw. Comptoneffekt und Paarbildung κ) gleich wahrscheinlich sind.

selwirkungswahrscheinlichkeit auch wegen der fehlenden Photonenstreustrahlung von Vorteil ist. Allerdings erzeugt der Photoeffekt speziell in schweren Absorbern bevorzugt charakteristische Röntgenstrahlung. In menschlichem Gewebe leistet der Photoeffekt dagegen nur bei sehr kleinen Photonenenergien einen spürbaren Beitrag zur Energieübertragung, z. B. in der Weichstrahl-Röntgendiagnostik.

Der Comptoneffekt ist für einen breiten Bereich von Photonenenergien und für kleine Ordnungszahlen (bis etwa Z = 10) der dominierende Wechselwirkungsprozess. Im Energiebereich um 1-4 MeV, in dem der Comptoneffekt für alle Elemente dominiert, sind die Massenschwächungskoeffizienten daher weitgehend unabhängig vom Material und deshalb für alle Ordnungszahlen etwa gleich groß (vgl. Fig. 4.18). Gleiche Flächenbelegungen von Wasser und Aluminium bewirken für diese Photonenenergien beispielsweise etwa die gleiche Schwächung des Photonenstrahlenbündels, sie sind bezüglich ihrer Schwächungswirkung nahezu äquivalent.

Die klassische Streuung ist dagegen unabhängig vom Absorbermaterial oberhalb von 20 keV im Vergleich zu den sonstigen Photonenwechselwirkungen fast immer zu vernachlässigen. Insbesondere trägt sie wegen des fehlenden Energieübertrages auf das streuende Medium nicht zur Entstehung einer Energiedosis im Absorber bei.

Paarbildung kann erst oberhalb der Paarbildungsschwelle von 1,022 MeV stattfinden. Für niedrige Ordnungszahlen gewinnt sie bei Photonenenergien ab 10-20 MeV, wie sie in Beschleunigern erzeugt werden können, eine gewisse Bedeutung. In schweren Absorbern (Z > 20) und für Photonenenergien oberhalb von 10 MeV ist sie allerdings der wichtigste Wechselwirkungsprozess.

Der Wirkungsquerschnitt für Kernphotoreaktionen ist im Vergleich zu den anderen Wechselwirkungsprozessen im Allgemeinen vernachlässigbar klein (maximal 5% der Hüllenwechselwirkungen, vgl. dazu [Greening 1985]). Obwohl Kernreaktionen kaum zur Energiedosis im Absorber beitragen, spielt die Aktivierung der Folgeprodukte nach Kernphotoprozessen für den Strahlenschutz an Beschleunigern mit hoher Photonenenergie eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Beiträge zur Energieabsorption und zur Schwächung des Photonenstrahlenbündels durch Kernphotoreaktionen sind nur bei Photonenspektren zu erwarten, die den Bereich der Riesenresonanz (20-30 MeV) mit großer Intensität überlagern.

Zusammenfassung

- **Die Schwächung eines Photonenstrahlenbündels kann durch Streuung oder Absorption der primären Photonen stattfinden.**
- **Streuung findet bei niedrigen Photonenenergien vor allem in Form klassischer, kohärenter Streuung statt, bei höheren Energien wird bevorzugt über den Comptoneffekt inelastisch, also mit Energieverlust gestreut.**

- **Absorption von Photonenenergie wird durch den Photoeffekt und die Paarbildung verursacht sowie partiell beim Comptoneffekt. Die Schwelle für den Photoeffekt ist die Bindungsenergie der inneren Hüllenelektronen, für die Paarbildung das Massen-Energie-Äquivalent des Elektron-Positron-Paares (1022 keV).**

- **Die Schwächung eines Photonenstrahlenbündels wird durch energie- und ordnungszahlabhängige Wechselwirkungskoeffizienten beschrieben.**

- **Für bestimmte Ordnungszahl- und Energiebereiche gibt es dominierende Wechselwirkungen. Für hohe Ordnungszahlen überwiegt bei niedrigen Energien der Photoeffekt, bei hohen Photonenenergien die Paarbildung. Bei Energien zwischen 1 und 5 MeV dominiert bei allen Ordnungszahlen die Comptonwechselwirkung.**

- **Kohärente (klassische) Streuung ist im Vergleich zu den anderen Photonen-Wechselwirkungen in der Regel zu vernachlässigen. Kernphotoreaktionen spielen für die Photonenschwächung ebenfalls nur eine untergeordnete Rolle.**

- **Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung sind also die in der medizinischen Radiologie und im Strahlenschutz wesentlichen Photonen-Wechselwirkungsprozesse.**

- **Die größten Beiträge zur Energiedosis in menschlichem Gewebe und damit zu den biologischen Strahlenwirkungen liefern die Comptonelektronen nach einem Comptoneffekt.**

- **Der lineare Schwächungskoeffizient für Photonenstrahlung ist die Summe der Wechselwirkungskoeffizienten der einzelnen Photonenwechselwirkungen. Ein bestimmter Wert des Schwächungskoeffizienten gilt also nur für ein Material mit einer bestimmten Ordnungszahl und Dichte sowie für monoenergetische Photonen. Der Koeffizient für die Kernphotoeffekte ist üblicherweise nicht in den Tabellierungen enthalten.**

- **Die Schwächung schmaler monoenergetischer Photonenstrahlenbündel wird durch das exponentielle Schwächungsgesetz für den Photonenfluss, die Photonenzahl oder die Intensität mit Hilfe des material- und energieabhängigen linearen Schwächungskoeffizienten μ beschrieben. Dieser ist umgekehrt proportional zur Halbwertschichtdicke im Material.**

- **Für praktische Zwecke verwendet man oft den auf die Absorberdichten bezogenen Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ. Bei theoretischen Untersuchungen wird der so genannte Wirkungsquerschnitt vorgezogen, der ebenfalls zum Schwächungskoeffizienten proportional ist (s. Kap. 1.5.3).**

4.7 Schwächungskoeffizient bei Stoffgemischen und Verbindungen*

In der praktischen Dosimetrie und Strahlungskunde hat man es in der Regel nicht mit elementaren Substanzen sondern meistens mit Stoffgemischen oder chemischen Verbindungen zu tun. Typische Substanzgemische oder Verbindungen sind Wasser, menschliche Gewebearten und Materialien für die Herstellung von Dosimetern.

Wegen der unterschiedlichen Abhängigkeiten der Wechselwirkungskoeffizienten von der Ordnungszahl und wegen der Dichteabhängigkeit des linearen Schwächungskoeffizienten μ müssen für Stoffgemische oder chemische Verbindungen Mittelwerte der Schwächungskoeffizienten $\overline{\mu}(Z,A,\rho)$ berechnet werden, die diese Abhängigkeiten berücksichtigen. Unterstellt man die Unabhängigkeit der elementaren Wechselwirkungen am einzelnen Atom von der chemischen Bindung, in der sich das Atom befindet, bzw. vom Vorhandensein weiterer Substanzen, so kann man beispielsweise diese Mittelung für den Massenschwächungskoeffizienten durch eine mit dem Massenanteil der jeweiligen Atomart gewichtete Summe über die individuellen Schwächungskoeffizienten berechnen. Man erhält so unter Verwendung der prozentualen Gewichtsfaktoren w_i den Mittelwert:

$$\overline{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)} = \sum_i w_i \cdot \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i \tag{4.34}$$

Da die Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Wechselwirkungsprozesse außerdem noch unterschiedlich von der Teilchenenergie abhängen, sind solche Materialmittelungen allerdings nur für eingeschränkte Energiebereiche gültig (numerische Daten für Photonenstrahlungen s. Tabellenanhang).

4.8 Der Energieumwandlungskoeffizient für Photonenstrahlung

Bei den meisten Wechselwirkungen von Photonenstrahlung mit Materie übertragen die Photonen Energie auf Sekundärteilchen, die in der durchstrahlten Substanz ausgelöst werden. Die Photonen selbst werden dabei entweder völlig absorbiert, oder sie unterliegen Richtungsänderungen und teilweisem Energieverlust. Während beim Photoprozess die Photonenenergie vollständig auf das Photoelektron übertragen wird, wird beim Comptoneffekt immer nur ein winkelabhängiger Anteil der Photonenenergie an das Sekundärelektron übergeben. Das Comptonphoton selbst behält eine gewisse Restenergie, die vom Wechselwirkungsort wegtransportiert wird und unter Umständen sogar den Absorber verlassen kann. Beim Auslösen von Hüllenelektronen muss außerdem deren Bindungsenergie aufgebracht werden, die dann nicht für die kinetische Energie der Elektronen zur Verfügung steht. Bei der Paarbildung wiederum geht derjenige Anteil der Photonenenergie verloren, der dem Massenäquivalent des Elektron-Positron-Paares entspricht (2·511 keV). Ähnliche Energiebilanzen gelten

auch bei Kernphotoreaktionen, da hier sowohl die Bindungsenergie des Nukleons als auch eventuelle Anregungsenergien des Restkerns vom einfallenden Photon aufgebracht werden müssen. Die Summe der kinetischen Anfangsenergien der geladenen und ungeladenen Sekundärteilchen aus Photonenwechselwirkungen ist deshalb immer kleiner als der Energieverlust des primären Photonenstrahlenbündels.

Die Energieumwandlung von Photonenenergie in kinetische Energie der Sekundärteilchen wird mit dem linearen **Energieumwandlungskoeffizienten μ_{tr}** beschrieben, der gelegentlich auch als Energieübertragungskoeffizient bezeichnet wird. Bei bekannter Photonenenergie E_γ kann der Umwandlungskoeffizient aus dem Schwächungskoeffizienten durch Gewichtung mit dem mittleren relativen Energieübertrag $\overline{E}_{tr}$ für alle Wechselwirkungsarten berechnet werden.

$$\mu_{tr} = \frac{\overline{E}_{tr}}{E_\gamma} \cdot \mu \tag{4.35}$$

Der Energieumwandlungskoeffizient setzt sich wie der lineare Schwächungskoeffizient aus den Beiträgen der einzelnen Wechselwirkungen zusammen, wobei wegen des fehlenden Energieübertrages der entsprechende Ausdruck für die klassische Streuung natürlich fehlt.

$$\mu_{tr} = \mu_{tr,\tau} + \mu_{tr,\sigma_c} + \mu_{tr,\kappa_{paar}} + \mu_{tr,\kappa_{tripl}} \left(+\mu_{tr,kp}\right) \tag{4.36}$$

Die einzelnen Teilkoeffizienten kann man mit Hilfe der Teilschwächungskoeffizienten aus Gleichung (4.31) für alle möglichen Wechselwirkungen berechnen, wenn man die oben angedeuteten Energieüberträge durch geeignete material- und energieabhängige **Transfer-Faktoren t_i** berücksichtigt. Diese Faktoren beschreiben den auf die Photonenenergie bezogenen relativen Bewegungsenergieanteil, den das geladene Sekundärteilchen bei der jeweiligen Wechselwirkungsart erhält. Sie werden als Wichtungsfaktoren vor die einzelnen Wechselwirkungskoeffizienten geschrieben. Gleichung (4.34) nimmt dann folgende Form an:

$$\mu_{tr} = t_\tau \cdot \tau + t_c \cdot \sigma_c + t_{paar} \cdot \kappa_{paar} + t_{tripl} \cdot \kappa_{tripl} + \left(t_{kp} \cdot \sigma_{kp}\right) \tag{4.37}$$

Beim Photoeffekt wird ein inneres Hüllenelektron aus seiner Schale entfernt, die Bewegungsenergie des Elektrons ist also um den elektronenschalenabhängigen Bindungsenergieanteil E_b vermindert. Für den entsprechenden Faktor t_τ findet man also den Wert:

$$t_\tau = \frac{E_\gamma - E_b}{E_\gamma} = 1 - \frac{E_b}{E_\gamma} \tag{4.38}$$

Bei leichten Elementen (Bindungsenergie der inneren Elektronen wenige eV) und hohen Photonenenergien weicht dieser Ausdruck kaum von 1 ab. Allerdings ist der Photoeffekt dann auch nicht sonderlich wahrscheinlich. Anders ist dies bei niedrigen Photonenenergien und schweren Materialien, bei denen der Energieübertragungsfaktor für den Photoeffekt unter Umständen nahezu den Wert Null annehmen kann.

Beispiel 1: Photo-Energietransferfaktor bei diagnostischer Röntgenstrahlung und ^{60}Co-Strahlung. Trifft diagnostische Röntgenstrahlung von etwa 90 keV Grenzenergie auf das Wechselwirkungsmaterial Blei, und findet dabei ein Photoeffekt eines 90-keV-Röntgenquants in der K-Schale des Bleis statt, so verbleibt dem Photoelektron nur die Differenzenergie zwischen Photonenenergie (90 keV) und der K-Bindungsenergie (88 keV, s. Tab. 2.2) als kinetische Energie. Der Transferfaktor ist dann nach Gl. (4.38) t = 1 - 88/90 ≈ 0,02 = 2%. Der Energieübertragungskoeffizient ist also bei dieser Photonenenergie um den Faktor 50 kleiner als der Photoabsorptionskoeffizient. Kommt es in einem Bleiabsorber stattdessen zur K-Ionisation über den Photoeffekt durch ein 1,25 MeV Gammaquant aus einer ^{60}Co-Quelle, so erhält das Photoelektron die Energie von E = 1,25 MeV - 88 keV = 1162 keV. Der t-Faktor hat dann den Wert t = 1 - 88/1250 ≈ 0,93. Photoschwächungskoeffizient und Energieübertragungskoeffizient unterscheiden sich in diesem Fall nur noch um etwa 7%.

Die beim Comptoneffekt auf das Elektron übertragene Energie ergibt sich aus der primären Photonenenergie E_γ, vermindert um die Energie des gestreuten Photons E_γ' und die Bindungsenergie des freigesetzten Elektrons E_b. Da für den globalen Energieübertragungskoeffizienten statt der individuellen die mittleren Energieverhältnisse berücksichtigt werden müssen, ist die winkelabhängige Streuphotonenenergie durch einen über alle Streuwinkel gemittelten Wert $E'_{\gamma m}$ zu ersetzen.

$$t_c = \frac{E_\gamma - E_b - E'_{\gamma m}}{E_\gamma} \tag{4.39}$$

Weil der Comptoneffekt nur am äußeren, schwach gebundenen Hüllenelektron stattfindet, dessen Bindungsenergie in den meisten Fällen klein gegenüber der primären Photonenenergie ist (s. Tab. 2.2), vereinfacht sich Gleichung (4.39) zu:

$$t_c \approx \frac{E_\gamma - E'_{\gamma m}}{E_\gamma} = 1 - \frac{E'_{\gamma m}}{E_\gamma} \tag{4.40}$$

Solange die Energie des gestreuten Photons in der Größenordnung der Primärphotonenenergie liegt, unterscheidet sich der Comptonübertragungsfaktor also nur wenig von Null. In der Röntgendiagnostik sind die Comptonelektronen daher niederenergetisch und die gestreute Röntgenstrahlung ist nur geringfügig "weicher" als die Primärstrahlung. Bei höheren Photonenenergien (um 10 MeV) kann der Reduktionsfaktor

wegen des erheblichen Photonenenergieverlustes dagegen Werte bis deutlich über 50% annehmen (vgl. dazu die Daten in Fig. 4.9). Dies ist ein Grund für die bereits früher (in Abschnitt 4.2, Gl. 4.6) erwähnte theoretische Aufspaltung des Compton-Wechselwirkungskoeffizienten in einen Koeffizienten für die Streuung σ_{streu} und einen Energieübertragungsanteil σ_{tr}, der gerade dem Compton-Energieübertragungskoeffizienten $\mu_{tr,c}$ entspricht. Den Streuanteil kann man unter der Verwendung von Gleichung (4.40) dann wie folgt berechnen:

$$\sigma_{streu} = \sigma_c - \sigma_{tr} = \sigma_c - \sigma_c \cdot t_c = \sigma_c \cdot \frac{E'_{\gamma m}}{E_\gamma} \tag{4.41}$$

Beispiel 2: Compton-Energietransferfaktor bei diagnostischer Röntgenstrahlung und ^{60}Co-Gammastrahlung. Findet für ein Röntgenphoton von 95 keV Energie ein Comptoneffekt in Blei statt, so behält das gestreute Photon im Mittel (nach Fig. 4.10) noch 85% seiner ursprünglichen Energie, hat also etwa 81 keV Restenergie. Die Bindungsenergie der Valenzelektronen beträgt in Blei (nach Tab. 2.2) maximal 0,148 keV, ist also gegenüber der Restenergie des gestreuten Photons zu vernachlässigen. Der Energietransferfaktor beträgt nach Gl. (4.38) $t \approx 1 - 81/95 \approx 14{,}7\%$. Der Compton-Energieumwandlungskoeffizient beträgt also nur knapp 15% des Compton-Wechselwirkungskoeffizienten. Das Comptonelektron erhält in diesem Fall nur eine Bewegungsenergie von (95 - 81) keV = 14 keV und hat daher eine sehr kleine Reichweite im Bleiabsorber, z. B. einer Bleischürze. Die Bindungsenergie des Valenzelektrons von wenigen Zehntel keV kann dagegen vernachlässigt werden. Für einen Comptoneffekt mit einem ^{60}Co-Gammaquant beträgt die mittlere Restenergie des Photons nach der Streuung nach Fig. (4.10) ungefähr 53% von 1,25 MeV, also ≈ 0,66 MeV. Der Compton-Energietransferfaktor ist dann $t = 1 - 0{,}66/1.25 \approx 0{,}47 = 47\%$. Der Compton-Energieumwandlungskoeffizient ist für Kobalt-Gammastrahlung deshalb etwa halb so groß wie der Schwächungskoeffizient. Das Comptonelektron hat dabei immerhin im Mittel eine Energie von 660 keV erhalten.

Beim Paarbildungsprozess muss die doppelte Ruheenergie des Elektrons vom einfallenden Photon aufgebracht werden. Als kinetische Energie für das Teilchenpaar steht also nur der Anteil

$$t_{paar} = \frac{E_\gamma - 2 \cdot 511\,\text{keV}}{E_\gamma} = 1 - \frac{2 \cdot m_0 \cdot c^2}{E_\gamma} \tag{4.42}$$

zur Verfügung. Für Photonenenergien in der Nähe der Schwelle für diesen Prozess bleibt also kaum Bewegungsenergie übrig. Allerdings ist die Paarbildung bei so niedrigen Photonenenergien nicht sehr wahrscheinlich. Bei sehr hohen Photonenenergien, bei denen der Paarbildungseffekt vor allem bei schweren Absorbern erheblich an Bedeutung gewinnt, spielt der Energieverlust durch das Massen-Energieäquivalent nur noch eine geringe Rolle. Bei 10-MeV-Photonen wird beispielsweise die primäre Pho-

tonenenergie bis auf einen etwa 10% betragenden Anteil auf die geladenen Sekundärteilchen übertragen. Der Energieumwandlungskoeffizient unterscheidet sich hier - anders als an der Paarbildungsschwelle - nur wenig vom Wechselwirkungskoeffizienten. Bei der Triplettbildung erhält man eine ähnliche Beziehung für den Energietransferanteil:

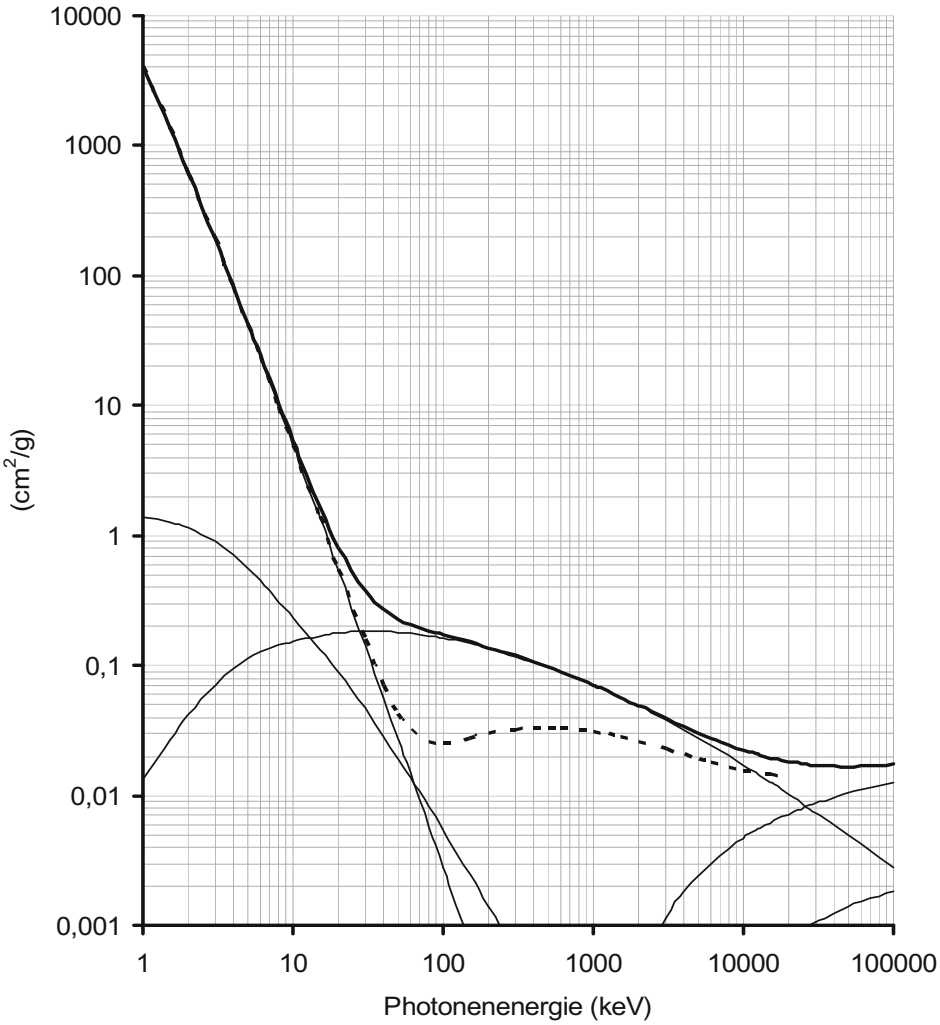


Fig. 4.21: Massenschwächungskoeffizient (μ/ρ) für monoenergetische Photonen in Wasser, seine Zusammensetzung aus den Koeffizienten (τ/ρ, σ_{kl}/ρ, σ_{kl}/ρ, κ_{paar}/ρ, κ_{tripl}/ρ) sowie der Massenenergieabsorptionskoeffizient (gestrichelte Kurve) in Abhängigkeit von der Photonenenergie (exakte numerische Daten s. [NIST XCOM] und Tabellenanhang im Kap. 18).

$$t_{tripl} = \frac{E_\gamma - 2 \cdot 511\,\text{keV} - E_b}{E_\gamma} = 1 - \frac{2 \cdot m_0 \cdot c^2 + E_b}{E_\gamma} \tag{4.43}$$

E_b ist wieder der Energiebetrag, der benötigt wird, um das Hüllenelektron bei der Triplettbildung aus der Hülle zu lösen. Bei den in Frage kommenden Energien ($E_\gamma > 4 \cdot m_0 c^2$) spielt die Ionisierungsenergie bei leichten bis mittelschweren Absorbern keine Rolle. Werden bei schwereren Absorbern nur die Valenzelektronen zur Triplettbildung herangezogen, kann der Energieanteil E_b ebenfalls vernachlässigt werden. Erst bei sehr hohen Ordnungszahlen und Ionisation im Inneren der Atomhülle kommt es zu einer Verminderung der kinetischen Energie des Elektronen-Positronen-Tripletts.

Die dem Energietransfer bei Photonenbestrahlung entsprechende dosimetrische Messgröße ist die **KERMA** (engl.: kinetic energy released per unit mass), die die Energieübertragung auf die elektrisch geladenen Sekundärteilchen und deren räumliche Verteilung im Absorber wieder spiegelt. Bezieht man den Energieumwandlungskoeffizienten μ_{tr} auf die Dichte des durchstrahlten Materials, so erhält man ähnlich wie beim Schwächungskoeffizienten den **Massenenergieumwandlungskoeffizienten μ_{tr}/ρ**, der nur noch wenig von der Dichte des Absorbers abhängt.

Zusammenfassung

- **Der Energieübertrag von Photonen auf geladene Sekundärteilchen wird durch Energieübertragungskoeffizienten beschrieben, die aus einer Wichtung der Wechselwirkungskoeffizienten mit dem relativen Anteil übertragener Energie berechnet werden.**

- **Für mittlere Photonenenergien und Niedrig-Z-Materialien entspricht der totale Energieübertragungskoeffizient μ_{tr} im Wesentlichen dem Compton-Energieübertragungskoeffizienten $\sigma_{c,tr}$.**

- **Im Bereich dominierender Photowechselwirkung unterscheidet sich der Umwandlungskoeffizient für leichte Absorber dagegen nur geringfügig vom Schwächungskoeffizienten, da die Bindungsenergien der Hüllenelektronen in diesen Materialien vergleichsweise klein sind.**

- **Bei dominierender Photowechselwirkung an den K-Elektronen von Absorbern mit hohen Ordnungszahlen kann der Energieübertragungskoeffizient andererseits wesentlich kleiner sein als der Photoschwächungskoeffizient, da je nach Element die Bindungsenergie der K-Elektronen vergleichbar mit der Photonenenergie ist.**

- **Im Bereich überwiegender Paarbildung bei hohen Photonenenergien unterscheiden sich Wechselwirkungskoeffizient und Energieübertragungskoeffizient trotz des Ruheenergie-Verlustes für Positron und Elektron nur wenig.**

4.9 Der Energieabsorptionskoeffizient für Photonenstrahlung

Die lokale Energieabsorption aus dem Photonenstrahlenbündel im Absorber wird fast ausschließlich durch die bei den primären Wechselwirkungen der Photonen mit der Materie entstehenden geladenen Sekundärteilchen vermittelt. Die bei den Wechselwirkungen außerdem entstehenden sekundären Photonen transportieren dagegen wegen der für Photonen typischen niedrigen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit ihre Energie vom primären Wechselwirkungsort weg. Entstehende Streustrahlungs- und Bremsstrahlungsphotonen sowie die höherenergetische charakteristische Photonenstrahlung deponieren ihre Energie deshalb nicht lokal am Wechselwirkungsort des Primärphotons. Sie verlassen stattdessen bei genügend hoher Photonenenergie sogar zum Teil die Oberflächen endlicher Absorber. Von Photonenstrahlenbündeln verursachte Energiedosisverteilungen in Materie rühren daher, wie das nachfolgende Beispiel verdeutlicht, im wesentlichen von den lokalen Energieverlusten der geladenen Sekundärteilchen und der Absorption deren Bewegungsenergie im bestrahlten Material her. Der räumliche Fluss der Sekundärstrahlungen hängt dagegen sehr wohl mit der Verteilung der primären Photonen zusammen.

Beispiel 3: Der Einfachheit halber sei angenommen, dass ein 1-MeV-Photon über Photowechselwirkung absorbiert wurde. Bis auf die geringfügige Bindungsenergie des Elektrons wird die gesamte Photonenenergie als Bewegungsenergie auf das Photoelektron übertragen. Der Photoeffekt hinterlässt unmittelbar ein primäres Ionenpaar (Atomrumpf und freies Elektron). Das hochenergetische Elektron wird im Absorbermaterial durch Ionisation und Anregung von Atomen entlang seines Weges allmählich abgebremst. Bei jeder Wechselwirkung wird ein Teil seiner Bewegungsenergie auf den jeweiligen Reaktionspartner übertragen. Dabei kann dieser ionisiert oder angeregt werden. Etwa die Hälfte der Energie des Photoelektrons wird bei nicht ionisierenden Stößen übertragen. Der Rest dient zur Erzeugung freier Ladungsträger (Elektronen, Ionen). Die Ionisationsenergie in Wasser beträgt etwa 15 eV, die mittlere Energie zur Erzeugung eines Ionenpaares dagegen ungefähr 30 eV (nach [ICRU 31]).

Bis zur vollständigen Bremsung wird das Elektron also im Mittel 1 MeV/30 eV ≈ 33000 Ionenpaare erzeugen und auf diese Bewegungsenergie übertragen. Diese Ionenpaare verlieren ihre vergleichsweise niedrige Energie durch weitere Wechselwirkungen, bei denen die Energie vor Ort, d. h. lokal absorbiert wird. Das hochenergetische Sekundärelektron der ersten Generation bewegt sich in wasserähnlichen Substanzen wie menschlichem Gewebe insgesamt etwa 0,5 cm in der ursprünglichen Strahlrichtung vorwärts und verteilt dabei seine Bewegungsenergie lokal auf die passierten Atome. Der Fluss der geladenen Sekundärteilchen der ersten Generation eines Photonenstrahlungsfeldes ist damit offensichtlich ausschlaggebend für die Energieverteilung und Energieabsorption im bestrahlten Material und das Ausmaß der dabei entstehenden Ionisation. Der Wechselwirkungsort des primären Quants ist deshalb für hochenergetische Photonenstrahlung nicht identisch mit dem Ort der Energieabsorption.

Bei der Berechnung der lokalen Absorption der Bewegungsenergie von Sekundärelektronen aus Photonenwechselwirkungen muss man berücksichtigen, dass diese Elektronen einen Teil ihrer Bewegungsenergie auch über die Strahlungsbremsung im

Kernfeld, also durch Erzeugung von Bremsstrahlung, verlieren können (vgl. Abschnitt 7.1.2). Im Gegensatz zur weichen charakteristischen Photonenstrahlung und ihrer Konkurrenzstrahlung, den Augerelektronen, die in der Regel so niederenergetisch sind, dass sie meistens wieder in der Nähe des Wechselwirkungsortes absorbiert werden, verlässt Bremsstrahlung höherer Energie häufig sogar ohne jede weitere Wechselwirkung den Absorber. Sie trägt deshalb zumindest nicht zur lokalen Energieabsorption bei. Der dadurch bedingte lokale Verlust an Energieabsorption wird in dem auf Bremsstrahlungsverluste korrigierten Energieabsorptionskoeffizienten μ_{en} berücksichtigt. Dieser beschreibt also nur die im Material lokal absorbierte Energie. Für den Zusammenhang der beiden Koeffizienten μ_{tr} und μ_{en} gilt [nach DIN 6814-3]:

$$\mu_{en} = \mu_{tr} \cdot (1 - G) \tag{4.44}$$

Elektronenenergie	**Bremsstrahlungsausbeute G (%) in:**					
(MeV)	**Wasser**	**Luft**	**Knochen**	**PMMA**	**Wolfram**	**Blei**
0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,11	0,12
0,05	0,03	0,04	0,04	0,03	0,54	0,61
0,10	0,06	0,07	0,08	0,05	1,03	1,16
0,15	0,08	0,09	0,10	0,07	1,47	1,66
0,50	0,20	0,22	0,26	0,18	3,71	4,24
1,00	0,36	0,40	0,46	0,32	6,03	6,84
2,0	0,71	0,78	0,90	0,64	9,86	10,96
5,0	1,91	2,00	2,37	1,73	19,02	20,45
10,0	4,06	4,11	4,96	3,71	30,06	31,62
20,0	8,33	8,17	9,97	7,67	44,03	45,55
50,0	19,20	18,25	22,19	17,92	63,16	64,39
100,0	31,90	30,22	35,74	30,19	75,26	76,17

Tab. 4.3: Relativer Energieanteil G der Anfangsenergie von Sekundärelektronen aus Photonenwechselwirkungen, der in Bremsstrahlung umgewandelt wird (Angaben gerundet, nach [ICRU 37], PMMA: Plexiglas). Weitere ausführlichere Daten befinden sich im Tabellenanhang.

In dieser Gleichung ist G derjenige relative Anteil der durch die Photonen auf Sekundärelektronen übertragenen Bewegungsenergie, der im Absorber in Bremsstrahlung umgesetzt wird. Ähnliches gilt für die Energieabsorption charakteristischer Röntgenstrahlung, wenn sie genügend Energie zum Verlassen des Absorbers besitzt. Dies könnte bei schweren Materialien der Fall sein, da in diesen sowohl die Fluoreszenzausbeuten und die Röntgenstrahlungsenergien ausreichend hoch als auch die Ausbeuten für die lokal absorbierbaren Augerelektronen dagegen vergleichsweise niedrig sind (vgl. Fig. 2.8). Allerdings sind die Halbwertschichtdicken für charakteristische Röntgenstrahlungen wegen der erhöhten Absorption der Photonen im Energiebereich um die Absorptionskanten (K-, L-Kante) gerade im Ursprungsmaterial besonders niedrig. In Niedrig-Z-Materialien wie menschlichem Weichteilgewebe und dessen Ersatzsubstanzen ist die Ausbeute für charakteristische Röntgenstrahlung wegen der dominierenden Augerelektronen-Emission zu vernachlässigen. Zusammenfassend ist also festzustellen, dass Röntgenfluoreszenzverluste sowohl in schweren als auch in leichten Absorbern nur eine untergeordnete Rolle spielen. Sie werden deshalb in der vom DIN verwendeten Umrechnungsformel (Gl. 4.44) außer acht gelassen. Die numerischen Daten in Tabelle (4.3) zeigen, dass sich die Energieabsorption nur in Materialien höherer Ordnungszahl merklich von der Energieübertragung unterscheidet. Dies gilt allerdings nur für Absorber, deren Abmessungen klein gegen die mittlere freie Weglänge der Photonenstrahlung und Bremsstrahlung sind. Bei niedrigen Energien der Sekundärelektronen und bei Absorbern niedriger Ordnungszahl wie menschlichem Gewebe oder Wasser sind die Bremsstrahlungsverluste dagegen gering.

Die dosimetrische Messgröße zum Energieabsorptionskoeffizienten ist die **Energiedosis**. Im Allgemeinen sind primärer Energieübertragungsort und Energieabsorptionsort für Photonenstrahlung nicht identisch. Da die durch die geladenen Sekundärteilchen vom Photon übernommene Energie in der Regel in Strahlvorwärtsrichtung wegtransportiert wird, zeigen die Kerma und die Energiedosis besonders für höhere Photonenenergien eine unterschiedliche räumliche Verteilung. Die Kenntnis der Energieumwandlungs- und Energieabsorptionsprozesse ist eine wesentliche Voraussetzung für das Verständnis der Dosisverteilungen von Photonenstrahlung in Materie. Detaillierte numerische Werte für Absorptions- und Übertragungskoeffizienten finden sich in der einschlägigen Literatur ([Jaeger/Hübner], [Reich 1990] und [Hubbell 1982], [Hubbell 1996]) sowie auszugsweise für die wichtigsten dosimetrischen Substanzen und Stoffgemische im Tabellenanhang.

Zusammenfassung

- **Für die Entstehung einer Energiedosis in Materie durch Photonenstrahlung sind vor allem die Energieüberträge der Sekundärelektronen der Photonenwechselwirkungen auf Absorberatome verantwortlich.**

- **Die lokale Absorption der Bewegungsenergie der Sekundärteilchen wird durch den linearen Energieabsorptionskoeffizienten μ_{en} beschrieben, der den Verlust von Bewegungsenergie der Sekundärteilchen durch Bremsstrahlungsproduktion mit berücksichtigt. Er allein ist ein Maß für die Zuordnung der aus einem Sekundärteilchenfeld in der mit Photonen durchstrahlten Materie lokal absorbierten Energie.**
- **Die zugehörige dosimetrische Messgröße ist die Energiedosis.**
- **Bei niedrigen Photonenenergien unterscheiden sich die Zahlenwerte für die Energieübertragung und die Energieabsorption nur wenig. Energiedosis und Kerma sind also gleich groß.**
- **Bei hohen Photonenenergien unterscheiden sich die räumliche Verteilung der Energieübertragung auf Sekundärteilchen und der Energieabsorption deutlich.**

Aufgaben

1. Berechnen Sie die Schwächung eines Photonenstrahlenbündels aus 120-kV-Röntgenstrahlung und von ^{99m}Tc-Gammastrahlung durch eine 0,5 mm dicke Bleischürze. Beachten Sie dabei, dass nach einer Faustregel die mittlere Photonenenergie (in keV) in einem diagnostischen Röntgenstrahlungsbündel "kV/2" beträgt.

2. Wieso sind Bleischürzen in der Röntgendiagnostik "Photoeffekt-Schürzen"?

3. Überprüfen Sie die Z-Abhängigkeit des Massenphotoabsorptionskoeffizienten nach (Gl. 4.2) für die Elemente der folgenden Tabelle.

Z	**A**	**τ/ρ(cm^2/g)**	**ρ (g/cm^3)**
7	14	0,00187	0,00116
10	20	0,00712	0,00084
14	28	0,025	2,33
20	40	0,0893	1,55
27	59	0,228	8,9
30	65	0,324	7,133
35	81	0,509	0,0071
40	90	0,776	6,51
50	119	1,47	7,3
60	144	2,45	6,9

4. Erklären Sie den Begriff "Comptonschmetterling". Für welchen Energiebereich tritt er auf und welche praktische Bedeutung hat er? Wie verformt sich der Comptonschmetterling bei hohen Photonenenergien?

5. Photonen von 100 keV sollen einem Comptonprozess unterliegen. Welche Photonen haben die höhere Energie, die unter 45° nach vorne oder die um 45° rückgestreuten Photonen? Begründung?

6. Wie hoch ist der über alle Streuwinkel gemittelte beim Streuphoton verbleibende Energieanteil für 80-kV-Röntgenstrahlung?

7. In welchem Energiebereich unterscheiden sich der Schwächungskoeffizient und der Energieübertragungskoeffizient für Photonenstrahlung und Niedrig-Z-Materialien wie Weichteilgewebe oder Wasser am wenigsten?

5 Schwächung von Strahlenbündeln ungeladener Teilchen

Unter Schwächung eines Strahlenbündels versteht man die Verminderung der primären Teilchenzahl durch Wechselwirkungen mit dem Absorbermaterial. Je nach Teilchenart und Teilchenenergie sind für die Schwächung unterschiedliche Wechselwirkungsprozesse zuständig. In diesem Kapitel wird das exponentielle Schwächungsgesetz ausführlich erläutert. Bei offener Geometrie, bei der sekundäre Wechselwirkungsprodukte im Strahlenfeld mit erfasst werden, kommt es zu deutlichen Abweichungen von diesem einfachen exponentiellen Gesetz.

Ungeladene Strahlungsquanten wie Photonen oder Neutronen haben wegen ihrer fehlenden elektrischen Ladung nur sehr kleine Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten mit den Atomen eines bestrahlten Absorbers. Einige der Quanten werden daher bei der Wechselwirkung absorbiert oder gestreut, andere können insbesondere dünne Absorber sogar ohne jede Wechselwirkung bzw. ohne jeden Energieverlust wieder verlassen. Oft kommt es zu nur singulären Wechselwirkungsereignissen, die aber mit hohen Energieverlusten verbunden sein können. Wegen der geringen Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten sind selbst hinter dicken Absorbern immer noch unbeeinflusste Primärquanten anzutreffen. Ungeladene Strahlungsquanten haben daher keine endlichen Reichweiten in Materie. Zur Beschreibung der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit ungeladener Quanten eines Strahlungsbündels wird das so genannte **Schwächungsgesetz** verwendet. Dieses Gesetz beschreibt das **mittlere** Verhalten der primären Quanten eines Strahlenbündels in einem Absorber. Seine Aussagen gelten daher nur für hinreichend große Teilchenzahlen. Die Wechselwirkungsraten individueller Teilchen zeigen dagegen immer zufällige Abweichungen von diesem Schwächungsgesetz. Diese treten in realen Experimenten als statistische Schwankungen der Messergebnisse in Erscheinung.

Die Wechselwirkungen ungeladener Quanten können entweder zur Absorption oder zur elastischen oder inelastischen Streuung der primären Quanten führen. Alle folgenden Ableitungen und Ausführungen zum Schwächungsgesetz gelten grundsätzlich für jede Art ungeladener Strahlungsquanten, also für Photonen und Neutronen. Der Einfachheit halber und wegen der überragenden Bedeutung der Photonenstrahlung in der Radiologie und im Strahlenschutz werden die Darstellungen vorwiegend für Photonenstrahlung ausgeführt. Sie gelten sinngemäß und in gleicher mathematischer Form auch für Neutronenstrahlungsbündel.

5.1 Exponentielle Schwächung

Das Schwächungsgesetz beschreibt die Abnahme der Zahl der primären Quanten eines schmalen, parallelen und monoenergetischen Strahlenbündels beim Durchgang durch einen Absorber mit konstanter Dichte ρ und Ordnungszahl Z. Das Verhältnis der Zahl der primären Quanten N(x) hinter einer Absorberdicke x und der Zahl der primären Quanten N vor dem Absorber wird als **Transmission T(x)** bezeichnet.

$$T(x) = \frac{N(x)}{N} \tag{5.1}$$

Bei der Formulierung des Schwächungsgesetzes können neben diesen Primärquantenzahlen N und N(x) auch die Teilchenflussdichten φ (die Zahl der Teilchen pro Zeiteinheit und Querschnittsfläche) oder bei monoenergetischer Strahlung auch Energieflussgrößen wie die Intensität I ("Energie pro Fläche und Zeit") verwendet werden. Wenn die durch Wechselwirkungen bewirkte Verminderung primärer Teilchen dN proportional zu der auf einen Absorber eingeschossenen primären Teilchenzahl N ist, erhält man das exponentielle Schwächungsgesetz in der differentiellen Form.

$$dN = -\mu \cdot N \cdot dx \qquad \text{bzw.} \qquad \frac{dN}{N} = -\mu \cdot dx \tag{5.2}$$

Die Abnahme dN der **primären** Teilchenzahl N durch Wechselwirkungen mit dem durchstrahlten Material ist also proportional zur Zahl der primären Quanten und zur durchsetzten infinitesimalen Schichtdicke dx (Gl. 5.2 links). Stellt man die Gleichung etwas um, so erkennt man, dass die relative Abnahme der Primärquanten dN/N proportional zur durchsetzten Absorberdicke ist (Gl. 5.2 rechts). Die Proportionalitätskonstante dieser Gleichungen heißt **linearer Schwächungskoeffizient μ**.

$$\mu = -\frac{dN}{N} / dx \tag{5.3}$$

Der Schwächungskoeffizient μ ist also der Quotient aus dem relativen Primärteilchenzahlverlust dN/N (der relativen Anzahl der Wechselwirkungen auf einem Wegstück dx) und der Wegstrecke dx. μ hat deshalb die Einheit einer reziproken Länge (z. B. 1/cm).

Schwächung von Strahlenbündeln bedeutet Herausnahme von primären Teilchen aus dem Strahlengang. Essentiell für das Auftreten der exponentiellen Schwächung ist eine endliche Chance für ein primäres Teilchen, ohne Wechselwirkungen auch dicke Absorber zu passieren. Entscheidend für die exponentielle Schwächung ist dabei nicht die Teilchenart, sondern eine endliche, deutlich von 100% verschiedene Wahrscheinlichkeit für das Auftreten fataler Ereignisse, also von Wechselwirkungen, die zum Verschwinden des primären Teilchens führen. Voraussetzung zum Nachweis einer exponentiellen Schwächung ist die Unterscheidung primärer Strahlungsquanten und solcher Quanten, die bereits irgendeiner Wechselwirkung unterlagen. Dabei ist es im Prinzip unerheblich, welches Schicksal diese Teilchen bei einer Wechselwirkung erlebt haben, ob es also dabei zu Energieverlusten, Richtungsänderungen oder sonstigen Einflüssen wie Polarisationsänderungen o. ä. gekommen ist. Theoretisch und experimentell müssen die Unterscheidungen von primären und nachfolgenden Quanten durch Einschränkungen der Phasenräume für die auslaufenden Teilchen vorgenommen

werden. Wichtige Beispiele sind die Untersuchung der Teilchenenergie, der Teilchenimpulse (Vektoren) und der Teilchenrichtungen (Winkel) hinter Absorbern. Verwirklicht wird dies z. B. durch Energieanalysen (Spektrometrie) und durch Aufbauten in so genannter schmaler Geometrie, die zur Winkelselektion notwendig ist.

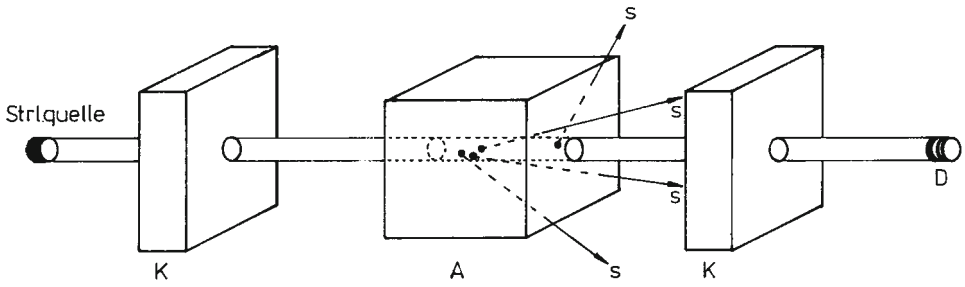


Fig. 5.1: Experimenteller Aufbau zur Messung der Schwächung eines Strahlenbündels ungeladener Teilchen in "schmaler" Geometrie: Die Strahlenquelle befindet sich so weit vom Detektor D entfernt, dass ein nahezu paralleles Strahlenbündel entsteht. Das Strahlenbündel ist durch ein Blendensystem aus zwei Kollimatoren (K) ausgeblendet. Der Detektor (D) befindet sich in einem festen Abstand zum Strahler, um Dosisleistungsveränderungen durch das Abstandsquadratgesetz zu vermeiden. Er sieht nur den vom Absorber (A) durchgelassenen Primärstrahlungsanteil im schmalen Strahlenbündel. Finden Mehrfachwechselwirkungen im Absorber statt, so werden sie durch ihre unterschiedliche Energie erkannt und ausgesondert. Im Absorber entstehende Streustrahlung (S) wird durch das Blendensystem K wirksam ausgeblendet.

Im Experiment nähert man diese Forderungen durch dünne Absorber, fein ausgeblendete (kollimierte) Strahlungsquellen und Detektoren und Messungen in fester Geometrie an, bei der die relative Lage von Strahlungsquelle und Detektor während des Experimentes nicht verändert wird (Fig. 5.1). Bei monoenergetischen Teilchenbündeln können die Untersuchungen auch mit Hilfe von Spektrometern durchgeführt werden, in denen die Quanten nach ihrer Energie unterschieden werden können (s. ^{137}Cs- und Neutronen-Beispiel in Kap. 5.4). Auf diese Weise können alle Teilchen, die bereits einer Wechselwirkung mit Energieverlust unterlagen, von primären Teilchen diskriminiert werden. Von primären Quanten allein durch ihre Energie nicht zu unterscheiden sind dagegen die ohne Energieverlust elastisch gestreuten Strahlungsquanten. Hier wird zusätzlich eine Winkeldiskriminierung benötigt.

In den meisten Fällen finden Wechselwirkungen von Strahlungsfeldern mit Absorbern jedoch in "offener" Geometrie statt. Die breiten Strahlungsfelder sind deshalb in der Regel mehr oder weniger divergent und enthalten nach der Wechselwirkung mit einem

Absorber auch gestreute Quanten und deren Sekundärteilchen, die zusammen mit den in Energie und Richtung unveränderten Primärquanten im Detektor nachgewiesen werden (s. Fig. 5.7).

Integrale Form des Schwächungsgesetzes*

Für praktische Anwendungen des Schwächungsgesetzes muss die Differentialgleichung in die übliche integrale Form überführt werden. Gleichung (5.2) ist formgleich mit der differentiellen Form des Zeitgesetzes der Aktivität beim radioaktiven Zerfall (Gl. 3.50). Sie wird deshalb mathematisch genauso behandelt. Dazu integriert man die Differentialgleichung (5.2) links über die Teilchenzahl von N_0 bis N_d und rechts von der Tiefe x = 0 bis zur Tiefe x = d im Absorber.

$$\int_{N=N_0}^{N_d} \frac{dN}{N} = -\int_{x=0}^{d} \mu \cdot dx \tag{5.4}$$

Da das unbestimmte Integral von dN/N der natürliche Logarithmus ln(N) ist, erhält man den Ausdruck $\left[\ln N\right]_{N_0}^{N_d} = -\left[\mu \cdot x\right]_{x=0}^{d}$, bzw.

$$\ln N_d - \ln N_0 = \ln \frac{N_d}{N_0} = -\mu \cdot d \tag{5.5}$$

Anwenden der Umkehrfunktion auf diesen Ausdruck liefert die bekannte exponentielle Form des Schwächungsgesetzes für die Abnahme der Primärquantenzahl N(d) mit der Schichtdicke d:

$$N(d) = N_0 \cdot e^{-\mu \cdot d} \tag{5.6}$$

Für die Teilchenflussdichte φ(d) erhält man die analoge Form

$$\varphi(d) = \varphi_0 \cdot e^{-\mu \cdot d} \tag{5.7}$$

und für die Intensität I(d) die Gleichung:

$$I(d) = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot d} \tag{5.8}$$

jeweils unter den geometrischen Voraussetzungen der schmalen Geometrie. Die Transmission T (Gl. 5.1) entspricht gerade dem Exponentialterm der rechten Seiten dieser Gleichungen.

$$T = \frac{N(d)}{N_0} = \frac{\varphi(d)}{\varphi_0} = \frac{I(d)}{I_0} = e^{-\mu \cdot d} \tag{5.9}$$

Die Primärquantenzahl N, die Teilchenflussdichte φ bzw. die Intensität I nehmen also exponentiell mit der Dicke des Absorbers ab. In linearer grafischer Darstellung erhält man wie beim Zerfallsgesetz wegen der Exponentialfunktion einen asymptotisch gegen Null verlaufenden exponentiellen Graphen, in halblogarithmischer Auftragungsweise Geraden mit negativer Steigung (Fig. 5.2, vgl. auch Fig. 3.18). Wegen der mathematischen Gleichheit der beiden Beziehungen von Zerfallsgesetz und Schwächungsgesetz kann man in formaler Analogie zur Halbwertzeit der Radioaktivität beim Schwächungsgesetz die **Halbwertschichtdicke** ($d_{1/2}$, d_{50}, s_1 oder HWSD) definieren (Gl. 5.10). Sie gibt diejenige Schichtdicke an, hinter der die Intensität bzw. die Zahl der primären Quanten eines schmalen Strahlenbündels auf 50% abgenommen hat. Die Halbwertschichtdicke für eine bestimmte Teilchenenergie ist ebenso charakteristisch für das Material wie der Schwächungskoeffizient.

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \qquad \text{und} \qquad N(d) = N_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2 \cdot d}{d_{1/2}}} \tag{5.10}$$

Wie beim Zerfallsgesetz kann man die Exponentialausdrücke mit Hilfe der Halbwertschichtdicke $d_{1/2}$ in eine für praktische Abschätzungen besonders geeignete Potenzform bringen.

$$N(n \cdot d_{1/2}) = N_0 \cdot \frac{1}{2^n} \tag{5.11}$$

Die Zehntelwertschichtdicke ist diejenige Dicke eines Absorbers, nach der die Primärteilchenintensität auf ein Zehntel (10%) abgenommen hat. Etwa drei Halbwertschichtdicken entsprechen einer Zehntelwertschicht (exakt: $d_{1/10} = 3{,}32 \cdot d_{1/2}$).

$$d_{1/10} = \frac{\ln 10}{\mu} \approx \frac{2{,}303}{\mu} \tag{5.12}$$

In formaler Analogie zu den Überlegungen zur mittleren Lebensdauer radioaktiver Atomkerne kann man die **mittlere freie Weglänge R** ungeladener Teilchen durch folgende Integralbeziehung berechnen.

$$R = \frac{\int_{x=0}^{\infty} x \cdot dN(x)}{\int_{x=0}^{\infty} dN(x)} = \frac{\int_{x=0}^{\infty} -x \cdot \mu \cdot N_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} \cdot dx}{\int_{x=0}^{\infty} -\mu \cdot N_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} \cdot dx} = \frac{1}{\mu} \tag{5.13}$$

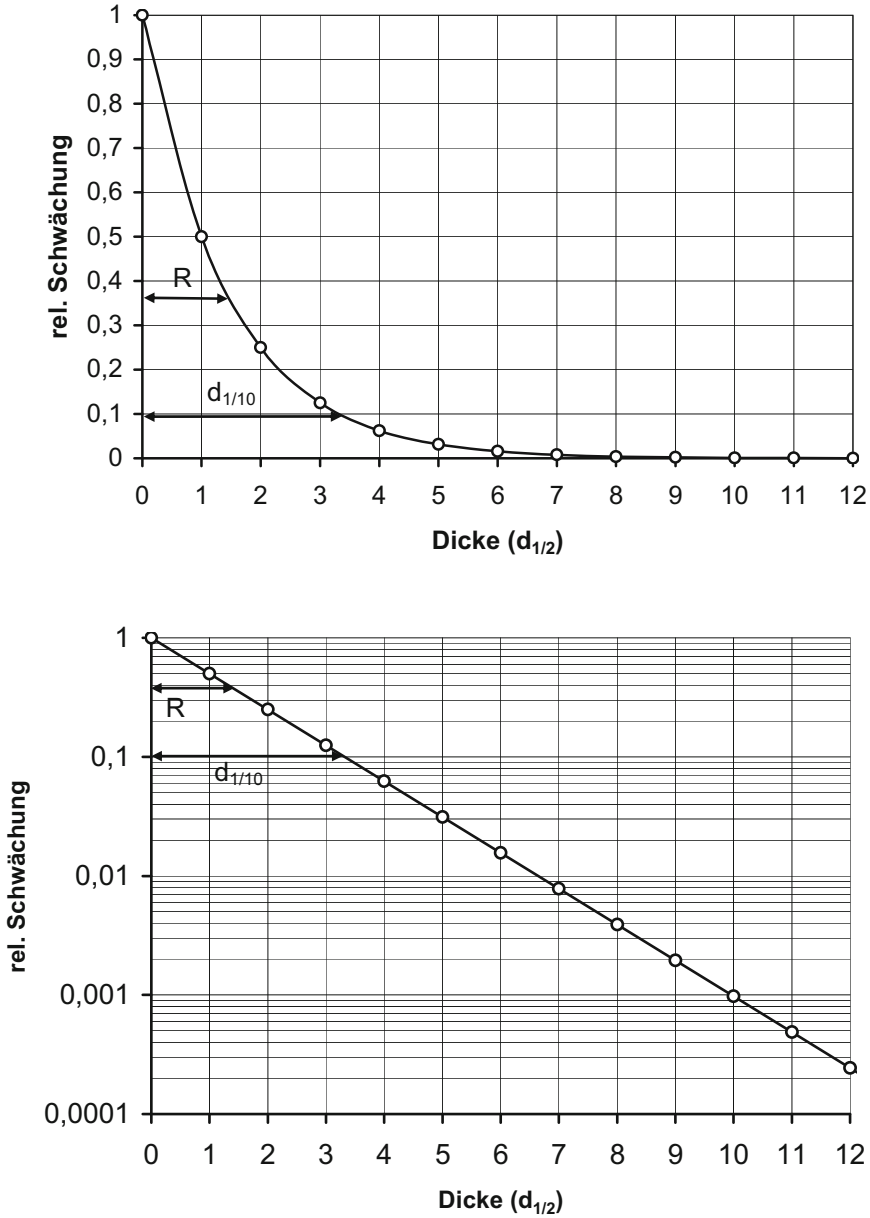


Fig. 5.2: Schematische Darstellung des exponentiellen Schwächungsgesetzes für monoenergetische Strahlung ungeladener Teilchen in schmaler Geometrie. Ordinaten: Relative Primärquantenzahl bzw. Intensität, Abszissen: Absorberdicke d in Einheiten der Halbwertschichtdicke $d_{1/2}$. Oben lineare, unten halblogarithmische Darstellung. Eingezeichnet sind die Zehntelwertdicken und die mittlere freie Weglänge R.

Die mittlere freie Weglänge R ist also gerade der Kehrwert des linearen Schwächungskoeffizienten μ. Damit erhält man das Schwächungsgesetz in einer weiteren Form:

$$N(d) = N_0 \cdot e^{-\frac{d}{R}} \qquad \text{mit} \qquad R = \frac{1}{\mu} \tag{5.14}$$

Durch Einsetzen von d = R findet man, dass die Zahl der Primärquanten nach einer mittleren freien Weglänge gerade auf 1/e (ca. 37%), nach zwei freien Weglängen auf $1/e^2$ (13%) abgenommen hat.

Im Allgemeinen hängen Schwächungskoeffizienten sowohl von der Teilchenenergie und Teilchenart als auch von den Absorbereigenschaften wie Dichte, Ordnungszahl und Massenzahl ab. Für Photonenstrahlungen werden die Schwächungskoeffizienten aus den Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Photonenwechselwirkungsprozesse theoretisch berechnet (gemäß Gl. 4.31, Daten z. B. [Hubbel 1996]) oder aus Schwächungsmessungen in geeigneter Geometrie experimentell abgeleitet. Für Neutronenstrahlung werden Schwächungskoeffizienten in der Regel aus Experimenten in schmaler Geometrie bestimmt (s. z. B. Fig. 5.9). Für die praktische Arbeit entnimmt man die numerischen Werte aus geeigneten Tabellenwerken (s. Anhang) oder bei geringeren Genauigkeitsanforderungen auch grafischen Darstellungen.

Alle Schwächungskoeffizienten sind proportional zur Dichte des Absorbers. Sieht man von der Ordnungszahlabhängigkeit der Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten einmal ab, so unterscheiden sich die materialabhängigen Schwächungskoeffizienten also wie die Dichten der bestrahlten Materie. Dichten typischer Substanzen in der medizinischen Radiologie wie menschliches Weichteilgewebe oder Wasser ($\rho \approx 1$ g/cm^3), Luft ($\rho \approx 0{,}0013$ g/cm^3) und Blei ($\rho = 11{,}35$ g/cm^3) umfassen 4 Größenordnungen. Um mindestens die gleichen Faktoren variieren daher die Schwächungskoeffizienten. Um das "Mitschleppen" großer Zehnerpotenzen zu vermeiden und aus praktischen Gründen, bezieht man Schwächungskoeffizienten auf die Dichten. Man bildet also den Quotienten aus linearem Schwächungskoeffizient und der Dichte, den **Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ**. Der Massenschwächungskoeffizient und seine massenbezogenen Bestandteile (für Photonen sind dies die Teilkoeffizienten τ/ρ, σ/ρ, κ/ρ, usw., s. Kap. 4) unterscheiden sich für verschiedene Absorber deshalb nur noch wegen deren Ordnungszahlen. Das Schwächungsgesetz schreibt sich mit dem Massenschwächungskoeffizienten in der Form:

$$N(d \cdot \rho) = N_0 \cdot e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot d \cdot \rho} \tag{5.15}$$

Das Produkt aus Dichte und Absorberdicke $\rho \cdot d$ heißt **Massenbedeckung** oder **Flächenbelegung** eines Absorbers und ist die übliche Kennzeichnung von Folienstärken in der Industrie. Sie hat die Einheit Masse/Fläche (z. B. g/cm^2).

Beispiel 1: Die Schwächung eines monoenergetischen Photonen-Strahlenbündels mit Energien von 50 keV, 100 keV und 1 MeV durch eine 1 mm dicke Bleischürze ist zu berechnen. Die Massenbedeckung beträgt mit der Dichte $\rho(Pb) = 11{,}35\ g/cm^3$ deshalb $11{,}35 \cdot 0{,}1\ g/cm^2$. Für die Massenschwächungskoeffizienten entnimmt man den Tabellen (18.4) im Anhang oder Fig. (4.18) etwa die folgenden gerundeten Werte $\mu/\rho(50keV) = 8{,}5\ cm^2/g$, $\mu/\rho(100keV) = 5{,}55\ cm^2/g$ und $\mu/\rho(1MeV) = 0{,}07\ cm^2/g$. Gleichung (5.15) ergibt die Transmissionen T(50) = 0,0001, T(100) = 0,0018 und T(1000) = 0,923. Die Transmissionen unterscheiden sich also um 4 Größenordnungen. Je höher der Schwächungskoeffizient ist, umso höher ist auch die Schwächung des Strahlenbündels und umso geringer ist die Transmission.

Zusammenfassung

- **Die Schwächung schmaler, monoenergetischer Strahlenbündel ungeladener Teilchen wird durch das exponentielle Schwächungsgesetz für den Teilchenfluss, die Primärteilchenzahl oder die Intensität mit Hilfe des material- und energieabhängigen linearen Schwächungskoeffizienten μ beschrieben. Dieser ist umgekehrt proportional zur Halbwertschichtdicke $d_{1/2}$ im Material.**

- **Für praktische Zwecke verwendet man oft den auf die Absorberdichten bezogenen Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ.**

- **Schwächungskoeffizienten für verschiedene Strahlungsarten, Teilchenenergien und Absorbermaterialien sind tabelliert (s. Anhang) oder können grafischen Darstellungen entnommen werden (s. Fign. 4.18, 4.19).**

5.2 Schwächung schmaler heterogener Strahlenbündel ungeladener Teilchen*

Sind mehrere Teilchenenergien im Strahlenbündel enthalten, so bezeichnet man die Energieverteilung der Quanten als **heterogen**. Beispiele für heterogene Photonenstrahlung sind die Strahlenbündel aus Röntgenröhren oder medizinischen Beschleunigern und die diskreten Spektren aus Gammaemissionen aus Atomkernen mit mehreren unterschiedlichen Photonenenergien. Ein wichtiges heterogenes Neutronenspektrum entsteht bei der Kernspaltung in Kernreaktoren. Wegen der Energieabhängigkeiten der Schwächungskoeffizienten der ungeladenen Teilchen (s. Kap. 4 für die Wechselwirkungsprozesse der Photonen, für Neutronen s. Kap. 6) folgt die Gesamtschwächung für heterogene Spektren ungeladener Teilchen auch in "schmaler Geometrie" im Allgemeinen keiner Exponentialfunktion mehr.

Für das Beispiel der heterogenen Photonenstrahlung (Fign. 5.4, 5.5) müsste das exponentielle Schwächungsgesetz eigentlich für jede im Spektrum vorhandene Photonenenergie einzeln berechnet werden. Die Gesamtschwächung ergäbe sich bei diesem Verfahren dann aus einer mit dem Photonenspektrum gewichteten Summe (bei diskreten Spektren) bzw. Integration (bei kontinuierlicher Verteilung) dieser Einzelschwächungen ("Faltung"). Man kann stattdessen auch ersatzweise eine mittlere Photonenenergie durch Integration über das Photonenspektrum berechnen. Beide Methoden sind nur anwendbar, wenn die energetische (spektrale) Verteilung des Photonenspektrums hinreichend bekannt ist. Dies ist in der Regel nur für Photonenstrahlung aus Röntgenröhren mit standardisierter Strahlungsqualität (Filterung, Hochspannung) oder für Kerngammaspektren, nicht aber für Photonenstrahlungen aus Beschleunigern der Fall. Solche Rechnungen sind in der Regel so aufwendig, dass sie in der üblichen Routine kaum durchgeführt werden können. Man beschreibt die Schwächung heterogener Photonenstrahlung daher besser mit Hilfe empirischer Schwächungskurven (Fig. 5.3).

5.3 Aufhärtung und Homogenität heterogener Photonenstrahlung*

Im üblichen Sprachgebrauch werden unabhängig von der Wirkung auf einen Absorber niederenergetische Strahlungen etwas salopp als "weich" und höherenergetische Strahlungen als "hart" bezeichnet. Richtig verwendet werden diese Begriffe dagegen nur im

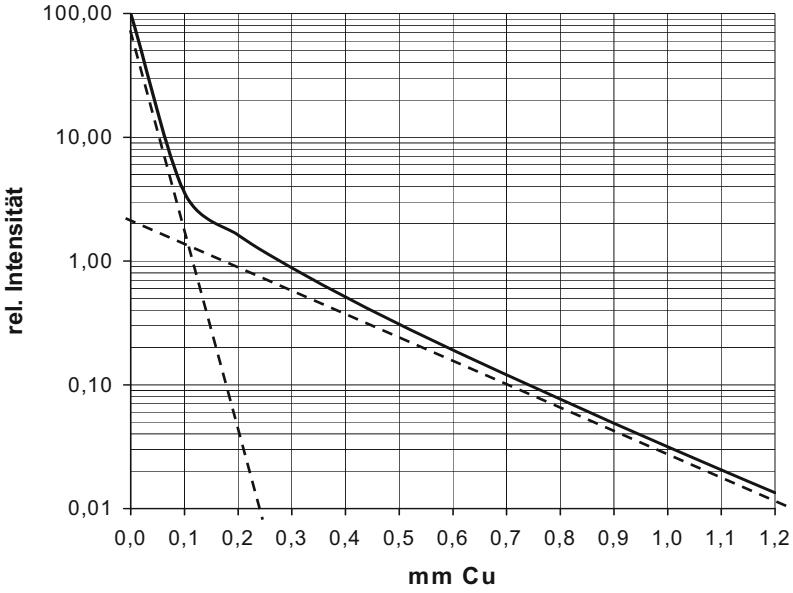


Fig. 5.3: Schwächung eines heterogenen 150 kV-Röntgenspektrums (Dreiecksspektrum) durch Kupfer. Die Steigung der Tangenten an die Schwächungskurve sind die effektiven Schwächungskoeffizienten, die Abnahme der Steigung mit zunehmender Absorbertiefe ist durch Aufhärtung (bevorzugte Absorption weicher Strahlungsanteile) bewirkt.

Zusammenhang mit der Transmission durch einen Absorber. Weichere Strahlung hat eine geringere Durchdringungsfähigkeit und einen größeren Schwächungskoeffizienten, härtere Strahlung dagegen eine höhere Transmission bzw. einen kleineren Schwächungskoeffizienten. Unter Aufhärtung eines energetisch heterogenen Strahlenbündels versteht man also solche **spektrale Veränderungen, bei denen die Durchdringungsfähigkeit der Strahlung zunimmt.**

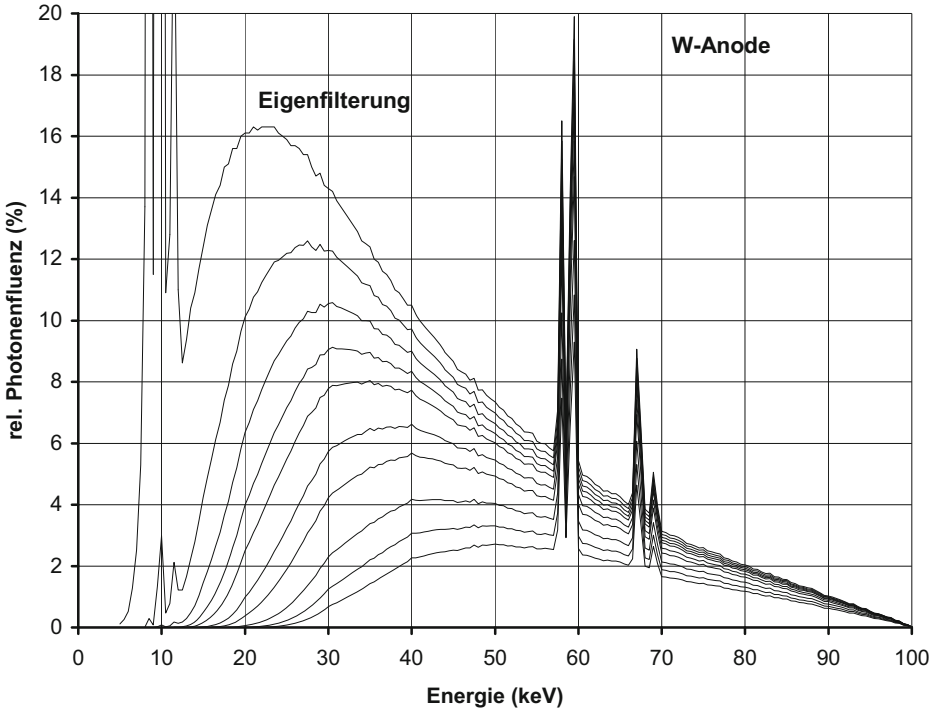


Fig. 5.4. Spektrale Verformung eines realistischen 100 kV Röntgenspektrums an einer Wolframanode (aus [Krieger2]) mit Aluminium zunehmender Dicke. Von oben: nur Eigenfilterung, 0,5 / 1,0 / 1,5 / 2 / 3 / 4 / 6 / 8 / 10 mm Al. Alle Spektren sind auf das Fluenzmaximum des ausschließlich eigengefilterten Spektrums im Bereich der L-Linien normiert. Man beachte die erhebliche Formveränderung der Spektren mit zunehmender Filterung, die völlige Unterdrückung der L-Linien der Wolframanode (Energien um 10 keV) und die Verschiebung der mittleren Energie hin zu höheren Werten durch bevorzugte Schwächung weicher Strahlungsanteile. Genaue Energien der charakteristischen Strahlungen finden sich in (Tab. 2.3) im Kap. (2.2).

Bei einem heterogenen Photonenstrahlenbündel werden wegen der großen Werte des Schwächungskoeffizienten bei kleinen Photonenenergien beim Durchgang durch Materie vor allem die niederenergetischen Strahlungsanteile herausgefiltert. Dadurch än-

dert sich die spektrale Zusammensetzung des Photonenspektrums mit der durchstrahlten Schichtdicke des Absorbers in Richtung höherer mittlerer Energie. Das Strahlenbündel wird durchdringender. Der energiegemittelte Schwächungskoeffizient wird wegen der anwachsenden effektiven Photonenenergie kleiner. Die Aufhärtung eines heterogenen Strahlenbündels ist daher mit einer Zunahme der Halbwertschichtdicken und in der Regel auch mit einer Zunahme der mittleren Energie des Spektrums verbunden. Bei höheren Photonenenergien, bei denen in manchen Materialien der Schwächungskoeffizient wegen der dominierenden Paarbildung wieder anwächst, und in der Nähe der Absorptionskanten (K-Kanten usw.) kann eine Aufhärtung des Strahlenbündels aber auch mit einer Erniedrigung der effektiven Energie verbunden sein.

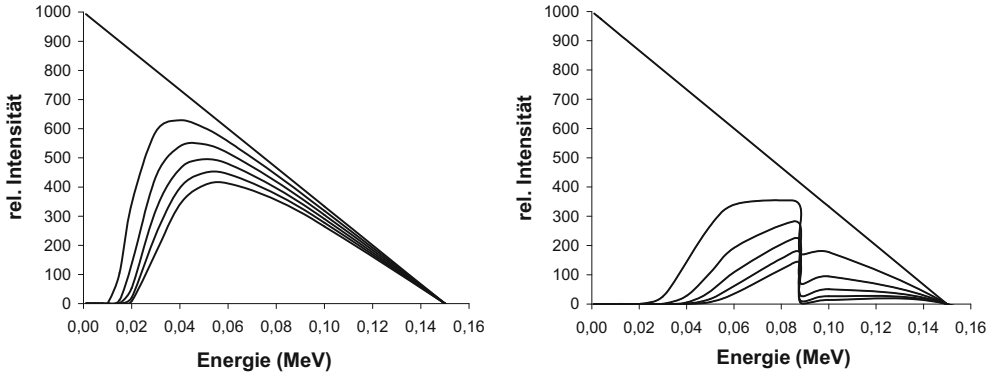


Fig. 5.5: Sukzessive Aufhärtung eines 150 keV-Dreiecksphotonenspektrums durch stufenweise Filterung mit Aluminium von je 1 mm Filterdicke (links) und mit Blei von je 0,1mm Filterdicke (rechts). Man beachte die erhebliche Formveränderung der Spektren rechts im Bereich der K-Kanten-Energie des Bleis bei ca. 88 keV.

Wegen der Aufhärtung im Medium ist die zweite Halbwertschichtdicke bei heterogener niederenergetischer Photonenstrahlung immer größer als die erste. Das Verhältnis von erster zu zweiter Halbwertschichtdicke wird als **Homogenitätsgrad H** bezeichnet. Monoenergetische Photonenstrahlung hat definitionsgemäß den Homogenitätsgrad H = 1, da der lineare Schwächungskoeffizient und die Halbwertschichtdicken in "schmaler" Geometrie unabhängig von der Tiefe im Absorber sind. Für heterogene Strahlung dagegen ist der Homogenitätsgrad immer kleiner als 1. In der radiologischen Praxis werden Strahlungen mit Homogenitätsgraden H > 2/3 oft schon als "praktisch homogen" betrachtet.

$$H = \frac{d^1_{1/2}}{d^2_{1/2}} \leq 1 \tag{5.16}$$

Die wichtigste heterogene Photonenstrahlungsquelle ist die Röntgenröhre. Das in ihr erzeugte Photonenspektrum besteht aus einer Überlagerung der kontinuierlichen Röntgenbremsstrahlung und der charakteristischen Röntgenstrahlung. Letztere besteht aus einer Reihe diskreter Linien, ist also wie die Bremsstrahlung heterogen. Die weichen Anteile des Röntgenspektrums werden bei der Bestrahlung eines Absorbers wegen der hohen Schwächungskoeffizienten bevorzugt an den Oberflächen der Absorber absorbiert. Bei medizinischen Anwendungen kommt es daher zu einer unerwünscht hohen Strahlenexposition der Patienten auf der Strahleintrittsseite. Da die weichen Anteile im Röntgenspektrum keinen Beitrag zur Bildgebung leisten können, schreibt der Gesetzgeber bei der medizinischen Anwendung von Röntgenstrahlung auf den Menschen eine Mindestfilterung der Röntgenstrahlung vor, die das Spektrum aufhärten soll und so die hohe oberflächliche Strahlenexposition der Patienten mindert.

Bei technischen Anwendungen für den Strahlenschutz, dosimetrischen Aufgaben und Kalibrierungen mit Röntgenstrahlung besteht vor allem das Problem der Vergleichbarkeit von Strahlungsqualitäten und der damit zusammenhängenden Schwächungen. Hier ist eine **Homogenisierung**, also eine "genormte" Aufhärtung des Röntgenspektrums nötig.

Die Qualität von Röntgenstrahlung wird, falls Einzelheiten des Intensitätsspektrums nicht bekannt sind oder nicht erfasst werden sollen, nach [DIN 6814-2] vereinfachend durch die Angabe der maximalen Photonenenergie (Röhrenspannung), der Halbwertschichtdicke oder der Filterung und des Homogenitätsgrades (nach Gl. 5.16) bezeichnet. Halbwertschichtdicken werden für Röntgenstrahlung meistens in Kupfer oder Aluminium, den typischen Filtermaterialien für diese Strahlungsart, angegeben. Bei der Filterung versucht man immer einen möglichst hohen Homogenitätsgrad zu erreichen. Das Spektrum der Röntgenphotonen soll also so weit wie möglich aufgehärtet werden. Für praktische Anwendungen hat man dabei allerdings einen Kompromiss zwischen der Homogenität und der erwünschten Intensität zu schließen, da jede Aufhärtung natürlich auch mit Intensitätsverlusten des nutzbaren Spektralbereiches verbunden ist. Da sich heterogene Photonenspektren beim Durchsetzen von Medien selbst in "schmaler" Geometrie durch Aufhärtung mit der durchstrahlten Schichtdicke verändern, sind über das Röntgenspektrum gemittelte Halbwertschichtdicken oder die dazu umgekehrt proportionalen Schwächungskoeffizienten immer nur für kurze Strecken im Absorber gültig. Einige Autoren verwenden deshalb tiefenabhängige mittlere Schwächungskoeffizienten $\overline{\mu}(z)$, deren Werte außer von der Tiefe natürlich auch vom jeweiligen Absorbermaterial abhängen [Nilsson/Brahme 1983]. Insbesondere reicht für heterogene Photonenstrahlungen wie Röntgenstrahlung die Angabe der ersten Halbwertschichtdicke zur vollständigen Charakterisierung der Strahlungsqualität nicht aus. Es muss zusätzlich mindestens die zweite Halbwertschichtdicke oder am besten sogar das vollständige Energiespektrum angegeben werden.

Wie die unterschiedliche Filterung auf Röntgenstrahlung wirkt, zeigen die experimentellen Spektren in Fig. (5.4) und die Systematik in Fig. (5.6), in der die Strahlungsqualität in Form der ersten Halbwertschichtdicke in Aluminium als Funktion von Filterung und Röhrenspannung dargestellt ist. Die Kurven geben nur Anhaltswerte, da verschiedene apparatespezifische Einflüsse nicht berücksichtigt sind. Deutlich erkennbar ist die Zunahme der Halbwertschichtdicken für eine konstante Röhrenspannung mit zunehmender Filterung, die durch die fortschreitende Reduzierung weicher Strahlungsanteile bewirkt wird. Der relative Anteil harter Strahlung nimmt durch die Filterung zu, die Schwächung wegen des dann kleineren Schwächungskoeffizienten entsprechend ab. Das Abflachen der Kurven für hohe Filterungen zeigt den zunehmenden

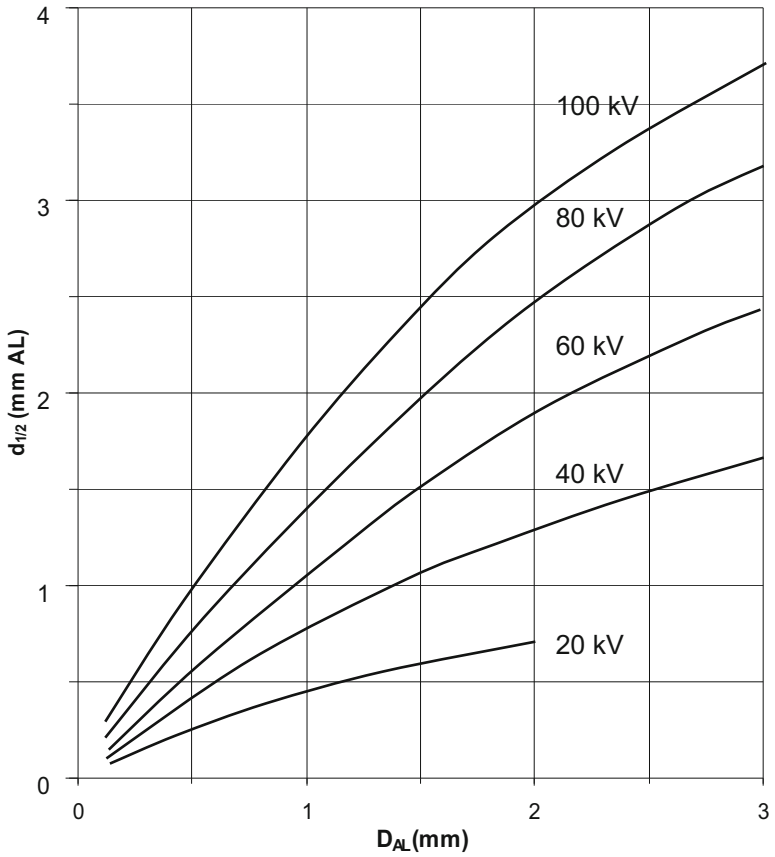


Fig. 5.6: Änderungen der ersten Halbwertschichtdicke $d_{1/2}$ in Aluminium für Röntgenstrahlung als Funktion der Röhrenspannung und der Filterung durch Aluminiumfilter der Dicke D_{Al}. Das Abflachen der Kurven deutet auf den zunehmenden Homogenitätsgrad bei starker Filterung hin. Der Effekt ist umso größer, je niedriger die Röhrenspannung ist.

Effekt der Homogenisierung. Aufeinanderfolgende Halbwertschichtdicken unterscheiden sich bei starker Filterung weniger als bei schwacher Filterung. Bei einem Homogenitätsgrad von H = 1, also bei monoenergetischer Photonenstrahlung in schmaler Geometrie (s. Abschn. 5.1), würden alle Kurven in Fig. (5.6) horizontal verlaufen.

Normalstrahlung: Für Kalibrier- und Prüfzwecke werden Strahlungsquellen mit festgelegten genormten spektralen Verteilungen benötigt. Ein Sonderfall sind die **Normalstrahlungen**. Kontinuierliche Photonenspektren werden als Normalstrahlung bezeichnet, wenn die gemessene erste Halbwertschichtdicke ebenso groß ist wie die Halbwertschichtdicke einer monoenergetischen Photonenstrahlung, deren Energie halb so groß ist wie die Grenzenergie der heterogenen Strahlung. Zur Erzeugung der Normalstrahlung werden standardisierte Filter verwendet.

Zusammenfassung

- **Bei heterogener Photonenstrahlung weicht der Verlauf der Schwächung mit der Tiefe im Absorber von der einfachen Exponentialform ab.**
- **Durch die mit der Eindringtiefe zunehmende Aufhärtung des Energiespektrums durch bevorzugte Absorption niederenergetischer Photonen unterscheiden sich erste und zweite Halbwertschichtdicke.**
- **Diese können daher zur Kennzeichnung der Strahlungsqualität von Photonenstrahlung verwendet werden.**

5.4 Schwächung ausgedehnter, divergenter Strahlenbündel in dicken Absorbern*

Reale Strahlenbündel sind in der Regel nicht schmal und parallel, sie verlaufen stattdessen meistens mehr oder weniger divergent. Außerdem verändern sie ihr Energiespektrum durch Aufhärtung oder Moderation. Sekundärstrahlungserzeugung mischt dem Strahlenbündel andersartige Strahlungskomponenten z. B. geladene Sekundärstrahlungen (Sekundärelektronen oder Rückstoßprotonen) bei, deren Wechselwirkungen anderer Art sind als die ungeladener Teilchen. Außerdem verändert sich nicht nur die energetische Verteilung im Strahlenbündel sondern auch die Richtungsverteilung der Teilchen mit der durchstrahlten Tiefe im Absorber durch Beimischen gestreuter Quanten.

Bestrahlungen von Absorbern und fast alle realen Messaufgaben der Dosimetrie und des Strahlenschutzes finden in einer **offenen Geometrie** statt. Bei einigen Dosismessungen wie der Energiedosisbestimmung mit Ionisationskammern in Phantomen ist die offene Geometrie geradezu erwünscht, da hierbei nicht Teilchenspektren oder Schwächungskoeffizienten bestimmt werden sollen, sondern das Augenmerk auf der

Bestimmung der vom Absorber absorbierten Energie liegt. Sollen dagegen Schwächungen eines Strahlenbündels durch einen Absorber ermittelt werden, müssen eine Reihe geeigneter Korrekturen der Messergebnisse vorgenommen werden. Dazu zählen vor allem die Abstandskorrektur und die Korrektur unerwünschter Streustrahlungsanteile. Zusätzliche Probleme treten wegen der Energieabhängigkeit der Messsonden und ihrer Richtungscharakteristik auf.

Divergenzkorrektur

Die Divergenz realer Strahlenbündel führt zu einer vom Absorbermaterial unabhängigen zusätzlichen Abnahme der Strahlungsintensität mit der Entfernung von der Strahlungsquelle, die in vielen Fällen durch das Abstandsquadratgesetz beschrieben werden kann. Für die Teilchenflussdichte φ gilt deshalb die Schwächungsfunktion auch nicht in der in Gl. (5.7) dargestellten einfachen Form; sie besteht stattdessen aus einer Überlagerung des Schwächungsgesetzes mit einer geeigneten Geometriefunktion G.

$$\varphi(x) = G \cdot \varphi_0 \cdot e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot x \cdot \rho} \tag{5.17}$$

G heißt **Geometriefaktor**. Er stellt bei Punktstrahlern und näherungsweise auch bei ausgedehnten Strahlungsquellen, sofern der Abstand zwischen Strahler und Aufpunkt mindestens der 5-fachen Strahlerausdehnung entspricht, einen Korrekturausdruck nach dem einfachen Abstandsquadratgesetz dar. Ist r_0 die Bezugsentfernung, so lautet diese Korrektur für den Messort r:

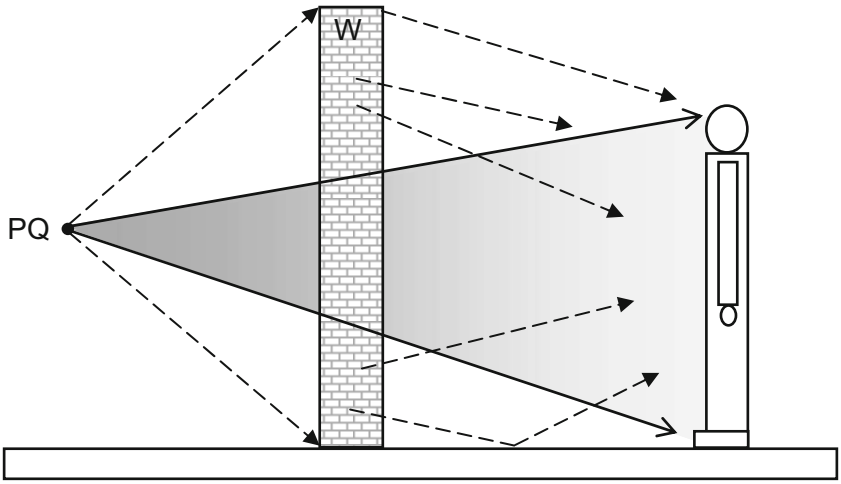


Fig. 5.7: Schematische Darstellung der relativen Erhöhung der Ortsdosisleistung einer Punktquelle PQ hinter einer ausgedehnten Strahlenschutzwand W im Vergleich zur transmittierten Primärstrahlung. Grund ist die im Abschirmmaterial und dem Boden entstehende Streustrahlung in offener Geometrie.

$$G(r) = \frac{r_0^2}{r^2} \tag{5.18}$$

Bei ausgedehnten Linien- oder Flächenstrahlern mit geringeren Abständen von Messsonde und Strahlerort muss diese Korrektur durch entsprechende Integralausdrücke, z. B. ein Linienintegral über die Strahlerausdehnung, ersetzt werden. Ist man nur an der Schwächungswirkung der durchstrahlten Materie auf ein Strahlenbündel interessiert, muss der Einfluss der Geometrie auf die experimentellen Daten entweder nach Gl. (5.18) rechnerisch korrigiert oder am besten von vorneherein durch einen geeigneten experimentellen Aufbau, also Messungen in konstantem Sondenabstand von der Strahlungsquelle, vermieden werden (vgl. Fig. 5.1).

Sekundärstrahlungen

Ausgedehnte Strahlenbündel enthalten beim Verlassen der Absorber neben den ungeschwächten Anteilen primärer Strahlung auch Anteile von Sekundärstrahlungen, die bei den Wechselwirkungen mit dem durchstrahlten Material entstehen. Diese Sekundärstrahlungen können sich bei Photonenstrahlenbündeln je nach Absorbermaterial und Photonenenergie aus gestreuten Photonen aus Comptonwechselwirkungen oder klassischer Streuung, aus den nach einer Paarbildung entstehenden Vernichtungsquanten, aus Bremsstrahlungsphotonen nach Wechselwirkungen der Sekundärelektronen mit dem Absorbermaterial und aus charakteristischer Röntgenstrahlung aus den Hüllen der Absorberatome (Röntgenfluoreszenzstrahlung) zusammensetzen. Die relativen Anteile dieser verschiedenen Zusatzstrahlungen hängen von der primären Photonenenergie bzw. dem Photonenspektrum, dem durchstrahlten Material und von den geometrischen Verhältnissen wie Volumen und Blenden ab. Daneben mischen sich bei entsprechender Anordnung auch die Sekundärelektronen aus den Photonenwechselwirkungen dem Strahlenbündel bei. Im Bereich der diagnostischen Röntgenstrahlungen haben diese Sekundärelektronen so kurze Reichweiten, dass sie außerhalb des Absorbers keinen wesentlichen Beitrag zum Strahlungsfeld liefern. Bei hochenergetischer Photonenstrahlung dürfen die Sekundärteilchen wegen ihrer zunehmenden Durchdringungsfähigkeit (Reichweite) weder für Strahlenschutzbelange noch bei der Interpretation der Messsondensignale vernachlässigt werden (zur Wechselwirkung der geladenen Teilchen vgl. Kap.7).

Bei schweren Absorbern (hohe Ordnungszahlen) und niedrigen Photonenenergien treten wegen der Dominanz des Photoeffekts und der erheblichen lokalen Abschirmwirkung dieser Absorber auf die Röntgenfluoreszenzstrahlung kaum außerhalb des Absorbers feststellbare Sekundärstrahlungen auf. Dies ist zum Beispiel in Abschirmungen für diagnostische Röntgenstrahlungen der Fall. In leichteren Materialien und bei höheren Photonenenergien ist wegen des dominierenden Comptoneffekts dagegen mit erheblichen Streustrahlungsanteilen zu rechnen. Ein typisches Beispiel dafür sind Betonabschirmungen um ^{60}Co-Bestrahlungsanlagen.

Bei den sehr hohen Photonenenergien aus medizinischen Linearbeschleunigern wird dem Materie durchsetzenden Strahlenbündel auch die der Elektron-Positron-Paarbildung folgende Positronen-Vernichtungsstrahlung (511-keV-Photonen) beigemischt. Zusätzlich entstehen durch den Kernphotoeffekt auch Kernteilchen wie freie Neutronen und Protonen oder selbst schwerere Nuklide, die sich ebenfalls dem Strahlungsfeld beimischen.

Bei Neutronenstrahlenbündeln kommt es durch Einfangprozesse zu einer Kontamination des primären Strahlungsbündels mit hochenergetischen Einfanggammas (Photo-

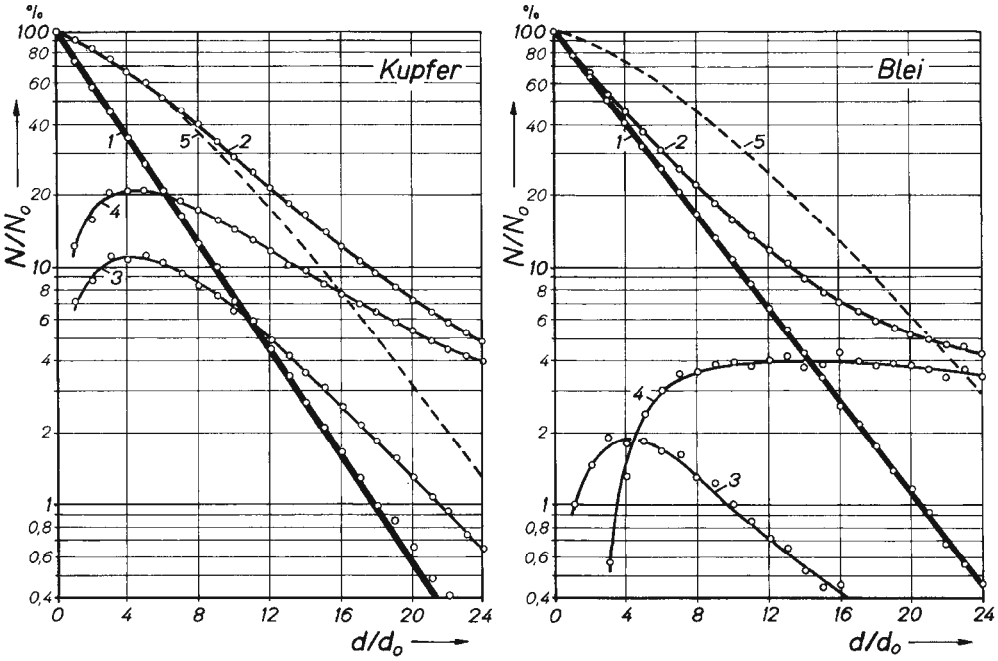


Fig. 5.8: Experimentelle Schwächungskurven von ^{137}Cs-Gammastrahlung in Kupfer und Blei. Aufgetragen ist die relative Photonenzahl im jeweils betrachteten Energiebereich bezogen auf die Zahl der primären Photonen ohne Absorber als Funktion der Anzahl der Absorberdicke in Einheiten der Kupfer- bzw. Bleiblechstärke). Als Detektor wurde ein Szintillationsdetektor mit nachgeschalteter Energiediskriminierung verwendet.
Kurve 1: Ausschließlicher Nachweis der 662-keV-Photonen. Diese Auswertung entspricht einer Schwächungsmessung in schmaler Geometrie.
Kurve 2: Integraler Nachweis aller Photonen hinter dem Absorber mit Energien von 10 keV bis 662 keV. Diese Auswertung entspricht einer Messung in offener Geometrie, bei der sekundäre und auch vielfach gestreute Photonen simultan mit den Primärphotonen unabhängig von ihrer Energie nachgewiesen werden.
Kurve 3: Nachweis von Streustrahlung mit Energien zwischen 250 und 450 keV.
Kurve 4: Nachweis der Streustrahlung mit Energien von 50 bis 250 keV. Die Kurven 3 und 4 enthalten keine Primärphotonen.
Kurve 5: Berechnete Schwächung unter Verwendung eines Aufbaufaktors nach Gl. (5.19).

nenstrahlung!). Stoßprozesse führen außerdem zu einem mit der Absorberdicke zunehmenden Rückstoßprotonenanteil und zur Beimischung von Sekundärelektronen.

Sind die durchstrahlten Materieschichten genügend dick, so kann es bei breiten Strahlungsfeldern auch zu Mehrfachwechselwirkungen der primären und sekundären Strahlungsquanten kommen. Diese Mehrfachwechselwirkungen sowie die oben erläuterten Sekundärstrahlungen werden natürlich nicht durch das einfache exponentielle Schwächungsgesetz erfasst. Die zusätzlichen Strahlungskomponenten in breiten Strahlenbündeln erhöhen die Strahlungsintensität hinter endlich breiten und dicken Absorbern im Vergleich zum einfachen Schwächungsgesetz. Durch Erweiterung des Schwächungsgesetzes um den **Aufbaufaktor B** kann dem für Strahlenschutzüberlegungen Rechnung getragen werden. Bei einem Photonenstrahlungsbündel nimmt das so modifizierte Schwächungsgesetz für die Photonenflussdichte φ dann die folgende Form an:

$$\varphi(x) = B \cdot \varphi_0 \cdot e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot x \cdot \rho} \tag{5.19}$$

Den Aufbaufaktor B kann man näherungsweise durch einen Summenausdruck der Form $B = 1 + \varepsilon$ darstellen. Solange die Schwächung des Photonenstrahlenbündels überwiegend durch den Photoeffekt stattfindet wie beispielsweise bei diagnostischer Röntgenstrahlung und einer Bleiwand, ist der Photonenfluss hinter dem ausgedehnten Absorber im wesentlichen identisch mit Fluss der ungeschwächten primären Photonen, der Summand ε ist daher ungefähr Null ($\varepsilon \to 0$) und der Aufbaufaktor ist ungefähr 1. Erfolgt die Schwächung dagegen überwiegend durch Streuprozesse wie bei hochenergetischer Photonenstrahlung und einer Wand aus Normalbeton oder wie bei Betonabschirmungen um Neutronenstrahlungsquellen, kann man den Streuzusatzfaktor ε näherungsweise durch die totale relative Häufigkeit der zur Streuung führenden Wechselwirkungen ersetzen. In guter Näherung kann dafür $\varepsilon \approx - dN/N = \mu \cdot x$ nach Gleichung (5.2) verwendet werden. Für den Aufbaufaktor hinter einer Absorberschicht der Dicke x erhält man unter diesen vereinfachenden Bedingungen:

$$B = 1 + \mu \cdot x \tag{5.20}$$

Wie das Beispiel für die Schwächung der Photonenstrahlung aus dem ^{137}Cs-Zerfall in Fig. (5.8) zeigt, ist diese einfache Näherung für den Aufbaufaktor oft nicht ausreichend. Der Aufbaufaktor B hängt tatsächlich in komplizierter Weise von der durchstrahlten Absorberdicke x, dem Querschnitt des Strahlenbündels, der Entfernung des Detektors von der Absorberaustrittsfläche, dem Absorbermaterial und der Photonenenergie ab. In praktischen Berechnungen für den Strahlenschutz werden bei Photonenstrahlungen bevorzugt solche empirischen Schwächungsfunktionen verwendet, die meistens in grafischer Form vorliegen (z. B. [DIN 6804-1], [DIN 6844-2/3], [Reich 1990]).

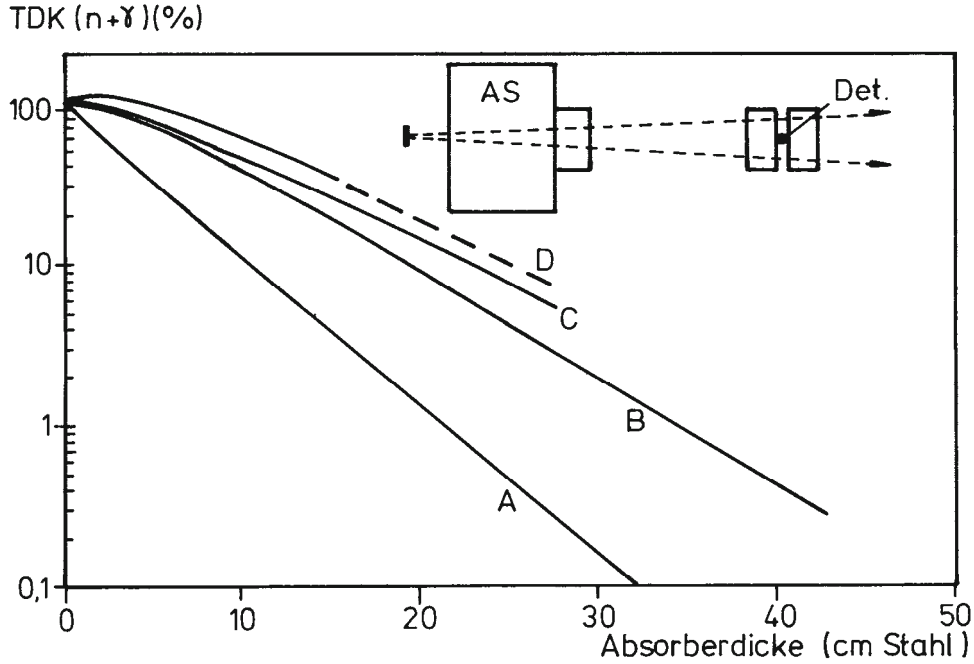


Fig. 5.9: Experimentelle Schwächungskurven von 14 MeV Neutronenstrahlung in Stahl (gezeichnet nach Daten aus [Attix 1976]) gemessen mit einer Ionisationskammer in Abstand von etwa 1,6 m von der Abschirmung AS. Die kleine Skizze rechts oben zeigt schematisch den experimentellen Aufbau.

Kurve A: Der Absorber befindet sich direkt an der Abschirmwand AS. Durch den großen Abstand zum Detektor spielen Sekundärstrahlungen wegen ihrer höheren Divergenz (Entstehung im Absorber) am Ort des Detektors kaum eine Rolle. Der Strahldurchmesser war am Ort der der Ionisationskammer 3 cm. Die Messung erfolgte also in nahezu schmaler Geometrie und ergibt wie erwartet einen rein exponentiellen Verlauf der Schwächungskurve.

Kurve B:. Strahldurchmesser am Detektorort 13x13 cm^2, Absorber direkt vor dem Detektor

Kurve C: Strahldurchmesser am Detektorort 28x28 cm^2, Absorber direkt vor dem Detektor

Kurve D: Strahldurchmesser am Detektorort 28x28 cm^2, Absorber direkt vor und hinter dem Detektor

Kurven **B-D** zeigen zunehmende Abweichungen von der exponentiellen Schwächung der Neutronen durch Beimischung von Sekundärstrahlungen.

Weitere Ausführungen zur Schwächung ionisierender Strahlungen in ausgedehnten Absorbern, insbesondere zur Problematik der Fluoreszenzstrahlungen in Abschirmmaterialien in der Röntgendiagnostik, finden sich im Kapitel über den praktischen Strahlenschutz (Kap. 16). Eine Demonstration der Schwächung eines Neutronenstrahlenbündels in ausgedehnten Absorbern bei offener Geometrie und deren Analyse zeigt das Beispiel in Fig. (5.9).

Zusammenfassung

- **Neben der Schwächung eines Strahlenbündels durch Streuung und Absorption beeinflussen in realen Anordnungen sowohl der Abstand Messsonde-Strahlungsquelle als auch das endliche Volumen und die seitliche Ausdehnung der Absorber die vom Detektor "gesehene" Intensität eines aus dem Absorber austretenden Strahlenbündels.**

- **Diese Änderungen der Dosisleistungen können zum Teil mit geometrischen Korrekturfaktoren beschrieben oder durch entsprechende Messanordnungen berücksichtigt werden.**

- **Die bei der Durchstrahlung ausgedehnter Absorber zusätzlich auftretenden Sekundär- und Streustrahlungen aus der durchstrahlten Materieschicht werden bei Strahlenschutzberechnungen entweder mit einem vom Aufbau abhängigen Aufbaufaktor B berücksichtigt oder durch empirische Schwächungsfunktionen in grafischer oder tabellarischer Form beschrieben.**

- **Diese Änderungen der Dosisleistungen können zum Teil mit geometrischen Korrekturfaktoren beschrieben oder durch entsprechende Messanordnungen berücksichtigt werden.**

- **Befinden sich hinter dem Messaufbau oder seitlich vom eigentlichen Strahlenbündel weitere streuende Materialien, so kommt es durch Streuprozesse zu einer zusätzlichen Erhöhung der Dosisleistungen am Ort der Messsonde.**

Aufgaben

1. Welche sind die Voraussetzungen für die strenge Gültigkeit des exponentiellen Schwächungsgesetzes (Gl. 5.6 – 5.8)?

2. Macht es Sinn, eine Röntgenschutzschürze aus Blei auf der Körperrückseite offen zu lassen, damit die im Körper entstehende Streustrahlung besser den Körper verlassen kann?

3. Geben Sie den Formelzusammenhang und die Einheiten von Schwächungskoeffizient, Halbwertschichtdicke und mittlerer freier Weglänge an.

4. Berechnen Sie die Halbwertschichtdicken für folgende typische Photonenenergien der Röntgendiagnostik und Nuklearmedizin in Wasser: 17 keV (Mammografiestrahlung), 50 keV (Abdomenaufnahme), 140 keV (Technetium-Gammas) und bestimmen Sie die Austrittsdosen auf der strahlabgewandten Seite für eine 6 cm dicke Brust bzw. ein 21 cm dickes Abdomen.

5. Was versteht man unter Aufhärtung eines Photonenspektrums? Geben Sie Gründe für die Aufhärtung niederenergetischer Röntgenbremsstrahlung beim Durchgang durch Materie an und beschreiben Sie ihre Auswirkung auf die Halbwertschichtdicken dieser Strahlung.

6. Warum müssen Röntgenspektren für die medizinische Bildgebung gefiltert werden?

7. Spielt die charakteristische K-Floureszenzstrahlung in einem wie üblich klinisch gefilterten 50-kV-Röntgenspektrum aus einer Wolframanode eine Rolle? Wie hoch ist der L-Fluoreszenzanteil in einem 100-kV-Röntgenspektrum an einer Wolframanode bei einer Filterung mit 5 mm Aluminium. Hängen die Fluoreszenzausbeuten bei der Entstehung von Röntgenspektren von einer am Austrittsfenster der Röntgenröhre angebrachten Filterung ab?

6 Wechselwirkung von Neutronenstrahlung mit Materie

Die in diesem Kapitel beschriebenen Wechselwirkungsprozesse von Neutronen sind dadurch charakterisiert, dass Neutronen keine elektrische Ladung tragen. Sie können also ausschließlich über die starken Kernkräfte mit Atomkernen reagieren. Die Wechselwirkungen sind entweder die elastische oder die inelastische Streuung der Neutronen oder Einfangprozesse. Reaktionsprodukte nach Neutroneneinfang sind oft radioaktiv und können daher als Strahler für Medizin und Technik eingesetzt werden. Neutronen können Atomkerne auch spalten oder durch Spallation zerlegen. Die in der Regel betaminus-aktiven Spaltfragmente sind wichtige Strahlungsquellen für Technik und Medizin.

Wechselwirkungen von Neutronen mit Materie finden ausschließlich mit den Atomkernen des Absorbers nicht aber mit den Atomhüllen statt. Der Grund ist die fehlende elektrische Ladung bzw. das nicht vorhandene Coulombfeld der Neutronen. Neutronenstrahlenbündel werden deshalb in schmaler Geometrie wie Photonenstrahlenbündel exponentiell geschwächt. Die Ladungsneutralität der Neutronen ermöglicht das ungehinderte Eindringen der Neutronen in das Absorbermaterial, da sie weder durch die negativ geladenen Elektronenhüllen noch durch die positiven Kernladungen in ihrer Bewegung beeinflusst oder gehindert werden. Neutronenwechselwirkungen mit Atomkernen können erst stattfinden, wenn das einlaufende Neutron in den Wechselwirkungsbereich der kurzreichweitigen starken Kernkräfte eingetreten ist. Dies bedeutet Annäherungen an die Zielkerne von nur wenigen Nukleonenradien (einige 10^{-15} m). Das Neutron wird dann entweder mit oder ohne Kernanregung am Kernpotential gestreut, oder es wird in den Targetkern hineingezogen. Es unterliegt also einer so genannten Einfangreaktion, bei der der Targetkern angeregt wird und eventuell auch instabil werden kann. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit und die Art der Wechselwirkung von Neutronen hängt außer von der Neutronenenergie vom Kernradius des Reaktionspartners, dessen individuellen nuklearen Eigenschaften wie Nukleonenkonfiguration, Drehimpuls und Bindungsenergie sowie der Entfernung Neutron-Targetkern (exakt: dem Stoßparameter) ab. Anders als bei Elektronen- oder Photonenwechselwirkungen lassen sich daher nur schwer systematische quantitative Angaben über die Größe der Wahrscheinlichkeit für die bei bestimmten Neutronenenergien dominierenden Wechselwirkungsarten machen.

Neutronen-Wirkungsquerschnitte

Obwohl für Neutronenstrahlung unter bestimmten Bedingungen Schwächungskoeffizienten definiert werden können, werden die Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten in der Neutronenphysik bevorzugt durch Wirkungsquerschnitte beschrieben (zur Definition s. Kap. 1.5.3). Für jede Art von Reaktionsmöglichkeiten der Stoßpartner können Teilwirkungsquerschnitte definiert werden. Diese partiellen Wirkungsquerschnitte unterscheiden sich erheblich sowohl in ihrer Größe als auch in ihrem energetischen Verlauf. Der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus der Summe dieser Partialquerschnitte für alle möglichen Kernreaktionen.

Die Einheit des Wirkungsquerschnittes ist das Barn (1 Barn = 1 b = 10^{-28} m^2). Experimentell bestimmte Kernradien mittelschwerer Nuklide betragen etwa $5 \cdot 10^{-15}$ m. Die geometrischen Querschnittsflächen der Atomkerne berechnen sich damit zu $F = \pi \cdot r^2 \approx 10^{-28}$ m^2. Die Querschnittsfläche von Atomkernen entspricht also der Größenordnung vieler experimenteller totaler Wirkungsquerschnitte (vgl. dazu beispielsweise die Summen der partiellen Neutronenwirkungsquerschnitte in Tab. 6.3).

Dieser Sachverhalt ist übrigens nicht sehr verwunderlich, da Kernradien durch Kernstreuexperimente bestimmt werden, bei denen gerade die Reichweite der Kernkräfte abgetastet wird. Viele partielle Wirkungsquerschnitte unterscheiden sich aber vom geometrischen Querschnitt. Sie können um einige Größenordnungen kleiner oder größer als die "Fläche" der Targetkerne sein. Ein Beispiel für einen besonders großen Wirkungsquerschnitt zeigt der Neutroneneinfang des Kadmiums ($\approx 7 \cdot 10^3$ Barn, s. Fig. 6.1), dessen Wirkungsquerschnitt um fast 4 Zehnerpotenzen größer ist als der geometrische Querschnitt des Kadmiumkerns. Auch der totale Neutronenwirkungsquerschnitt für Protonen mit ca. 20 Barn überschreitet deutlich die geometrischen Abmessungen. Für konkrete praktische Arbeiten sind deshalb unbedingt experimentell ermittelte Wirkungsquerschnittsdaten und nicht die Kernquerschnittsflächen zu verwenden.

Einen für viele Nuklide typischen Neutronen-Wirkungsquerschnittsverlauf zeigt Fig. (6.1, oben). Bei niedrigen Energien bis zu einigen Elektronenvolt (eV) findet man zunächst einen etwa zur Neutronengeschwindigkeit reziproken Abfall ($\sigma \propto 1/v$). In diesem Energiebereich dominieren die Neutroneneinfangprozesse. Anschließend folgt meistens ein breiter Energiebereich, der sich je nach Nuklid bis in den MeV-Bereich erstrecken kann. Hier hat der Wirkungsquerschnitt oft eine ausgeprägte Resonanzstruktur mit einer erhöhten Wechselwirkungsrate, die auf angeregte Einzelnukleonenzustände oder kollektive Resonanzen der Atomkerne zurückzuführen ist. Die dominierenden Wechselwirkungen sind hier elastische und unelastische Streuung sowie verschiedene Kernreaktionen nach Neutroneneinfang. Oberhalb dieses Energiebereiches bleibt der Wirkungsquerschnitt dann oft nahezu konstant, ist also weniger abhängig von der Energie des Neutrons. Hier finden vor allem die elastische Streuung und die von der Nuklidart bestimmten verschiedenen Kernreaktionen statt, deren Wahrscheinlichkeit i. a. mit größerer Neutronenenergie zunimmt. Da beim einzelnen Proton keine Kernanregungszustände möglich sind, entfällt der Resonanzbereich (Fig. 6.1 unten).

Arten von Neutronenwechselwirkungen

Neutronen werden in einem bestrahlten Material also entweder gestreut oder absorbiert oder sie verlassen den Absorber ohne jede Wechselwirkung. Sie haben deshalb ähnlich wie die Photonenstrahlung auch keine endlichen Reichweiten in Materie. Da sie selbst Atome nicht ionisieren können, zählen auch sie zu den indirekt ionisierenden Strahlungen.

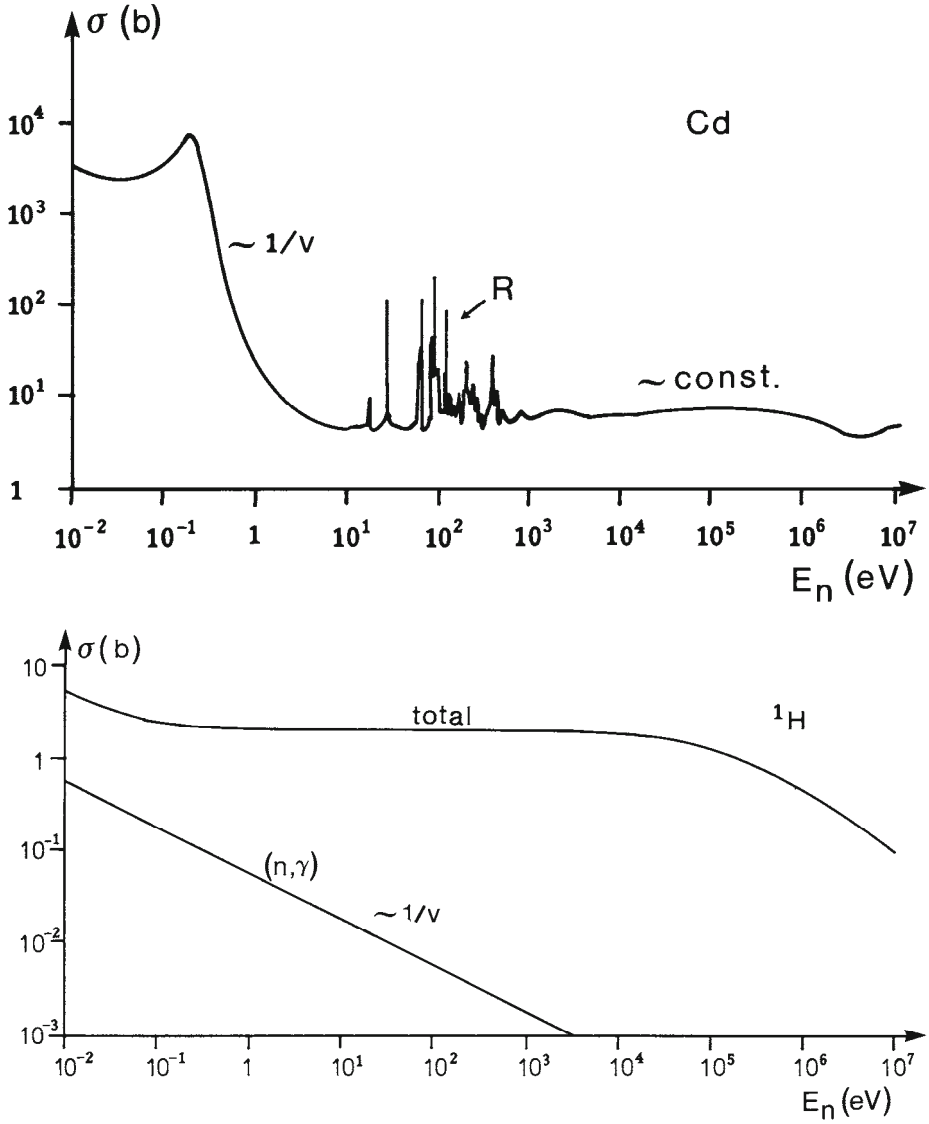


Fig. 6.1: Oben: Totaler Neutronen-Wirkungsquerschnitt für Kadmium. Für Energien bis etwa 10eV gilt die reine 1/v-Abhängigkeit, die dann durch vielfältige Resonanzen (R) bis ungefähr 1keV Neutronenenergie abgelöst wird. Oberhalb dieser Resonanzen verändert sich der Wirkungsquerschnitt bis in den MeV-Bereich nur noch wenig. Unten: Totaler Wirkungsquerschnitt für Protonen (1/v-Abhängigkeit für Neutroneneinfang bis etwa 1eV, ab da etwa konstanter Wirkungsquerschnitt für elastische Neutronenstreuung, nach Daten aus [Jaeger/Hübner]).

Je nach den Ausgangsprodukten der Neutronenwechselwirkungen unterscheidet man folgende Reaktionsarten.

- **Elastische Neutronenstreuung**
- **Inelastische Neutronenstreuung**
- **Neutroneneinfang mit Gammaquantenemission (thermischer Einfang)**
- **Neutroneneinfang mit Emission einzelner geladener Teilchen**
- **Neutroneninduzierte Spaltung und Spallation.**

Klassifikation der Neutronen nach ihrer Energie

Neutronen werden entsprechend ihrer Bewegungsenergie grob in langsame (subthermische bis epithermische), mittelschnelle und schnelle Neutronen unterteilt. Unter thermischen Neutronen versteht man Neutronen, deren Bewegungsenergie der Größenordnung der wahrscheinlichsten thermischen Energie eines Gasatoms bei Zimmertemperatur entspricht (genauer $E = k \cdot T$, k ist die Boltzmannkonstante, sie hat den Wert $k = 1{,}3807 \cdot 10^{-23}\ J \cdot K^{-1}$, T ist die Zimmertemperatur in Kelvin T = 293,15 K). Die anderen Einteilungen finden sich in (Tab. 6.1). Solche Energieklassifikationen dienen nur zur groben Orientierung. Für genaue Berechnungen oder Tabellenentnahmen von Wirkungsquerschnitten sind pauschale Angaben über die Neutronenenergie jedoch nicht exakt genug.

Kennzeichnung	**Energiebereich**	**v_n (km/s)**
subthermisch	< 0,02 eV	< 2,200
thermisch*	0,0252 eV	2,200
epithermisch	< 0,5 eV	9,800
mittelschnell	0,5 eV bis 10 keV	1 – 1400
schnell	> 10 keV	> 1400
relativistisch	> 5 MeV	> 0,1 · c = 30000

Tab. 6.1: Einteilung von Neutronen nach ihrer Bewegungsenergie. *: Neutronen im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung bei 293,15 K (Zimmertemperatur).

Dies hat zwei Gründe. Zum einen zeigen die meisten Neutronenwirkungsquerschnitte starke Abhängigkeiten von der Bewegungsenergie. Zum anderen sind Neutronenspektren schon beim Verlassen der Neutronenquelle selten monoenergetisch. Sie ändern sich darüber hinaus erheblich mit der Tiefe im Absorber. Schnelle Neutronen werden durch Wechselwirkungen mit Absorbermaterialien schon nach wenigen Wechselwirkungen sehr verlangsamt. Dies wird als **Moderation** der Neutronen bezeichnet. Monoenergetische Neutronenspektren werden dadurch im Mittel "weicher". Gemischte Spektren aus hochenergetischen und langsamen Neutronen werden je nach bestrahlter Materialart und -tiefe durch Einfangprozesse dagegen aufgehärtet.

Für die praktische Arbeit werden deshalb experimentell ermittelte tiefenabhängige Neutronenenergiespektren vorgezogen. Die Neutronenspektren verändern sich nicht nur energetisch durch Wechselwirkungen mit der Tiefe im bestrahlten Material, die Strahlenbündel werden beim Durchgang durch Materie auch stark durch direkt und indirekt ionisierende Sekundärstrahlungen (Photonen, geladene Teilchen) kontaminiert. Berechnungen von Neutronendosisverteilungen und die Dosimetrie von Neutronenstrahlungsfeldern sind daher weit schwieriger als bei den anderen Strahlungsarten (vgl. dazu die Ausführungen in Kap. 7, [Krieger Bd2]).

Kennzeichnung von Neutronenreaktionen

Reaktionen von Neutronen mit Atomkernen werden, wie in der Kernphysik allgemein üblich, symbolisch mit Reaktionsgleichungen beschrieben. Für einen Targetkern T, den Ausgangskern E und das "Reaktionsprodukt" x sind diese für Neutronen immer von der Form:

$$T(n,x)E \tag{6.1}$$

Einschussteilchen und Targetkern werden zusammen mit ihrem inneren und äußeren Zustand als **"Eingangskanal"** der Kernreaktion bezeichnet, Restkern und emittiertes Teilchen entsprechend als **"Ausgangskanal"**. Der Ausgangskern E kann je nach Reaktionstyp mit dem Targetkern identisch sein. Er kann sich dabei entweder im Grundzustand oder in einem durch Energieübertragung angeregten Zustand befinden (E = T oder E = T*). In beiden Fällen ist das Reaktionsteilchen x also ein Neutron.

In allen anderen Fällen besteht der Ausgangskern aus einem anderen Nuklid als der Targetkern. Im Ausgangskanal der Kernreaktion befinden sich dann neben dem Restkern auch andere Teilchen wie Protonen, Alphateilchen, mehrere Neutronen oder sogar größere Bruchstücke des Targetkerns, die auch zusammen mit Gammaquanten emittiert werden können. Ausführliche Darstellungen der wichtigsten Neutronenwechselwirkungen und zahlreiche grafische und numerische Informationen über Neutronen-Wirkungsquerschnitte finden sich in [Attix/Roesch/Tochilin], [Kohlrausch], [Reich 1990], [Jaeger/Hübner] und vor allem im Report des Brookhaven National Laboratory [NNCSC].

6.1 Elastische Neutronenstreuung

Bei der **elastischen Streuung** von Neutronen am Kernfeld wird das einlaufende Neutron am Targetkern gestreut, ohne dabei den Atomkern anzuregen oder in seiner inneren Struktur zu verändern. Das Neutron wird aus seiner Richtung gelenkt und verliert Bewegungsenergie. Der Atomkern erhält einen Rückstoß und übernimmt einen Energieanteil vom Neutron. Dies ähnelt formal dem Stoß zweier starrer, unterschiedlich schwerer Kugeln. Die Streuung der Neutronen findet natürlich nicht an einer starren "Kernkugel", sondern an dem durch die Reichweite der Kernkräfte bestimmten Volumen statt. Die Reaktionsgleichung für die elastische Neutronenstreuung lautet:

$$T(n,n)T \tag{6.2}$$

Nach der Theorie ist der partielle Wirkungsquerschnitt für elastische Neutronenstreuung an einem bestimmten Nuklid unabhängig von der Neutronenenergie. Es gilt also $\sigma \neq f(E) = \text{const}$.

6.1.1 Labor- und Schwerpunktsystem*

Zur leichteren mathematischen Behandlung werden Stoß- und Streuprozesse in der Kernphysik meistens in einem besonderen Koordinatensystem, dem Schwerpunktsystem, dargestellt (s. Fig. 6.2). Darunter versteht man ein Bezugssystem relativ zur Bewegung des Schwerpunktes einer Kernreaktion. Wird ein Neutron auf einen im Laborsystem ruhenden Targetkern geschossen, so bewegen sich im Schwerpunktsystem beide Teilchen relativ zum Schwerpunkt aufeinander zu, da dieser sich im Laborsystem wie das Einschussteilchen in Richtung auf den Targetkern zu bewegt. Im Schwerpunktsystem ist der Gesamtimpuls vor der Streuung gleich Null, er muss daher wegen der Impulserhaltung auch nach dem Stoß Null sein. Bei elastischen Wechselwirkungen bleibt die Summe der Bewegungsenergien der beiden Stoßpartner erhalten. Die Bewegungsenergie des Schwerpunktes im Schwerpunktsystem ist definitionsgemäß Null. Da also sowohl Impuls als auch Bewegungsenergie des Schwerpunktes als konstant vorausgesetzt werden können, genügt die Betrachtung im Relativsystem des Stoßprozesses.

Elastische Streuung ist im Schwerpunktsystem isotrop. Alle Streuwinkel des Neutrons sind also gleich wahrscheinlich und unabhängig von der Neutronenenergie. Gestreutes Neutron und der Rückstoßkern bewegen sich im Relativsystem wegen der Impulserhaltung immer unter 180 Grad zueinander. Im Laborsystem muss dieser Bewegung die Schwerpunktbewegung überlagert werden. Der Streuwinkel im Schwerpunktsystem δ und derjenige im Laborsystem φ werden nach Gl. (6.3) ineinander umgerechnet.

$$\tan\varphi = \frac{\sin\delta}{\cos\delta + m_n / M_k} \tag{6.3}$$

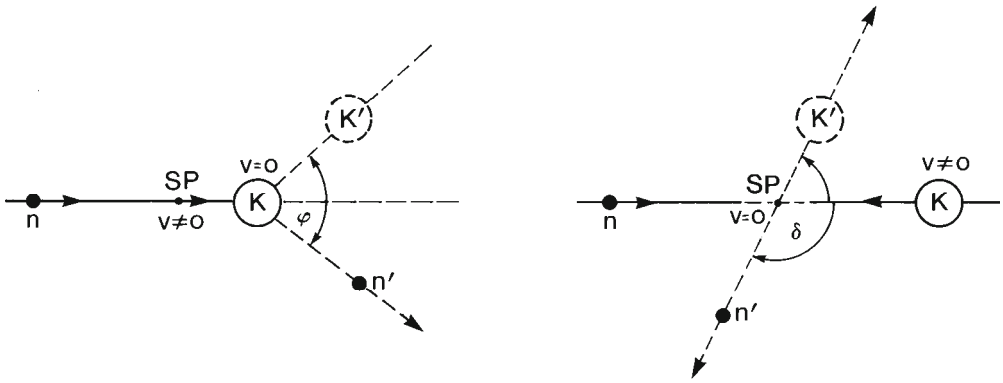


Fig. 6.2: Streuwinkel bei der Behandlung von Streuexperimenten. Links: Laborsystem, rechts: Relativsystem bezogen auf die Bewegung des Schwerpunktes SP von einfallendem Neutron n und Targetkern K.

Für kleine Massenverhältnisse ($m_n/M_k << 1$), wie sie beispielsweise bei der Streuung eines Neutrons mit einem schweren Aktinidenkern auftreten, sind die Streuwinkel in beiden Systemen gleich ($\tan \varphi = \tan \delta$). Bei leichteren Targetkernen überwiegt die Vorwärtsstreuung, da der Laborwinkel wegen des Massensummanden im Nenner von Gl. (6.3) kleiner als der Schwerpunktswinkel ist.

6.1.2 Neutronenrestenergie*

Die beiden Stoßpartner teilen sich nach dem Stoß entsprechend ihren Massen und dem Stoßparameter die Bewegungsenergie des Neutrons auf. Bezeichnet E_0 die Neutronenbewegungsenergie vor dem Stoß, E_n diejenige nach dem Streuprozess und δ den Streuwinkel im Relativsystem, so erhält man aus der Theorie der elastischen Streuung, die im Rahmen dieses Buches nicht ausgeführt werden soll, für die beim Neutron verbleibende Restenergie:

$$E_n = E_0 \cdot \frac{M_k^2 + m_n^2 + 2 \cdot M_k \cdot m_n \cdot \cos\delta}{(M_k + m_n)^2} \tag{6.4}$$

Die relative Restenergie des Neutrons (E_n/E_0) und damit auch der relative Energieübertrag auf den Stoßpartner ist nach dieser Beziehung unabhängig von der Neutronenenergie vor dem Stoß, aber i. a. abhängig von Streuwinkel und den beteiligten Massen. Den minimalen Energieverlust, d. h. den maximalen beim Neutron verbleibenden Bewegungsenergieanteil, erhält man bei der Vorwärtsstreuung ($\delta = 0°$, $\cos\delta = 1$). Da in diesem Fall Nenner und Zähler von Gl. (6.4) gleich sind, erhält man:

$$E_n = E_0 \tag{6.5}$$

Den größten Energieverlust erleidet das Neutron bei der Rückwärtsstreuung ($\delta = 180°$, $\cos\delta = -1$). Die Restenergie beträgt in diesem Fall:

$$E_n = E_0 \cdot \frac{(M_k - m_n)^2}{(M_k + m_n)^2} \tag{6.6}$$

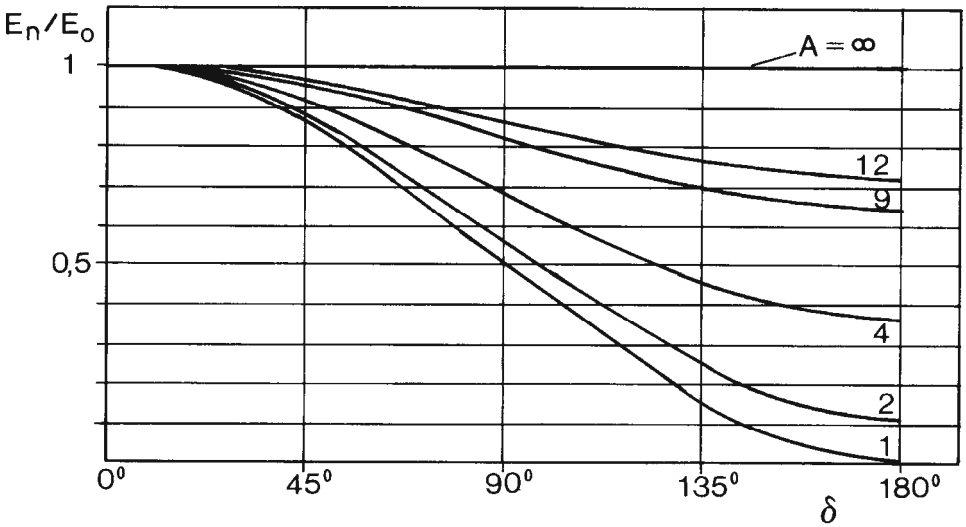


Fig. 6.3: Rel. Neutronenrestenergie bei elastischer Neutronenstreuung als Funktion der Massenzahl A des Targetkerns und des Streuwinkels δ im Schwerpunktsystem, berechnet nach Gl. (6.4).

Beide Ergebnisse sind auch unmittelbar anschaulich zu verstehen, da 0°-Streuung ungestörte Vorwärtsbewegung des Neutrons, 180°-Streuung dagegen zentralen Stoß und maximalen Impulsübertrag vom Neutron auf den Targetkern bedeuten. Bei sehr schweren Stoßpartnern ($m_k \to \infty$) wird der Energieverlust des Neutrons nach Gl. (6.4) unabhängig vom Winkel, die beim Neutron verbleibende Energie strebt gegen $E_n = E_0$. Man sieht andererseits auch leicht ein, dass Energieüberträge maximal werden, wenn die Targetkernmasse wie beim Wasserstoffkern (p) besonders klein ist. In diesem Fall erhält man, da Protonen- und Neutronenmasse nahezu gleich sind, für die relative Restenergie des Neutrons:

$$\frac{E_n}{E_0} \approx \frac{1 + \cos\delta}{2} \tag{6.7}$$

Für die elastische Neutronenstreuung an Protonen bleibt der Energieverlust des gestreuten Neutrons also winkelabhängig. Die minimale Restenergie erhält man wieder beim zentralen Stoß ($\delta = 180°$). Sie beträgt dann wegen $\cos(180°) = -1$ gerade Null,

was exakt den bekannten Ergebnissen eines zentralen Stoßes gleich schwerer starrer Kugeln entspricht (klassisches Analogon: geführte Stahlkugeln an Mehrfachpendeln).

6.1.3 Energieübertrag durch Neutronen

Der Energieübertrag vom Neutron auf einen Targetkern wird als Differenz der Neutronenenergien vor und nach dem Stoß berechnet. Nach leichten Umformungen von Gl. (6.4) erhält man für den Energieübertrag $\Delta E = E_0 - E_n$ im Schwerpunktsystem:

$$\frac{\Delta E}{E_n} = 2 \cdot (1 - \cos\delta) \cdot \frac{M_k \cdot m_n}{(M_k + m_n)^2} = 4 \cdot \sin^2 \frac{\delta}{2} \cdot \frac{M_k \cdot m_n}{(M_k + m_n)^2} \tag{6.8}$$

6.1.4 Vielfachstreuung von Neutronen

In ausgedehnten Neutronenabsorbern sind die einzelnen Streuwinkel der Neutronen nicht bekannt. Zur Berechnung der mittleren Neutronenenergie nach elastischer Streuung muss daher eine Mittelwertbildung über alle Streuwinkel durchgeführt werden. Nach Umrechnung in Laborkoordinaten ergibt diese Mittelung von der Neutronenenergie unabhängige, aber von den Massen der Stoßpartner abhängige relative **Energieverlustfaktoren f** (s. Gl. 6.9 und Tab. 6.2), die für isotrope Streuung gelten.

$$f = \frac{\overline{E}_n}{E_0} \tag{6.9}$$

Diese Energieverlustfaktoren sind unter den gemachten Voraussetzungen (isotrope Streuung, elastische Wechselwirkung) Materialkonstanten, also typisch für einen bestimmten Absorber. Ihr Wert ist immer deutlich kleiner als 1. Bei jedem elastischen Streuprozess verlieren Neutronen im Mittel also einen konstanten prozentualen Anteil ihrer jeweiligen Energie vor dem Stoß. Ihre Restenergie beträgt nach Gl. (6.9) dann:

$$\overline{E}_n = E_0 \cdot f \tag{6.10}$$

Mit jedem zusätzlichen Stoßvorgang vermindert sich die Restenergie um den gleichen Faktor f. Man erhält nach m Streuvorgängen daher im Mittel die Restenergie:

$$\overline{E}_n = E_0 \cdot \prod_m f = E_0 \cdot f^m \tag{6.11}$$

6.1.5 Moderation und Lethargie von Neutronen*

Bei elastischen Streuprozessen können schnelle Neutronen durch mehrfache Stöße mit leichten Atomkernen sehr schnell nahezu ihre gesamte Bewegungsenergie verlieren

und auf den Absorber übertragen. Dieser Effekt wird als **Moderation** der Neutronen bezeichnet. Er spielt eine bedeutende Rolle in der Neutronendosimetrie und in der Physik der Kernreaktoren, in denen das Wasser neben dem Wärmeabtransport auch die Aufgabe des Moderators übernimmt. In der Theorie der Kernreaktoren wird oft eine zum Verlustfaktor f verwandte Größe, die so genannte **Lethargie L**, verwendet. Als Lethargie bezeichnet man den natürlichen Logarithmus des Quotienten der mittleren Neutronenenergien vor und nach einem Stoß.

$$L_0 = \ln \frac{E_0}{\overline{E}_n} = \ln \frac{1}{f} \tag{6.12}$$

Die Lethargie L ist wegen Gl. (6.12) wie der Energieverlustfaktor f eine Materialkonstante. Je höher der Energieverlust des gestreuten Neutrons ist, umso langsamer wird es, und umso größer wird seine Lethargie. Die Theorie (z. B. [Hertz]) liefert für die mittlere Lethargie pro Stoß den folgenden etwas umständlichen und hier nicht bewiesenen Ausdruck:

$$L = \frac{1 - (1+q) \cdot e^{-q}}{1 - e^{-q}} \qquad \text{mit} \qquad q = \ln\left(\frac{(M_k + m_n)^2}{(M_k - m_n)^2}\right) \tag{6.13}$$

Bei zwei aufeinander folgenden Streuvorgängen (Index 1 und 2) erhält man für die Lethargie:

$$L = \ln\left(\frac{E_0}{E_1} \cdot \frac{E_1}{E_2}\right) = \ln\left(\frac{E_0}{E_1}\right) + \ln\left(\frac{E_1}{E_2}\right) \tag{6.14}$$

Da der mittlere relative Energieverlust f der Neutronen in einem bestimmten Absorber unabhängig von der Neutronenenergie und damit auch unabhängig von der Stoßzahl ist, nimmt die Lethargie des Neutrons bei jeder Streuung im Mittel um den gleichen Summanden zu. Nach m Streuungen erhält man als Gesamtlethargie des Neutrons in Analogie zu Gl. (6.14) die Summe der Einzellethargien.

$$L_m = \sum_{k=1}^{m} L_k = m \cdot L_0 \tag{6.15}$$

Mit Hilfe dieser Beziehung kann auf sehr einfache Weise berechnet werden, wie viele elastische Streuungen ein Neutron in einem Moderatormaterial erleiden muss, bis es eine bestimmte Restenergie erreicht hat. Ein für die Kerntechnik wichtiges Beispiel ist die Thermalisierung von Reaktorneutronen (mittlere Neutronenanfangsenergie ≈ 2 MeV) an den Protonen des Kühlwassers. Für Protonen und Neutronen beträgt die Lethargie bei einer einzelnen Streuung nach Tab. (6.2) im Mittel L = 1. Dies bedeutet, dass die Bewegungsenergie von Neutronen bei jedem elastischen Protonenstoß auf 1/e

(≈ 1/2,71828) herabgesetzt wird. Die Bewegungsenergie thermischer Neutronen entspricht der wahrscheinlichsten Bewegungsenergie der Moderatoratome von im Mittel 0,025 eV. Die Gesamtlethargie erhält man mit Gl. (6.15) deshalb zu:

$$L_{tot} = \ln(E_0/E_{th}) = \ln(2\ \text{MeV}/0{,}0252\ \text{eV}) = 18{,}19 = m \cdot L \qquad (6.16)$$

n-Absorber	Massenzahl	f-Faktor	Lethargie L	m
Wasserstoff	1	1/e* = 0,368	1	18
Deuterium	2	0,484	0,725	25
Beryllium	9	0,811	0,209	86
Kohlenstoff	12	0,854	0,158	114
Sauerstoff	16	0,887	0,120	150
Uran	238	0,992	0,00838	2172

Tab. 6.2: Energieverlustfaktoren und Lethargie L für den mittleren Energieverlust von Neutronen in verschiedenen Absorbern, berechnet für elastische isotrope Streuung, Zahl m der erforderlichen elastischen Streuungen für Spaltneutronen von 2 MeV mittlerer Energie in den verschiedenen Substanzen zur Moderation auf 0,0252 eV Restenergie (L-Werte berechnet nach Gl. 6.13). *: e ist die Eulersche Zahl.

Aus der Gesamtlethargie erhält man wegen L = 1 unmittelbar die Zahl m der erforderlichen Stöße. Nach nur 18 elastischen Streuungen des Neutrons sind die schnellen Spaltneutronen in einem protonenhaltigen Absorber also auf thermische Energien moderiert. Sie stehen dann im thermodynamischen Gleichgewicht mit dem Absorber und bewegen sich im Mittel mit einer Geschwindigkeit von etwa 2200 m/s. Diese Abschätzung der Streuzahl m aus der Lethargie geht von ruhenden Moderatoratomen aus. Tatsächlich bewegen sich die Atome des Moderators aber ebenfalls mit thermischer Energie. Die Moderation wird außerdem bei thermischen Neutronenenergien von der chemischen Bindung und bei festen Moderatoren von der Kristallstruktur beeinflusst. Die tatsächlichen Stoßzahlen bis zur völligen Thermalisierung der Neutronen sind daher geringfügig größer als die nach Tab. (6.2).

In Kernreaktoren können langsame Neutronen wegen der 1/v-Abhängigkeit des Neutroneneinfangwirkungsquerschnittes mit besonders hoher Wahrscheinlichkeit thermische Kernspaltung an ^{235}U und ^{239}Pu auslösen. Thermische Neutronen bewegen sich "statistisch", d. h. sie diffundieren mit beliebiger Richtung durch das bestrahlte Mate-

rial. Für die technische Eignung als Moderatorsubstanz kommt es aber nicht allein auf geringe Stoßzahlen bis zur Thermalisierung der Neutronen an. Ebenso wichtig ist ein geringer Neutroneneinfangquerschnitt bei thermischen Energien, da sonst die für die thermische Spaltung benötigten langsamen Neutronen vom Moderator "verschluckt" werden. Trotz des optimalen Bremsverhaltens der Protonen in leichtem Wasser (H_2O) ist schweres Wasser (D_2O) deshalb besser als Moderator geeignet.

Sofern die thermischen Neutronen nicht sofort durch Einfangreaktionen oder durch Diffusion durch die Oberflächen des Mediums "beseitigt" werden, können sie erhebliche Überlebenszeiten in Moderatoren aufweisen. Da bei schwereren Kernen der Energieübertrag auf den Targetkern wegen des Massenverhältnisses von Neutron und Atomkern nach Gl. (6.8) etwa umgekehrt proportional zur Masse des Targetkerns abnimmt, sind schwere Substanzen als Moderatoren weniger gut geeignet. In vielen elastischen Prozessen sind die Winkelverteilungen nicht exakt isotrop. Die anschaulichen klassischen Gleichungen (6.3) bis (6.15) gelten dann nur näherungsweise.

6.1.6 Neutronen-Wechselwirkungen mit menschlichem Gewebe

Die Streuung schneller Neutronen an den Protonen der Wassermoleküle stellt in menschlichem Gewebe die wichtigste Neutronen-Wechselwirkungskomponente dar. Die Neutronen werden dort wie im Kühlwasser eines Kernreaktors moderiert. Sie geben dabei ihre Bewegungsenergie schrittweise an die direkt ionisierenden Protonen ab. Die Rückstoßprotonen aus der elastischen Neutronenstreuung in Wasser bewegen sich mit der vom Neutron übernommenen Bewegungsenergie (s. Gl. 6.8) durch den Absorber. Da sie elektrisch geladen sind, unterliegen sie den üblichen Wechselwirkungen schwerer geladener Teilchen. Sie sind dicht ionisierend und übertragen deshalb ihre Energie in der unmittelbaren Nähe des Wechselwirkungsortes. Die Rückstoßprotonen sind hauptsächlich für die Entstehung der Energiedosis durch Neutronen in menschlichem Weichteilgewebe verantwortlich. Neutronenstrahlung ist also strahlenbiologisch sehr wirksam.

Bei thermischen Energien werden die Neutronen mit großer Wahrscheinlichkeit durch Wasserstoffkerne eingefangen (s. Fig. 6.1). Der thermische Neutronen-Einfangquerschnitt für Protonen beträgt etwa 0,33 Barn. Die beim Einfang freiwerdende Bindungsenergie ($p + n = d + 2{,}225$ MeV, s. Abschnitt 6.3) wird in Form hochenergetischer Photonenstrahlung freigesetzt. Bei höheren Neutronenenergien nimmt die relative Bedeutung anderer Reaktionstypen zu. Elastische Neutronenstreuungen finden natürlich auch an den anderen im Gewebe vertretenen Nukliden statt, wie an Stickstoff-, Sauerstoff- und Kohlenstoffkernen. Die mit dem Massenanteil dieser Nuklide in menschlichem Gewebe gewichteten Wirkungsquerschnitte sind jedoch für die meisten Neutronenenergien um 1 bis 2 Größenordnungen kleiner als der für die Protonenstreuung. Hinweise zur Entstehung von Neutronendosisverteilungen finden sich in ([Krieger Bd2], Kap. 7).

6.2 Inelastische Neutronenstreuung

Bei dieser Reaktionsart wird das Neutron kurzfristig von den Kernkräften des Targetkerns eingefangen. Ein Teil der Energie des Neutrons wird dabei auf den Kern übertragen und dort zur inneren Anregung verwendet. Der Kern gibt seine Anregungsenergie entweder sofort oder je nach Kernstruktur auch erst nach einer endlichen Lebensdauer in Form einzelner oder mehrere Gammaquanten wieder ab. Die Reaktionsgleichung für diese Prozesse lautet:

$$T(n,n')T^* \tag{6.17}$$

Inelastische Neutronenstreuung kann selbstverständlich nur an Mehrnukleonenkernen stattfinden, da innere Anregungen oder Kernreaktionen bei den technisch üblichen Neutronenenergien am einzelnen Proton oder Neutron nicht möglich sind. In menschlichem Weichteilgewebe kann inelastische Neutronenstreuung also im Wesentlichen nur an den Kernen des Kohlenstoffs, des Sauerstoffs und des Stickstoffs und insbesondere an den Nukliden ^{12}C, ^{14}N und ^{16}O stattfinden.

Die aus den angeregten Atomkernen emittierten Gammaquanten haben in der Regel hohe Photonenenergien in der Größenordnung einiger MeV (s. Tab. 6.3). Sie sind deshalb sehr durchdringend und transportieren ihre Energie wie bei den Photonenwechselwirkungen üblich auch in entfernte Bereiche des Absorbers. Zum Teil verlassen sie diesen auch und erzeugen auf diese Weise ein intensives Photonenstrahlungsfeld innerhalb und außerhalb des bestrahlten Materials. Die aus inelastischen Reaktionen herrührenden Photonen können bis zu 10% der in einem Weichteilphantom entstehenden Energiedosis ausmachen.

6.3 Neutroneneinfangreaktionen

6.3.1 Einfang langsamer Neutronen

Neutronen können von Nukliden, an denen sie sich vorbeibewegen, eingefangen werden. Bei langsamen Neutronen wird diese Einfangreaktion als thermischer Neutroneneinfang (engl.: thermal neutron capture, nc) bezeichnet. Die Einfangwahrscheinlichkeit wächst mit der Aufenthaltsdauer des Neutrons im Kernfeld. Je schneller das Neutron ist, umso kürzer ist die Aufenthaltszeit im Bereich des Targetnuklids. Der Wirkungsquerschnitt für den Neutroneneinfang σ_{nc} ist deshalb bei niedrigen Neutronenenergien für viele Kerne etwa umgekehrt proportional zur Neutronengeschwindigkeit v_n (vgl. auch Fig. 6. 1).

$$\sigma_{nc} \propto 1/v_n \tag{6.18}$$

Die einfache 1/v-Abhängigkeit wird bei vielen Kernen von resonanzartigen Strukturen überlagert, die von den inneren Zuständen der Atomkerne herrühren. Da das Neutron

bei Einfangreaktionen völlig in den Kernverband aufgenommen wird, steht nicht nur seine restliche Bewegungsenergie sondern vor allem die Differenz der Bindungsenergien des Targetkerns und des Restkerns nach der Reaktion zur Verfügung. Diese Überschussenergie kann wie bei den inelastischen Neutronenstreuungen in Form hochenergetischer Gammaquanten emittiert werden. Kernreaktionen mit einer positiven Bilanz für die Bindungsenergien der Reaktionsprodukte bezeichnet man als **exotherm**. Zu dieser Kategorie zählen u. a. alle inelastischen Neutronenstreuprozesse. Hat der Restkern dagegen eine höhere Bindungsenergie als der Targetkern, so muss diese durch das einfallende Neutron aufgebracht werden. Man spricht dann von einer **endothermen** Reaktion. Die Energiebilanzen werden mit positiven (exotherm) oder negativen (endotherm) Q-Werten beschrieben (s. Tab. 6.3). Der für die Kerntechnik und die Radioonkologie wichtigste Vertreter dieser Einfangreaktionen mit anschließender Gammaquantenemission ist der Einfang langsamer Neutronen am Wasserstoffkern. Die dabei emittierten Gammaquanten haben eine Energie von 2,225 MeV. Sie mischen sich dem Neutronenstrahlungsfeld bei. Dabei tragen sie zwar nur wenig zur lokalen Energieabsorption an ihrem Entstehungsort bei, können aber wie alle hochenergetischen Photonenstrahlungen in endlichen Phantomen große Beiträge zur Gesamtenergiedosis leisten.

$$p(n,\gamma)d \tag{6.19}$$

Der nächst wichtige Einfangprozess langsamer Neutronen in menschlichem Gewebe findet an Stickstoffkernen statt. Im Ausgangskanal dieser Reaktion tritt statt des Einfanggammas ein Proton mit einer Energie von ca. 0,58 MeV auf. Den Rest der Reaktionsenergie von insgesamt etwa 0,2 MeV erhält der Kohlenstoffatomkern (vgl. auch die Reaktionsgleichung (3.85) Abschnitt 3.3.1). Das Proton und der übrigens radioaktive Kohlenstoff übertragen ihre Bewegungsenergie wegen ihrer elektrischen Ladung in unmittelbarer Nähe des Wechselwirkungsortes auf den Absorber.

$$^{14}N(n,p)^{14}C^* + 0{,}6\ \text{MeV} \tag{6.20}$$

Für technische Fragestellungen ist der Einfang thermischer Neutronen durch Materialien mit sehr hohen thermischen Einfangwirkungsquerschnitten von besonderer Bedeutung. Dazu zählen die Elemente Bor, Kadmium und Gadolinium (Tab. 6.4). Mit ihrer Hilfe kann wegen des selektiven Einfanges thermischer Neutronen ein gemischtes Neutronenspektrum, wie es beispielsweise einen Kernreaktor verlässt, von thermischen Neutronen befreit, also aufgehärtet werden. Diese Materialien werden auch teilweise im Neutronenstrahlenschutz verwendet. Ein Beispiel ist die Abschirmung schneller Neutronen mit einer Sandwichanordnung aus Bor-Paraffin, Kadmiumblech und Blei. Bor-Paraffin dient zur Moderation der Neutronen durch den Protonenanteil des Paraffins mit anschließendem Neutroneneinfang durch Bor. Kadmium hat die Aufgabe, verbliebene thermische Neutronen einzufangen. Da dabei sehr durchdringende Gammastrahlung entsteht, wird zusätzlich Blei zur Abschirmung dieser Gammastrahlung benötigt.

Reaktion	**Energieschwelle (MeV)**	**Wirkungsquerschnitt (mb)**(4)	**Gammaenergie/Q-Wert (MeV)**
$^{1}H(n,\gamma)^{2}H$	thermisch	332,6	2,225
$^{6}Li(n,\alpha)^{3}H$	thermisch	$9{,}41\cdot10^{5}$	4,78
$^{12}C(n,n')^{12}C^*$	4,8	530	4,43
$^{12}C(n,n')^{12}C^*$	11	50	6,8(2)
$^{12}C(n,\alpha)^{9}Be$	7,6	70	-5,70(3)
$^{12}C(n,\alpha)^{9}Be^*$	9,4	50	1,75
$^{12}C(n,n')3\alpha$(1)	11	160	
$^{12}C(n,3\alpha)n$(2)	10,3	120	
$^{14}N(n,n')^{14}N^*$	5,5	50	1,63
$^{14}N(n,n')^{14}N^*$	4,8	95	2,31
$^{14}N(n,n')^{14}N^*$	5,6	90	5,1
$^{14}N(n,n')^{14}N^*$	10	75	1,0
$^{14}N(n,n')^{14}N^*$	11	95	1,1
$^{14}N(n,2n)^{13}C^*$	12	1.0	-10,6(3)
$^{14}N(n,p)^{14}C^*$	<0,2	280	+0,63(3)
$^{14}N(n,t)^{12}C^*$	5,5	30	-4,01(3)
$^{14}N(n,\alpha)^{11}B$	1,2	480	-0,16(3)
$^{14}N(n,\alpha)^{11}B^*$	4	90	2,14
$^{14}N(n,\alpha)^{11}B^*$	6	57	4,46
$^{14}N(n,\alpha)^{11}B^*$	7	80	5,0
$^{16}O(n,n')^{16}O^*$	6,6	320	6,1
$^{16}O(n,n')^{16}O^*$	7,6	60	7,0
$^{16}O(n,n')^{16}O^*$	10,5	250	3,8
$^{16}O(n,n')^{16}O^*$	12,5	170	4,8
$^{16}O(n,p)^{16}N$	10,8	80	-9,63(3)
$^{16}O(n,d)^{15}N^*$	-	-	-9,90(3)
$^{16}O(n,\alpha)^{13}C$	3,7	200	-2,21(3)
$^{16}O(n,\alpha)^{13}C^*$	11,9	80	3,1
$^{16}O(n,\alpha)^{13}C^*$	8,2	220	3,8
$^{16}O(n,\alpha)^{13}C^*$	1,2	100	7,0

Tab. 6.3: Reaktionsdaten für inelastische Streuung und Neutroneneinfang an ^{1}H, ^{6}Li, ^{12}C, ^{14}N, ^{16}O (nach Daten von [Auxier], 1 mb = 1 Millibarn = 10^{-31} m^2).
(1): Reaktionskaskade $^{12}C(n,\alpha)^{9}Be^*$, $^{9}Be^* \rightarrow {}^{5}He^* + \alpha$, $^{5}He^* \rightarrow \alpha + n$.
(2): Reaktionskaskade $^{12}C(n,n')^{12}C^*$, $^{12}C^* \rightarrow {}^{8}Be^* + \alpha$, $^{8}Be^* \rightarrow \alpha + \alpha$.
(3): Q-Werte der Reaktion (Q < 0: endotherme, Q > 0: exotherme Reaktion).
(4): Maximumswerte der Wirkungsquerschnitte für die jeweilige Reaktion.

Nuklid	therm. Einfangquerschnitt (b)
^{1}H	0,3326
^{2}H	0,00052
^{3}He	5333
^{4}He	0
^{6}Li	941
^{7}Li	0,0454
Li(nat)	70,5
^{10}B	3838
^{12}C	0,0035
^{23}Na	0,537
^{16}O	0,000178
^{59}Co	37,2
^{98}Mo	0,13
^{113}Cd	20600
Cd(nat)	2520
^{154}Gd	60900
^{157}Gd	254000
Gd(nat)	48890
^{191}Ir	954
^{235}U	680,9
^{238}U	2,68

Tab. 6.4: Wirkungsquerschnitte für thermischen Neutroneneinfang (Einheit 1b = 10^{-28} m^2), Daten aus [Kohlrausch Bd. III], Energie der thermischen Neutronen 0,0252 eV.

Thermischer Neutroneneinfang an Li-Isotopen (s. Tab. 6.4) spielt eine wichtige Rolle in der Thermolumineszenzdosimetrie. Werden LiF-Detektoren aus ^{6}Li angefertigt, so kann die in Gl. (6.21) dargestellte Reaktion zum selektiven Nachweis thermischer Neutronen verwendet werden.

$$^{6}Li(n,\alpha)t + 4{,}78\ MeV \tag{6.21}$$

Die hohe thermische Einfangswahrscheinlichkeit des ^{10}B hat auch eine Anwendung in der experimentellen Strahlentherapie gefunden. ^{10}B fängt thermische Neutronen in folgenden Reaktionen ein:

$$^{10}B(n,\alpha)^{7}Li + 2{,}79\ MeV \qquad (6{,}1\%)$$

$$^{10}B(n,\alpha)^{7}Li + 2{,}40\ MeV \qquad (93{,}9\%)$$

$$^{7}Li^{*} \rightarrow {}^{7}Li + \gamma\ (0{,}478\ MeV) \qquad (6.22)$$

Die Reichweiten dieser α-Teilchen in Weichteilgewebe betragen ca. 8 µm, die des Rückstoßkerns ^{7}Li etwa 4 µm. Bei einer Anreicherung von Bor in erkrankten Zellen und der Bestrahlung mit thermischen Neutronen wird wegen ihrer verschwindend kleinen kinetischen Energie außer bei Einfangprozessen normalerweise nur wenig Energie auf Absorber übertragen. Dagegen entsteht durch die Hoch-LET-Teilchen α und ^{7}Li eine sehr hohe lokale Energiedosis, die selektiv die erkrankte Zelle schädigen kann. Thermische Neutronen werden außer durch Bor aber auch durch Wasserstoffkerne eingefangen. Deshalb und wegen einer Reihe weiterer Probleme (selektive Anreicherung von Bor, Tiefendosisverläufe der Neutronen in menschlichem Gewebe, hohe Neutronenflüsse usw.) kommt diese Technik erst allmählich aus dem experimentellen Stadium heraus (vgl. [Krieger Bd2], Kap. 1.7).

6.3.2 Einfang schneller Neutronen

Für Neutronen höherer Energie gibt es eine Vielzahl von Einfangprozessen, bei denen sich im Ausgangskanal Teilchen höherer Masse wie d, t oder α befinden. Werden diese Teilchen emittiert, so verteilt sich die Überschussenergie durch Rückstoß entsprechend den Massenverhältnissen auf den Restkern und die ausgesendeten Teilchen. Da diese wieder dicht ionisierend sind, führen sie zu einer hohen lokalen Energieübertragungs- und Ionisierungsdichte und sind biologisch sehr wirksam.

Sind die Restkerne nach der Emission des ersten geladenen Teilchens noch ausreichend angeregt, so können bei manchen Kernen auch weitere Teilchen ausgesendet werden. Der Targetkern zerlegt sich dann quasi von selbst durch sukzessive Teilchenemission. Diese Reaktionen finden bei instabilen Restkernen statt, wenn durch den Einfang eines Neutrons die Kernstruktur so verändert wird, dass sich alle Nukleonen in ungebundenen Zuständen befinden. Die Reaktionen ähneln auf den ersten Blick einem Abdampfprozess, bei dem sich der heiße Restkern durch Teilchenverdampfung seiner Überschussenergie entledigt und dabei sozusagen abkühlt. Tatsächlich verlaufen diese Reaktionen aber in wesentlich kürzeren Zeiten (etwa 10^{-22} s), so dass von einem langsamen thermischen Ausgleich keine Rede sein kann. Ein typischer Vertreter dieser Reaktionsart ist der Einfang sehr schneller 10-MeV-Neutronen am Kohlenstoffkern, der $^{12}C(n,3\alpha)n$-Prozess (s. Tab. 6.3), bei dem der Targetkern in drei Alpha-

teilchen und ein Neutron zerlegt wird. Kaskadenzerfälle der geschilderten Art sind nicht ohne weiteres von "echten" Spallationen zu unterscheiden (s. Abschnitt 6.4).

6.4 Neutroneninduzierte Kernspaltung und Spallation

Schwere Kerne können durch Neutroneneinfang auch gespalten oder zertrümmert werden. Die **Kernspaltung** spielt vor allem bei Aktinidenkernen eine auch technisch bedeutsame Rolle (Kernreaktoren, Atombomben). Im Ausgangskanal der Kernspaltung befinden sich meistens zwei, seltener auch drei Spaltfragmente und mehrere schnelle Neutronen (bei Uranisotopen zwischen 2 und 3 Neutronen). Das Massenverhältnis der Fragmente beträgt im Mittel etwa 3:2. Ein Aktinidenkern mit der Massenzahl um A = 240 wird durch Spaltung also in Fragmente mit durchschnittlichen Nuklidmassen um A = 140 und A = 100 zerlegt (ohne Berücksichtigung der Spaltneutronen). Die Massen individueller, zugehöriger Spaltfragmente sind um diese mittleren Massen etwa gaußförmig verteilt. Spaltfragmente sind meistens hoch angeregt und weisen einen mehr oder weniger ausgeprägten Neutronenüberschuss auf.

Da sie sich in der Regel weit vom Stabilitätsbereich der Atomkerne befinden, durchlaufen sie eine Reihe sukzessiver radioaktiver Zerfälle. Diese dienen außer zur Verminderung der überschüssigen Anregungsenergie auch zur Wiederherstellung des durch die Spaltung gestörten Neutronen-Protonen-Gleichgewichtes. Bei Annäherung an die stabilen Endnuklide nehmen die Lebensdauern der Kerne so zu, dass die Spaltfragmentabkömmlinge als radioaktive Quellen für Medizin und Technik verwendet werden können. Wichtige Beispiele solcher Reaktorprodukte sind die in der Nuklearmedizin eingesetzten Nuklide ^{131}J, ^{99}Mo mit seinem Folgeprodukt ^{99m}Tc und die auch für technische Zwecke verwendeten Nuklide ^{137}Cs oder ^{90}Sr.

Die Zahl der Spaltneutronen von Aktinidenkernen liegt je nach gespaltenem Material im Mittel zwischen 2 und 3. Die Neutronen zeigen eine breite Energieverteilung mit maximalen Neutronenergien bis 10 MeV. Die mittlere Energie der Spaltneutronen beträgt etwa 2 MeV, die wahrscheinlichste Energie etwa 1 MeV. Kernspaltung an Aktiniden kann mit schnellen oder mit thermischen Neutronen stattfinden. Bei thermischer Spaltung reicht die beim Neutroneneinfang freiwerdende Bindungsenergie aus, um die Spaltschwelle des Einfangkerns zu überschreiten. Bei schneller Spaltung wird dagegen der Beitrag an kinetischer Neutronenenergie benötigt, um die Schwellenenergie für die Spaltung zu erreichen. Der wichtigste Vertreter überwiegend thermischer Spaltung ist das ^{235}U, das in thermischen Reaktoren als Spaltmaterial verwendet wird. Schnelle Spaltung findet sich u. a. am ^{238}U, ^{239}Pu und ^{232}Th. Sehr ausführliche Informationen zur neutroneninduzierten Kernspaltung und zu Kernreaktoren finden sich in [Krieger2].

Unter **Spallation** versteht man die Zertrümmerung eines Atomkerns in einzelne Nukleonen oder Nukleonengruppen durch einen einzelnen Wechselwirkungsakt. Dabei finden sich als Ergebnis des Neutroneneinfanges oft mehrere Bruchstücke des Ausgangskerns, unter denen relativ häufig Alphateilchen zu finden sind. Dies liegt an der außergewöhnlichen Stabilität gerade dieses Nuklids, das unter den leichten Atomker-

nen die höchste Bindungsenergie hat. Dieser Sachverhalt führt auch zu dem vor allem bei schweren Kernen häufig zu beobachtenden spontanen Alphazerfall. Da für Spallationen ein Großteil der Bindungsenergie des Targetkerns durch Bewegungsenergie aufgebracht werden muss, finden sie mit wenigen Ausnahmen erst bei hohen Neutronenenergien statt. In menschlichem Gewebe und bei den in Medizin und Nukleartechnik zugänglichen Neutronenquellen und Neutronenenergien spielt Spallation kaum eine Rolle.

Zusammenfassung

- **Bei Wechselwirkungen können Neutronen entweder elastisch oder unelastisch gestreut werden. Sie übertragen dabei einen Teil ihrer Bewegungsenergie auf ihre Stoßpartner. Die Targetkerne werden bei unelastischer Streuung dadurch angeregt und emittieren entweder geladene Teilchen, Neutronen oder hochenergetische Gammaquanten.**
- **Neutronen können außerdem Einfangreaktionen unterliegen, bei denen neben Gammastrahlung auch hochenergetische geladene Sekundärteilchen entstehen können.**
- **Das Strahlungsfeld der Neutronen wird also durch "fernwirkende" Photonen und geladene nukleare Teilchen mit hohem LET kontaminiert. Letztere sind vor allem für den lokalen Energieübertrag der Neutronen auf den Absorber verantwortlich.**
- **Bei der Wechselwirkung mit menschlichem Gewebe dominiert die elastische Streuung (Moderation) der Neutronen am Wasserstoff des Zellwassers, die mit einem hohen Energieübertrag auf die kurzreichweitigen Protonen verbunden ist.**
- **Neutroneneinfang am Proton und am Stickstoff ist in menschlichem Gewebe vor allem für die Photonenkontamination des Neutronenstrahlenbündels verantwortlich.**
- **Thermischer Neutroneneinfang ist auch für einige technische Fragestellungen von Bedeutung. Zur Neutronenabschirmung werden Nuklide oder Nuklidgemische mit besonders hohen Einfangquerschnitten wie Kadmium oder Bor verwendet.**
- **Durch thermische Neutronen ausgelöste Kernspaltung wird großtechnisch in Kernreaktoren zur Energieerzeugung eingesetzt.**

Aufgaben

1. Berechnen Sie die Restenergien von 1 MeV Neutronen nach einem elastischen Stoß mit einem Bleikern (A = 208) und mit einem Proton für die Streuwinkel 0°, 90° und 180°. Verwenden Sie statt der exakten Massen der Stoßpartner der Einfachheit halber die Massenzahlen. Ist Blei als Moderator geeignet?

2. Warum ist zur Moderation von Neutronen Deuterium (A = 2) besser geeignet als einfacher Wasserstoff (A = 1)?

3. Beim Beschuss eines Patienten oder einer Wasserprobe mit Neutronen treten Gammaquanten mit einer Energie von 2,225 MeV auf. Erklären Sie die Herkunft dieser Gammastrahlung.

4. Zählt Neutronenstrahlung zu den direkt oder zu den indirekt ionisierenden Strahlungsarten?

5. Unterliegen Neutronen in schmaler Geometrie dem exponentiellen Schwächungsgesetz (Begründung)?

6. Erklären Sie die Funktionsweise einer Abschirmung für schnelle Neutronen mit einer Sandwich-Anordnung aus Bor-Paraffin-Kadmium.

7. Welche Aufgaben hat das Wasser in Kernreaktoren, die ^{235}U als Brennstoff verwenden?

7 Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie

In diesem Kapitel werden die Wechselwirkungsprozesse geladener Teilchen mit Materie beschrieben. Die Wechselwirkungsart hängt vom Abstand (dem Stoßparameter) des einlaufenden Teilchens zum Wechselwirkungszentrum ab. Der wichtigste Einfluss eines Absorbers auf ein Strahlenbündel geladener Teilchen ist die Stoßbremsung, bei der das einlaufende Teilchen durch Ionisationsakte und Anregungen stetig an Bewegungsenergie verliert. Leichte geladene Teilchen wie die Elektronen können wegen ihrer leichten Ablenkbarkeit auch durch Strahlungsbremsung Energie verlieren oder sie können gestreut werden. Schwere Teilchen erzeugen bei üblichen radiologischen Energien keine Bremsstrahlung und werden wegen ihrer hohen Massen auch nur wenig gestreut.

Zu den geladenen Teilchen zählen die Elektronen und die Protonen, aber auch Mehrnukleonensysteme wie Deuteron (d), Triton (t), Alphateilchen (α), Atomionen und schwere Nuklide sowie ihre jeweiligen Antiteilchen. Geladene Teilchen sind immer von ihrem elektrischen Feld umgeben. Bei der Passage von Atomen liegt die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit daher anders als bei ungeladenen Teilchen wie Photonen oder Neutronen bei nahezu 100%. In der Regel finden bei solchen Wechselwirkungen nur geringe Energieüberträge vom Teilchen auf den Absorber statt, so dass es zur vollständigen Bremsung geladener Projektile vieler Wechselwirkungsprozesse bedarf. Durch die Vielzahl an kleinen Energieverlusten werden die geladenen Teilchen mehr oder weniger gleichmäßig bis zum Stillstand abgebremst. Die zurückgelegte Wegstrecke im Absorber wird als **Bahnlänge** bezeichnet. Für Teilchen einheitlicher Art und Energie kann man aus den Bahnlängen mittlere Eindringtiefen in den Absorber, die so genannten **Reichweiten** definieren.

Durch ihre elektrischen Felder wechselwirken geladene Teilchen vorwiegend mit Hüllenelektronen des Absorbers. Bei ausreichender Annäherung an die Atomkerne kommt es aber auch zu Wechselwirkungen mit dem Coulombfeld der Atomkerne oder sogar zu Kernreaktionen mit den Nukleonen. Wechselwirkungen über das elektrische Feld werden als **Coulomb**-Wechselwirkungen bezeichnet. Die Art dieser Coulomb-Wech-

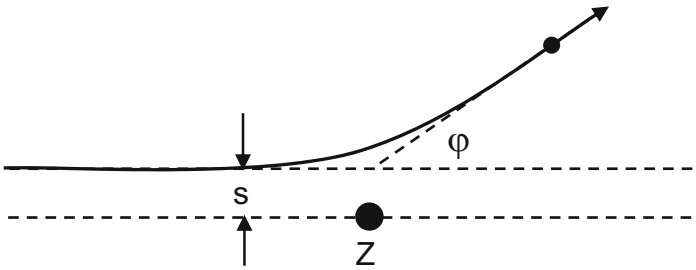


Fig. 7.1: Zur Definition des Stoßparameters s bei den Wechselwirkungen geladener Teilchen, Z: Stoßzentrum, s: Stoßparameter als Abstand der Asymptote an die Bahn des einfliegenden Teilchens vom Stoßzentrum, φ: Streuwinkel.

selwirkungen hängt vor allem vom Abstand zwischen dem einlaufenden Teilchen und seinem Wechselwirkungspartner, dem so genannten **Stoßparameter s** ab. Unter dem Stoßparameter versteht man den Abstand zwischen der Asymptote an die Bahn des einlaufenden Teilchens und dem Schwerpunkt des Stoß- oder Wechselwirkungszentrums (s. Fig. 7.1). Die Wechselwirkungsmechanismen unterscheiden sich je nach Abstand zwischen einfliegendem Teilchen und Absorberatomen. Das Größenverhältnis von Stoßparameter und Atomradius erlaubt deshalb eine grobe Einteilung der Coulomb-Wechselwirkungen in mehrere Kategorien, je nachdem ob $s \gg r_{atom}$ (große Teilchenentfernung), $s \approx r_{atom}$ (Entfernung etwa Atomradius) oder $s \ll r_{atom}$ (Flugbahn innerhalb der Absorberatomhülle) gilt. Bei noch kleineren Stoßparametern kommt es auch zu Teilchen-Kernwechselwirkungen.

Der Fall großer Stoßparameter ($s \gg r_{atom}$): Bei Wechselwirkungsentfernungen, die deutlich größer als die Atomdurchmesser sind (also großen Stoßparametern), finden die Coulomb-Wechselwirkungen mit der gesamten Atomhülle statt. Wird diese durch die Ladung des vorbei fliegenden Teilchens zwar verformt und polarisiert aber nicht ionisiert oder angeregt, so verliert das stoßende Teilchen nur einen sehr geringen Energiebetrag, der lediglich zur Erfüllung des Impulssatzes benötigt wird. Das einlaufende Teilchen ändert durch den Stoß aber seine Flugrichtung, es wird **elastisch gestreut** (Fig. 7.3a). Kommt es bei der Wechselwirkung dagegen zu Anregungen oder zu Ionisationen der äußeren Elektronenschalen der passierten Atome, so verliert das einlaufende Teilchen den zur Ionisation oder Anregung eines äußeren Hüllenelektrons benötigten Energiebetrag (wenige eV) und ändert außerdem seine Richtung. Es wird **inelastisch gestreut**. Die aus der Hülle freigesetzten Sekundärelektronen sind niederenergetisch und geben deshalb ihre Energie in unmittelbarer Umgebung des Wechselwirkungsortes ab. Beide Vorgänge werden wegen der geringen Energieüberträge als **weiche Stöße** (soft collisions) bezeichnet. Weiche Stöße sind für etwa 50% des Energieverlustes geladener Teilchen verantwortlich. Wegen der kleinen Energieverluste pro Stoß werden die einlaufenden Teilchen quasi kontinuierlich abgebremst, man spricht daher von **continuous slowing down**.

Cerenkov-Strahlung: Eine besonders interessante Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie ist die Erzeugung der nach ***P. Cerenkov***[1] benannten Cerenkov-Strahlung. Sie entsteht immer dann, wenn sich geladene Teilchen mit großem Stoßparameter in einem Medium schneller als die dort geltende Lichtgeschwindigkeit bewegen. Das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeiten im Vakuum und in Materie ist der Brechungsindex n_m. Die Entstehung der Cerenkov-Strahlung ist vergleichbar mit der Bildung eines Überschallknalls durch Objekte, deren Geschwindigkeit größer als die Schallgeschwindigkeit im Medium ist. Das Cerenkovlicht wird unter einem Winkel δ zur Bewegungsrichtung des Teilchens emittiert (s. Fig. 7.2). Für den Zusammenhang

[1] **Pavel Aleksejvič Čerenkov** (28. 7. 1904 – 6. 1. 1990), russischer Physiker, erhielt 1958 zusammen mit **Il'ja Michajlovič Frank** (23. 10. 1908 – 23. 6. 1971) und **Igor Jevgen'evič Tamm** (8. 7. 1895 – 12. 4. 1971) den Physiknobelpreis "für die Entdeckung und Interpretation des Cerenkov-Effekts".

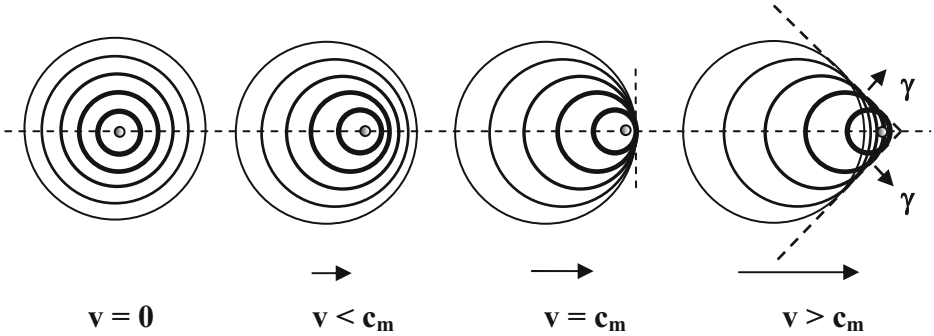


Fig. 7.2: Schematische Darstellung der Entstehung des Cerenkov-Lichtes γ als Funktion der relativen Geschwindigkeit v/c_m eines geladenen Teilchens (c_m: Phasengeschwindigkeit des Lichtes im Medium m, Kreise symbolisieren das mitlaufende elektrische Feld des Teilchens). Der halbe Öffnungswinkel des Strahlenkegels ist der Cerenkovwinkel δ.

von Brechungsindex des Mediums n_m, Teilchengeschwindigkeit v und Emissionswinkel δ gilt:

$$\cos \delta = c_0/(v \cdot n_m) \tag{7.1}$$

Das Cerenkovlicht ist linear polarisiert. Für Gase, Wasser und verschiedene Festkörper (Glas, Plexiglas) liegt seine Wellenlänge im sichtbaren bis UV-Bereich. Für Teilchengeschwindigkeiten, die gerade so groß wie die Medienlichtgeschwindigkeit sind ($v = c_m$), bildet die Wellenfront der emittierten Cerenkov-Photonen einen Strahlungskegel mit einem Öffnungswinkel von (90° - δ). Ein sehr bekanntes und imponierendes Beispiel ist das blaue Cerenkovlicht, das im Kühlwasser von Kernreaktoren durch schnelle β-Teilchen erzeugt wird. Der Energieverlust von Elektronen durch Cerenkov-Strahlungserzeugung beträgt in Plexiglas nur etwa 1 keV/cm, wobei etwa 200 sichtbare Cerenkov-Photonen erzeugt werden. Dem steht beispielsweise für schnelle Elektronen ein Energieverlust von ungefähr 2 MeV/cm durch weiche Stöße gegenüber. Cerenkov-Strahlung kann also bei der Berechnung der Teilchenenergieverluste in der Regel vernachlässigt werden. Da aus dem Emissionswinkel der Cerenkovstrahlung auf die Teilchengeschwindigkeit geschlossen werden kann, hat der Cerenkoveffekt in der Grundlagenforschung, in der er zum Nachweis und zur Energiebestimmung relativistischer Elementarteilchen verwendet wird, eine große Bedeutung (Cerenkovzähler).

Der Fall mittlerer Stoßparameter ($s \approx r_{atom}$): Bei abnehmendem Stoßparameter, also Flugbahnen der einlaufenden Teilchen dicht an den oder innerhalb der Außengrenzen einzelner Atome, können die Teilchen Wechselwirkungen mit einzelnen auch inneren Hüllenelektronen unterliegen, also direkte Stöße mit Hüllenelektronen erleiden (Fign. 7.3 b,c). Diese Wechselwirkungen werden wegen der höheren Energieverluste als **harte Stöße** (englisch: hard collisions) gekennzeichnet. Hin und wieder

werden sie wegen der Wechselwirkung mit einzelnen Hüllenelektronen auch als **binäre Stöße** (Zweierstöße, englisch: binary collisions) bezeichnet. Die gestoßenen Hüllenelektronen werden dann mit deutlich höheren Energien als die Elektronen der weichen Stöße und mit größeren Streuwinkeln emittiert, sie werden als **δ-Elektronen** bezeichnet[2]. Die Bahnen der δ-Elektronen verlassen seitlich die ursprüngliche Teilchenbahn (s. z. B. Fign. 8.2 und 8.4) und übertragen ihrerseits ihre Bewegungsenergie über weiche Stöße auf den Absorber. Sie sind von besonderer Bedeutung bei der Mikrodosimetrie, also der Untersuchung der Dosisverhältnisse in mikroskopischen Systemen wie der DNS, Zellorganellen und Zellen und in der Theorie der Ionisationskammern.

Der Fall kleiner Stoßparameter ($s \ll r_{atom}$): Ist die Teilchenenergie so hoch, dass die einlaufenden Korpuskeln die den Atomkern abschirmende Elektronenhülle durchsetzen können, so können sie auch direkt mit dem Coulombfeld der Atomkerne wechselwirken. Werden sie dabei ohne Energieverlust gestreut, bezeichnet man dies als **Coulombstreuung** bzw. **elastische Kernstreuung** (Fig. 7.3d). Diese Ereignisse sind

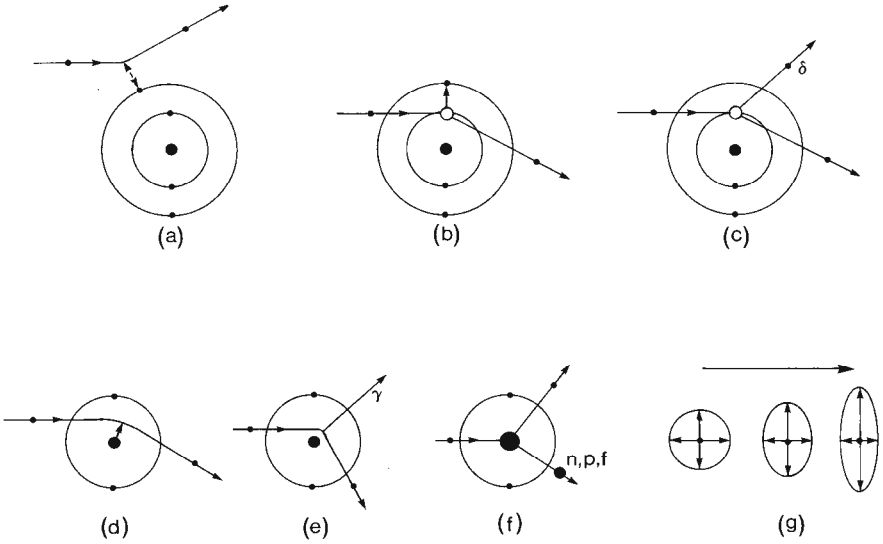


Fig. 7.3: Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie. Oben: Hüllenwechselwirkungen (a: elastische Streuung, b: Anregung von Hüllenelektronen, c: Ionisation mit δ-Elektron). Unten: Wechselwirkungen mit dem Atomkern (d: elastische Coulombstreuung, e: inelastische Kernstreuung = Strahlungsbremsung, f: teilcheninduzierte Kernreaktionen). g: Verformung des elektrischen Feldes und Erhöhung des Wechselwirkungsradius mit zunehmender Geschwindigkeit geladener Teilchen (Lorentzkontraktion).

[2] Als **δ-Elektronen** bezeichnet man Sekundärelektronen, die ausreichend Bewegungsenergie haben, um selbst weitere Ionisationen auszulösen.

relativ selten, führen aber zu einer Verbreiterung des einlaufenden Teilchenstrahls. Werden die Teilchen dagegen unter Energieverlust im Kernfeld abgelenkt, so wird ein Teil ihrer Energie in Photonenstrahlung umgewandelt. Dieser Vorgang heißt **Bremsstrahlungserzeugung** oder **unelastische Kernstreuung** (Fig. 7.3e) und ist mit der Produktion und Emission von Photonenstrahlung verbunden. Diese Bremsstrahlungsphotonen mischen sich dem ursprünglichen Strahlungsfeld bei, sie kontaminieren den Teilchenstrahl. Elastische und unelastische Kernstreuung sind nur bei den leichten Elektronen von Bedeutung, da sie wegen ihrer kleinen Massen leichter ablenkbar sind als schwerere geladene Teilchen.

Der Fall sehr kleiner Stoßparameter ($s \approx r_{kern}$): Bei noch kleineren Stoßparametern, also Annäherungen des Teilchens an den Rand des Atomkerns der Absorberatome, kann das geladene Teilchen auch in direkte Wechselwirkung mit dem Atomkern treten. Sind die einlaufenden Teilchen Elektronen (Leptonen), so findet die Wechselwirkung nur über die Coulombkräfte statt (Ladungswechselwirkung). Das Elektron bleibt in diesem Fall als freies Teilchen erhalten, wird also nicht im Atomkern absorbiert. Sind die Teilchen dagegen schwere Teilchen (Hadronen), so kommt es auch zu Wechselwirkung über die starken Kernkräfte (Fig. 7.3f). Schwere Teilchen können dabei mit dem ganzen Kern wechselwirken oder auch mit einzelnen Kernteilchen. Durch die bei der Kernreaktion übertragene Energie können daher einzelne Nukleonen oder auch größere Nukleonenpakete (Cluster) ausgelöst werden. An geeigneten Targetkernen kann es auch zur induzierten Kernspaltung kommen. Besteht der Teilchenstrahl aus hadronischer Antimaterie wie beispielsweise den negativen Pionen, kann der Targetkern nach Absorption der Antimaterieteilchen durch die bei der Teilchenvernichtung freiwerdende Energie auch völlig zerlegt werden (s. Kap. 7.4.4, Fig. 7.22). Für den Energieverlust geladener Teilchen spielen diese Kernwechselwirkungen wegen ihrer geringen Häufigkeit in der Regel eine untergeordnete Rolle.

Für geladene Teilchen gibt es also folgende Wechselwirkungsmöglichkeiten mit einem Absorber, die ohne oder mit Energieverlust stattfinden können (s. a. Fig. 7.3):

- **Elastische Streuung an Atomhüllen (Rückstoß)**
- **Inelastische Stöße an Atomhüllen (soft collisions)**
- **binäre inelastische Stöße mit einzelnen Hüllenelektronen (hard collisions)**
- **elastische Coulombstreuung an Atomkernen**
- **inelastische Coulombstreuung an Atomkernen (Bremsstrahlungserzeugung)**
- **Kernreaktionen**

Die Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Wechselwirkungen hängen dabei von der Teilchenenergie, der Teilchenart und von den Absorbereigenschaften ab. Insbesondere spielt die Masse des eingeschossenen Teilchens eine dominierende Rolle für alle solche Wechselwirkungen, die mit Richtungswechseln der Teilchen verbunden sind. Schwere Teilchen haben, wie ihr Name schon andeutet, erheblich größere Massen als ihre wichtigsten Wechselwirkungspartner, die Hüllenelektronen. Sie werden deshalb bei Stößen mit den Atomhüllen des Absorbers nur wenig aus ihrer Bahn abgelenkt und bewegen sich stattdessen mehr oder weniger geradlinig durch das Absorbermaterial. Andererseits sind die Impulsüberträge durch Elektronen auf Absorberatome trotz erheblicher Ablenkwinkel wegen des Massenverhältnisses der Stoßpartner deutlich geringer als bei schwereren Teilchen. Wegen der geringen Winkelaufstreuung bleiben Strahlenbündel schwerer Teilchen beim Durchgang durch Materie daher räumlich kompakter als die Bündel der leichteren Elektronen. Die seitlichen Begrenzungen der Strahlenbündel sind schärfer als z. B. bei Elektronenstrahlung. Geladene Teilchenstrahlenbündel haben seitliche Halbschattenbereiche von etwa 1-2 mm (bei Elektronen etwa 1 cm) und sind daher besser für die Therapie von Tumoren in der Nähe kritischer gesunder Organe geeignet. Sie werden beispielsweise für Bestrahlungen des Gehirns verwendet (z. B. stereotaktische Bestrahlungen mit Protonen).

Wegen der großen Ruhemassen in der Größenordnung von 1 GeV sind schwere Teilchen oft bis zu hohen kinetischen Energien nicht relativistisch (s. Tab. 1.3 und Tab. 18.3 im Anhang). Ihre Bewegungsenergie ist also geringer als ihre Ruheenergie ($E_{kin} < m_0 \cdot c^2$). Sie erzeugen bei gleicher kinetischer Energie wie Elektronen deshalb vergleichsweise wenig Bremsstrahlung, die den Teilchenstrahl kontaminieren könnte. Schwere Teilchen sind oft mehrfach elektrisch geladen. Sie verändern unter Umständen sogar ihren Ladungszustand beim Durchgang durch Materie. Dieser wechselnde Ladungszustand muss anders als bei den grundsätzlich einfach negativ geladenen Elektronen bei der Berechnung der Wechselwirkungen berücksichtigt werden.

Es existieren eine Reihe verschiedener physikalischer Größen zur Beschreibung der Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie, je nachdem ob die Wirkung der eingeschossenen Teilchen auf einen Absorber oder die Wirkung des Mediums auf die eingeschossenen Teilchen beschrieben werden soll. Die Zahl der durch Beschuss eines Mediums erzeugten elektrischen Ladungen wird durch die **Ionisierungsdichte** bzw. das **Ionisierungsvermögen** beschrieben. Die der im bestrahlten Medium erzeugten Ladung entsprechende dosimetrische Messgröße ist die **Ionendosis**, die allerdings nur für Luft definiert ist. Die Größe zur Beschreibung des Energieübertrages pro Wegstrecke im Absorber heißt **Linearer Energie-Transfer (LET)** oder lineares - Energieübertragungsvermögen. Der Energieübertrag vom Teilchenstrahl auf Sekundärteilchen aus dem Absorber ist für die in der durchstrahlten Materie entstehende **Kerma**, die Energieabsorption für die **Energiedosis** und damit auch für die biologische Strahlenwirkung der Elektronen verantwortlich. Die Größen zur Beschreibung der Wirkung des Absorbers auf einen Teilchenstrahl sind das **Bremsvermögen** und

das **Streuvermögen** des Absorbers. Zum Bremsvermögen tragen zwei Komponenten bei, das **Stoßbremsvermögen** und das **Strahlungsbremsvermögen**. Stoßbremsvermögen, Strahlungsbremsvermögen und Streuvermögen geben die mittleren Wirkungen eines Absorbers auf ein korpuskulares Strahlenbündel an.

7.1 Das Bremsvermögen für geladene Teilchen

Energieverluste geladener Teilchen können entweder durch Stoßbremsung oder durch Strahlungsbremsung stattfinden. Das totale Bremsvermögen für geladene Teilchen in einem Medium (S_{tot}, englisch: stopping power) ist definiert als der Quotient des durch alle Wechselwirkungen bedingten gesamten mittleren Energieverlustes des geladenen Teilchens und der dabei vom Teilchen im Absorber zurückgelegten Wegstrecke. Aus theoretischen Gründen beschreibt man die beiden Komponenten der Teilchenbremsung getrennt. Das totale Bremsvermögen setzt sich additiv aus den beiden Komponenten Stoßbremsvermögen und Strahlungsbremsvermögen zusammen.

$$S_{tot} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = S_{col} + S_{rad} \tag{7.2}$$

Wegen seiner zentralen Bedeutung für die Strahlungsphysik und Dosimetrie wurde das Bremsvermögen von zahlreichen Autoren theoretisch und experimentell untersucht (z. B. [Bethe], [Moeller], [Berger/Seltzer]). Datenzusammenstellungen finden sich in [ICRU 35], [ICRU 37], [ICRU 49] [Kohlrausch], [Reich] und Auszüge für einige ausgesuchte Materialien im Tabellenanhang.

7.1.1 Das Stoßbremsvermögen

In Analogie zur Definition des totalen Bremsvermögens wird das lineare **Stoßbremsvermögen S_{col}** definiert als Quotient aus dem Energieverlust eines geladenen Teilchens durch inelastische Stöße und der im Absorber zurückgelegten Wegstrecke.

$$S_{col} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} \tag{7.3}$$

Wegen der hohen Ruhemassen sind die meisten schweren geladenen Teilchen nicht relativistisch. Sie bewegen sich also auch bei hohen kinetischen Energien mit Geschwindigkeiten, die klein im Vergleich zur Lichtgeschwindigkeit sind ($v/c < 0{,}1$). Für Elektronen gilt diese Einschränkung wegen der um mindestens den Faktor 2000 kleineren Massen (das Ruhemassenverhältnis Proton zu Elektron beträgt 1836 : 1) nur für vergleichsweise niedrige Bewegungsenergien. So erreichen Elektronen in Röntgenröhren bei den üblichen Beschleunigungsspannungen bereits halbe Vakuumlichtgeschwindigkeit ($v = c/2$).

Aus Gründen der Anschaulichkeit unterteilt man bei der Analyse der Stoßbremsung daher gerne die Teilchenenergien in den nichtrelativistischen und den relativistischen Bereich, was grobe klassische Abschätzungen des energetischen Verlaufs der Stoßbremsvermögen erlaubt. Für eine korrekte numerische Behandlung ist diese grobe Einteilung zu ungenau. Man ist stattdessen auf eine vollständige theoretische Behandlung einschließlich relativistischer und quantentheoretischer Effekte angewiesen. Dabei werden die weichen und harten Stöße in der Regel getrennt betrachtet. Insbesondere "harte" Elektronenwechselwirkungen mit Atomelektronen erfordern wegen der vergleichbaren Massen von stoßendem und gestoßenem Elektron eine spezielle theoretische Behandlung.

Klassische Abschätzung des Energieverlaufs des Stoßbremsvermögens*

Mit Hilfe einer einfachen Modellüberlegung lässt sich für geladene Teilchen die Abhängigkeit des Energieverlustes von der Teilchenenergie abschätzen. Nach der klassischen Mechanik ist der Impulsverlust des einlaufenden Teilchens und damit der Impulsübertrag dp auf das Hüllenelektron beim Stoß proportional zum Zeitintervall, während dessen sich die beiden Teilchen im gegenseitigem Wechselwirkungsbereich befinden ($dp \propto dt$ = Wechselwirkungszeit). Dieses Zeitintervall und damit auch der Impulsübertrag auf das Hüllenelektron ist umgekehrt proportional zur Differenzgeschwindigkeit der beiden stoßenden Teilchen ($dt \propto dp \propto 1/v$). Nimmt man das Hüllenelektron vor dem Stoß näherungsweise als ruhend an, so ist sein Gesamtimpuls gleich dem Impulsübertrag ($p = dp$) und seine Bewegungsenergie gleich der beim Stoß übertragenen Energie. In klassischer Näherung ist die Bewegungsenergie proportional zum Quadrat des Impulses ($E = mv^2/2 = p^2/2m$). Der Energieübertrag ist also proportional zum Quadrat des Impulsübertrages. Für den Energieverlust nichtrelativistischer Teilchen gilt deshalb $dE/dx \propto (dp)^2 \propto 1/v^2$.

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{v^2} \tag{7.4}$$

Mit zunehmender Bewegungsenergie nähert sich die Geschwindigkeit der Teilchen der Lichtgeschwindigkeit an ($v \to c$). Der Ausdruck $1/v^2 \approx 1/c^2$ ändert sich nicht mehr mit der Energie; der Energieverlust pro Wegstrecke bleibt nach diesem einfachen Modell daher bei relativistischen Teilchenenergien konstant.

$$\frac{dE}{dx} \propto \text{const} \tag{7.5}$$

Exakte Berechnung des Stoßbremsvermögens*

Die exakte relativistische und quantentheoretische Behandlung des Stoßbremsvermögens geht auf Theorien von ***Bethe*** zurück und ist von vielen Autoren wegen ihrer großen Bedeutung für die Strahlenkunde verfeinert und korrigiert worden. Die ent-

sprechenden Darstellungen übersteigen bei weitem den Umfang dieses Buches. Wichtige Zusammenfassungen und numerische Ergebnisse finden sich in der zitierten Literatur, vor allem in [ICRU 37]. Für das Stoßbremsvermögen **schwerer geladener** Teilchen mit der Ladung z und der relativen Geschwindigkeit $\beta = v/c$ liefert die Theorie den folgenden Ausdruck:

$$S_{col} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} = \rho \cdot 4\pi \cdot r_e^2 \cdot m_0 c^2 \cdot \frac{Z}{u \cdot A} \cdot z^2 \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot R_{col}(\beta) \tag{7.6}$$

Dabei ist ρ die Dichte des Absorbers, u die atomare Masseneinheit (Gl. 2.18) und $R_{col}(\beta)$ eine "Restfunktion", die die komplizierte Energie- und Materialabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für die Stoßbremsung schwerer geladener Teilchen enthält. Einsetzen der numerischen Werte für die Konstanten in (Gl. 7.6) ergibt für das Stoßbremsvermögen in der Einheit (MeV/cm) den etwas einfacheren Ausdruck:

$$S_{col} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} = 0{,}30707 \cdot \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot z^2 \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot R_{col}(\beta) \tag{7.7}$$

Das Geschwindigkeitsverhältnis $\beta = v/c_0$ für geladene Teilchen als Funktion ihrer Bewegungsenergie kann aus Tabelle (1.3) entnommen oder mit Hilfe der dortigen (Gl. 1.11) berechnet werden. Die numerischen Werte der „Restfunktion“ $R_{col}(\beta)$ werden für die praktische Arbeit am besten Tabellenwerken wie beispielsweise [ICRU37] entnommen.

Für **Elektronen oder Positronen** muss Gl. (7.6) modifiziert werden. Der Hauptgrund ist die von schweren Teilchen verschiedene Behandlung harter binärer Stöße von Hüllenelektronen und eingeschossenen Elektronen oder Positronen sowie die Ununterscheidbarkeit der beiden Elektronen nach dem Stoß. Der Einfachheit halber wird das Elektron mit der höheren Energie nach solchen harten Stößen als das ursprüngliche betrachtet, so dass ein eingeschossenes Elektron definitionsgemäß nur maximal die Hälfte seiner Bewegungsenergie bei einem Stoß übertragen und verlieren kann. Für Elektronen bzw. Positronen mit der Bewegungsenergie E in Einheiten der Ruheenergie m_0c^2 und dem so genannten klassischen Elektronenradius[3] r_e erhält man dann die folgende Beziehung für das Stoßbremsvermögen:

$$S_{col} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} = \rho \cdot 2\pi \cdot r_e^2 \cdot m_0 c^2 \cdot \frac{Z}{u \cdot A} \cdot z^2 \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot R^*_{col}(\beta) \tag{7.8}$$

[3] Unter dem klassischen Elektronenradius versteht man den Radius einer mit einer Elementarladung e_0 gleichmäßig geladenen Kugel, die als Feldenergie gerade die Ruheenergie eines Elektrons von 0,511 MeV ergibt. Der Zahlenwert ist $2{,}818 \cdot 10^{-15}$ m.

Nach Einsetzen der Konstanten vereinfacht sich diese Gleichung in der Einheit (MeV/cm) zu:

$$S_{col} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} = 0{,}15354 \cdot \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot z^2 \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot R^*_{col}(\beta) \tag{7.9}$$

mit einer neuen und zudem für Elektronen und Positronen unterschiedlichen Restfunktion R_{col}* (Formelableitung und numerische Werte s. z. B. [ICRU37]).

Nach den Gleichungen (7.6 bis 7.9) ist das Stoßbremsvermögen also proportional zum Quadrat der Teilchenladung z, zum Verhältnis Z/A des Absorbers und umgekehrt proportional zum Quadrat der Teilchengeschwindigkeit ($1/\beta^2$-Ausdruck). Zusätzliche Abhängigkeiten finden sich in den beiden Restfunktionen R_{col} für schwere geladene Teilchen und R_{col}* für Elektronen und Positronen. Diese Abhängigkeiten werden im Folgenden diskutiert. Das Stoßbremsvermögen für schwere Teilchen ist darüber hinaus unabhängig von deren Masse m.

Abhängigkeit des Stoßbremsvermögens von der Teilchenladung z

Das Stoßbremsvermögen ist nach den Gleichungen (7.6 bis 7.9) proportional zum Quadrat der elektrischen Ladungszahl z des einlaufenden Teilchens. Für Elektronen, Positronen und Protonen beträgt die Ladungszahl z = 1. Schwerere Teilchen können auch höhere Ladungszahlen aufweisen. Bei doppelter bzw. dreifacher Ladung erhöht sich beispielsweise unter sonst gleichen Bedingungen das Stoßbremsvermögen deshalb bereits um den Faktor 4 bzw. 9. Bei schwereren Teilchen ist die Ladungszahl allerdings keine Konstante, stattdessen kommt es durch **Ladungsaustausch der Einschussteilchen** teilweise zur Änderung der Ladungszahl auf dem Weg durch den Absorber. Bei kleinen Geschwindigkeiten bzw. Teilchenenergien können positiv geladene Teilchen während der Passage durch Materie Hüllenelektronen der Absorberatome einfangen. Dieser **Elektroneneinfang** findet vor allem bei hoch ionisierten Schwerionen statt, da bei diesen wegen der unabgeschirmten hohen Kernladung die elektrischen Anziehungskräfte und Bindungsenergien der inneren Elektronenschalen entsprechend groß sind. Er ist am häufigsten, wenn die Geschwindigkeit des schweren Teilchens und der Hüllenelektronen etwa gleich sind. Das betroffene Hüllenelektron wird dabei durch die elektrische Anziehung quasi "mitgezogen". Langsame schwere Teilchen können auch einen Teil ihrer verbliebenen Elektronenhülle bei der Passage anderer Atome **abstreifen**. Sie wechseln also bei Durchgang durch Materie häufig ihren Ladungszustand entweder durch Einfang oder Abstreifen von Elektronen.

Bei der Berechnung des Bremsvermögens müssen diese komplexen Vorgänge selbstverständlich berücksichtigt werden. Dazu verwendet man in den Formeln für das Stoßbremsvermögen mittlere Ionenladungen (effektive Ladungszahlen). Die Teilchenladung z in den Gleichungen (7.6 bis 7.9) ist in solchen Fällen durch die effektive

Teilchenladung z_{eff} der teilabgeschirmten Ionen zu ersetzen. Wegen der quadratischen Abhängigkeit des Stoßbremsvermögens von der Teilchenladung ist im Vergleich zum vollständig ionisierten Ion je nach Ladungszustand eine erhebliche Reduktion für die Stoßbremsung zu erwarten. Numerische Berechnungen zeigen, dass erst bei Teilchenenergien $E > z^2/2$ (E in MeV, z: Ladungszahl des Teilchens) schwere Ionen im Mittel völlig ionisiert sind [Bichsel]. Sie haben dann also ihre gesamte Elektronenhülle abgestreift. Dieser Effekt wird beim Durchschuss hochenergetischer Schwerionen durch dünne Absorber, den Elektronen-Stripping-Reaktionen, zur Erzeugung hoch geladener Ionen für die Grundlagenforschung oder die medizinische Verwendung technisch ausgenutzt.

Sehr langsame schwere Teilchen umgeben sich durch sukzessive Einfangprozesse mit vollständigen Elektronenhüllen. Da sie dann nach außen hin elektrisch neutral sind, unterliegen sie nicht mehr den elektrischen Wechselwirkungen mit den Targetatomhüllen. Sie können deshalb ihre restliche Bewegungsenergie auch nicht durch Elektronenstöße verlieren. In diesem unteren Energiebereich werden schwere Teilchen wie auch bei sehr hohen Energien nur noch durch nukleare Stöße mit den Targetkernen gebremst. Wegen der dann aber niedrigen Restbewegungsenergien der Teilchen spielen diese Energieverluste jedoch keine große Rolle mehr für das Bremsvermögen des Absorbers für die Projektile und den Energieübertrag auf den Absorber.

Abhängigkeit des Stoßbremsvermögens von der Teilchenenergie E bzw. der Geschwindigkeit v

Für den nichtrelativistischen Energiebereich, also für langsame Teilchen, kann man die Gleichungen (7.6 bis 7.9) wegen der ungefähren Konstanz der Restfunktionen R_{col} bzw. R_{col}* in diesem Energiebereich auch folgendermaßen schreiben.

$$S_{col} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} \propto \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot z^2 \cdot \frac{1}{v^2} \tag{7.10}$$

Sie zeigt als energetischen Verlauf die typische $1/v^2$-Abhängigkeit, wie sie bereits aus den klassischen Abschätzungen bekannt ist (vgl. Gln. 7.4 und 7.5). Da man in der praktischen Strahlungsphysik eher Teilchenenergien als Teilchengeschwindigkeiten angibt, ist man mehr an der Energie- und nicht der Geschwindigkeitsabhängigkeit des Stoßbremsvermögens interessiert. Gleichung (7.10) kann für nicht relativistische Teilchen (wegen $E_{kin} = 1/2 \cdot m \cdot v^2$ und $1/v^2 = m/2E_{kin}$) auch folgendermaßen geschrieben werden.

$$S_{col} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} \propto \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot z^2 \cdot \frac{m}{E} \tag{7.11}$$

Das Stoßbremsvermögen ist also abgesehen von den Restfunktionen R umgekehrt proportional zur **massenspezifischen Energie E/m** des Einschussteilchens oder anders ausgedrückt:

Das Stoßbremsvermögen eines Absorbers ist gleich für alle Teilchen mit gleicher kinetischer Energie pro Masse und mit gleicher elektrischer Ladung.

So sind beispielsweise in dieser einfachen Näherung die Energieverluste pro Wegstrecke eines Deuterons mit 2 MeV Bewegungsenergie (1 MeV/Nukleon), eines einfach geladenen ^{12}C-Ions mit 12 MeV und der eines 1-MeV-Protons gleich, da sowohl die massenspezifischen Energien E/m als auch die Teilchenladungen identisch sind. Die umgekehrte Proportionalität zum Quadrat der Teilchengeschwindigkeit führt we-

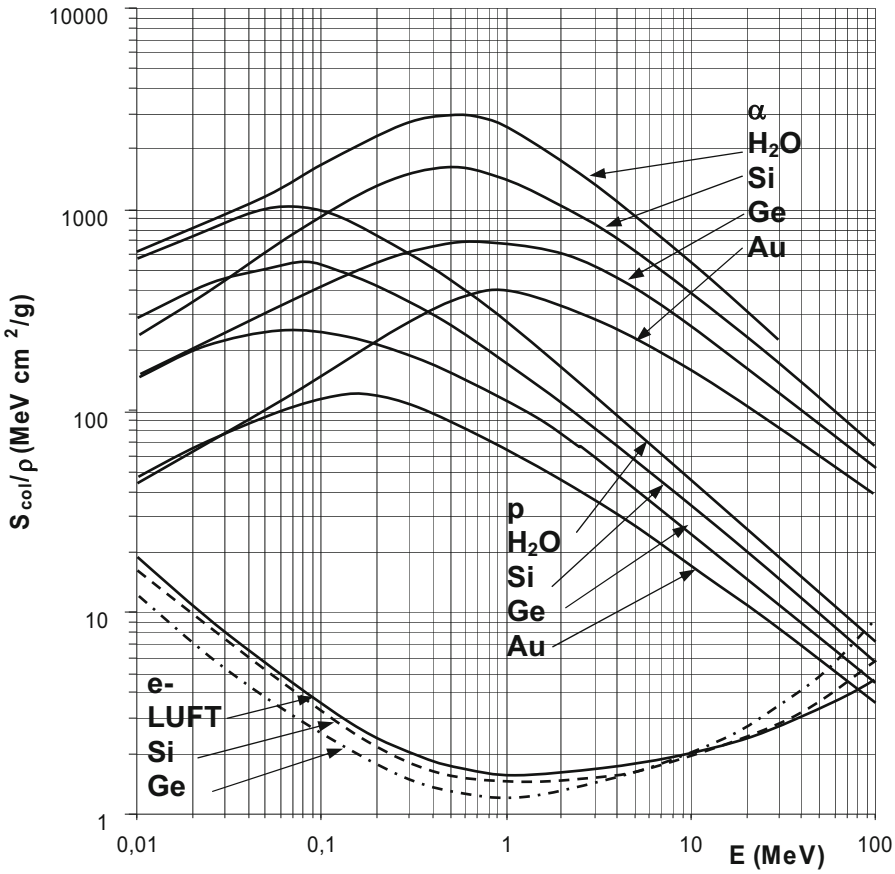


Fig. 7.4: Massenstoßbremsvermögen S/ρ für Elektronen, Protonen und Alphateilchen in verschiedenen Materialien (nach Daten aus [Kohlrausch], Band III). Schwere Teilchen sind im dargestellten Energiebereich nichtrelativistisch.

gen der abnehmenden Geschwindigkeit zu einer quadratischen Zunahme der auf die Wegstrecke bezogenen Energieverluste am Ende der Teilchenbahn (s. Fig. 7.4). Aus Gründen, die im Rahmen dieses Buches nicht quantitativ dargestellt werden sollen, durchläuft das Stoßbremsvermögen für schwere Teilchen bei abnehmender Bewegungsenergie ein Maximum zwischen 0,1 - 0,8 MeV. Betrachtet man statt der Energieverluste des Teilchens die Ionisation bzw. den Energieübertrag auf das bestrahlte Medium, so ist deshalb am Ende der Bahn schwerer Teilchen, also dort wo die Teilchenenergie klein wird, ein steiler Anstieg der Ionisation bzw. der Energiedosis zu beobachten (Bragg-Maximum, vgl. Kapitel 8.1). Je schneller das Teilchen ist, umso geringer ist wegen des $1/v^2$-Ausdrucks sein Energieverlust.

Bei einer Zunahme der Bewegungsenergie des Einschussteilchens nähert sich die Geschwindigkeit allmählich der Lichtgeschwindigkeit an. Das Verhältnis v/c bleibt also wegen $v \rightarrow c$ konstant, so dass beim Übergang vom nicht relativistischen Energiebereich zum relativistischen Bereich die $1/v^2$-Abhängigkeit verschwindet. Das Gleiche gilt auch für die massenspezifische Energie, da Masse und Energie um den gleichen relativistischen Korrekturausdruck zunehmen, ihr Verhältnis also ebenfalls konstant bleibt. Bei genauer Berechnung und in Experimenten finden man dennoch einen Anstieg des Stoßbremsvermögens für hohe Teilchenenergien (s. Fig. 7.4, Elektronenkurven). Diese Zunahme des Stoßbremsvermögens rührt ausschließlich von den Restfunktionen R und R* her.

Abhängigkeit des Stoßbremsvermögens von der relativen Ladungszahl des Absorbers Z/A

Das Stoßbremsvermögen für geladene Teilchen hängt nach der Theorie vom Verhältnis Z/A ab und ist somit proportional zur Elektronendichte des Mediums (der Zahl der Elektronen pro Volumen) und außerdem näherungsweise proportional zur Massendichte ρ des Absorbers. Das Verhältnis Z/A ist für die meisten leichten und mittelschweren Elemente nahezu unabhängig von der Ordnungszahl ($Z/A \approx 1/2$). Für leichte Absorber erwartet man daher abgesehen von der Massendichte kaum eine Abhängigkeit des Stoßbremsvermögens von den Absorbereigenschaften. Ein Vergleich des dichtebezogenen Massenstoßbremsvermögens in den Abb. (7.4, 7.8) und die Werte im Tabellenanhang für leichte Absorbermaterialien bestätigt diesen Sachverhalt.

Für hohe Ordnungszahlen findet man jedoch deutliche Unterschiede im Stoßbremsvermögen für die verschiedenen Absorber. Dies hat zwei Gründe. Zum einen verringert sich das Verhältnis Z/A mit zunehmender Massenzahl, da schwere Elemente einen deutlichen Neutronenüberschuss zeigen. Bei ^{238}U beträgt das Z/A-Verhältnis beispielsweise nur noch 0,38, was eine Verminderung auf 77% des Wertes leichter Materialien bedeutet. Zum anderen führt die hohe Ordnungszahl zu höheren Elektronenbindungsenergien für die inneren Hüllenelektronen von hochatomigen Materialien. Die Wahrscheinlichkeit für Wechselwirkungen mit den inneren Elektronen nimmt daher für schwere Materialien ab.

Dieser Sachverhalt wird in den Restfunktionen mit Hilfe der mittleren Ionisierungsenergie in diesen Materialien und einer empirischen Schalenkorrektur berücksichtigt. Sowohl die Z/A-Abnahme als auch die beiden letzteren Korrekturen mindern den durch die **Lorentzverbreiterung**[4] des elektrischen Feldes des Einschussteilchens bewirkten relativistischen Anstieg der Stoßbremsung mit zunehmender Ordnungszahl (vgl. dazu Fig. 7.3g).

Abhängigkeit des Stoßbremsvermögens von der Absorberdichte, Dichteeffekt

Eine genaue theoretische Analyse zeigt, dass die einfache Dichteproportionalität des Stoßbremsvermögens der Gln. (7.7, 7.9) bei relativistischen Bedingungen nicht mehr exakt gilt. Stattdessen findet man eine zusätzliche Minderung des Stoßbremsvermögens mit zunehmender Absorberdichte, die mit der Dichteeffekt-Korrektur in den Restfunktionen der Gln. (7.6 bis 7.9) berücksichtigt wird. Das auf die Absorberdichte korrigierte Stoßbremsvermögen, das so genannte Massenstoßbremsvermögen, ist daher in Absorbern hoher Dichte immer niedriger als in leichteren Materialien (vgl. dazu beispielsweise die Daten für Blei und Wasser im Tabellenanhang). Diese relativistische Dichteabhängigkeit des Massenstoßbremsvermögens wird als **Dichteeffekt** bzw. Polarisationseffekt bezeichnet ([Fermi 1940], [Sternheimer 1971]).

Der Grund dafür ist die Polarisation der Absorberatome durch das relativistisch verzerrte elektrische Feld des einlaufenden geladenen Teilchens in der Nähe der Teilchenbahn. Der Polarisationsgrad hängt von der lokalen Ladungsdichte und damit auch von der Dichte des Absorbers ab, da Elektronendichte und Massendichte etwa proportional zueinander sind. Polarisierte Atome schirmen weiter entfernte Regionen des Absorbers jedoch gegen das elektrische Feld des einlaufenden Teilchens ab und mindern dadurch die lokale Wechselwirkungswahrscheinlichkeit und somit das Bremsvermögen des Absorbers. Dies verringert also den relativistischen Anstieg des Bremsvermögens durch die Verbreiterung des elektrischen Feldes des einlaufenden Teilchens in Festkörpern im Vergleich mit weniger dichten Materialien. In Gasen spielen Polarisationseffekte daher eine geringere Rolle. Das Stoßbremsvermögen nimmt in ihnen schneller mit der Energie zu als in dichteren Substanzen.

Für Elektronen setzt der Dichteeffekt des Stoßbremsvermögens schon bei Energien unter 1 MeV ein, da auch vergleichsweise niederenergetische Elektronen wegen ihrer sehr geringen Masse bereits weitgehend relativistisch sind. Das Verhältnis von Elektronengeschwindigkeit und Lichtgeschwindigkeit v/c beträgt beispielsweise für 100-keV-Elektronen schon $v/c \approx 0{,}55$, für 0,5-MeV-Elektronen bereits $v/c \approx 0{,}85$. Bei

[4] **Hendrik Antoon Lorentz** (18. 7. 1853 – 4. 2. 1928), holländischer Physiker, erhielt 1902 zusammen mit dem Holländer **Pieter Zeeman** (25. 5. 1865 – 9. 10. 1943) den zweiten Nobelpreis in Physik "als Anerkennung des außerordentlichen Verdienstes, das sie sich durch ihre Untersuchungen über den Einfluss des Magnetismus auf die Strahlungsphänomene erworben haben".

schweren nichtrelativistischen Teilchen ist der Dichteeffekt dagegen immer zu vernachlässigen.

Datensammlungen: Ausführliche neuere Datensammlungen des Stoßbremsvermögens von Elektronen und ausführliche theoretische Begründungen dazu finden sich in den ICRU-Reports [ICRU 35] und [ICRU 37] sowie der Zusammenstellung von ***Berger*** und ***Seltzer*** vom NBS [Berger/Seltzer 1982]. Auszüge numerischer Daten für einige wichtige Substanzen und Stoffgemische sind im Tabellenanhang zusammengefasst. Die Bremsung des Elektronenstrahls durch unelastische Stöße mit Hüllenelektronen (Stoßbremsung) ist nach diesen Daten für leichtere Materialien und Elektronenenergien bis etwa 40 MeV, für Wasser sogar bis 80 MeV der dominierende Wechselwirkungsmechanismus der Elektronen (vgl. Fig. 7.7). Er bestimmt deshalb den Energieverlust von Elektronen in menschlichem Gewebe, Luft, Wasser und sonstigen gewebeähnlichen Phantomsubstanzen bei den üblicherweise in der Radiologie verwendeten Energien von Elektronenstrahlung.

Massenstoßbremsvermögen

Wegen der näherungsweisen Proportionalität des Bremsvermögens zur Dichte des Absorbers verwendet man in der praktischen Strahlungsphysik bevorzugt den Quotienten aus Bremsvermögen und Dichte S/ρ, das **Massenbremsvermögen** (engl.: mass stopping power), das nach den obigen Ausführungen im wesentlichen unabhängig von der Absorberdichte sein sollte. Für das totale Massenbremsvermögen gilt dann analog zu Gl. (7.9):

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{tot} = \left(\frac{S}{\rho}\right)_{col} + \left(\frac{S}{\rho}\right)_{rad} \tag{7.12}$$

Das Massenbremsvermögen zeigt natürlich die gleichen Energieabhängigkeiten und Ordnungszahlabhängigkeiten wie die linearen Bremsvermögen in den Gln. (7.7, 7.9, 7.11). Für den nicht relativistischen Bereich erhält man deshalb für das Massenstoßbremsvermögen

$$\frac{S_{col}}{\rho} \propto \frac{Z}{A} \cdot z^2 \cdot \frac{m}{E} \cdot R_{col}^{(*)} \tag{7.13}$$

für den relativistischen Energiebereich die besonders einfache Form

$$\frac{S_{col}}{\rho} \propto \frac{Z}{A} \cdot z^2 \cdot R_{col}^{(*)} \tag{7.14}$$

Beschränktes Massenbremsvermögen: In der Dosimetrie ist man vor allem an der lokalen Energiedeposition interessiert, da diese zum einen den biologischen Wir-

kungen in der Zelle entspricht und zum anderen nur sie die eindeutige Zuordnung von absorbierter Energie zu einem Messvolumen in der Theorie der Ionisationskammern ermöglicht. Wegen der endlichen Reichweite der aus den Atomhüllen durch Stoßprozesse freigesetzten Sekundärelektronen in Materie wird ein Teil ihrer Energie bei den Wechselwirkungen jedoch vom Wechselwirkungsort wegtransportiert. Dies gilt erst recht für die Strahlungsbremsung von Elektronen, bei der die Elektronen im Mittel einen erheblichen Teil ihrer Energie durch einen einzelnen Wechselwirkungsakt verlieren. Die Bremsstrahlung ist daher in der Regel durchdringend und trägt kaum zur lokalen Energiedeposition bei.

Bei der Stoßbremsung kann man durch die Beschränkung auf kleine Energieüberträge der stoßenden Elektronen der Forderung nach lokaler Absorption jedoch Rechnung tragen. Die entsprechende Messgröße heißt **beschränktes Stoßbremsvermögen** (engl. restricted stopping power). Sie wird mit $S_{col,\Delta}$ bezeichnet, wobei der Index Δ die zulässige Energieobergrenze angibt, für die Stoßbremsprozesse betrachtet werden sollen. Dieses beschränkte Stoßbremsvermögen ist wegen seines lokalen Charakters besser zur Bestimmung der Energiedosis geeignet als die nicht beschränkten Massenbremsvermögen S_{col}/ρ und S_{rad}/ρ.

7.1.2 Das Strahlungsbremsvermögen

Werden elektrisch geladene Teilchen im Coulombfeld eines Atomkerns oder anderer geladener Teilchen gebremst, so können sie einen Teil ihrer Bewegungsenergie durch Photonenstrahlung verlieren. Diese Strahlung wird wegen ihrer Entstehungsweise **Bremsstrahlung** genannt. Der Energieverlust ist umso höher, je größer der Ablenkwinkel ist und je näher das geladene Teilchen an den Atomkern bzw. das andere ablenkende Teilchen herankommt. Das Projektil benötigt also eine hohe Bewegungsenergie bzw. einen kleinen Stoßparameter, um Bremsstrahlung auszulösen. Das Strahlungsbremsvermögen spielt nur für hochenergetische Teilchen eine Rolle. Da die Ablenkbarkeit eines Teilchens umso geringer ist, je höher die Masse des Teilchens ist, tritt die Strahlungsbremsung im Bereich der radiologisch üblichen Energien fast ausschließlich bei **Elektronen** als Einschussteilchen auf. Trifft ein Elektron auf ein Atom, so kann Strahlungsbremsung entweder am Coulombfeld des Atomkerns oder an einzelnen Hüllenelektronen stattfinden. Dies wird mit zwei getrennten Wirkungsquerschnitten für die Kernstrahlungsbremsung und die Hüllenstrahlungsbremsung beschrieben. Für das Strahlungsbremsvermögen eines Absorbers liefert die Theorie für Elektronenstrahlung den folgenden Ausdruck:

$$S_{rad} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \rho \cdot \frac{1}{u} \cdot r_e^2 \cdot \alpha \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot E_{tot} \cdot (R_{rad,n} + \frac{1}{Z} R_{rad,e}) \qquad (7.15)$$

E_{tot} ist dabei die Gesamtenergie des einlaufenden Elektrons, also die Summe aus Ruheenergie E_0 und Bewegungsenergie E_{kin}, r_e wieder der klassische Elektronenradius und α die Feinstrukturkonstante[5]. Die dimensionslosen "Restfunktionen" $R_{rad,n}$ und $R_{rad,e}$ enthalten die skalierten Wirkungsquerschnitte für die Bremsung der einlaufenden Elektronen durch Bremsstrahlungserzeugung. Dabei bedeutet der Index "n" Strahlungsbremsung im elektrischen Kernfeld und der Index "e" diejenige im Coulombfeld eines Elektrons. Den Energieverlauf der Restfunktionen $R_{rad,n}$ und $R_{rad,e}$ entnimmt man am besten Tabellenwerken (z. B. [ICRU37]), grafische Beispiele finden sich in den Figuren (7.6). Für Niedrig-Z-Materialien und Bewegungsenergien bis etwa 10 MeV kann man für grobe Abschätzungen in guter Näherung den Wert $R_{rad,n} = 5$ verwenden. Der Wirkungsquerschnitt $R_{rad,e}$ für die Strahlungsbremsung im Elektronenfeld der Absorberatome spielt für kleine Energien bis etwa 0,1 MeV dagegen kaum eine Rolle. Bei etwa 1 MeV ist $R_{rad,e}$ etwa halb so groß wie die Restfunktion für die Kernbremsung. Bei noch höheren Energien ab etwa 10 MeV hat das Verhältnis der beiden Restfunktionen unabhängig vom Absorbermaterial etwa den Wert 1. Wegen des 1/Z-Faktors vor $R_{rad,e}$ in (Gl. 7.15) dominiert für typische radiologische Energien grund-

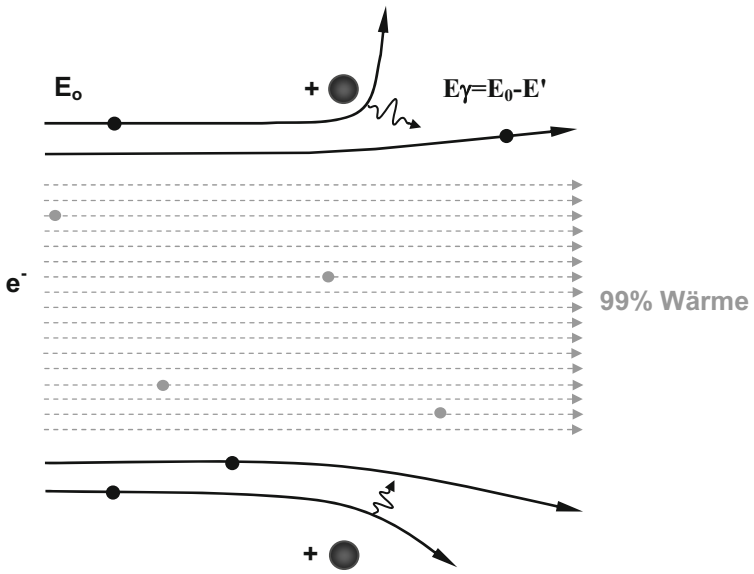


Fig. 7.5: Entstehung elektromagnetischer Strahlung bei der Strahlungsbremsung von Elektronen im elektrischen Feld eines Atomkerns. Die Differenz der kinetischen Teilchenenergien vor und nach der Ablenkung (E_0-E') wird in Form von Bremsstrahlung emittiert. In der Röntgenröhre werden 99% der Elektronen stoßgebremst, nur 1% verliert Bewegungsenergie über Bremsstrahlungsproduktion. Der Energieverlust hängt vom Stoßparameter der einlaufenden Elektronen ab (nicht maßstäblich).

[5] Die Feinstrukturkonstante α gibt das Verhältnis der klassischen Elektronengeschwindigkeit in der Umlaufbahn des K-Elektrons im Wasserstoff zur Vakuumlichtgeschwindigkeit c an. Sie hat den Wert $\alpha = 2\pi \cdot e^2/(h \cdot c) = 1/137{,}035989$.

sätzlich die Kernbremsung. Einsetzen der numerischen Werte der Konstanten in (Gl. 7.15) liefert die folgende Zahlenwertgleichung.

$$S_{rad} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = 0{,}349 \cdot 10^{-3} \cdot \rho \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot E_{tot} \cdot (R_{rad,n} + \frac{1}{Z} R_{rad,e}) \qquad (7.16)$$

Für beliebige geladene Teilchen der Ladung (z·e) und der Teilchenmasse m erhält man unter Vernachlässigung der Konstanten und der Restfunktionen die folgende Beziehung für das Strahlungsbremsvermögen im Kernfeld:

$$S_{rad} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \propto \rho \cdot \left(\frac{z \cdot e}{m}\right)^2 \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot E_{tot} \qquad (7.17)$$

Der Energieverlust geladener Teilchen durch Bremsstrahlungserzeugung ist also proportional zur Dichte ρ und zum Quadrat der Ordnungszahl Z des Absorbers. Er ist proportional zur Gesamtenergie E_{tot} des Teilchens und verringert sich wegen der Abnahme der elektrischen Feldstärke mit der Entfernung (dem Stoßparameter) des einlaufenden Teilchens vom Absorberatom. Er ist außerdem proportional zum Quadrat der spezifischen Ladung (z·e/m) des einlaufenden Teilchens. Anders als bei den Stoßbremsverlusten von geladenen Teilchen entsteht beim Bremsstrahlungsprozess also als zusätzliche, bei der Wechselwirkung gebildete durchdringende Strahlungsart die Bremsstrahlung. Ihre Anteile mischen sich dem Teilchenstrahlungsfeld bei; der Teilchenstrahl wird daher mit Photonen "kontaminiert". Die dabei entstehenden Bremsspektren (das sind die Energieverteilungen der Bremsstrahlungsphotonen) sind wegen der zufälligen Stoßentfernung kontinuierlich, mit einem Übergewicht für niedrige Photonenenergien.

Bei schweren geladenen Teilchen (Protonen, α-Teilchen) spielt die Bremsstrahlungserzeugung wegen der großen Teilchenmassen und der damit verbundenen geringeren Ablenkung im Kernfeld bei radiologisch üblichen Teilchenenergien keine wesentliche Rolle. Elektronen sind wegen ihrer um mehr als 3 Größenordnungen kleineren Massen dagegen leichter aus ihrer Bewegungsrichtung abzulenken. Bei gleicher Teilchenladung und Teilchenenergie unterscheiden sich die Strahlungsbremsvermögen von Elektronen und schweren Teilchen mit mindestens einer Nukleonenmasse wegen der $1/m^2$-Abhängigkeit in (Gl. 7.17) bereits um mehr als sechs Zehnerpotenzen ($(m_e/m_p)^2 \approx 0{,}3 \cdot 10^{-6}$). Die Strahlungsbremsung ist daher für Protonen und erst recht für schwerere Teilchen im Vergleich zu dem Strahlungsbremsvermögen gleichenergetischer Elektronen völlig zu vernachlässigen. Nähert sich die Teilchengeschwindigkeit jedoch der Lichtgeschwindigkeit, so gewinnt Strahlungsbremsung auch für schwere Teilchen zunehmend an Bedeutung. Dies ist der Fall, wenn die Bewegungsenergie vergleichbar mit der Ruheenergie ($E_0 = m_0 \cdot c^2$) der Teilchen ist oder diese überschreitet.

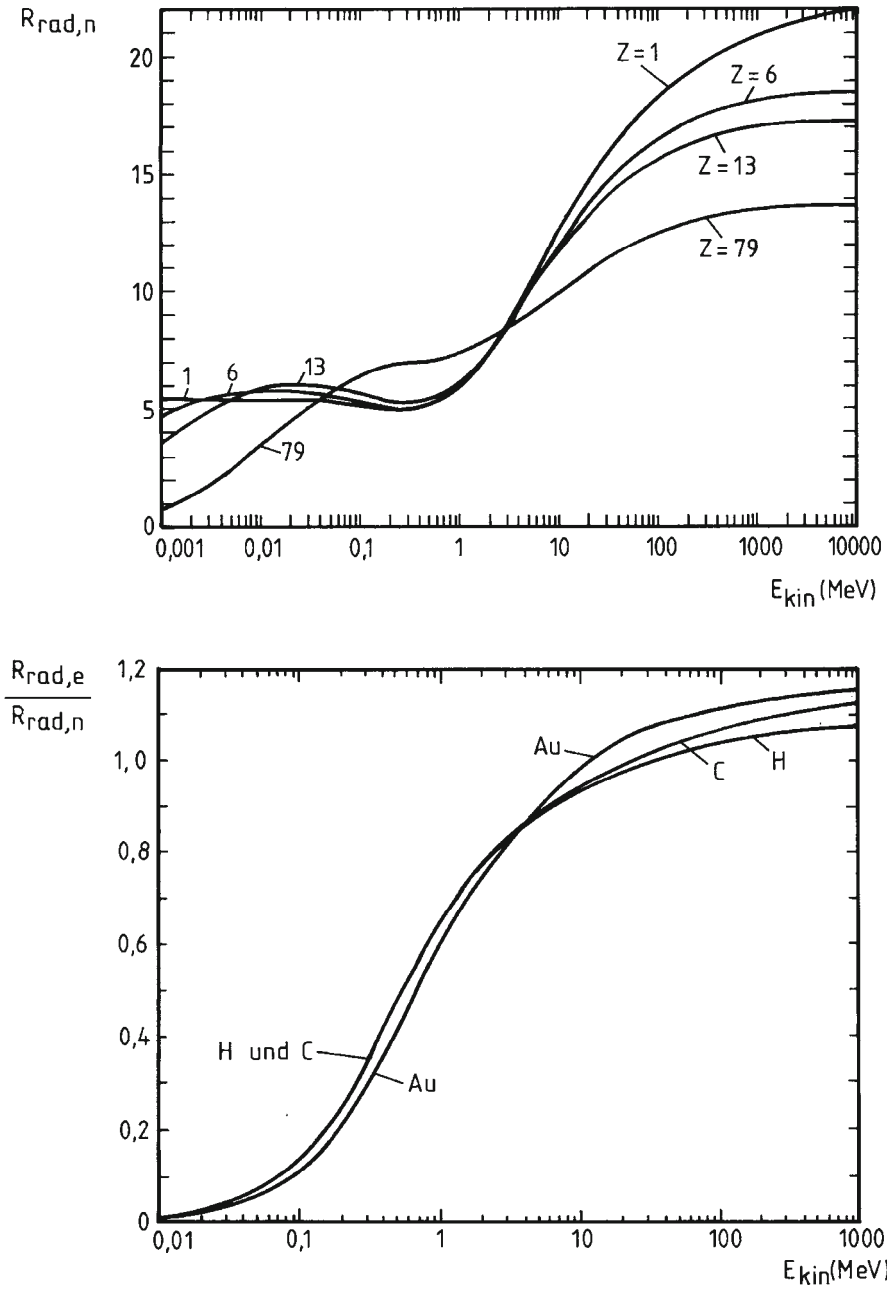


Fig. 7.6: Oben: Restfunktionen $R_{rad,n}$ für die Strahlungsbremsung von Elektronen im Kernfeld für verschiedene Ordnungszahlen Z des Absorbers und Bewegungsenergien der einlaufenden Elektronen zur Verwendung in (Gl. 7.16). Unten: Verhältnisse der Restfunktionen R_e und R_n für Elektronenstrahlungsbremsung und Kernstrahlungsbremsung für verschiedene Materialien (H: H_2-Gas, nach Daten aus [ICRU37]).

Bremsstrahlungsausbeuten in leichten Materialien sind wegen der kleinen Ordnungszahlen (menschliches Gewebe, Wasser und Plexiglas haben effektive Ordnungszahlen um Z = 7) und der damit verbundene geringen Teilchenablenkungen auch für Elektronen in der Regel nahezu vernachlässigbar. Die Strahlungsbremsung nimmt jedoch mit dem Quadrat der Ordnungszahl des Absorbers zu (Gl. 7.17). Bei höherer Ordnungszahl und höheren Elektronenenergien gewinnt die Strahlungsbremsung zunehmend an Bedeutung. Für Blei ist die Strahlungsbremsung von Elektronen beispielsweise bereits bei etwa 10 MeV Elektronenenergie der dominierende Energieverlust-Prozess. Einzelheiten der Elektronenstrahlungsbremsung werden im folgenden Kapitel dargestellt.

7.1.3 Richtungsverteilung der Bremsstrahlungsphotonen für Elektronenstrahlung

Die wichtigsten technischen Anwendungen der Strahlungsbremsung von Elektronen sind die Erzeugung der Röntgenstrahlung in Röntgenröhren[6] für die medizinische Diagnostik oder die Materialprüfung und die Erzeugung hochenergetischer Bremsstrahlung in Elektronenbeschleunigern für die Strahlentherapie, die Strukturanalyse und die kernphysikalische Grundlagenforschung. Die bei der Strahlungsbremsung von Elektronen erzeugte Bremsstrahlung wird (nach Fig. 7.7) nicht gleichförmig in alle Richtungen emittiert. In dünnen Absorbern zeigt die Bremsstrahlung eine ausgeprägte Winkelverteilung. Bei niedrigen Elektronenenergien (unter 100 keV) liegt das Emissionsmaximum seitlich unter 60-90 Grad zum einfallenden Elektronenstrahl. Die Intensitätsverteilung entspricht dem Strahlungsfeld eines Dipols. Je höher die Teilchenenergie ist, umso mehr wird die Bremsstrahlung nach vorne abgestrahlt. Bei den in Elektronenbeschleunigern erzeugten hohen Elektronenenergien (bis 50 MeV) sind die Bremsstrahlungs-Intensitätsverteilungen scharf nach vorne gebündelt. Die Maxima liegen in der Elektronen-Einschussrichtung.

Werden dicke Absorberschichten zur Strahlungsbremsung verwendet, so kommt es bei niedrigen Elektronenenergien zu Mehrfachwechselwirkungen und zur Diffusion der Elektronen; die Bremsstrahlungsverteilungen werden dadurch isotroper. In Röntgenröhren mit dicken Anoden, in denen zusätzlich zur Bremsstrahlung ein erheblicher Anteil isotrop emittierter charakteristischer Röntgenstrahlung erzeugt wird, sind die Gesamt-Intensitätsverteilungen im Wesentlichen unabhängig von der Emissionsrichtung. Bei hohen Elektronenenergien spielen Diffusionsprozesse keine merkliche Rolle, die Intensitätsverteilungen zeigen deshalb auch für dicke Bremstargets in die ursprüngliche Strahlrichtung. Sie enthalten wegen der Mehrfachwechselwirkungen der Elektronen und der schon im Absorber dadurch deutlich abnehmenden Elektronenenergie höhere niederenergetische Intensitätsanteile im Photonenspektrum. Darstel-

[6] **Wilhelm Conrad Röntgen** (27. 3. 1845 - 10. 2. 1923), deutscher Physiker, Entdecker der nach ihm benannten Röntgenstrahlung, die er selbst X-Strahlen nannte. Er erhielt 1901 den ersten Nobelpreis für Physik "als Anerkennung des außerordentlichen Verdienstes, das er sich durch die Entdeckung der nach ihm benannten Strahlen erworben hat".

lungen und Diskussionen der Winkelverteilungen von Bremsstrahlungsphotonen sowie ausführliche theoretische Herleitungen finden sich in [ICRU 37], bei [Heitler 1954] und bei [Koch/Motz 1959].

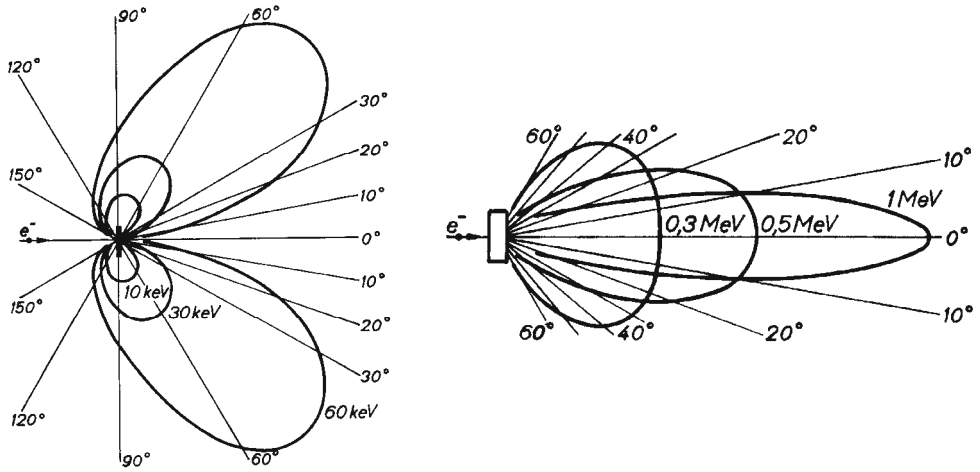


Fig. 7.7: Winkelverteilungen (Polardiagramme) der Bremsstrahlungsphotonen bei der Strahlungsbremsung von Elektronen in hochatomigen Bremstargets (Wolfram, Z = 74) als Funktion der Elektronenenergie. Links: Für ein dünnes Bremstarget und niedrige Elektronenenergien zeigt die Intensität der emittierten Röntgenbremsstrahlung seitliche Maxima. Die Verteilungen entsprechen etwa dem Strahlungsfeld eines strahlenden Dipols. Mit zunehmender Energie werden die Intensitätsmaxima in Strahlrichtung verschoben. Rechts: In dicken Bremstargets kommt es zur Diffusion der Elektronen und zu Mehrfachwechselwirkungen. Die Intensitätsverteilungen der Bremsstrahlungsphotonen werden deshalb isotroper. Bei hohen Elektronenenergien zeigen die Intensitätsmaxima zunehmend in Vorwärtsrichtung.

7.1.4 Verhältnis von Stoßbremsvermögen und Strahlungsbremsvermögen für Elektronen

Zur Abschätzung des Verhältnisses von Massenstoß- und Massenstrahlungsbremsvermögen in verschiedenen Absorbern für Elektronenstrahlung existieren praktische empirische Formeln (Gln. 7.18, 7.19). Das Stoßbremsvermögen relativistischer Elektronen mit Energien $E_{kin} > 500$ keV ist nach Fig. (7.8) kaum von der Elektronenenergie abhängig. Das Strahlungsbremsvermögen ist in diesem Energiebereich dagegen nach (Gl. 7.15) proportional zur Elektronenenergie. Mit den Ordnungszahlabhängigkeiten aus den Gleichungen (7.8, 7.9 und 7.15) und den entsprechenden Konstanten ergibt sich für das Verhältnis von Strahlungs- zu Stoßbremsvermögen extrem relativistischer Elektronen die folgende Näherungsformel.

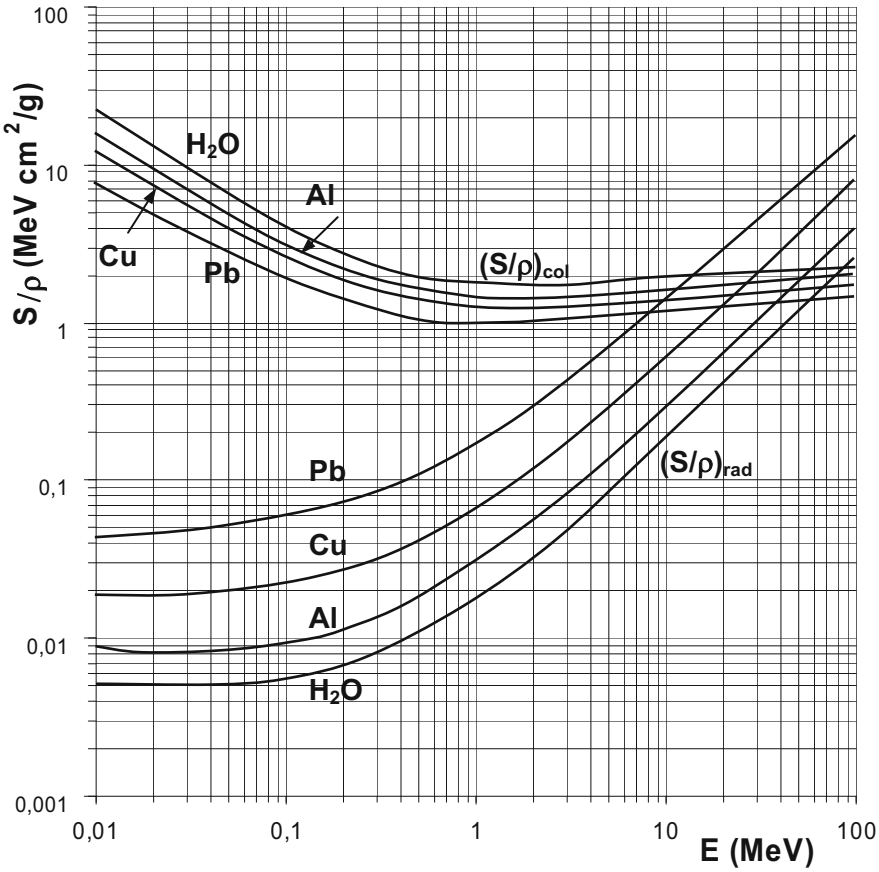


Fig. 7.8: Massenstoß- und Massenstrahlungsbremsvermögen $(S/\rho)_{col}$ bzw. $(S/\rho)_{rad}$ für Elektronen in verschiedenen Materialien als Funktion der Bewegungsenergie der Elektronen (nach Daten von [Berger/Seltzer 1964, 1966]). Das Massenstrahlungsbremsvermögen übertrifft das Massenstoßbremsvermögen je nach Material ab Elektronenenergien von etwa 10-100 MeV.

$$\frac{S_{rad}}{S_{col}} \approx \frac{Z \cdot E}{800} \qquad \text{(für } E > 500 \text{ keV)} \qquad (7.18)$$

Die Elektronenenergie E ist hier in MeV einzusetzen. Z ist die Ordnungszahl des Absorbers. Für Elektronenenergien bis 150 keV (das ist der Elektronen-Energiebereich zur Erzeugung diagnostischer Röntgenstrahlung) ist das Stoßbremsvermögen umgekehrt proportional zur Elektronenenergie, das Strahlungsbremsvermögen ist dagegen in diesem Energiebereich nach (Fig. 7.8) nur wenig von der Energie abhängig, so dass das Verhältnis wieder ungefähr proportional zur Elektronenenergie ist. Dies ergibt mit den üblichen Konstanten für kleine Elektronenenergien die zweite Näherungsformel:

$$\frac{S_{rad}}{S_{col}} \approx \frac{Z \cdot E}{1400} \qquad \text{(für } E < 150 \text{ keV)} \qquad (7.19)$$

Beispiel 1: Abschätzung der "kritischen Energie" von Elektronen. Darunter versteht man diejenige Energie, bei der die Strahlungsbremsung die Stoßbremsung für Elektronen übertrifft, also $S_{rad}/S_{col} > 1$ gilt. Die effektive Ordnungszahl von Wasser beträgt etwa $Z \approx 7{,}2$. Aus Formel (7.18) findet man damit $E > 800/Z \approx 111$ MeV. Die Strahlungsbremsung für Elektronen in Wasser wird also erst oberhalb von 110 MeV dominant. Für Blei ($Z = 82$) ergibt sich aus der gleichen Rechnung $E > 9{,}76$ MeV; die Strahlungsbremsung in Blei überwiegt deshalb bereits bei den üblichen Elektronenenergien medizinischer Elektronenbeschleuniger.

Beispiel 2: Abschätzung der Bremsstrahlungsausbeute in Wolfram. Für die relative Bremsstrahlungsproduktionsrate für Elektronen in der Wolframanode einer Röntgenröhre ($Z = 74$) bei 90 kV liefert Gleichung (7.19) $S_{rad}/S_{col} \approx 74 \cdot 0{,}09/1400 \approx 0{,}5\%$. Der gleiche Anteil wird noch einmal an charakteristischer Röntgenstrahlung erzeugt, so dass praktisch die gesamte Elektronenbewegungsenergie (etwa 99%) durch Stoßbremsung verloren geht und auf die Anode übertragen wird (→ Kühlprobleme in der Röntgenröhre).

Zusammenfassung

- **Die Wechselwirkung geladener Teilchen unterscheidet sich von der Photonenwechselwirkung vor allem dadurch, dass geladene Teilchen bei den Wechselwirkungen ihre Bewegungsenergie in der Regel in vielen Einzelschritten verlieren. Sie werden dabei gebremst, die Anzahl der Teilchen wird dadurch aber anders als bei Photonenstrahlung durch Wechselwirkungen nicht verringert.**

- **Das bei der Teilchenbremsung erzeugte Sekundärelektronenfeld enthält vorwiegend niederenergetische Elektronen. Ereignisse mit großen Energieüberträgen (δ-Elektronen) sind selten.**

- **Energieverluste von geladenen Teilchen beim Durchgang durch Materie finden überwiegend durch Vielfachwechselwirkungen mit den Elektronenhüllen und durch Bremsstrahlungserzeugung im elektrischen Feld der Atomkerne des Absorbermaterials statt.**

- **Unter Bremsvermögen eines Materials versteht man den Quotienten aus dem Energieverlust des einlaufenden Teilchens durch alle Wechselwirkungsarten und der vom Teilchen dabei zurückgelegten Wegstrecke im Absorber.**

- **Das Stoßbremsvermögen ist kaum von der Ordnungszahl des Absorbers abhängig, es ist aber proportional zum Quadrat der effektiven Teilchenladung.**

Es ist umgekehrt proportional zum Geschwindigkeitsquadrat des eingeschossenen Teilchens. Für Elektronen oberhalb einiger 100 keV Elektronenenergie ist es wie bei anderen relativistischen Teilchen nur noch wenig von der Energie abhängig

- **Das Strahlungsbremsvermögen und damit die Bremsstrahlungsausbeute nehmen mit der Energie der geladenen Teilchen und dem Quadrat der Ordnungszahl des Mediums zu.**

- **Strahlungsbremsung geladener Teilchen spielt nur bei relativistischen Teilchenbewegungsenergien eine Rolle. Es ist daher bei radiologisch üblichen Energien nur für Elektronenstrahlung von Bedeutung.**

- **Bei hohen Bewegungsenergien und schweren Absorbern dominiert für Elektronen als Energieverlustprozess die Strahlungsbremsung.**

- **Das Massenbremsvermögen ist der Quotient aus Bremsvermögen und Absorberdichte.**

7.2 Energiespektren von Elektronen in Materie

Die Häufigkeitsverteilungen der Elektronenenergien in einem Elektronenstrahlenbündel im Medium oder im Vakuum bezeichnet man als Energiespektren. Energiespektren im Medium setzen sich aus der energetischen Verteilung der primären Elektronen und den durch sie auf dem Weg durch den Absorber freigesetzten höherenergetischen Sekundärelektronen, den δ-Elektronen, zusammen. Zusätzliche Elektronen entstammen den Wechselwirkungen der den Elektronenstrahl verunreinigenden Photonen. Solche Photonen können beispielsweise Bremsstrahlungsphotonen sein, die durch die Strahlungsbremsung von Elektronen direkt im durchstrahlten Medium entstanden sind, oder auch solche, die bereits in den Strahlungsquellen erzeugt wurden und dem primären Elektronenstrahl bereits beigemischt waren. Die zur Beschreibung der Spektren verwendeten Größen sind in (Fig. 7.9) dargestellt. Es sind die mittlere, die wahrscheinlichste und die maximale Energie der Elektronen, die Energiebreite des Spektrums (Halbwertbreite, FWHM: full width at half maximum) und der mittlere und wahrscheinlichste Energieverlust der Elektronen in der Tiefe.

Da die primären Elektronen bei der Durchdringung eines Absorbers durch ihre Wechselwirkungen ständig Energie verlieren, ist die Form des Elektronenenergiespektrums tiefenabhängig. Mit zunehmender Tiefe im Medium nimmt der mittlere Energieverlust zu und damit die mittlere bzw. wahrscheinlichste Restenergie der Elektronen ab.

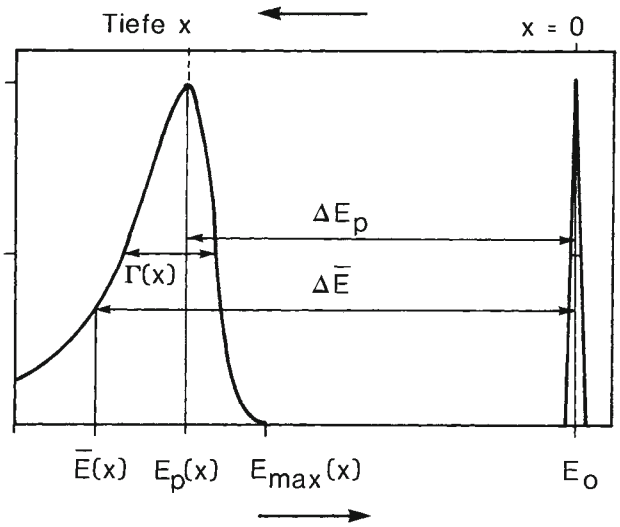


Fig. 7.9: Charakterisierende Größen der Energiespektren von Elektronen nach [ICRU 35]. Die Energieverteilungen sind auf das jeweilige Maximum normiert: $\overline{E}$ bzw. $\Delta\overline{E}$: mittlere Energie bzw. mittlerer Energieverlust, E_0: mittlere bzw. wahrscheinlichste Energie beim Eintritt in das Medium, Γ: Breite des Energiespektrums in der Tiefe x im Medium, E_p: wahrscheinlichste Energie, ΔE_p: wahrscheinlichster Energieverlust.

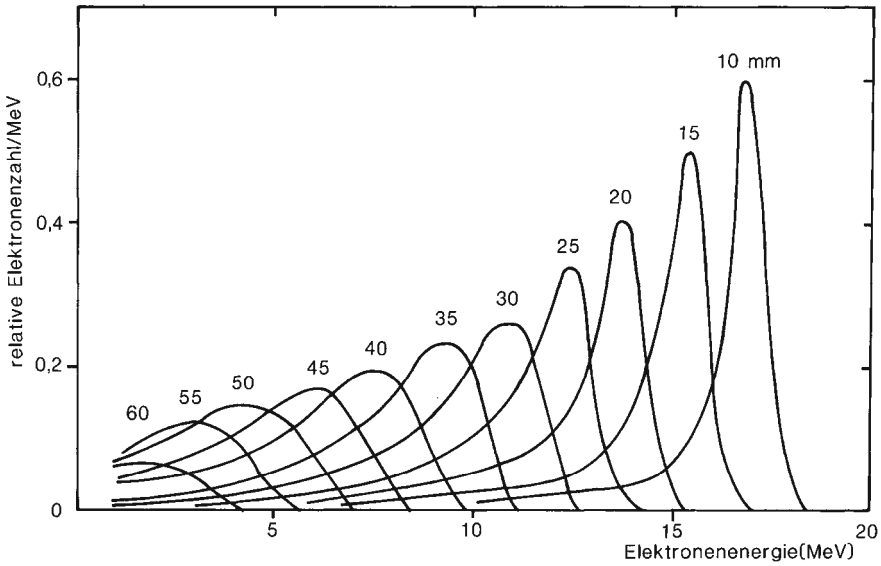


Fig. 7.10: Energiespektren eines planparallelen 20-MeV-Elektronenstrahlenbündels hinter Kohlenstoff als Funktion der Dicke x des durchstrahlten Absorbers. Die Spektren sind auf die planare Fluenz des einfallenden Elektronenstrahls normiert, nach [Harder 1966].

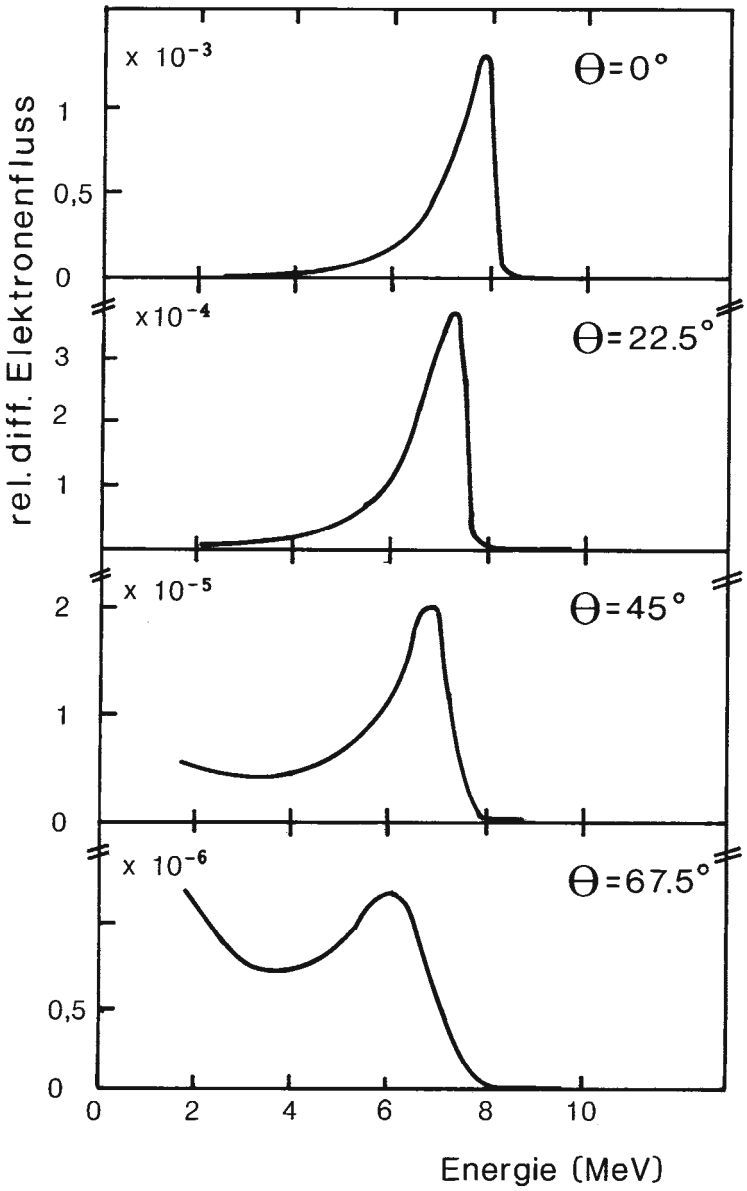


Fig. 7.11: Energiespektren von 10-MeV-Elektronen hinter 1 cm Kohlenstoff als Funktion des Winkels Θ relativ zur ursprünglichen Strahlrichtung, nach [Harder 1966], entnommen [ICRU 35]. Die niederenergetischen Ausläufer der Energiespektren für zunehmende Streuwinkel sind durch Sekundärelektronen verursacht.

Daneben findet man eine mit der Tiefe und dem durchstrahlten Volumen zunehmende Verbreiterung der Energieverteilung (engl.: energy-straggling). Sie ist durch unterschiedliche Energieverluste individueller Elektronen aber auch durch die anwachsende Kontamination des Primärstrahlenbündels mit Sekundärelektronen verursacht.

Die dosimetrisch wichtige wahrscheinlichste Energie E_p in der Tiefe x des Absorbers kann (nach [Harder 1965], [DIN 6809-1]) näherungsweise durch die mittlere Elektronenenergie ersetzt werden. Für sie gilt folgende empirische Formel:

$$\overline{E}(x) \approx E_p(x) = E_{p,0} \cdot (1 - \frac{x}{R_p}) \tag{7.20}$$

Dabei bedeuten x die Eindringtiefe in das Medium, $E_{p,0}$ die wahrscheinlichste Energie beim Eintritt in das Medium (x = 0), die bei symmetrischen schmalen Elektronenspektren gleich der mittleren Eintrittsenergie ist, und R_p die Praktische Reichweite (vgl. Abschnitt 7.4). Nach dieser Beziehung nimmt die mittlere Elektronenenergie also linear und kontinuierlich mit der Eindringtiefe im Medium ab. Dies stellt zwar eine Vereinfachung der tatsächlichen Verhältnisse dar, ist aber eine für dosimetrische Zwecke gut brauchbare Näherung.

Ein experimentelles Beispiel für die Entwicklung des Energiespektrums eines schmalen, monoenergetischen Elektronenstrahls als Funktion der durchstrahlten Kohlenstoffschicht zeigt Fig. (7.9). Eine ähnliche Entwicklung des Energiespektrums findet man als Funktion des Streuwinkels. Je größer dieser ist, umso höher sind die mittleren Energieverluste der Elektronen und das Energiestraggling. Zusätzlich sind Elektronenspektren bei großen Winkeln relativ zur Strahlrichtung durch niederenergetische δ-Elektronen kontaminiert (Fig. 7.11).

7.3 Das Streuvermögen für Elektronen

Bei jeder Wechselwirkung von Elektronen mit Materie werden diese wegen ihrer kleinen Masse mehr oder weniger aus ihrer ursprünglichen Bewegungsrichtung abgelenkt. Diese Richtungsänderungen, die mit oder ohne Energieverluste stattfinden können, werden als **Elektronenstreuung** bezeichnet. Elektronenstreuungen können am Coulombfeld der Atomkerne oder an der Atomhülle des Absorbers stattfinden. Beiträge zur Kern-Elektronenstreuung liefern die elastische Kernstreuung, die im Wesentlichen ohne Energieverlust des Elektrons vor sich geht, und die Strahlungsbremsung im Coulombfeld der Atomkerne, bei denen die Bremsstrahlung entsteht. Energieverluste aus Kernstreuung sind nur bei hohen Elektronenenergien und schweren Absorbern von Bedeutung (vgl. Abschnitt 7.1). Wechselwirkungen von Elektronen mit den Hüllenelektronen der Absorber sind vor allem für die Stoßbremsung der Elektronen und die damit verbundenen zahlreichen und vorwiegend kleinwinkligen Richtungsänderungen verantwortlich.

Je nach der Zahl der von einem Elektron durchlaufenen Streuprozesse spricht man von **Einzelstreuung**, bei 2-20 Streuprozessen von **Mehrfachstreuung** und bei mehr als 20 Streuungen von **Vielfachstreuung**. Mehr- und Vielfachstreuungen sind meistens mit kleinen Streuwinkeln, Einzelstreuungen oft mit großen Streuwinkeln verbunden.

Großwinkelstreuungen sind seltener als Vielfachstreuungen und haben daher nur wenig Einfluss auf die globalen Winkelverteilungen gestreuter Elektronen und den geometrischen Verlauf des Elektronenstrahlenbündels im Absorber. Die Wahrscheinlichkeit für die unterschiedlichen Streuprozesse und die dabei auftretenden Streuwinkel hängen in komplizierter Weise von der Elektronenenergie und den Eigenschaften (ρ, Z) des streuenden Materials ab. Mit zunehmender Schichtdicke des Absorbers wächst die Wahrscheinlichkeit für Mehr- und Vielfachstreuung.

Das beim Eintritt in ein Medium anfangs stark nach vorne ausgerichtete Elektronenstrahlenbündel wird mit zunehmender Tiefe im Absorber divergenter und breiter, da Streuung immer auch mit einem seitlichen Versatz der Elektronen verbunden ist. Die Winkelverteilungen der Elektronen können nach ausreichend vielen kleinwinkligen Streuvorgängen statistisch beschrieben werden. Die Verteilung der Streuwinkel $W(\Theta)$ geht in eine Normalverteilung (Gaußverteilung) über, deren Breite von der Tiefe im Absorber, den Materialeigenschaften und der Elektroneneinschussenergie abhängt.

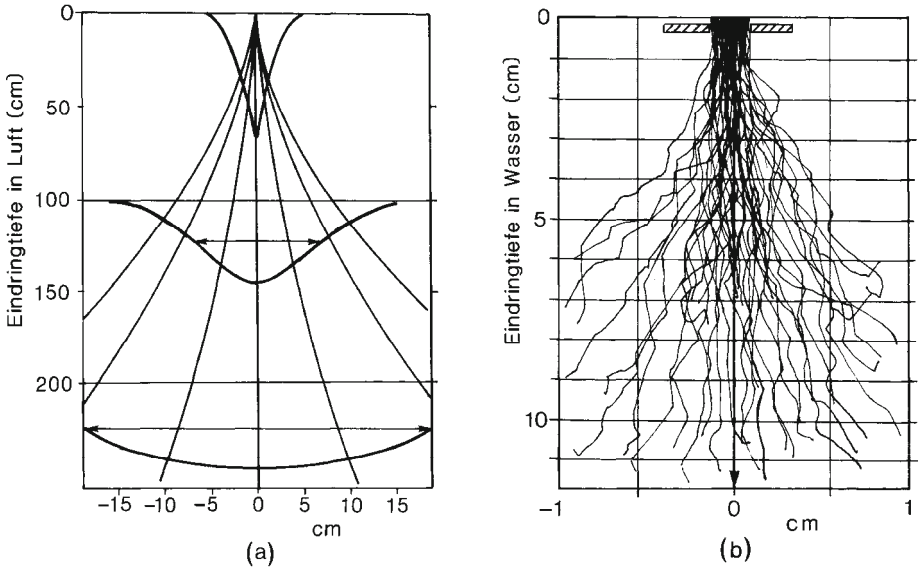


Fig. 7.12: (a): Seitliche Teilchenfluenz eines Elektronenstrahlenbündels in Luft (mit eingezeichneten Trajektorien, schematisch). (b): Bahnspuren von 22-MeV-Elektronen in Wasser (gezeichnet nach Nebelkammeraufnahme in flüssigem Propan, korrigiert auf die Reichweite in Wasser).

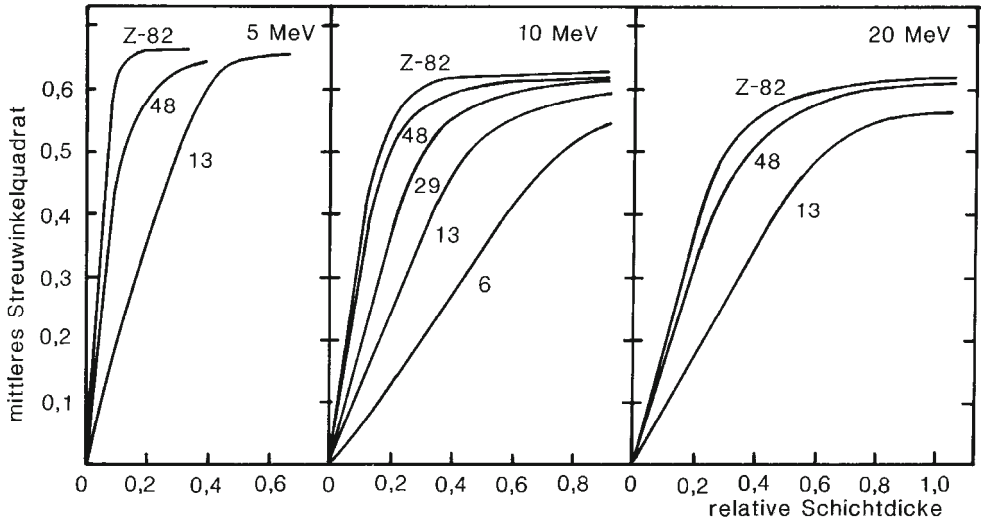


Fig. 7.13: Verlauf des mittleren Streuwinkelquadrates $\overline{\Theta^2}$ (Einheit sr^{-2}) mit der Schichtdicke (in Einheiten der wahren mittleren Bahnlänge L) in unendlich ausgedehnten Absorbern für Kohlenstoff (Z = 6), Aluminium (Z = 13), Kupfer (Z = 29), Cadmium (Z = 48) und Blei (Z = 82) für Elektroneneintrittsenergien von 5 bis 20 MeV, nach Daten von [Roos 1973].

$$W(\Theta) = W(0) \cdot e^{-\frac{\Theta^2}{\overline{\Theta^2}}} \tag{7.21}$$

Die Größe $\overline{\Theta^2}$ im Nenner des Exponenten heißt mittleres Streuwinkelquadrat und ist ein Maß für die Breite der Verteilungen nach Gleichung (7.19) und damit für die mittlere Strahlaufstreuung. Es nimmt zunächst proportional zur Dicke der durchstrahlten Schicht zu und zwar umso langsamer, je höher die Elektronenenergie ist (Fig. 7.13). Die Winkelverteilung wird also mit zunehmender Eindringtiefe in den Absorber breiter. Etwa ab der halben praktischen Reichweite im jeweiligen Material verändern sich die Winkelverteilungen für leichte Elemente kaum noch. Das Streuwinkelquadrat erreicht dann einen Sättigungswert. Die bis dahin erzeugte Divergenz bleibt im Wesentlichen konstant. Den experimentellen Daten in Fig. (7.13) entnimmt man auch, dass die Streusättigung am schnellsten für hohe Ordnungszahlen, also schwere Absorber, erreicht wird. Diesen Zustand nennt man "vollständige Diffusion". Für die Abhängigkeit des mittleren Streuwinkelquadrates von der Elektronenenergie und der Dichte und Ordnungszahl des Absorbers gilt nach theoretischen Untersuchungen:

$$\overline{\Theta^2} \propto \frac{\rho}{A} \cdot \frac{Z^2}{E^2} \tag{7.22}$$

In Anlehnung an die Beschreibung der Energieverluste von Elektronen mit Stoß- und Strahlungsbremsvermögen kann man für Elektronen das **Massenstreuvermögen T/ρ** definieren.

$$\frac{T}{\rho} = \frac{\overline{\Theta^2}}{\rho \cdot x} \propto \frac{Z^2}{A \cdot E^2} \tag{7.23}$$

Das Produkt aus Dichte und Weglänge der Elektronen (ρ·x) ist die **Massenbedeckung**, also die flächenbezogene Masse, die der Elektronenstrahl durchsetzt hat. Numerische Werte für das Massenstreuvermögen als Funktion von Elektronenenergie und Ordnungszahl sind für einige dosimetrisch interessante Stoffgemische in [ICRU 35, ICRU 37] tabelliert. Dort befinden sich auch weitere Ausführungen zur Theorie und Literaturverweise.

Zusammenfassung

- **Jede Wechselwirkung von Elektronen mit Materie ist mit einer Streuung der Elektronen verbunden, verändert also deren Bewegungsrichtung und die seitliche Ausdehnung des Strahlenbündels.**
- **Die Streuung ist umso stärker, je niedriger die Energie der Elektronen und je höher Dichte und Ordnungszahl des durchstrahlten Mediums sind.**
- **Dies wird durch das mittlere Streuwinkelquadrat beschrieben. Es erreicht bei genügender Eindringtiefe einen Sättigungswert. Das Erreichen der Streusättigung wird als vollständige Diffusion bezeichnet.**

7.3.1 Transmission und Rückstreuung von Elektronen

Treffen Elektronen auf eine Materieschicht, so werden sie entweder zurückgestreut, absorbiert oder sie durchdringen den Absorber und verlassen ihn auf der strahlabgewandten Seite. Die entsprechenden relativen Anteile des Primärelektronenflusses eines Strahlenbündels bei der Wechselwirkung mit Materie beschreibt man mit dem Rückdiffusions- bzw. **Rückstreukoeffizienten η_b**, dem **Absorptionskoeffizienten η_a** und dem **Transmissionskoeffizienten η_t**. Für Primärelektronen muss die Summe der drei relativen Anteile 100% ergeben, deshalb gilt:

$$\eta_b + \eta_a + \eta_t = 1 \tag{7.24}$$

Rückstreuung und Transmission der primären Elektronen sind Experimenten direkt zugänglich. Experimentelle Transmissionskurven zeigen einen von der Energie der Elektronen beim Eintritt in das Medium weitgehend unabhängigen und sehr charakteristischen Verlauf (vgl. Fig. 7.14). Der primäre Elektronenfluss bleibt bei dünnen

durchstrahlten Schichten zunächst nahezu konstant bei 100% und fällt bei größerer Absorbertiefe schnell gegen Null. Die abfallende Flanke der Transmissionskurven in der Tiefe des Absorbers ist umso steiler, je niedriger die Ordnungszahl des Mediums ist. Erst bei hohen Elektroneneintrittsenergien hängt die Steigung auch von der Elektronenenergie ab. Transmissionskurven beschreiben die Veränderung des primären

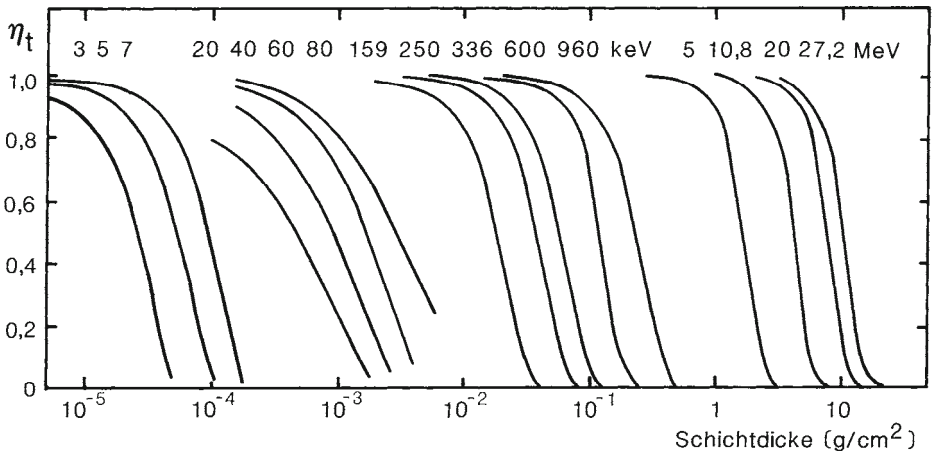


Fig. 7.14: Transmissionskurven von Elektronen in Aluminium (nach Daten aus [Jaeger/Hübner], Tiefenachse logarithmisch gestaucht). Transmissionskurven haben durch das Reichweitenstraggling bei niedrigen Elektronenenergien einen sehr flachen Abfall.

Teilchenflusses mit der Tiefe und nicht die Restenergie der Primärelektronen oder die vom Medium absorbierte Energie, die ja maßgeblich mit vom Sekundärteilchenfluss beeinflusst wird.

Der Abfall der Transmissionskurven ist neben der Verminderung der primären Elektronen durch Absorption auch wesentlich von Streuvorgängen abhängig. Obwohl Transmissionskurven den Teilchenfluss beschreiben und nicht die Energieübertragung, ähneln sie am Ende der Elektronenbahnen dem Verlauf von Tiefendosiskurven, wie sie aus der Dosimetrie therapeutischer Elektronenstrahlung bekannt sind. Der Wert des Rückstreukoeffizienten von Elektronen ist abhängig von der Flächenbelegung (dem Quotienten aus Absorberdicke und Dichte) und der Ordnungszahl des rückstreuenden Materials. Bei derjenigen Streukörperdicke, die etwa der Hälfte der mittleren Elektronenreichweite in diesem Material entspricht, erreicht der Rückstreukoeffizient den **Sättigungswert** $\eta_{b,sat}$, da Elektronen aus größeren Tiefen nicht mehr an die Eintrittsseite des Streumediums zurückgelangen können (Fig. 7.15).

Je dicker die Absorberschicht ist, um so niedrigere mittlere Energien haben die aus der Tiefe zurück gestreuten Elektronen, da sie ja nach der Streuung auf dem Weg zur

Phantomoberfläche weiter Energie verlieren. In schweren Materialien und bei Elektroneneinschussenergien um 0,5-1,0 MeV können die Sättigungswerte der Rückstreukoeffizienten Werte bis zu 50% annehmen. Sie spielen deshalb bei der Dosimetrie von Elektronenstrahlung in der Nähe von Materialgrenzen durch Störung des ursprünglichen Elektronenflusses eine erhebliche Rolle. Ein Beispiel ist die Veränderung der Elektronendosisverteilung im Medium durch Einbringen von Detektoren (Feldstörung, englisch: perturbation). Für relativistische Elektronenenergien kann der Sättigungsrückstreuanteil durch die folgende einfache empirische Formel abgeschätzt werden:

$$\eta_{b,sat} \approx 2{,}2 \cdot \left(Z \cdot \frac{m_0 \cdot c^2}{E_0}\right)^{1,3} \tag{7.25}$$

Beispiel 3: Kollimatorrückstreuung in Elektronenlinearbeschleunigern. Der Gebrauch der Gleichung (7.25) und die Bedeutung der Rückstreuung soll an einem für die Dosimetrie von Elektronenstrahlung an Beschleunigern wichtigen Beispiel erläutert werden. In Beschleunigern für die Strahlentherapie wird die Dosisleistung durch interne Durchstrahlmonitore ständig - überwacht. Die Monitorkammern befinden sich vor dem Strahlkollimator zur Einstellung des Bestrahlungsfeldes. Beim Zufahren der Wolframblenden (Z = 74) trifft der primäre Elektronenstrahl deshalb auf die dem Patienten abgewandte Seite des Kollimators. Elektronenstrahlung wird in die Monitorkammern zurückgestreut und erhöht dadurch je nach eingestellter Feldgröße (Kollimatoröffnung) und Abstand des Monitors die Messanzeige des Dosisüberwa-

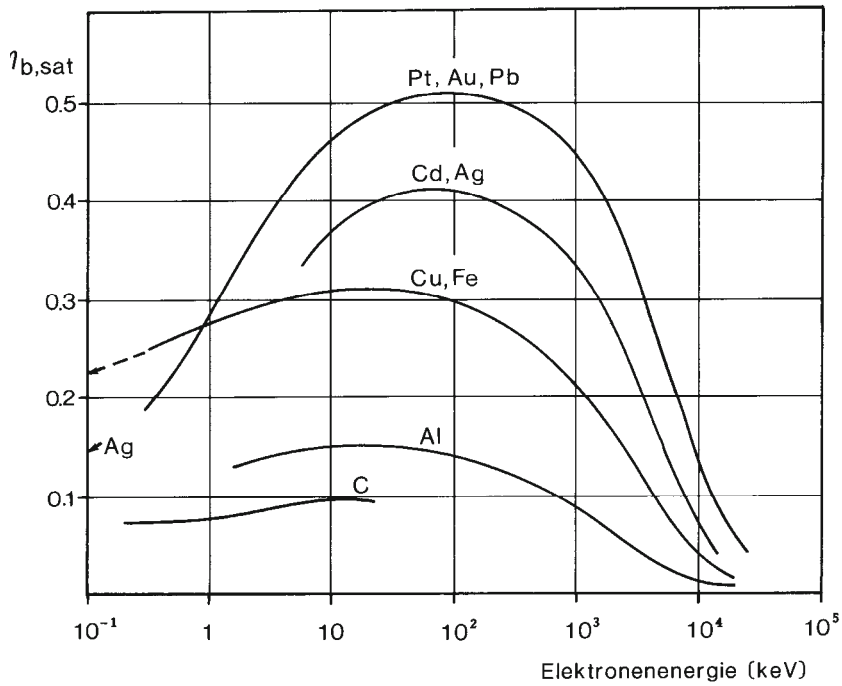


Fig. 7.15: Sättigungswerte des Rückstreukoeffizienten $\eta_{b,sat}$ für Elektronen (nach [Jaeger/Hübner]).

chungssystems. Dies ist eine der Ursachen für die Feldgrößenabhängigkeit der Kenndosisleistungen bei der Monitorkalibrierung. Für ein beinahe völlig geschlossenes Blendensystem unmittelbar unterhalb des Strahlungsmonitors und eine Elektronenenergie von 5 MeV ergibt Gl. (7.25) den relativen Rückstreuanteil:

$$\eta_{b,sat} \approx 2{,}2 \cdot (74 \cdot \frac{0{,}511}{5})^{1,3} \approx 30{,}5\%$$

Bei der Monitorkalibrierung von 5-MeV-Elektronenstrahlung an Linearbeschleunigern muss deshalb ohne Maßnahmen zur Streustrahlungsunterdrückung (z. B. dicke Monitorkammerwände) mit einer Feldgrößenabhängigkeit der Dosisleistungskalibrierung in ähnlicher Größenordnung gerechnet werden. Abhilfe gegen die Rückstreuung von Elektronen kann der Einbau von mobilen, dünnen und leichtatomigen Abschirmplatten zwischen Monitorkammer und Kollimatoroberseite bringen. Diese Platten absorbieren je nach Elektronenenergie und Materialstärke einen erheblichen Anteil der zurück diffundierenden Elektronen, ohne dabei wegen ihrer niedrigen Ordnungszahl zu hohe Energieverluste der Primärelektronen oder intolerable Bremsstrahlungskontaminationen zu erzeugen. Auf diese Weise kann die extreme Feldgrößenabhängigkeit der Monitorsignale in manchen Beschleunigerkopfkonstruktionen gemildert werden. Elektronenfangplatten müssen im Photonenstrahlungsbetrieb aus dem Strahlengang geschwenkt werden, da sie das primäre Photonenstrahlenbündel mit zusätzlichen hochenergetischen Sekundärelektronen kontaminieren würden. Dadurch würden die niedrigen Oberflächendosisleistungen moderner Linearbeschleuniger im Photonenbetrieb wieder zunichte gemacht (vgl. dazu die Ausführungen über den Aufbau von Strahlungsmonitoren in [Krieger Bd2]).

7.4 Reichweiten geladener Teilchen

7.4.1 Reichweiten schwerer geladener Teilchen

Schwere geladene Teilchen verlieren ihre Energie überwiegend quasi-kontinuierlich, d. h. in vielen kleinen Einzelschritten. Im englischen Schrifttum wird dies als "*continuous slowing down*" bezeichnet. Da schwere Teilchen dabei nur wenig aus ihrer Bahn abgelenkt werden, stimmen ihre Reichweiten und Bahnlängen gut überein. Die Bahnlängen monoenergetischer schwerer Teilchen zeigen nur eine geringe Energieverschmierung (Energiestraggling). Wie bei den Elektronen lassen sich verschiedene Reichweiten (mittlere, praktische und maximale Reichweite, s. Fig. 7.18) definieren, die sich bei den schweren Teilchen weniger als bei Elektronen voneinander unterscheiden. Für schwere Teilchen lässt sich die mittlere Reichweite wie die Bahnlänge bei den Elektronen durch Integration über den Kehrwert des Bremsvermögens berechnen. Da das totale Bremsvermögen bei schweren Teilchen aber im wesentlichen nur aus dem zur Teilchenenergie E umgekehrt proportionalen Stoßbremsvermögen besteht, das Strahlungsbremsvermögen also zu vernachlässigen ist, erhält man die mittleren Reichweiten für Teilchen mit der Anfangsenergie E_0 durch Integration über das Stoßbremsvermögen näherungsweise zu:

$$\overline{R}(E_0) = \int_0^{R_{max}} dx = \int_{E_0}^{0} (-dE/dx)^{-1} dE = \int_{E_0}^{0} -1/S_{col} dE \approx \int_{E_0}^{0} \frac{-E}{\rho \cdot m \cdot z^2 \cdot e^2} dE \qquad (7.26)$$

Bis auf hier unwesentliche Konstanten ergibt diese Integration für die mittlere Reichweite die folgenden Abhängigkeiten von den Teilchen- und Absorbereigenschaften:

$$\overline{R}(E_0) \propto \frac{E_0^2}{\rho \cdot m \cdot z^2 \cdot e^2} \qquad (\text{für } E << m \cdot c^2) \qquad (7.27)$$

Die Reichweite geladener Teilchen ist in nicht relativistischer Näherung also proportional zum Quadrat der Anfangsenergie E_0 des Teilchens. Dieser Zusammenhang von Teilchenenergie und Reichweite wird als **Reichweitengesetz von Geiger** bezeichnet. Berücksichtigt man bei einer genaueren Rechnung zusätzlich den schwach mit der Energie zunehmenden relativistischen Energiefaktor des Stoßbremsvermögens nach (Gl. 7.7) bei höheren Teilchenenergien, so vermindert sich der Energieexponent der Geigerschen Formel (7.27) auf etwa 3/2. Für die Reichweite gilt dann die Proportionalität $R \propto E^{1.5}$.

$$\overline{R}(E_0) \propto \frac{E_0^{3/2}}{\rho \cdot m \cdot z^2 \cdot e^2} \qquad (\text{für } E >> m \cdot c^2) \qquad (7.28)$$

Die Reichweiten geladener Teilchen in Materie sind außerdem umgekehrt proportional zur Dichte des Absorbers und zum Ladungsquadrat des Teilchens. Für zwei Materialien und identische Einschussteilchen verhalten sich die Reichweiten eines Teilchens unter den oben gemachten Voraussetzungen deshalb umgekehrt wie die Dichten.

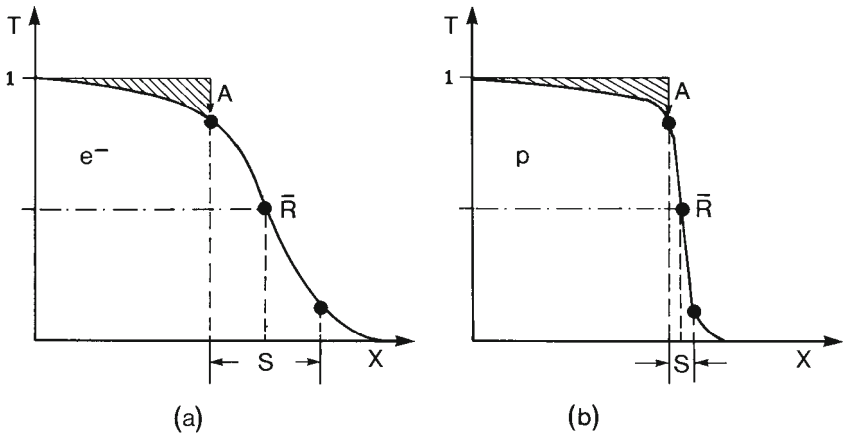


Fig. 7.16: Schematische Transmissionskurven für Elektronen (links) und Protonen (rechts). Die Reichweitenverschmierung (das Reichweitenstraggling S) ist bei Elektronen wegen der hohen Anteile an großwinkligen Streuereignissen vor allem bei hohen Elektronenenergien wesentlich stärker ausgeprägt als bei schweren Teilchen. Die mittlere Reichweite ist definiert wie in (Fig. 7.18). Die Teilchenverluste A sind durch Absorption und Streuung verursacht.

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \tag{7.29}$$

Man bevorzugt daher auch bei schweren Teilchen für praktische Zwecke wieder das Produkt aus Reichweite und Dichte ($R \cdot \rho$), die so genannte **Massenreichweite**, die für eine bestimmte Teilchenart und Energie dann näherungsweise unabhängig vom Absorbermaterial ist. Massenreichweiten verschiedener geladener Teilchen sind als Funktion der Teilchenenergie in Fig. (7.17) dargestellt.

Restenergie eines nicht relativistischen geladenen Teilchens: Für ein nicht relativistisches Teilchen hat das Stoßbremsvermögen nach Gl. (7.11) die Form $S = k/E$ mit einer Konstanten k, die die Ladung, die Dichte und die Masse des Teilchens und sonstige Konstanten enthält. Die Restenergie eines Teilchens in der Tiefe x kann durch Integration aus dem Kehrwert des Stoßbremsvermögens $1/S = -dx/dE$ berechnet werden.

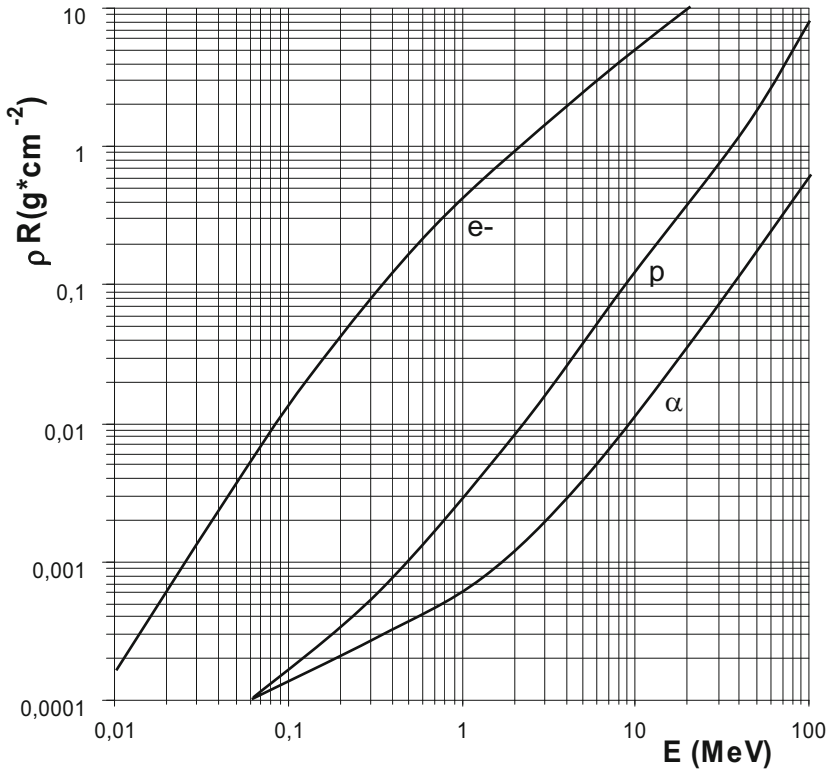


Fig. 7.17: Massenreichweiten ($\rho \cdot R$) für Elektronen, Protonen und Alphateilchen als Funktion der Teilchenbewegungsenergie E für Absorber mit niedriger Ordnungszahl, in denen die Strahlungsbremsung keine wesentliche Rolle spielt.

Für x ergibt sich analog zu Gl. (7.26):

$$x = \int_{E_0}^{E(x)} -dE/S = \int_{E_0}^{E(x)} -dE \cdot E/k = \left[\frac{-E^2}{2k}\right]_{E_0}^{E(x)} = \frac{E_0^2 - E(x)^2}{2k} \tag{7.30}$$

Durch einfache Umformung erhält man daraus das **Whiddingtonsche Gesetz** für die Restenergie schwerer nicht relativistischer Teilchen in der Tiefe x eines Absorbers zu:

$$E(x)^2 = E_0^2 - 2 \cdot k \cdot x \tag{7.31}$$

Setzt man in diese Gleichung als Restenergie E(x) = 0 ein, d. h. als Wegstrecke die Reichweite $\overline{R}$, so erhält man wieder die Geigersche Reichweitenformel (7.27).

Bei der Umrechnung der Reichweiten verschiedener Teilchen muss man darauf achten, ob die gesamte Teilchenbewegungsenergie oder die kinetische Energie pro Nukleon angegeben wurde. Für den letzteren Fall ist es günstiger, die Energie-Reichweite-Beziehung (Gl. 7.27) durch Erweiterung mit der Teilchenmasse m etwas umzuformen. Man erhält dann:

$$\overline{R}(E_0) \propto \left(\frac{E_0}{m}\right)^2 \cdot \frac{m}{\rho \cdot z^2 \cdot e^2} \tag{7.32}$$

Daten für Massenreichweiten geladener schwerer Teilchen in numerischer oder grafischer Form finden sich u. a. in ([Attix/Roesch/Tochilin], Bd. I bei [Bichsel]), in ([Kohlrausch], Bd. III), in [Jaeger/Hübner]) und Auszüge für Elektronen, Protonen und Alphateilchen im Tabellenanhang.

Beispiel 4: Reichweiten schwerer geladener Teilchen in Wasser. Die Reichweite eines 100-MeV-Protons in Wasser betrage 78 mm (s. Tab. 18.10.2 im Anhang). Wie groß sind die Reichweiten eines Deuterons d und eines α-Teilchens mit der gleichen Bewegungsenergie? Gl. (7.32) ergibt für das Deuteron wegen der doppelten Masse aber der gleichen Ladungszahl den Faktor 1/2, für das Alphateilchen wegen der vierfachen Masse und der doppelten Ladungszahl den Faktor 1/16. Die entsprechenden Reichweiten sind also R(d) = 39 mm und R(α) = 4,9 mm.

Beispiel 5: Die Reichweiten der gleichen Teilchen sollen berechnet werden, wobei die Bewegungsenergie jetzt aber 100 MeV/Nukleon betragen soll. Für das Proton bleibt die Reichweite bei 78 mm. Für das Deuteron ergibt Gl. (7.32) wegen der doppelten Masse jetzt den Faktor 2, für das Alphateilchen mit der vierfachen Masse und doppelten Ladung den Faktor $4/2^2 = 1$. Die Reichweiten sind deshalb R(d) = 156 mm und R(α) = 78 mm. Protonen- und α-Reichweiten sind in den gleichen Absorbern und bei gleicher Energie/Nukleon also gleich.

Zusammenfassung

- **Schwere geladene Teilchen haben sehr scharf definierte Reichweiten in Materie, die etwa vom Quadrat der Teilchenenergie und dem reziproken Ladungsquadrat abhängen.**
- **Die Reichweiten sind außerdem umgekehrt proportional zur Dichte des Absorbers aber weitgehend unabhängig von dessen sonstigen Eigenschaften.**
- **Wegen des geringen Streuvermögens sind die Reichweiten schwerer Teilchen nur wenig "verschmiert". Die Strahlenbündel schwerer geladener Teilchen bleiben beim Durchgang durch Materie daher scharf begrenzt und kompakt.**

7.4.2 Bahnlänge und Reichweiten monoenergetischer Elektronen

Nach den bisherigen Ausführungen zur Wechselwirkung von Elektronen mit einem Medium ist klar, dass nicht alle in einen Absorber eingestrahlten Elektronen dort das gleiche Schicksal erleiden. Sie erleben eine zufällige Energie- und Winkelaufstreuung (Energie- und Winkelstraggling) und legen deshalb statistisch bestimmte Bahnen im Absorber zurück, wobei auch Rückwärtsbewegungen auftreten können (Fig. 7.18). Wegen der großen Richtungsänderungen, die für die Elektronen beim Stoß mit den gleich schweren Hüllenelektronen oder bei Bremsstrahlungsereignissen möglich sind, ähneln die Bahnen von Elektronen dem Gang eines Betrunkenen und werden deshalb salopp als "drunken man's walk" bezeichnet. Der typische Zick-Zack-Lauf von Elektronen ist auch aus Nebelkammeraufnahmen experimentell bekannt (Fig. 7.12b).

Der insgesamt in einem Medium zurück gelegte Weg eines Elektrons, seine Bahnlänge L, lässt sich aus dem Bremsvermögen des Absorbers und der Eintrittsenergie des Elektrons theoretisch berechnen. Für die mittlere wahre Bahnlänge L von Elektronen gilt mit $S_{tot} = (dE/dx)_{tot}$ näherungsweise:

$$L = \int_{x=0}^{R} dx = \int_{dE=0}^{E_0} (dE/dx)_{tot}^{-1}\, dE = \int_{dE=0}^{E_0} \frac{1}{S_{tot}}\, dE \qquad (7.33)$$

Für den Verlauf der Elektronenverteilung in der Tiefe ist weniger der von den Elektronen zurückgelegte mittlere Weg (die wahre Bahnlänge L) bestimmend. Vielmehr sind die auf die Strahlrichtung projizierte Eindringtiefen, die verschiedenen **Reichweiten R**, von Bedeutung (Fig. 7.18). Wegen der großen statistisch verteilten Richtungsänderungen, denen die Elektronen aufgrund ihrer kleinen Masse beim Durchgang durch ein Medium unterliegen, sind die mittleren Bahnlängen von Elektronen immer größer als ihre durchschnittlichen Reichweiten. Das Verhältnis von wahrer mittlerer Bahnlänge L und praktischer Reichweite R_p wird **Umwegfaktor X** genannt.

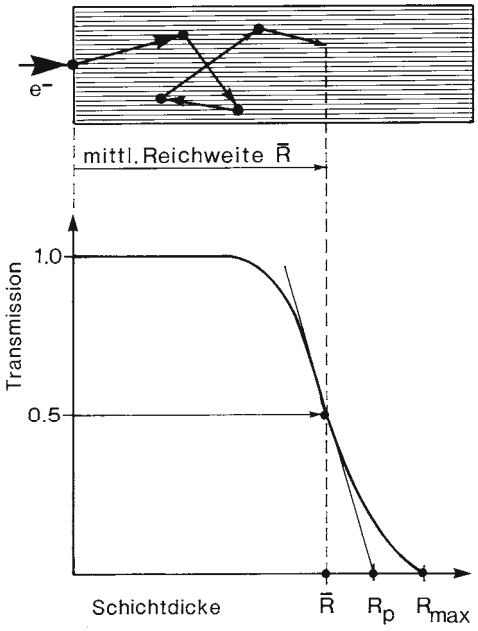


Fig. 7.18: Oben: schematische Darstellung der Bahn eines Elektrons in Materie, die mittlere Reichweite ist der Mittelwert der Projektionen aller möglichen Elektronenbahnen auf die ursprüngliche Strahlrichtung. Die Bahnlänge L ist die Summe der einzelnen, individuellen Wegstücke. Unten: Transmissionskurve mit der Definition der verschiedenen Reichweiten für monoenergetische Elektronenstrahlung in Materie.

$$X = \frac{L}{R_p} \tag{7.34}$$

Umwegfaktoren hängen von der Elektronenenergie und dem streuenden Material ab (s. Fig. 7.19). Für leichte Materialien sind Umwegfaktoren nur wenig von 1 verschieden, für hohe Ordnungszahlen werden Werte bis etwa X = 4 erreicht. Schwerere geladene Teilchen (p, d, α) werden dagegen wegen ihrer wesentlich größeren Massen durch Wechselwirkungen weit weniger von ihrer ursprünglichen Bahn abgelenkt. Ihre Bahnlängen stimmen deshalb mit ihrer Reichweite überein, für den Umwegfaktor dieser Teilchen gilt in guter Näherung X = 1.

Anhand der aus Teilchenzählungen hinter Absorberschichten gewonnenen Transmissionskurven können verschiedene Elektronenreichweiten definiert werden (Fig. 7.18 unten). Neben der mittleren Reichweite $\overline{R}$ (50% Tiefe der Transmissionskurve) verwendet man die praktische Reichweite R_p und die maximale Reichweite R_{max}. Die praktische Reichweite R_p ist definiert als Projektion des Schnittpunktes der Wendetangente an die Transmissionskurve auf die Tiefenachse (Abszisse). Die maximale

Reichweite R_{max} entspricht der Stelle, an der die Transmissionskurve die Tiefenachse erreicht. Reichweiten werden zur Charakterisierung der Energie eines Elektronenstrahlenbündels verwendet. Sie sind etwa umgekehrt proportional zum Stoßbremsvermögen. Da das Stoßbremsvermögen proportional zur Dichte des Absorbers ist und für nichtrelativistische Energien auch umgekehrt proportional zur Elektronenenergie (vgl. Gl. 7.11), sind die Reichweiten für nicht zu hohe Elektronenenergien etwa proportional zur Elektroneneintrittsenergie und verhalten sich umgekehrt wie die Dichten der Absorber.

Für praktische Zwecke verwendet man daher die Produkte aus Dichte und Reichweite ($\rho \cdot R$), die **Massenreichweiten**. Massenreichweiten sind näherungsweise unabhängig von der Dichte (vgl. Fig. 7.20). Bei nicht zu hohen Elektronenenergien und niedrigen Ordnungszahlen sind die experimentellen, praktischen Massenreichweiten (Fig. 7.20)

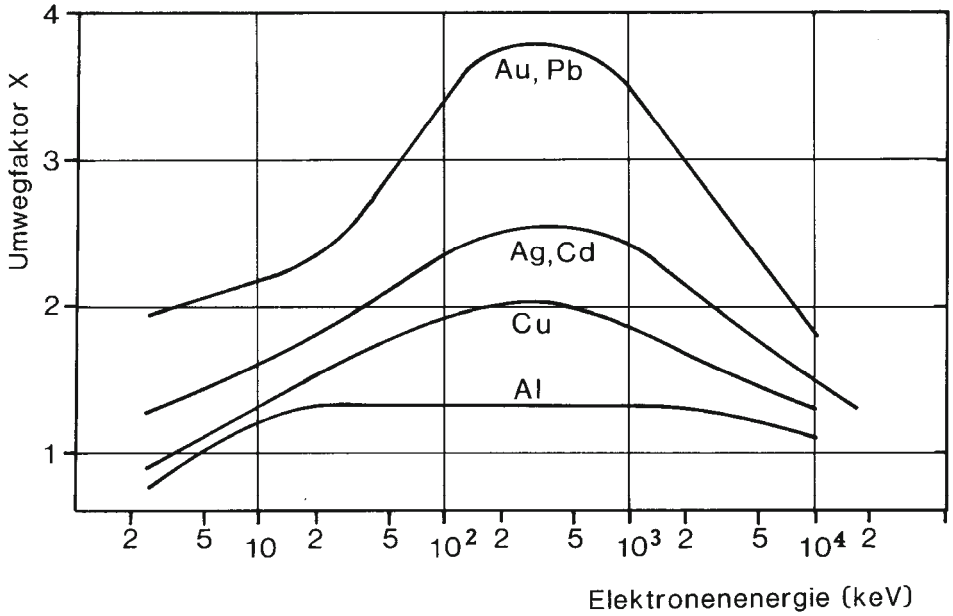


Fig. 7.19: Umwegfaktoren X für Elektronen in verschiedenen Materialien, nach [Jaeger/Hübner].

und die Eintrittsenergie der Elektronen ins Medium zueinander proportional (s. o.). Für schwere Absorbermaterialien weichen die Reichweiten allerdings wegen der mit zunehmender Elektronenenergie anwachsenden Bremsstrahlungsverluste vom linearen Verlauf ab. Für Tiefendosiskurven therapeutischer Elektronenstrahlung in Weichteilgeweben oder anderen körperähnlichen Substanzen existieren eine Reihe ähnlich definierter Reichweiten, die allerdings anhand der Energie- oder Ionentiefendosisverläufe ermittelt werden müssen (s. dazu [Krieger Bd2]).

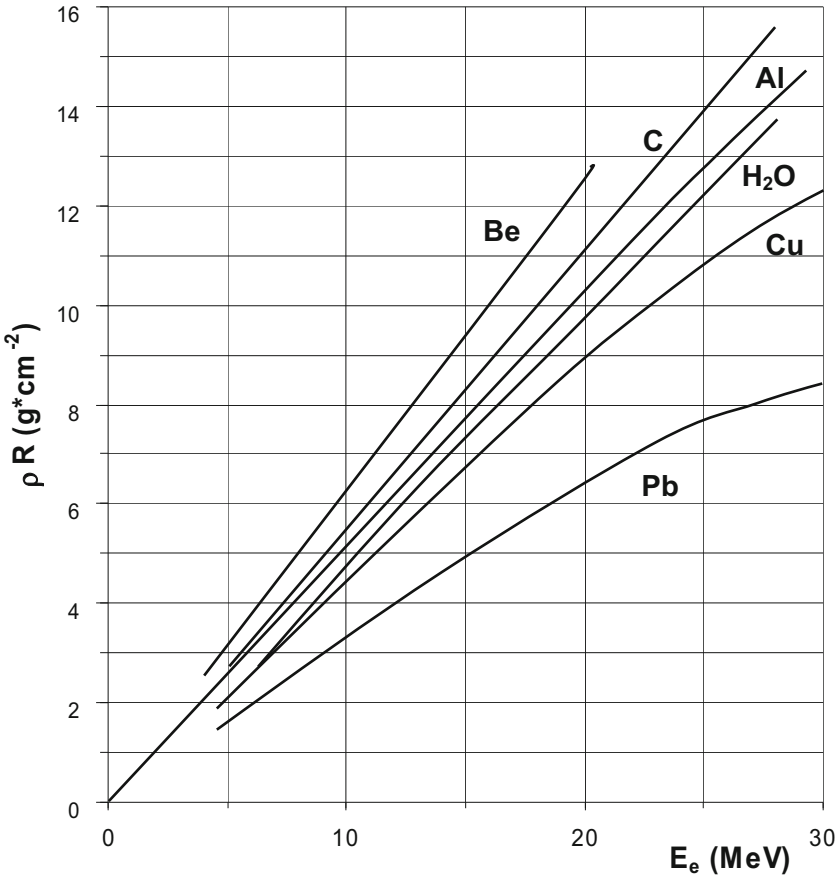


Fig. 7.20: Praktische Massenreichweiten für Elektronen in verschiedenen Materialien als Funktion der Elektronenenergie beim Eintritt in den Absorber.

Zusammenfassung

- **Wegen ihrer kleinen Masse laufen Elektronen beim Durchgang durch Materie auf Zick-Zack-Bahnen mit teilweiser Richtungsumkehr.**
- **Die Projektionen dieser Bahnen auf die Strahlachse werden als Reichweiten bezeichnet.**
- **Je schwerer der Absorber ist, umso größer ist bei Elektronen das Verhältnis zwischen Bahnlänge und Reichweite (Umwegfaktor).**

- **Die Reichweiten sind umgekehrt proportional zur Dichte des Absorbers und etwa proportional zur Elektronenenergie.**

7.4.3 Reichweiten und Transmission von β-Strahlung

Elektronen aus dem Betazerfall von Radionukliden haben keine einheitliche Energie (s. Fig. 3.6). Ihre Energieverteilungen (die Betaspektren) sind wie Röntgenbremsstrahlungsspektren heterogen. Aus der Zerfallsgleichung für die Betaminus-Umwandlung (Kap. 3.1.2: $n \Rightarrow p^+ + \beta^- + \overline{\nu} + E$) entnimmt man, dass sich die beim Zerfall übrig bleibende Zerfallsenergie als Bewegungsenergie statistisch auf das Teilchenpaar Betateilchen-Antineutrino verteilt. Charakteristisch für das zerfallende Radionuklid ist deshalb nur die maximale Betaenergie, die sich aus den Massen-Energie-Äquivalenten der am Zerfall beteiligten Atomkerne berechnen lässt. Betateilchen können die maximale Energie nur erreichen, wenn das konkurrierende Antineutrino gleichzeitig nahezu keine Bewegungsenergie übernimmt. Für Dosimetriezwecke und zur Berechnung der mittleren Reichweite von Betastrahlung benötigt man die mittlere Betaenergie, die

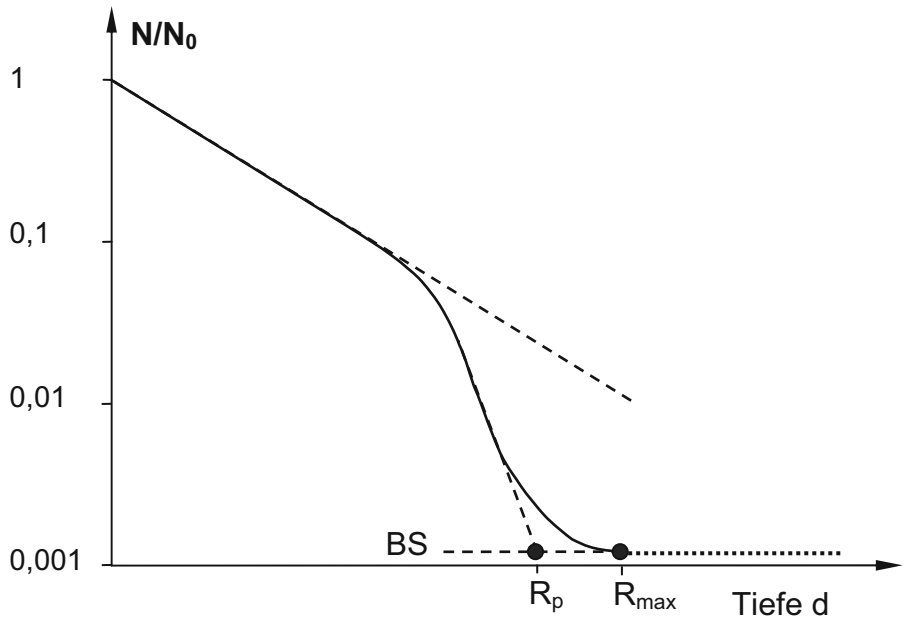


Fig. 7.21: Transmission von Betastrahlung in Materie: Logarithmische Darstellung der relativen Betateilchenzahl als Funktion der Tiefe d im Absorber. Die Transmissionskurve ist eine Faltung des Betaspektrums mit den Transmissionskurven für monoenergetische Elektronen. Außerdem sind die praktische Reichweite und die maximale Reichweite eingezeichnet. BS symbolisiert den so genannten Bremsstrahlschwanz, also die durch die Strahlungsbremsung der Elektronen erzeugte durchdringende Bremsstrahlung.

sich nach der folgenden Formel berechnen lässt:

$$\overline{E}_\beta = \frac{\int_0^{E_{max}} E \cdot N(E) \cdot dE}{\int_0^{E_{max}} N(E) \cdot dE} \tag{7.35}$$

N(E) ist hierbei die Form des Elektronenenergiespektrums (die spektrale Fluenz), die aus kerntheoretischen Ansätzen berechnet oder experimentell bestimmt werden kann. Für viele Zwecke der praktischen Dosimetrie ist es ausreichend, mit der folgenden groben Näherungsformel (7.36) zu rechnen.

$$\overline{E}_\beta \approx \frac{1}{3} \cdot E_{\beta,max} \tag{7.36}$$

Numerische Werte für mittlere und maximale Betaenergien kann man der Literatur entnehmen ([Jaeger/Hübner] und dortige Referenzen, [DIN/ISO 7503-1], [Reich 1990]). Daten einiger für die Radiologie wichtiger β-Strahler befinden sich im (Kap. 3) und in ([Krieger Bd2], Kap. 1.1, sowie in [Krieger2]).

mittl. β-Energie (MeV)	$\overline{R}$ **in Luft (m)**	$\overline{R}$ **in Gewebe (mm)**
0,1	0,13	0,14
0,2	0,4	0,43
0,5	1,7	1,7
1,0	4,1	4,3
3,0	14,0	15,0

Tab. 7.1: Mittlere Reichweiten von Betateilchen in Luft und Weichteilgewebe n. [ICRP 38].

Die kontinuierlichen Energieverteilungen der Betastrahlungen und die Umwegfaktoren für Elektronen oder Positronen führen dazu, dass die Betateilchenzahlen bei der Transmission durch einen Absorber zunächst exponentiell abnehmen (Fig. 7.21); sie bleiben also nicht wie bei den monoenergetischen Elektronen oder wie bei den schweren geladenen Teilchen zunächst konstant. Für Strahlenschutzzwecke werden sicherheitshalber die maximalen Betaenergien zugrunde gelegt. Bezüglich der Betateilchentransmission befindet man sich damit auf der "sicheren Seite", allerdings ist die bei der

Wechselwirkung der Betateilchen entstehende Bremsstrahlung zu berücksichtigen (vgl. dazu Tabellenanhang Tab. 18.8.1).

Die meisten Betastrahler haben maximale Betaenergien von einigen 100 keV bis zu mehreren MeV. Für ihre mittlere Reichweite in Materie ist allerdings die mittlere Betaenergie nach den Gleichungen (7.35) und (7.36) verantwortlich. In Tabelle (7.1) sind für die Medien Luft und Wasser einige dieser mittleren Reichweiten als Funktion der mittleren Betaenergie zusammengestellt. Ein Vergleich mit den maximalen Betaenergien für radiologisch bedeutsame und in der Medizin häufig verwendete Betastrahler zeigt, dass diese Reichweiten für medizinische Radionuklide nur Bruchteile von Millimetern oder maximal einige Millimeter betragen. Ihre Energie wird also an das Gewebe in der unmittelbaren Nachbarschaft der Elektronenbahnen abgeben. Auf dieser lokalen Wirkung bei gleichzeitiger Schonung der weiteren Umgebung beruht die Anwendbarkeit inkorporierter, betastrahlender Radionuklide in der Strahlentherapie. Ein wichtiges Beispiel ist die Therapie von Schilddrüsenerkrankungen mit dem β^--Strahler ^{131}J.

Zusammenfassung

- **Wegen der kontinuierlichen Energieverteilungen von Betastrahlung haben die einzelnen Betateilchen unterschiedliche Reichweiten in Materie.**
- **Man kann die Reichweiten von Betastrahlung in Wasser und äquivalenten Materialien aus mittleren Betaenergien abschätzen. Sie entsprechen etwa einem Drittel der maximalen Betaenergie in cm: "R(cm) ≈ MeV/3".**
- **Reichweiten von Betastrahlung in menschlichem Gewebe oder Wasser liegen in der Größenordnung von Millimetern.**
- **Transmissionskurven von Betastrahlung zeigen zunächst wie Photonenstrahlung einen exponentiellen Abfall mit der Tiefe im Absorber, fallen dann aber gegen Ende der Teilchenbahnen steil ab.**

7.5 Wechselwirkungen negativer Pi-Mesonen

Negative Pi-Mesonen zählen wegen ihrer relativ geringen Ruhemasse eigentlich nicht zu den dicht ionisierenden Teilchen (s. Kap. 1.2). Ihre besondere Bedeutung gewinnen sie aber aus der am Ende ihrer Teilchenbahn zusätzlich zur normalen Wechselwirkung stattfindenden Vernichtung nach Einfang in einem Targetkern. Negative Pionen sind Antimaterie wie die Positronen. Sie geben daher bei der Verschmelzung mit Materie ähnlich wie bei der Elektron-Positron-Paarvernichtung ihre Ruheenergie in Form von Bewegungsenergie an die Umgebung ab. Wegen ihrer negativen Ladung werden Pi-Mesonen nach der Abbremsung durch Stöße am Ende ihrer Teilchenbahn in den Targetkern hineingezogen, der durch die freiwerdende Energie dabei in der Regel völlig zerlegt wird.

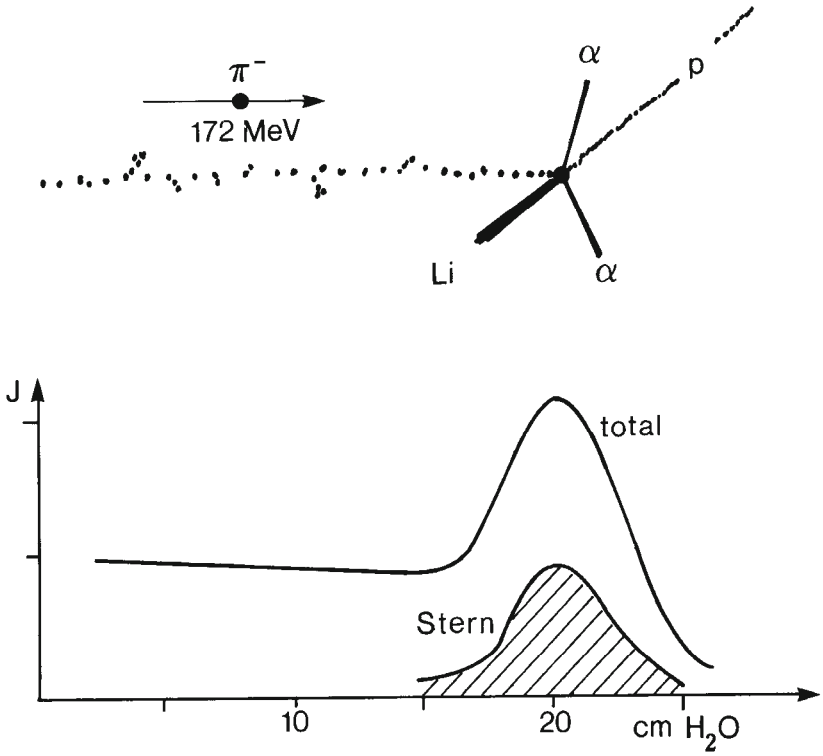


Fig. 7.22: Oben: Bahnspur (Ionisationsspur) eines negativen Pi-Mesons mit 172 MeV Bewegungsenergie in Materie und Nuklearer Stern am Ende der Bahn durch Einfang und Zerstrahlung des π^- in einem Atomkern. Man beachte die dichten Ionisierungsspuren der schweren Teilchen p, α, Li. Unten: Ionisierungsdichteverteilung eines Pi-Mesonenstrahlenbündels in Materie und seine Zusammensetzung aus der Ionisation durch den Nuklearen Stern und der "normalen" Ionisierung entlang der π^--Bahn (schematisch nach [Fowler 1981]).

Die frei werdende Bindungsenergie wird als kinetische Energie auf die Kernbruchstücke übertragen, die zum Teil elektrisch geladen und daher dicht ionisierend sind. Diese Teilchen fliegen explosionsartig auseinander und übertragen ihre Bewegungsenergie lokal in die unmittelbare Umgebung des Targetkerns. Dies wird wegen der sternförmigen Ausbreitung dieser Teilchen als **"Nuklearer Stern"** bezeichnet. Pro eingefangenem Pion entstehen in Wasser im Mittel etwa je ein Proton und Alphateilchen, 0,78 sonstige Partikel (mit $Z > 2$, z. B. ^{7}Li) und 2-3 Neutronen mit insgesamt ungefähr 100 MeV Bewegungsenergie [Fowler 1965]. Wegen des hohen Linearen Energietransfers (LET) dieser Teilchen sind ihre Energieüberträge biologisch besonders wirksam.

Aufgaben

1. Ordnen Sie die folgenden Größen den Teilchen bzw. dem Absorber zu: Stoßbremsvermögen, LET, Energiedosis, Streuvermögen, Ionisierungsvermögen

2. Definieren Sie die Größe Bremsvermögen und geben Sie seine zwei Komponenten an.

3. Begründen Sie den typischen Verlauf des Stoßbremsvermögens mit der Teilchenenergie bei niedrigen (nicht relativistischen) und bei relativistischen Energien.

4. Wie ist das Verhältnis von Strahlungsbremsvermögen und Stoßbremsvermögen für 100 keV Elektronen in Calcium und in Weichteilgewebe ($Z = 7{,}3$)?

5. Wie hoch sind die relativen Bremsstrahlungsausbeuten für 100 keV und 10 MeV-Elektronen in Wolfram?

6. Sie erhöhen die Bewegungsenergie von Alphateilchen von 2 MeV auf 5 MeV. Um welchen Faktor verändern sich dabei die mittleren Reichweiten in einem bestimmten Material? Was passiert, wenn die Materialdichte verdoppelt wird?

7. Schätzen Sie anhand der numerischen Werte für das Massenstoßbremsvermögen (Tab. 18.7) die maximalen Massenreichweiten von 20-MeV-Elektronen in Wasser und in Blei. Warum unterscheiden sich die Werte für die beiden Materialien so erheblich, obwohl das Massenstoßbremsvermögen nach (Gl. 7.13) unabhängig von der Dichte des Absorbers sein soll? Berechnen Sie aus den Massenreichweiten die „einfachen“ maximalen Reichweiten.

8. Warum unterscheiden sich die Bahnlängen und maximalen Reichweiten von Elektronen in einem Absorber so deutlich, nicht aber die von Alphateilchen?

8 Ionisierung und Energieübertragung

In diesem Kapitel werden Größen zur Beschreibung der physikalischen Wirkungen ionisierender Strahlung auf Materie dargestellt. Es sind dies die makroskopischen Größen Ionisierungsvermögen, Ionisierungsdichte und LET sowie die stochastischen mikrodosimetrischen Messgrößen Lineare Energiedichte und spezifische Energie.

8.1 Ionisierungsvermögen und Ionisierungsdichte

Die durch Wechselwirkung ionisierender Strahlung erzeugten elektrischen Ladungen sind in Gasen und halbleitenden Festkörpern leicht mit der Ionisationsmethode nachzuweisen. Die Zahl der erzeugten Ionen in Gasen ist proportional zum Gasdruck und zur Fluenz der Korpuskeln- oder Photonen. Eine sehr anschauliche Darstellung der Ionisierungsereignisse und ihrer räumlichen Verteilung entlang einer Teilchenbahn ist mit so genannten "Nebelkammern" möglich. In ihnen befinden sich übersättigte Dämpfe, in denen die Ionisationsorte als Kondensationskeime wirken. Die Zahl der durch ein geladenes Teilchen einer bestimmten Energie erzeugten Ionenpaare pro Weglänge wird als **Ionisierungsvermögen J** bezeichnet (SI-Einheit: C/m, s. Gleichung 8.1). Es hängt von der Teilchenart, der Teilchengeschwindigkeit und der Dichte des Mediums ab.

Zu seiner Berechnung ist zu beachten, dass etwa bei der Hälfte aller Wechselwirkungen geladener Teilchen keine Ionisationen sondern nicht ionisierende Energieüberträge stattfinden. Man kann deshalb nicht einfach die zur Verfügung stehende und pro Wegelement übertragene Energie mit der Ionisierungsenergie des bestrahlten Absorbers ins Verhältnis setzen, sondern muss diesen ionisationsfreien Energieverlusten Rechnung tragen. Zur Berechnung des Ionisierungsvermögens muss deshalb der mittlere Energieaufwand zur Erzeugung eines Ionenpaares im bestrahlten Medium verwendet werden. In Luft heißt dieser Energiebetrag **Ionisierungskonstante** ($\overline{W}/e$)[1]. Das Ionisierungsvermögen wird daher als der Quotient aus Stoßbremsvermögen (Energieverlust des Teilchens pro Wegelement) und dieser Ionisierungskonstante berechnet.

$$J = \frac{dQ}{dx} = \frac{S_{col}}{\overline{W}/e} \tag{8.1}$$

Stoßbremsvermögen und Ionisierungsvermögen sind also in einem bestimmten Material zueinander proportional und zeigen deshalb auch die gleiche mittlere Energieabhängigkeit. Das Ionisierungsvermögen variiert für nicht relativistische geladene Teil-

---

[1] Die **Ionisierungskonstante** $\overline{W}/e$ gibt den Energiebedarf zur Erzeugung eines Ionenpaares in Luft in eV pro Elementarladung an. Ihr Wert ist $\overline{W}/e = (33{,}97 \pm 0{,}06)$ V.

chen etwa mit dem reziproken Geschwindigkeitsquadrat (vgl. Gl. 7.7 und Gl. 7.9). Für schwere geladene Teilchen durchläuft es schon bei hohen Bewegungsenergien (einige 100 keV, s. Fig. 8.1) ein Maximum und strebt bei kleiner werdender Bewegungsenergie sehr schnell gegen Null. In diesem Energiebereich führen die Wechselwirkungen geladener Teilchen mit dem Absorber vorwiegend zu nicht ionisierenden Anregungen der Atomhüllen oder Moleküle, obwohl Ionisationen energetisch noch möglich sind. Unterhalb der Ionisierungsschwelle für den jeweiligen Absorber ist das Ionisierungsvermögen beliebiger Teilchen natürlich identisch Null. Energieüberträge können dann nur noch zu Anregungen führen.

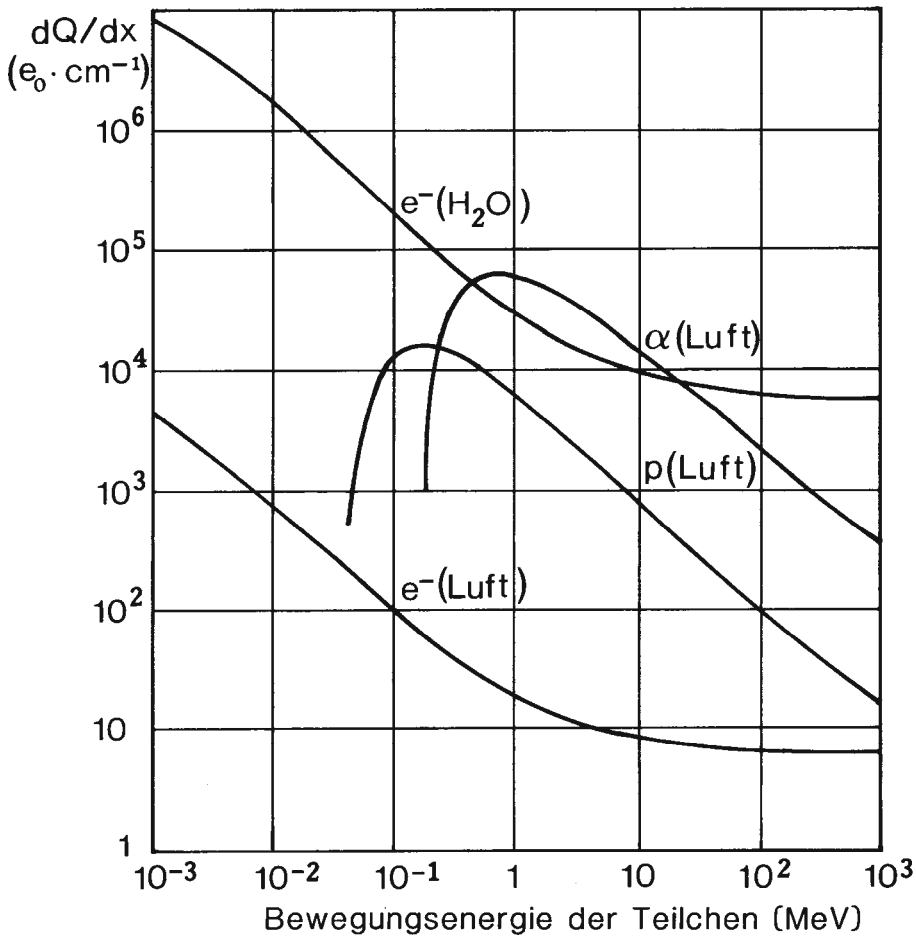


Fig. 8.1: Lineares Ionisierungsvermögen dQ/dx für Protonen, Alphateilchen und Elektronen in Luft und Wasser als Funktion der Teilchenenergie. Aufgetragen ist die Ionisierung in der Einheit "Elementarladung/cm". Die Ionisierungsdichten für Elektronen in Luft und Wasser verhalten sich wie die beiden Dichten.

Neben dem linearen Ionisierungsvermögen wird auch die **Ionisierungsdichte Q*** verwendet. Sie ist der Quotient aus der in einem Volumenelement durch Bestrahlung entstehenden Ladung eines Vorzeichens und dem bestrahlten Volumen.

$$Q^* = \frac{dQ}{dV} \tag{8.2}$$

Die Ionisierungsdichte hängt ebenfalls von der Teilchengeschwindigkeit, der Ladung des Teilchens und den Absorbereigenschaften sowie zusätzlich auch von der Zahl der Teilchen ab, die pro Flächeneinheit auf den Absorber treffen (der Teilchenfluenz). Sie ist proportional zur gesammelten Ladung in einer Ionisationskammer.

Die Ionisierungsdichte kann auch als zeitdifferentielle Größe (als Ladung pro Zeitintervall) angegeben werden. Sie ist dann abhängig von der Teilchenflussdichte, also der Zahl pro Zeiteinheit und Fläche eingestrahlten Teilchen. Sie ist dem Ionisationsstrom in einer bestrahlten gasgefüllten Ionisationskammer proportional.

$$\frac{dQ^*}{dt} = \frac{d^2Q}{dV \cdot dt} \tag{8.3}$$

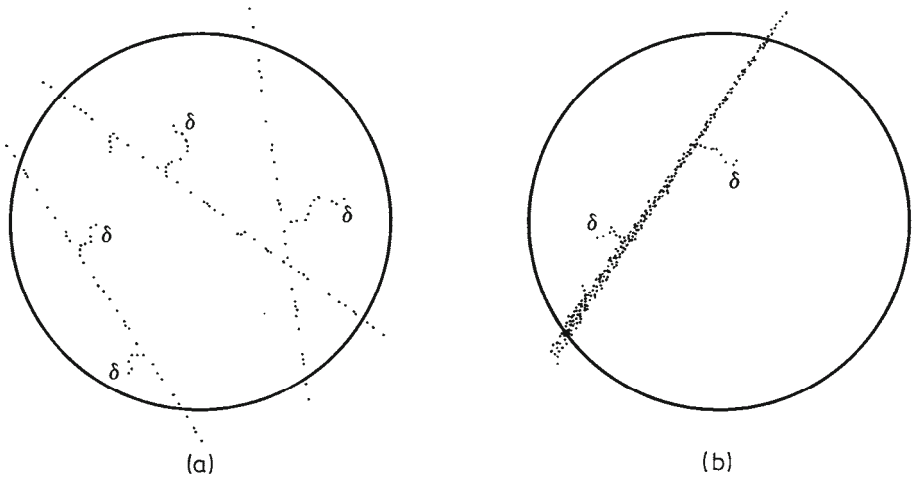


Fig. 8.2: Veranschaulichung der unterschiedlichen Ionisierungsdichten für locker (a) und dicht (b) ionisierende Strahlung in mikroskopischen Volumina. Bei beiden Darstellungen ist die Zahl der Ionisationen und damit die gemittelte Flächendichte und Volumendichte der Ionisationen gleich, also auch die dadurch erzeugte mittlere Energiedosis. Die hohe räumliche Dichte der Wechselwirkungen in Fall (b) ist jedoch biologisch sehr viel wirksamer als die der locker ionisierenden Strahlung in (a) (vgl. dazu Kap. 9). Die seitlichen Ausläufer sind Spuren von δ-Elektronen, die wegen ihres etwas höheren LETs in der Mikrodosimetrie von Bedeutung sind.

Ionisierungsvermögen J und Ionisierungsdichte Q* sind nichtstochastische Messgrößen, also über endliche Volumina oder Weglängen aus vielen Einzelereignissen gemittelt. Sie beschreiben daher nicht die mikroskopische Verteilung der Ionisationen, die nach stochastischen, d. h. zufälligen Kriterien erfolgt. J und Q* variieren stark mit der Teilchenart, der Teilchenenergie und dem bestrahlten Material.

Locker und dicht ionisierende Strahlungen: Nach dem Zahlenwert der Ionisierungsdichte unterscheidet man locker und dicht ionisierende Strahlungsarten. Elektronen, die Sekundärelektronen produzierende Photonenstrahlung und hochenergetische Protonen zählen wegen ihres geringen Ionisierungsvermögens zu den locker ionisierenden Strahlungsarten. Bei locker ionisierender Strahlung sind die Wechselwirkungsereignisse und die Ionisationen einigermaßen gleichmäßig über das gesamte bestrahlte Volumen verteilt, so dass gleichzeitige Ionisationen mikroskopisch benachbarter Regionen unwahrscheinlich sind. Schwere geladene Teilchen wie Deuteronen, Alphateilchen und Schwerionen zählen dagegen zu den dicht ionisierenden Strahlungen. Bei ihnen befinden sich die Ionisationsereignisse in kleinen kompakten Volumina um die Bahnspur des Teilchens (Fig. 8.2).

Bragg-Kurven: Werden schwere geladene Teilchen in einen Absorber eingestrahlt, so nimmt die Zahl der erzeugten Ladungen pro Wegstrecke am Ende der Teilchenbahnen zu, bis die Teilchen bis auf eine so niedrige Restenergie abgebremst worden sind, dass vor allem Anregungen aber keine Ionisationen mehr stattfinden. Die Ionisierungstiefenkurven werden nach ***Henry Bragg***[2] Bragg-Kurven genannt, ihr Anstieg am Ende der Teilchenbahn heißt Bragg-Maximum oder Bragg-Peak (Abb. 8.3). Experimentelle Bragg-Kurven sind über viele Teilchenbahnen gemittelte Ionisierungskurven. Da auch monoenergetische Teilchen beim Durchgang durch Materie immer einer individuellen Streuung in Reichweite, Richtung und Energieverlust unterliegen, sind die Maxima am Ende der Bragg-Kurven nicht so scharf ausgeprägt, wie bei einem einzelnen Teilchen. Der Bragg-Peak verbreitert sich auch mit der Breite der Energieverteilung der eingeschossenen Teilchen bereits beim Eintritt in den Absorber (Fig. 8.3c).

---

[2] **Sir William Henry Bragg** (2. 7. 1862 – 10. 3. 1942), englischer Physiker, der sich unter anderem sehr ausführlich mit Untersuchungen der Kristallstruktur mit Hilfe von Röntgenstrahlungsbeugung befasst hat. Er erhielt 1915 zusammen mit seinem Sohn **William Lawrence Bragg** (31. 3. 1890 – 1. 7. 1971) den Nobelpreis für Physik "für ihre Verdienste um die Erforschung der Kristallstrukturen mittels Röntgenspektroskopie".

Da eine dichte Ionisierung in der Regel auch mit einer hohen lokalen Energieabgabe verbunden ist, können mit dicht ionisierenden schweren Teilchen bei genügender Reichweite (einige 100 MeV Bewegungsenergie) Tiefendosisverläufe im bestrahlten Material erzeugt werden, die am Ende der Teilchenbahn steil zunehmen. Solche Dosisverteilungen sind dann von besonderem Vorteil, wenn hohe Zielvolumendosen erwünscht sind, die Dosis auf dem Weg zum Zielvolumen aber so klein wie möglich gehalten werden muss. An einigen großen Beschleunigerzentren wurden daher an den Hochleistungsteilchenbeschleunigern zur Forschung zusätzliche Einrichtungen zur strahlentherapeutischen Behandlung von Tumorerkrankungen mit hochenergetischen schweren geladenen Teilchen wie Protonen, Deuteronen, Schwerionen oder Pionen gegründet.

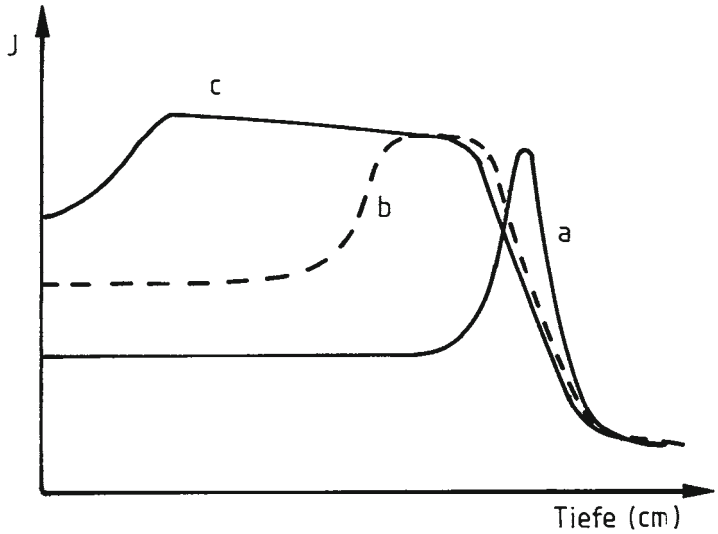


Fig. 8.3: Bragg-Kurven für schwere geladene Teilchen in Materie (schematische Darstellung) (a): einzelnes Teilchen, (b) monoenergetischer Teilchenstrahl mit leichtem Reichweitenstraggling der einzelnen Teilchen, das zur Verschmierung des scharfen J-Maximums führt. (c): Teilchenstrahl mit breiter Anfangsenergieverteilung der eingeschossenen Teilchen.

Bei der Betrachtung von Bragg-Kurven muss beachtet werden, dass diese nur den Verlauf der Ionisierungsdichte, nicht aber den exakten Verlauf der Tiefenenergiedosis angeben, weil neben ionisierenden Wechselwirkungen auch die oben erwähnten nicht ionisierenden Energieverluste der eingeschossenen Teilchen stattfinden. Auch diese können biologisch wirksame Anregungen von Atomhüllen und Molekülen vor allem am Ende der Teilchenbahnen bewirken, wo die Energiedichten stark ansteigen.

8.2 Der Lineare Energietransfer (LET)

Stoßbremsvermögen, Strahlungsbremsvermögen und Streuvermögen geben die mittleren Wirkungen eines Absorbers auf ein korpuskulares Strahlenbündel an. Sie sind daher zu Beschreibung der Energieverluste und der Richtungsänderungen eines Teilchenbündels beim Durchgang durch Materie sowie zur Berechnung von Reichweiten geeignet. Um die Wirkungen eines Strahlenbündels auf den Absorber zu beschreiben, müssen der Energieübertrag vom Strahlenbündel auf das bestrahlte Material, die darauf folgende Energieabsorption und die eventuellen biologischen Wirkungen betrachtet werden. Die entsprechenden physikalischen Größen sind das **lineare Energieübertragungsvermögen** (LET) und die Energieabsorption bzw. die **Energiedosis**. Bei einem Teil der Wechselwirkungen ionisierender Strahlungen entstehen neben lokal absorbierten Sekundärstrahlungen auch solche Strahlungen, die Energie vom Wechselwirkungsort wegtransportieren können. Dazu zählen die Bremsstrahlung von Elektronen, hochenergetische Sekundärelektronen und die charakteristische Röntgenfluoreszenzstrahlung. Energieverlustort des Teilchens und Energieabsorptionsort unterscheiden sich deshalb ebenso wie der Energieverlust des Teilchens und die lokal absorbierte Energie.

Das Ausmaß biologischer Wirkungen ionisierender Strahlungen hängt nicht nur von der Energiedosis im Gewebe ab, sondern bei gleicher Energiedosis neben einigen anderen Parametern auch von der mikroskopischen, räumlichen Verteilung der Energieüberträge (vgl. Fig. 8.2). So ist α-Strahlung bei gleicher Energiedosis wegen der mikroskopisch dichteren Schadensereignisse in den Zellen biologisch im Mittel um mehr als eine Größenordnung wirksamer als Elektronenstrahlung. Ein weiterer Grund, über die räumliche Verteilung der Energieüberträge bzw. Energieverluste der Teilchen nachzudenken, ist die Verwendung kleiner kompakter Messsonden in der Dosimetrie. Diese können zwar die Energieüberträge auf geladene Sekundärteilchen u. U. aber nicht deren durch hochenergetische δ-Elektronen oder Bremsstrahlungsverluste veränderten lokalen Energieabsorptionen erfassen.

Ein Versuch, nur die lokale Abgabe von Energie durch ionisierende Strahlung zu berücksichtigen, war die Definition des linearen Energieübertragungsvermögens LET (engl.: Linear Energy Transfer). Es sollte angeben, wie viel Energie von direkt ionisierenden Teilchen lokal auf das Medium übertragen wird. Diese historische Definition des LET hat sich als nicht sehr zweckmäßig erwiesen, da der Begriff "lokal" messtechnisch nicht eindeutig definiert war. Die heute gültige Definition des LET lautet sinngemäß ([ICRU 16], [ICRU 30], [ICRU 33], [ICRU 40], [DIN 6814-2]):

> **Der Lineare Energietransfer (LET) geladener Teilchen in einem Medium ist der Quotient aus dem mittleren Energieverlust dE, den das Teilchen durch Stöße erleidet, bei denen der Energieverlust kleiner ist als eine vorgegebene Energie Δ, und dem dabei zurückgelegten Weg des Teilchen ds**.

$$\mathrm{LET} = L_\Delta = \left(\frac{dE}{ds}\right)_\Delta \tag{8.4}$$

L_Δ hat die SI-Einheit (Joule/m), wird aber auch heute noch in der für die Mikrodosimetrie anschaulicheren atomaren Einheit (keV/µm) angegeben. Die Energiegrenze Δ wird vereinbarungsgemäß ebenfalls in eV angegeben. So bedeutet die Angabe L_{100}, dass nur Stöße mit Energieüberträgen kleiner als 100 eV betrachtet werden sollen. Durch die Einschränkung der übertragenen Energie auf "kleine" Werte soll der Forderung nach der lokalen Wirkung der Energieübertragung und Energieabsorption Rechnung getragen werden. Diese Definition des LET umfasst nicht nur ionisierende Ereignisse, sondern jede Art von Energieübertrag, z. B. auch durch Anregungen von Absorberatomen oder Absorbermolekülen. Der LET ist aber ausschließlich auf Stoßwechselwirkungen beschränkt und berücksichtigt deshalb keinerlei Energieüberträge durch Strahlungsbremsung des Teilchens.

Für geladene Teilchenstrahlung entspricht der lineare Energietransfer L_Δ zahlenmäßig dem auf den Energieverlust Δ beschränkten Stoßbremsvermögen, das z. B. für die praktische Elektronendosimetrie benötigt wird (vgl. Abschnitt 7.1.1). Für $\Delta \to \infty$ geht der LET in das unbeschränkte, lineare Stoßbremsvermögen S_{col} über. Deshalb gilt:

$$L_\Delta \le S_{col} \qquad \text{und} \qquad L_\infty = S_{col} \tag{8.5}$$

LET-Werte für geladene Teilchen verhalten sich also im Wesentlichen wie das Stoßbremsvermögen. Bei der Passage eines Teilchens durch Materie sind sie deshalb nicht konstant, sondern ändern sich mit der Restenergie des Teilchens und somit mit der Tiefe im Absorber. Am Ende der Teilchenbahnen geladener Teilchen sind die LET-Werte wegen der kleinen Teilchenenergien maximal. Die bereits oben erwähnte Einteilung in locker und dicht ionisierende Strahlungsarten kann mit Hilfe des LET quantitativ vorgenommen werden (vgl. z. B. Tab. 9.6 in Abschn. 9.4.2).

Direkt ionisierende Strahlung und die Sekundärteilchen indirekt ionisierender Strahlungen, deren unbeschränkter LET weniger als 3,5 keV/µm beträgt (L_∞ < 3,5 keV/µm), werden als locker ionisierende Strahlungen bezeichnet, Strahlungen mit höherem LET (L_∞ > 3,5 keV/µm) als dicht ionisierend.

Der LET ist wie alle bisher besprochenen Wechselwirkungsgrößen eine nichtstochastische Größe, die über alle möglichen Wechselwirkungsereignisse gemittelt wurde. Bei individuellen Wechselwirkungen sind daher Abweichungen des Energieübertrages von diesem Mittelwert zu erwarten. Die Streuung der Energieüberträge ist umso größer, je größer das Energie-, Reichweiten- und Winkelstraggling des Teilchens und je kleiner das betrachtete Volumen ist. Elektronen zeigen die höchsten Streuwerte des

individuellen Energieübertrages durch Stöße, die darüber hinaus noch von der Elektronenenergie abhängen (vgl. dazu Abschnitte 7.3, 7.4 und 8.3).

Beispiel 1: Berechnung des unbeschränkten Linearen Energietransfers von Sekundärelektronen. Für ein Röntgenphoton mit E_γ = 100 keV, für ^{60}Co-Strahlung und für 10-MeV-Elektronen in Wasser ist der LET zu bestimmen. Dazu verwendet man die Tabellen für das Massenstoßbremsvermögen für Elektronen im Tabellenanhang. Zunächst muss die mittlere Sekundärelektronenenergie für die jeweilige Photonenenergie bekannt sein. Bei ausschließlicher Comptonwechselwirkung können die Daten in (Fig. 4.9) verwendet werden. Für die Röntgenphotonen entnimmt man eine mittlere Sekundärelektronenenergie von etwa 15 keV, für ^{60}Co von etwa 500 keV. Den LET erhält man nach Umrechnung der Einheiten der numerischen Tabellen für das Massenstoßbremsvermögen S/ρ in der Einheit (MeV·cm^2/g) nach folgender Beziehung:

$$\mathrm{LET(keV/\mu m)} = 0{,}1 \cdot \rho \cdot S/\rho \tag{8.6}$$

Mit S/ρ(15 keV) = 16,47 MeV·cm^2/g und S/ρ(^{60}Co) = 2,034 MeV·cm^2/g erhält man also LET(15 keV) = 1,6 keV/µm und LET(^{60}Co) = 0,2 keV/µm. Für 10-MeV-Elektronen kann man direkt aus der Tabelle für das Massenstoßbremsvermögen im Tabellenanhang ablesen LET = 0,197 keV/µm. Alle drei Strahlungsarten haben also LET-Werte unter 3,5 keV/µm und zählen daher zu den locker ionisierenden Strahlungen.

Beispiel 2: Berechnung des LET von Protonenstrahlung in Wasser bei 1 MeV, 10 MeV und 100 MeV Protonenbewegungsenergie. Aus Tabellen für das Stoßbremsvermögen (z. B. [Attix/Roesch/Tochilin], ICRU 49]) findet man mit aufsteigender Energie folgende S/ρ-Werte: 271 MeV·cm^2/g, 47 MeV·cm^2/g und 7,4 MeV·cm^2/g. Mit der Umrechnung nach Gleichung (8.6) erhält man als entsprechende LET-Werte 27 keV/µm, 4,7 keV/µm und 0,74 keV/µm. Hochenergetische Protonen bis herab zu Energien knapp über 10 MeV zählen also noch zu den locker ionisierenden schweren Teilchen. Protonen mit niedrigeren Energien haben wegen der $1/v^2$-Abhängigkeit des Stoßbremsvermögens LET-Werte im Bereich oberhalb von 20 keV/µm. Sie zählen also zu den dicht ionisierenden Strahlungen.

8.3 Stochastische Messgrößen für die Mikrodosimetrie*

Sollen die individuellen Energieüberträge in mikroskopischen Volumina bestimmt werden, müssen stochastische Messgrößen und Messverfahren verwendet werden. Eine Möglichkeit zur lokalen Zuordnung von Energieüberträgen ist die Angabe der **Linearen Energiedichte y**. Ihre Definition lautet ([ICRU 33], [ICRU 36]):

> **Die Lineare Energiedichte y ist der Quotient der bei einem einzelnen Wechselwirkungsakt auf ein bestrahltes Volumen übertragenen Energie ε dividiert durch die mittlere Sehnenlänge ℓ dieses Volumens.**

Die SI-Einheit der Linearen Energiedichte ist das (J/m) oder praktische Vielfache davon wie z. B. das (keV/μm). Im englischen Schrifttum wird sie als "lineal energy" bezeichnet.

$$y = \frac{\varepsilon}{\ell} \tag{8.7}$$

Die Lineare Energiedichte ist eine stochastische Größe, da sie nicht von mittleren Energieüberträgen sondern von der bei einem Einzelereignis übertragenen Energie ausgeht. Sie wird deshalb nicht durch Angabe eines einfachen Zahlenwertes beschrieben, sondern immer durch die Angabe einer Energieverteilung (Spektrum). Diese ist umso breiter, je niedriger die Dosisleistung ist und je kleiner das betrachtete Volumen wird. Die lineare Energiedichte ist wegen ihres statistischen Charakters besser als der nichtstochastische LET zur Beschreibung der biologisch wirksamen mikroskopischen Energieübertragung geeignet. Sie bezieht sich außerdem nicht auf eine obere Energiegrenze, sondern auf eine geometrische Beschränkung, nämlich die mittlere Sehnenlänge ℓ in einem bestrahlten Volumen, eine Größe, die sich besser biologischen Strukturen zuordnen lässt.

Die Lineare Energiedichte y ist die heute bevorzugte Messgröße der Mikrodosimetrie, deren Aufgabe die Messung von Dosisverteilungen in mikroskopisch kleinen Systemen ist. Die betrachteten Volumina sind dabei typischerweise eine Zelle oder ihre Substrukturen, wie z. B. der die DNS enthaltende Zellkern. Mikrodosimetrie dient unter anderem der Untersuchung von Strahlenschäden in menschlichen Zellen durch

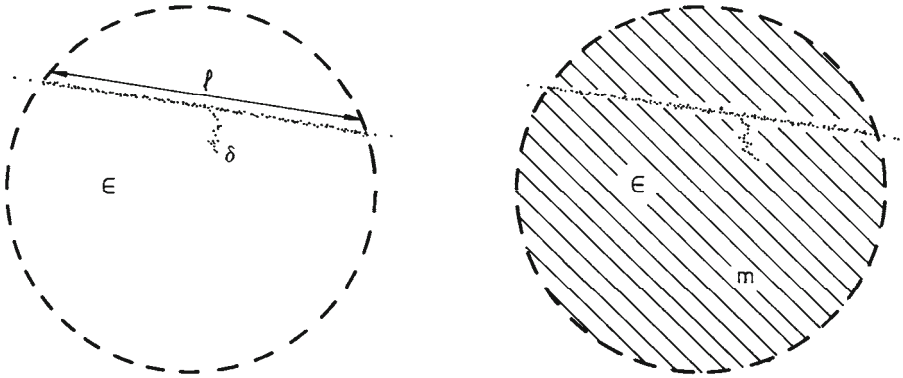


Fig. 8.4: Zur Definition der Linearen Energiedichte y und der spezifischen Energie z nach den Gleichungen (8.7) und (8.8). ℓ ist die mittlere Sehnenlänge des bestrahlten Volumens, ε die beim Durchgang eines einzelnen Teilchens durch Wechselwirkungen übertragene Energie, m die Masse des bestrahlten mikroskopischen Volumens. δ ist die Spur eines δ-Elektrons.

die verschiedenen ionisierenden Strahlungsarten. Ihre Ergebnisse sind daher eine wichtige Grundlage zur Festlegung von Dosisgrenzwerten für den Strahlenschutz und zum Verständnis der mikrobiologischen Vorgänge bei der Strahlentherapie.

Typische Abmessungen in der Mikrodosimetrie betragen 10 nm bis etwa 30 µm. Dies entspricht in etwa den Größen von Teilen menschlicher Zellen, deren Außendurchmesser zwischen 20 und 30 µm, bei Zellkernen etwa 10 µm beträgt. Chromosomen haben dagegen Querschnitte von einigen 100 nm. Die zur Berechnung der Linearen Energiedichte benötigte mittlere Sehnenlänge ℓ des biologischen Volumens kann für einfache geometrische Formen wie Kugel ($\ell = 4r/3$), Zylinder ($\ell = 2r \cdot h/(r+h)$) und prolate oder oblate Sphäroide analytisch berechnet werden. In beliebig geformten Körpern man sie analytisch nicht bestimmen, sie kann aber aus dem Verhältnis von Volumen V und Oberfläche O abgeschätzt werden ($\ell \approx 4V/O$).

Anders als der meistens nur theoretisch berechnete Lineare Energietransfer ist die Lineare Energiedichte unmittelbar mit Proportionalzählrohren messbar (vgl. [Krieger Bd2], Kap. 2.2). Man verwendet dazu kugel- oder zylinderförmige Proportionalkammern, die mit gewebeäquivalentem Gas gefüllt werden. Um gewebeäquivalente Dicken von menschlichen Zellen zu simulieren, wird der Gasdruck variiert. Durch sehr niedrige Gasdrucke kann so die Lineare Energiedichte in kleinsten Volumina gemessen werden, z. B. für gewebeäquivalente Durchmesser im µm-Bereich.

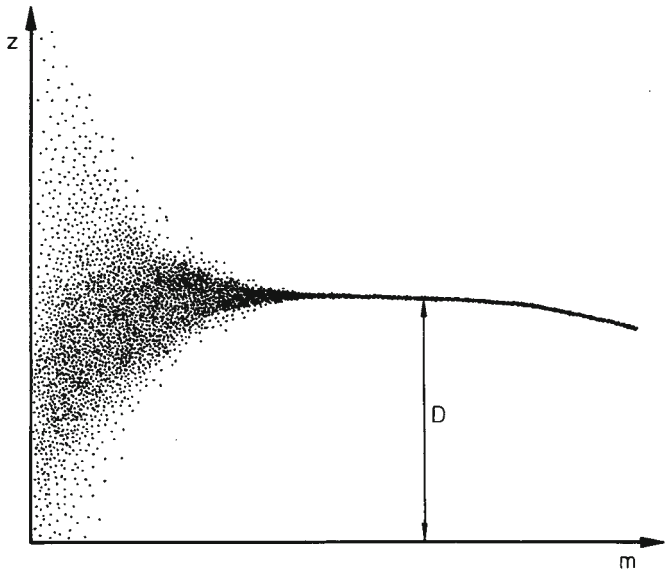


Fig. 8.5: Verlauf der Spezifischen Energie z mit zunehmender Masse eines bestrahlten Volumenelementes. Bei sehr kleinen Massen schwanken die Messwerte sehr stark, mit zunehmender Masse nähern sich die Messwerte der makroskopischen Energiedosis D an (nach [Reich 1990]).

Wird der LET zur Beschreibung der Energieabgabe in einem Volumen verwendet, so können wegen seines nichtstochastischen Charakters nur gemittelte Angaben über die im Volumen stattfindende Energiedeposition gemacht werden. Die entsprechende Dosisgröße ist die Energiedosis D. Will man dagegen die individuell in einer Zelle übertragene Energie beschreiben, so muss man statt des LET die Lineare Energiedichte y verwenden. Das zugehörige massenbezogene Dosismaß ist die **Spezifische Energie z**, die wie die Lineare Energiedichte eine stochastische Größe ist und deshalb ebenfalls eine spektrale Verteilung zeigt.

$$z = \frac{\varepsilon}{m} \tag{8.8}$$

Je größer die betrachtete Masse ist, umso kleiner werden die statistischen Schwankungen der spezifischen Energie. Für hohe Dosisleistungen, d. h. hohe Wechselwirkungsdichten, und anwachsende Massen der betrachteten Volumenelemente nähert sich der Wert der Spezifischen Energie z der Energiedosis D an (s. Fig. 8.5). Unter bestimmten Voraussetzungen können LET, Lineare Energiedichte und Spezifische Energie ineinander umgerechnet werden. Ausführliche Darstellungen dieser Umrechnungen und der sonstigen Probleme der Mikrodosimetrie befinden sich unter anderem im einschlägigen Report der International Commission on Radiation Units and Measurements [ICRU 36] und in [Reich 1990].

Zusammenfassung

- **Zur Beschreibung der Wirkung geladener Teilchen auf Materie werden die nicht stochastischen Größen Ionisierungsvermögen und Ionisierungsdichte sowie der LET verwendet.**
- **Das Ionisierungsvermögen beschreibt die pro Wegstrecke erzeugte Ladungsmenge, die Ionisierungsdichte gibt die erzeugte Ladungsmenge pro Volumeneinheit an.**
- **Der Lineare Energietransfer LET beschreibt die pro Wegstrecke durch geladenen Teilchen auf den Absorber übertragene Energie.**
- **Die entsprechenden stochastischen Dosisgrößen für die Mikrodosimetrie sind die längenspezifische Lineare Energiedichte und die massenbezogene Spezifische Energie.**
- **Für beide Größen müssen anders als bei den makroskopischen Größen Verteilungen angegeben werden.**

Aufgaben

1. Wodurch wird der Bragg-Peak am Ende der Teilchenbahn dicht ionisierender geladener Teilchen ausgelöst?

2. Ist der LET auf die Eindringtiefe (also die projizierte Weglänge) oder auf den zurückgelegten Weg des Teilchens bezogen?

3. Nennen Sie die stochastischen Größen der Mikrodosimetrie und geben Sie ihre Definitionen an.

4. Wozu dient die Einteilung in locker und dicht ionisierende Strahlungen und wie wird diese Einteilung vorgenommen?

5. Können Teilchen sowohl locker als auch dicht ionisierend sein?

6. Berechnen Sie den LET von Alphateilchen in Plexiglas mit einer Bewegungsenergie von 10 MeV, 50 MeV und 100 MeV. Sind die Alphas dieser Energien dicht oder locker ionisierend?

9 Strahlenschutzbegriffe und Dosisgrößen

Dieses Kapitel beschreibt die allgemeinen Strahlenschutzbegriffe und die verschiedenen Dosisgrößen für die Dosimetrie und den Strahlenschutz. Man unterscheidet die physikalischen Dosisgrößen Ionendosis, Energiedosis und Kerma sowie die Strahlenschutzdosisgrößen. Diese sind zum einen die operative Äquivalentdosis und die davon abgeleiten Dosismessgrößen. Zum anderen sind es die Körperdosisgrößen Organdosis und Effektive Dosis, die nicht unmittelbar gemessen werden können. Sie sind rechnerische Dosisgrößen und werden zur Beurteilung des stochastischen Strahlenrisikos einer exponierten Person herangezogen.

9.1 Allgemeine Strahlenschutzbegriffe

Für den Bereich der Gültigkeit der deutschen Strahlenschutzverordnung und des deutschen Normenwerkes DIN sind die einschlägigen Begriffe in Anlehnung an den internationalen Sprachgebrauch (z. B. [ICRP 26], [ICRP 60]) in den Radiologienormen [DIN 6814/3] und [DIN 6814/5] festgehalten. Die wichtigsten Begriffe des Strahlenschutzes werden in der Folge sinngemäß erläutert.

Strahlenschutz: Unter Strahlenschutz versteht man alle Voraussetzungen und Maßnahmen, die dem Schutz des Menschen vor den Wirkungen ionisierender Strahlungen dienen. Nicht enthalten ist dabei der Schutz vor Strahlungen, die rechtlich als nichtionisierend betrachtet werden, also Energien unterhalb 5 keV aufweisen[1]. Der Strahlenschutz kann sich entweder auf Einzelpersonen richten und dient dann dem Schutz vor somatischen Schäden, oder er bezieht sich auf die Gesamtbevölkerung und umfasst dann somatische und vererbbare genetische Strahlenrisiken.

Strahlenschäden, Strahlenrisiko, Schadenserwartung: Strahlenschäden sind die Gesamtheit aller krankhaften Reaktionen des menschlichen Körpers sowie genetische Veränderungen nach der Einwirkung ionisierender Strahlung. Dabei unterscheidet man die Wirkungen nach einer Bestrahlung des gesamten Organismus (Ganzkörperbestrahlung) und die Reaktionen nach einer Strahlenexposition einzelner Körperregionen (Teilkörperbestrahlung). Die Symptome der Strahlenexposition können klinisch feststellbar sein oder sie bleiben zunächst latent, um sich u. U. erst später klinisch zu manifestieren. Als **Strahlenrisiko** bezeichnet man die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten einer durch eine Strahlenexposition bewirkten nachteiligen Wirkung bei einem Individuum in einem bestimmten Zeitraum. Die **Schadenserwartung** ist das entsprechende Risikomaß für eine Population. Sie wird als Produkt aus der Populationsgröße und einer mit dem Schweregrad einer Strahlenwirkung gewichteten Summe

---

[1] Nach dieser administrativen Definition zählt UV-Strahlung zu den nicht ionisierenden Strahlungsarten. Physikalisch können UV-Strahlungen sehr wohl ionisierend wirken. UV hat Energien zwischen etwa 3 - 40 eV, s. Tab. 1.5 in Kap. 1, die Bindungsenergie von Valenzelektronen liegt typisch bei etwa 15 eV (5,2 – 24,6 eV, s. Tab. 18.17).

über die Schadenswahrscheinlichkeiten von Individuen dieser Population berechnet. Unter **Detriment** (engl. Nachteil, Schaden) versteht man den durch stochastische Strahlenexposition verursachten Schaden für einen Einzelnen oder ein Kollektiv. Eine für die biologischen Strahlenwirkungen und den Strahlenschutz übliche und nützliche Einteilung der Strahlenwirkungen ist die in stochastische und deterministische, und in heriditäre (vererbbare) oder somatische (nur den bestrahlten Körper betreffende) Wirkungen. Legt man besonderen Wert auf das Verständnis der biologischen Wirkungskette, so unterteilt man die Strahlenwirkungen auch in direkte und indirekte Strahlenwirkungen (s. Kap. 11.2).

Stochastische Strahlenwirkungen: Als stochastische Strahlenwirkungen werden alle biologischen Effekte bezeichnet, die zufallsabhängig, also nach Wahrscheinlichkeitsgesetzen, verlaufen. Ihre Definition lautet sinngemäß ([ICRP 26], [ICRP 60]):

> **Stochastische Strahlenwirkungen sind solche, bei denen die Eintrittswahrscheinlichkeit für einen Strahleneffekt, nicht aber dessen Schweregrad von der Energiedosis abhängt.**

Zu den stochastischen Strahlenwirkungen zählen die Induktion von Tumoren, die Kanzerogenese, und die heriditären, also an die Nachkommen vererbbaren Schäden. Für stochastische Strahlenschäden werden dosisabhängige Eintrittswahrscheinlichkeiten **ohne Schwellendosis** unterstellt (s. Abschnitt 12.2.1).

Deterministische Strahlenwirkungen: Unter deterministischen Strahlenwirkungen versteht man allgemeine und lokale Strahleneffekte, deren Schweregrad von der Dosis abhängt. Die meisten dieser Wirkungen treten erst oberhalb einer individuellen Dosisschwelle auf. Die Definition deterministischer Strahlenwirkungen lautet in Anlehnung an [ICRP 26], [ICRP 60]:

> **Deterministische Strahlenwirkungen sind solche Wirkungen, bei denen der Schweregrad des Strahlenschadens eine Funktion der Dosis ist. Bei vielen deterministischen Wirkungen besteht eine Dosisschwelle, unterhalb derer keine klinischen Symptome auftreten.**

Deterministische Wirkungen sind immer durch eine zeitliche und räumliche Häufung von Strahlenschadensereignissen in einer bestrahlten Region oder einem strahlenexponierten Individuum charakterisiert. Neben den lokalen und regionären Wirkungen zählen auch die Strahlenkrankheit und der Strahlentod zu den deterministischen Strahlenwirkungen. Deterministische Strahlenwirkungen an erkrankten Geweben sind im Übrigen das Ziel der therapeutischen Anwendung ionisierender Strahlungen in der Radioonkologie und der nuklearmedizinischen Therapie. Die möglichen deterministischen Strahlenwirkungen am Menschen sind ausführlich in Abschnitt (12.1) dargestellt.

Genetische Wirkungen: Unter genetischen Wirkungen, also DNS-Modifikationen, versteht man die durch Strahlung verursachten Mutationen am Erbgut von Organismen. Sie können sich entweder als dauerhafte Veränderung der Eigenschaften des Erbgutes des bestrahlten Individuums oder bei Strahlenexposition der Keimzellen des bestrahlten Individuums erst bei den Nachkommen bemerkbar machen, an die das Erbgut über die Keimbahn weitergegeben wurde. Die letztere Art genetischer Veränderungen wird als **heriditäre** Wirkung im engeren Sinne bezeichnet. Solche heriditären Erbgutmodifikationen können als Erbschäden auftreten oder in schweren Fällen bereits in einem frühen Entwicklungszustand die Lebensfähigkeit der Nachkommen ausschließen. Viele dieser Veränderungen unterliegen einem rezessiven Erbgang, werden also erst bei zufälliger Kombination gleichartig mutierten Erbgutes in Erscheinung treten. Rezessive Veränderungen des Erbgutes stellen deshalb ein populationsgenetisches Risiko, in der Regel aber kein Risiko der unmittelbaren Nachkommen des bestrahlten Individuums dar. Einige Mutationen sind jedoch dominant, treten also bei jedem das mutierte Erbgut tragenden Individuum unmittelbar in Form somatischer (körperlicher) Veränderungen in Erscheinung. Manche Mutationen führen zur Sterilität der Nachkommen. Sind Mutationen bereits in einem frühen Entwicklungsstadium des Individuums letal, kann mutiertes Erbgut natürlich nicht mehr an Nachkommen weitergegeben werden.

Somatische Strahlenwirkungen: Darunter versteht man alle solchen Wirkungen ionisierender Strahlung, die sich unmittelbar auf den Organismus des bestrahlten Individuums beziehen. Damit sind sowohl die deterministischen Strahlenwirkungen gemeint, die sich in Veränderungen der Beschaffenheit und Funktionsfähigkeit von Körpergeweben darstellen, als auch die strahlenbedingten Veränderungen an einzelnen Körperzellen, die beispielsweise zu malignen Tumorerkrankungen führen können. Somatische Strahlenschäden können je nach Dosis wie bei der akuten Strahlenkrankheit sehr schnell eintreten oder sich erst nach mehreren Jahrzehnten auswirken wie bei der Krebsentstehung. Somatische Schäden können also deterministischer oder stochastischer Art sein. Als Frühwirkungen bezeichnet man somatische Strahlenwirkungen, die innerhalb eines Jahres nach Beginn der Bestrahlung erkennbar werden. Spätwirkungen sind alle somatischen Schäden, die erst nach Jahresfrist erkennbar werden und zwar unabhängig vom Auftreten eventueller Frühwirkungen. Diese zeitliche Abgrenzung ist etwas willkürlich und dient lediglich zur administrativen Erleichterung im praktischen Strahlenschutz.

Strahlenexposition: Eine Strahlenexposition ist jeder Vorgang, bei dem eine Person eine Körperdosis erhält. Die natürliche Strahlenexposition entstammt der natürlichen Umgebung des Menschen. Die zivilisatorische Strahlenexposition rührt dagegen von der durch den Menschen künstlich erzeugten oder modifizierten natürlichen Strahlenumgebung her. Die Begriffe Teilkörper-, Ganzkörperstrahlenexposition sowie interne und externe Strahlenexposition erklären sich von selbst. Strahlenbelastung ist ein heute veraltetes Synonym für Strahlenexposition. Es ist zum einen aus psychologischen Gründen heute nicht mehr erwünscht; zum anderen ist die alte Bezeichnung irreführ-

rend, da nicht jede Strahlenexposition gleichbedeutend mit einer tatsächlichen Schadensbelastung des bestrahlten Individuums ist.

9.2 Physikalische Dosisgrößen

Alle Strahlenwirkungen auf den Menschen beruhen letztlich auf der Absorption von Strahlungsenergie im Gewebe. Die fundamentale physikalische Dosisgröße ist daher die pro Massenelement absorbierte Energie, die Energiedosis. Sie ist immer proportional zur biologischen Wirkung bei der Exposition von Lebewesen. Daneben werden weitere physikalische Dosisgrößen verwendet, die entweder messtechnischen oder rechnerischen Bedürfnissen mehr entgegenkommen (Ionendosis, Kerma). Die stochastischen Dosisgrößen für die Mikrodosimetrie wurden in Kap. (8.3) erläutert. Daneben werden spezielle Dosisbegriffe für den Strahlenschutz benötigt, die auf der Energiedosis basieren, die aber im strengen Sinn keine physikalischen Dosisgrößen mehr sind. Zu ihnen zählen die Äquivalentdosen, die Organdosen, die Effektive Dosis und ihr historischer Vorläufer, die Effektive Äquivalentdosis (s. Kap. 9.3 und 9.4).

Die **Ionendosis J** ist die durch Bestrahlung eines Luftvolumens durch ionisierende Strahlung mittelbar oder unmittelbar erzeugte elektrische Ladung eines Vorzeichens dQ geteilt durch die Masse der bestrahlten Luft dm_a (Index a = air).

$$J = \frac{dQ}{dm_a} = \frac{1}{\rho_a} \cdot \frac{dQ}{dV} \tag{9.1}$$

Die SI-Einheit der Ionendosis ist das Coulomb durch Kilogramm (C/kg). Die historische, heute aber veraltete und nicht mehr zugelassene Einheit war das Röntgen (R). Es war definiert als die Strahlungsmenge, die in einem Kubikzentimeter trockener Luft der Dichte $\rho = 1{,}293$ mg/cm^3 eine elektrostatische Ladungseinheit ($3{,}3362 \cdot 10^{-10}$ C) an Ladungen eines Vorzeichens erzeugte. Das entspricht $2{,}082 \cdot 10^9$ Ionenpaaren/cm^3 trockener Luft. Der gesetzlich festgelegte Umrechnungsfaktor ist:

$$1\ \mathrm{R} = 2{,}58 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{C/kg} \tag{9.2}$$

Die **Energiedosis D_{med}** ist die mittlere bei einer Bestrahlung mit ionisierender Strahlung von einem Absorbermaterial (med = Medium) der Dichte ρ lokal absorbierte Energie dE_{abs} dividiert durch die Masse m des bestrahlten Volumenelements dm.

$$D_{med} = \frac{dE_{abs}}{dm_{med}} = \frac{1}{\rho_{med}} \cdot \frac{dE_{abs}}{dV} \tag{9.3}$$

Die SI-Einheit der Energiedosis ist das Joule durch Kilogramm (1 J/kg = 1 Gy). Die alte Einheit der Energiedosis war das Rad (rd) vom englischen Ausdruck für absorbierte Strahlung (radiation absorbed dose). Es gilt durch Festlegung 100 rd = 1 Gy

bzw. 1 rd = 0,01 Gy. Für die Absorption der Energie sind vor allem die bei der Wechselwirkung entstehenden Sekundärelektronen verantwortlich. Um diese aus den Atomen freizusetzen, benötigt man für verschiedene Atome auch verschiedene Separationsenergien. Das bedeutet, dass die Energiedosis bei gleicher Strahlungsintensität bzw. bei gleicher Anzahl von Ionisationsakten in jeder Materie unterschiedlich ist. Bei der Energiedosisangabe muss deshalb immer das Absorbermaterial genannt werden.

Unter **Kerma K_{med}** versteht man den Quotienten aus der durch indirekt ionisierende Strahlung in einem bestrahlten Materievolumen auf geladene Sekundärteilchen der ersten Generation übertragenen Bewegungsenergie dE_{tran} (also die Summe der kinetischen Anfangsenergien) und der Masse dm des bestrahlten Volumenelements.

$$K_{med} = \frac{dE_{tran}}{dm_{med}} = \frac{1}{\rho_{med}} \cdot \frac{dE_{tran}}{dV} \tag{9.4}$$

Die Kerma wird vor allem aus messtechnischen und rechnerischen Erwägungen bei niederenergetischer Photonen- oder Teilchenstrahlung der Energiedosis vorgezogen. Kerma ist ein von der ICRU 1962 übernommenes englisches Kunstwort, das 1958 nach einem Vorschlag von [Roesch] aus kinetic energy released per unit mass gebildet wurde. Die SI-Einheit der Kerma ist ebenfalls das Gray[2]. Sie ist im Allgemeinen kein direktes Maß für die Energiedosis, da die Sekundärteilchen ihre Energie teilweise außerhalb des Sondenvolumens und durch Bremsstrahlung sogar an ihre weitere Umgebung abgeben können.

Die Kerma ändert sich bei gleicher Strahlungsqualität und Strahlungsart wie die Energiedosis mit dem betroffenen Material der Sonde, da die Bindungsenergien der geladenen Sekundärteilchen (Hüllenelektronen, Kernprotonen), die Erzeugungsrate dieser Sekundärteilchen und damit auch die insgesamt freigesetzte Bewegungsenergie von den Eigenschaften des bestrahlten Mediums abhängen. Auch bei der Kerma muss deshalb das bestrahlte Material genannt werden.

Dosisleistungen sind die Differentialquotienten der Dosen nach der Zeit. Sie können für alle Dosisgrößen definiert werden. **Integrale** Dosisgrößen sind die insgesamt auf einen Absorber übertragene Energie W_D sowie das Flächendosisprodukt FDP, der CT-Dosisindex CTDI und das Dosislängenprodukt DLP, die vor allem in der Röntgendiagnostik eine Rolle spielen (s. dazu Kap. 17).

---

[2] **Louis Harald Gray** (10. 11. 1905 - 9. 7. 1965), englischer Physiker, wichtige Arbeiten zur kosmischen Strahlung, Dosimetrie, Medizinischen Physik und zum Strahlenschutz. Ihm zu Ehren wurde die Einheit der Energiedosis Gray genannt.

Dosisgröße	Zeichen	SI-Einheit	Einheit alt	Umrechnung
Ionendosis	J	C/kg	R (Röntgen)	1 R = $2{,}58 \cdot 10^{-4}$ C/kg
Energiedosis	D	Gy (Gray)	rd (Rad)	1 Gy = 100 rd
Kerma	K	Gy (Gray)	rd (Rad)	1 Gy = 100 rd

Dosisleistungen	Zeichen	SI-Einheit
Ionendosisleistung	$\dot{J}$	A/kg = C/(s·kg)
Energiedosisleistung	$\dot{D}$	Watt/kg
Kermaleistung	$\dot{K}$	Watt/kg

Tab. 9.1: Einheiten und Zeichen der physikalischen Dosisgrößen.

9.3 Die Dosisgrößen im Strahlenschutz

Dosisgrößen im Strahlenschutz müssen die verschiedenen Wirkungen ionisierender Strahlung beschreiben. Dabei sind zwei grundsätzliche Gesichtspunkte maßgeblich. Strahlung wirkt verschieden, wenn die Strahlungsenergie auf kurzen oder längeren Wegstrecken absorbiert wird. Dies wird durch die Ionisierungsdichte oder den LET beschrieben (s. Abschnitte 8.1 und 8.2). Man unterscheidet danach locker ionisierende Strahlung wie Photonen, Elektronen und β-Teilchen und dichter ionisierende Strahlungen wie die α-Teilchen oder langsame Protonen. Dicht ionisierende Strahlungen geben wegen ihrer begrenzten Reichweite ihre Bewegungsenergie oft schon in einer einzigen menschlichen Zelle vollständig ab. Sie erzeugen dabei eine höhere mikroskopische Schadensdichte entlang ihrer Bahn als locker ionisierende Strahlungen und haben deshalb auch eine andere biologische Wirkung. Die entsprechenden Dosisgrößen sind die **Äquivalentdosen**. Sie werden aus der Weichteilenergiedosis durch Wichtung mit dimensionslosen strahlungsspezifischen Qualitätsfaktoren Q berechnet.

Für praktische Anwendungen im Strahlenschutz müssen und können die komplexen Zusammenhänge von LET, Bestrahlungsbedingungen und Relativer Biologischer Wirksamkeit (RBW) vereinfacht werden. Der experimentelle Zusammenhang zwischen LET und RBW (s. Abschnitt 11.6) bietet die Möglichkeit, im Strahlenschutz die verschiedenen Energieüberträge dicht- und locker ionisierender Strahlungsarten pauschal durch Angabe von Qualitätsfaktoren Q bzw. Strahlungswichtungsfaktoren w_R zu berücksichtigen. Q-Faktoren und w_R-Faktoren werden international durch Vereinba-

rung festgelegt ([ICRU 51], [ICRP 60]). Als Kriterium werden die verschiedenen L_∞-Werte für Hoch- und Niedrig-LET-Strahlung verwendet. Bei LET-Angaben für Photonen sind natürlich diejenigen für deren Sekundärelektronen gemeint, da Photonenstrahlung keine direkt ionisierende Strahlungsart ist. Als Bezugsstrahlung wird wie bei der RBW harte Photonenstrahlung zugrunde gelegt.

Die zweite Betrachtungsmöglichkeit der biologischen Wirkung von Strahlung ist die Einteilung nach der Strahlensensibilität verschiedener Gewebe, Körperteile oder Organe und der daraus für das Individuum insgesamt entstehenden Gefährdung der Gesundheit oder des genetischen Materials. Diese Gesichtspunkte waren der in der Röntgenverordnung und der Strahlenschutzverordnung bisher verwendeten Effektiven Äquivalentdosis zugrunde gelegt und werden auch in der neuen internationalen **Effektiven Dosis** zur Berechnung der Dosisgrößen verwendet. Die Effektive Dosis ist also eine Kenngröße für die Gefährdung des Menschen durch stochastische Strahlenwirkungen. Sie wird aus den Organdosen durch Wichtung mit risikorelevanten Faktoren bestimmt. Diese Wichtungsfaktoren werden international so festgelegt, dass gleiche Werte der Effektiven Dosis auch gleiche Gefährdungen des Menschen ergeben.

Die Angleichung bzw. Modifikation der bisherigen nationalen Dosisgrößen an die internationalen Gepflogenheiten und Sprachregelungen ist mittlerweile abgeschlossen. Die Ausschüsse des DIN haben deshalb ein Regelwerk erarbeitet, in dem Dosisbegriffe, Dosisgrößen, sowie Mess- und Kalibrierverfahren an die internationalen Vorgaben angepasst wurden. Bis 2001 (neue StrlSchV) galten in der Bundesrepublik noch die alten Festlegungen und Grenzwerte. Aus diesem Grund werden neben den neuen von ICRP vorgeschlagenen und heute auch national verbindlichen Strahlenschutzdosisgrößen auch noch die bisherigen alten deutschen Dosisbegriffe am Ende dieses Kapitel (Abschnitt 9.4) dargestellt. Nach DIN sollen in Zukunft nur noch die neuen Dosisgrößen und ihre zeitbezogenen Ableitungen (Dosisleistungen) verwendet werden.

Dosisgrößen im praktischen Strahlenschutz: Im praktischen Strahlenschutz werden zwei Kategorien von Dosisgrößen benötigt (s. Tab. 9.2). Zum einen braucht man operative Dosisgrößen, die so genannten **Dosismessgrößen**, die für Messungen in der Orts- und Personendosimetrie geeignet sind ([PTB-Dos-23], [DIN 6814-3], [ICRU43]). Zum anderen braucht man Dosisangaben, die im Zusammenhang mit den stochastischen Risiken einer Strahlenexposition des Menschen stehen. Diese Größen der zweiten Kategorie werden als **Körperdosisgrößen** bezeichnet. Sie alle haben die Einheit Sv (Sievert).

Kategorie	Bezeichnung	Kurzzeichen	Bemerkung
Dosismessgrößen:	Äquivalentdosis	H	neue Qualitätsfaktoren Q als f(LET)
	Ortsdosen	H*(d)	Umgebungs-Äquivalentdosis
		$H'(d, \vec{\Omega})$	Richtungs-Äquivalentdosis
	Personendosen	$H_p(10)$	Personendosis für durchdringende Strahlungen
		$H_p(0.07)$	Personendosis für Strahlung geringer Eindringtiefe
Körperdosisgrößen:	Organdosen	H_T	berechnete Größen mit Strahlungswichtungsfaktoren w_R
	Effektive Dosis	E	berechnete Größe mit Organwichtungsfaktoren w_T

Tab. 9.2: Die neuen Dosisgrößen im Strahlenschutz, alle haben die Einheit Sv, nach [ICRU 43], [DIN 6814-3].

Operative Dosismessgrößen: Die Ausgangsgröße für die operativen Dosismessgrößen ist die **Äquivalentdosis H**, die man aus der Weichteilenergiedosis und einem Wichtungsfaktor für die Strahlungsqualität berechnen kann. Sie ist additiv, da sie als Summe der zeitgleichen oder zeitversetzten Einwirkungen verschiedener Strahlungsqualitäten und Strahlenfelder bestimmt wird. Mit ihrer Hilfe sollen die weiteren operativen Dosisgrößen, die Ortsdosis und die Personendosis, zu Strahlenschutzzwecken experimentell bestimmt werden. Die **Ortsdosen** sind als *"Äquivalentdosen an einem bestimmten Raumpunkt"* definiert und dienen zur Abschätzung der Effektiven Dosis einer Person, wenn diese sich am Ort der Ortsdosis aufhalten würde. Diese Abschätzung soll konservativ sein, die tatsächliche Effektive Dosis einer exponierten Person also eher über- als unterschätzen, da die Orientierung dieser Personen zum Strahlenfeld im Allgemeinen bei der Ortsdosismessung nicht bekannt ist. Mit Hilfe von Ortsdosismessungen werden die Strahlenschutzbereiche (Kontroll-, Sperr- und Überwachungsbereich) festgelegt.

Die zweite Gruppe der operativen Äquivalentdosisgrößen sind die **Personendosen**. Sie sind ein personenbezogenes, also individuelles Maß für die Strahlenexposition einer bestimmten Person durch externe Strahlungsfelder. Personendosen werden am Körper der strahlenexponierten Personen mit so genannten Personendosimetern ermittelt. Gemessene Personendosen für durchdringende Strahlungsarten werden zu Strahlenschutzzwecken unterhalb bestimmter Personendosiswerte in grober Näherung der

Effektiven Dosis dieser Person gleichgesetzt, obwohl der menschliche Körper natürlich das ohne ihn bestehende Strahlungsfeld durch Absorption, Schwächung und Streuung verändert. Sowohl für Ortsdosen als auch für Personendosen müssen Verfahren vorgehalten werden, mit denen Dosimeter mit ausreichender Genauigkeit kalibriert werden können. Orts- und Personendosen sind also tatsächlich messbare und zu messende Dosisgrößen.

Körperdosisgrößen: Sie werden zur Risikoabschätzung und für die Festlegung von Personendosisgrenzwerten verwendet. Körperdosis ist ein Sammelbegriff für die beiden neu eingeführten Dosisgrößen **Organdosis H_T** und **Effektive Dosis E**. Ab sofort beziehen sich alle gesetzlichen Personendosisgrenzwerte auf diese Körperdosisgrößen. Sie sind anders als die Dosismessgrößen nicht unmittelbar messtechnisch erfassbar, weil sie über die Organe gemittelt sind oder wie die Effektive Dosis als risikogewichtete Größe zur Abschätzung des Strahlenrisikos dienen sollen.

9.3.1 Die Äquivalentdosis

Die Äquivalentdosis H ist das Produkt aus Weichteilgewebe-Energiedosis D_w und Qualitätsfaktor Q an einem Punkt im Gewebe (H vom engl. Wort hazard: Gefährdung, Risiko). Der Qualitätsfaktor hat die Dimension 1. Er wird durch Vereinbarung für verschiedene Strahlungsqualitäten so festgelegt, dass gleiche Äquivalentdosen verschiedener Strahlungsqualitäten unter Strahlenschutzgesichtspunkten gleich bewertet werden können. Für Röntgen- und Gammastrahlung gilt definitionsgemäß Q = 1.

$$H = Q \cdot D_w \tag{9.5}$$

Als Qualitätsfaktoren sollen im Gültigkeitsbereich der deutschen Normung die anhand des unbeschränkten LET L_∞ von ICRP und ICRU festgelegten Beziehungen in (Tab. 9.3) verwendet werden.

L_∞ (keV/µm) in Wasser	**Q(L)**
< 10	1
10 - 100	0,32·L-2,2
> 100	$300/L^{1/2}$

Tab. 9.3: Zusammenhang von unbeschränktem LET und Qualitätsfaktor Q(L) nach [ICRP 60].

Die SI-Einheit der Äquivalentdosis ist das "Joule durch Kilogramm" (J/kg). Zur Unterscheidung von der Einheit für die Energiedosis oder die Kerma (s. Tab. 9.1) hat

man dafür den Namen **Sievert**[3] eingeführt. Die historische Einheit der Äquivalentdosis war das rem, das aus dem englischen Ausdruck "radiation equivalent man" abgeleitet wurde. Die Umrechnung rem → Sv entspricht dem Umrechnungsfaktor des Rad in das Gray.

$$1\ \text{Sv} = 1\ \text{J/kg} = 100\ \text{rem} \tag{9.6}$$

Beispiel 1: Mit den Werten für den Qualitätsfaktor Q(L) aus Tabelle (9.3) erhält man für eine Strahlenexposition, die eine Energiedosis von 1 mGy im Menschen erzeugt, für Elektronen und Photonenstrahlung definitionsgemäß eine Äquivalentdosis von 1 mSv, da für diese Strahlungsarten Q=1 gesetzt ist.

Für alle anderen Strahlungsarten ist zunächst der unbeschränkte LET L_∞ zu bestimmen. Für 2 MeV-Alphateilchen erhält man für das Stoßbremsvermögen in Wasser nach Figur (7.4) etwa den Wert $2{\cdot}10^9$ eV·cm^2/g. Da unbeschränkter LET und Stoßbremsvermögen zahlenmäßig gleich sind (vgl. dazu Gl. 8.5 in Kap. 8.2), ergibt dies mit der Wasserdichte von 1g/cm^3 einen LET von $L_\infty = 2{\cdot}10^9$ eV/cm = 200 keV/µm. Setzt man diesen Wert in die Formel der Tabelle (9.3), so erhält man für den Qualitätsfaktor von Alphastrahlung mit 2 MeV Bewegungsenergie etwa Q = 21. Für andere kinetische Energien der Alphas variieren natürlich die L-Werte etwas, so dass man bei 1 mGy Energiedosis durch α-Strahlung typische Äquivalentdosen zwischen 10 und 20 mSv erhält, also Werte bis zum Zwanzigfachen der Äquivalentdosis für Niedrig-LET-Strahlung.

Dies trägt der bekannten Radiotoxizität hochenergetischer α-Strahler Rechnung. Beispiele solcher α-Strahler sind das 222-Rn und seine Tochterprodukte aus dem natürlichen Zerfall der Aktiniden. Sie befinden sich in der Luft von Uranbergwerkstollen oder in der Raumluft von aus Energieersparnisgründen schlecht belüfteten Wohnräumen. Dazu zählen auch die α-strahlenden Aktiniden in nuklearen Abfällen aus Kernreaktoren wie das in Brutreaktoren in großen Mengen erbrütete 239-Pu oder das besonders radiotoxische 210-Po. Wegen der geringen Reichweiten der α-Teilchen in menschlichem Gewebe (je nach Energie nur einige 10 µm, dies entspricht etwa der Größenordnung eines Zelldurchmessers) sind besonders die Oberflächen der Lungen (Lungenepithel) von der Strahlenwirkung der in der Atemluft enthaltenen α-Strahler betroffen. α-Strahlung aus natürlichen Quellen ist deshalb an der Entstehung von Lungentumoren (Bronchialkarzinomen) beteiligt.

---

[3] **Rolf Maximilian Sievert** (6. 5. 1896 - 3. 12. 1966), schwedischer Physiker, grundlegende Arbeiten zur Radiologie, zum Strahlenschutz und zur Dosimetrie. Ihm zu Ehren wurde 1978 die Einheit der Äquivalentdosis Sievert genannt.

Liegt am interessierenden Messpunkt eine spektrale Verteilung des unbeschränkten Energieübertragungsvermögens vor, so ist der Qualitätsfaktor durch eine L-Mittelung über das Energiedosisspektrum zu berechnen.

$$\overline{Q} = \frac{1}{D} \cdot \int_L Q(L) \cdot D_L \cdot dL \tag{9.7}$$

Wirken mehrere Strahlungsarten in einem Zielvolumen zusammen, so ist als Äquivalentdosis die Summe der einzelnen Äquivalentdosen anzugeben. Äquivalentdosen verschiedener Zielvolumina dürfen dagegen nicht addiert werden. Statt der Einzelqualitätsfaktoren kann auch ein über alle Strahlungsarten am interessierenden Punkt gemittelter Qualitätsfaktor $\overline{Q}$ verwendet werden.

$$H = \sum_i Q_i \cdot D_i = \overline{Q} \cdot \sum_i D_i \tag{9.8}$$

9.3.2 Die Ortsdosisgrößen

Unter Ortsdosis versteht man die "Äquivalentdosis in Weichteilgewebe gemessen an einem bestimmten Ort" ([StrlSchV], [RöV]). Die Ortsdosis-Messaufgaben unterscheiden sich nach der Strahlungsart und Strahlungsqualität. Zum einen hat man es mit durchdringenden Strahlungen wie Röntgenstrahlung ausreichender Energie, Hochenergiephotonen, Neutronen oder Elektronen hoher Energie zu tun. Zum anderen müssen die Strahlenfelder wenig durchdringender Strahlungen (z. B. Betastrahlung mit $E_{max} < 2$ MeV oder sehr niederenergetische Röntgenstrahlung mit $E_g < 15$ keV) überwacht werden. Im ersten Fall ist die Messaufgabe die Bestimmung der **Umgebungs-Äquivalentdosis H*(d)**, die üblicherweise mit Detektoren wie Kugel- oder Zylinderionisationskammern mit dünner Kammerwand vorgenommen wird. Solche Instrumente haben bei geeigneter Konstruktion eine weitgehend von der Einstrahlrichtung unabhängige Empfindlichkeit (s. [ICRU 47]). Die Dosimeteranzeige ist deshalb unabhängig von der Orientierung der einfallenden durchdringenden Strahlenfelder. Dieser Sachverhalt soll durch den Stern (*) im Formelzeichen symbolisiert werden. Der Parameter d ist die Messtiefe im Phantom in Millimetern, die als Bezugstiefe für die Kalibrierung der Umgebungssonden verwendet wird.

Im zweiten Fall der wenig durchdringenden Strahlungen sind die richtungsbezogenen Oberflächendosen, die **Richtungs-Äquivalentdosen H'(d,Ω)**, abzuschätzen. Wegen der geringen Durchdringungsfähigkeit der Strahlung ist die Messanzeige eines geeigneten Detektors von der Strahleinfallsrichtung abhängig. Dies wird durch den Strich (') symbolisiert. Die Größe d ist wie oben die Bezugstiefe im Phantom in Millimetern, der Parameter Ω ist der Richtungsvektor des Strahleinfalls.

Beide Ortsdosen dienen zur Abschätzung von Körperdosen. Sie werden deshalb nicht mehr wie bisher durch Messungen in Luft sondern mit Hilfe eines Phantoms, der anthropomorphen, also menschenähnlichen **ICRU-Kugel** definiert (s. Fig. 9.1). Diese besteht aus 76,2% Sauerstoff, 11,1% Kohlenstoff, 10,1% Wasserstoff und 2,6% Stickstoff und ist weitgehend muskelgewebeäquivalent. Sie hat einen Durchmesser von 30 cm, ihre Dichte beträgt $\rho = 1 g/cm^3$. Mit diesen Daten nähert sie einen menschlichen Körper im Strahlenfeld bezüglich der Streuung und Schwächung in einer für Strahlenschutzzwecke ausreichenden Genauigkeit an. Wegen ihrer einfachen Geometrie ist sie gut für rechnerische Simulationen geeignet.

Im Vergleich zu ICRU-Kugel oder zum Körper des Menschen sind die Detektortypen für die beiden Messaufgaben punktförmig. Werden sie einem realen Strahlenfeld ausgesetzt, so wird die Messanzeige durch die lokalen Eigenschaften dieses Strahlungsfeldes bestimmt. Sie zeigen also "Punktdosen" frei in Luft an. Damit ihre Messanzeige zur Abschätzung der Dosis im ausgedehnten Phantom verwendet werden kann, benötigt man zwei Hilfs-Strahlenfelder, das **aufgeweitete** und das **ausgerichtete und aufgeweitete** Strahlenfeld. Definitionen dieser für die Kalibrierung der Detektoren benötigten Felder finden sich in [ICRU 39], [ICRU 43], [DIN 6814/3]. Sie lauten:

> **Ein aufgeweitetes Strahlenfeld ist ein Strahlenfeld, das an allen Punkten eines ausreichend großen Volumens die gleiche spektrale und raumwinkelbezogene Teilchenflussdichte besitzt wie das tatsächliche Strahlenfeld am interessierenden Punkt.**
>
> **Ein ausgerichtetes und aufgeweitetes Strahlenfeld ist ein Strahlenfeld einheitlicher Richtung, das zusätzlich die Bedingung des aufgeweiteten Strahlenfeldes erfüllt.**

Ortsdosimeter zur Messung der Umgebungs-Äquivalentdosis H*(d) werden deshalb so kalibriert, dass sie die in der ICRU-Kugel entstehende Dosis mit dem ausreichend aufgeweiteten und ausgerichteten Strahlenfeld in der Messtiefe d anzeigen. Die Messtiefe in der Kugel ist dabei auf demjenigen Radius festgelegt, der dem ausgerichteten Feld entgegengerichtet ist. Werden so kalibrierte Sonden dann einem realen Strahlenfeld in Abwesenheit der ICRU-Kugel ausgesetzt, so haben sie deshalb eine Anzeige, die der Dosis im entsprechenden aufgeweiteten und ausgerichteten Kalibrierstrahlungsfeld der Kugel in der Messtiefe d entspricht. Diese geschickt gewählte Kalibrierung ermöglicht eine halbwegs realistische Abschätzung der perkutanen Strahlenexposition einer Person mit durchdringender Strahlung durch eine frei in Luft durchgeführte Ortsdosismessung. Ortsdosimeter zur Anzeige der Richtungsäquivalentdosis $H'(d, \vec{\Omega})$ für Strahlung geringer Eindringtiefe werden in einer anderen Messtiefe d ebenfalls in der ICRU-Kugel aber im nur aufgeweiteten Strahlungsfeld kalibriert. Die Richtungsabhängigkeit ihrer Anzeige bei schrägem Strahleinfall bleibt also erhalten. Die Einstrahlrichtung muss deshalb zusammen mit dem Dosiswert dokumentiert werden.

Reale Strahlungsfelder haben im Allgemeinen weder eine im Raum homogene Fluenz noch sind sie einheitlich in der Richtung ihrer Strahlungsquanten. Bei einer Messung im realen Strahlungsfeld entsteht wegen der speziellen Kalibrierung ein Dosiswert wie im Kalibrierfeld der ICRU-Kugel. Die Dosimeter für durchdringende Strahlung zeigen also so an, als würden sie senkrecht zu ihrer Eintrittsfläche mit dem zur realen Expositionsbedingung analogen, aber aufgeweiteten und ausgerichteten Strahlenfeld bestrahlt. Auf diese Weise ergeben ICRU-Kugel-kalibrierte Ortsdosimeter eine konservative Abschätzung der tatsächlichen Körperdosen. Sie "übertreiben" in der Regel in ihrer Anzeige. Dieser Sachverhalt wird offensichtlich im Extremfall eines Nadelstrahls, der gerade die Ausdehnung des Detektors hat aber außerhalb keinerlei Teilchenfluenz aufweist.

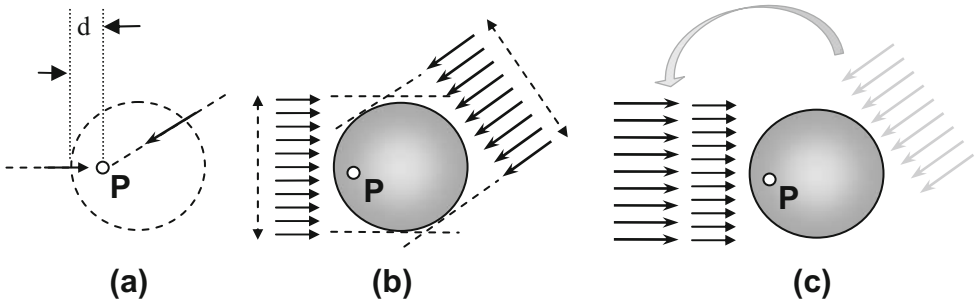


Fig. 9.1: Veranschaulichung der Begriffe zur Definition der Ortsdosisleistungen im Strahlenschutz: (a): Reales Feld am Punkt P. (b): Auf das Volumen der ICRU-Kugel (Durchmesser 30cm) aufgeweitetes Strahlenfeld, (c): Zusätzlich ausgerichtetes Strahlenfeld mit einheitlicher Auftreffrichtung der Strahlungsteilchen auf die ICRU-Kugel und vorgegebener Messtiefe d (10 mm bzw. 0,7 mm, s. Text).

Für durchdringende Strahlungsarten wie Photonen oder Neutronen wird die Messung der Umgebungs-Äquivalentdosis H*(10) empfohlen. Sie ist entsprechend den obigen Ausführungen wie folgt definiert.

Die Umgebungs-Äquivalentdosis H*(10) am interessierenden Punkt im tatsächlichen Strahlenfeld ist die Äquivalentdosis, die im zugehörigen ausgerichteten und aufgeweiteten Strahlenfeld in 10 mm Tiefe in der ICRU-Kugel auf dem der Einfallsrichtung entgegen gesetzten Radiusvektor erzeugt würde.

Die Umgebungs-Äquivalentdosis H*(10) entspricht also der Dosis in 10 mm Gewebetiefe im ausgerichteten und aufgeweiteten Strahlenfeld. Sie ist die für hochenergetische Photonen-, Neutronen oder Elektronenstrahlung anzugebende Ortsdosisgröße.

Die Umgebungsäquivalentdosis H*(10) unterscheidet sich durch die spezielle geometrische Anordnung und Kalibriervorschrift von der einfach im freien Raum definierten Äquivalentdosis H. Der Grund ist zum einen die von Null verschiedene Messtiefe und zum anderen die im ausgedehnten Kugelphantom erzeugte Streustrahlung, die in der Messsonde im Phantom mit registriert wird. Die beiden Dosiswerte können sich je nach Strahlungsqualität bis zu 50% unterscheiden.

Für Strahlung geringer Eindringtiefe wie Beta-, Alphastrahlung oder niederenergetische Röntgenstrahlung soll die Richtungsäquivalentdosis $H'(0.07,\vec{\Omega})$ verwendet werden. Zur Dosisabschätzung für die Augenlinsenexposition wird die Messtiefe 3 mm vorgeschlagen. Beide Ortsdosen haben als Äquivalentdosen wieder die Einheit Sievert und können selbstverständlich auch als Dosisleistungen angegeben werden. Die Definition der Richtungsäquivalentdosis lautet:

Die Richtungs-Äquivalentdosis $H'(0.07,\vec{\Omega})$ am interessierenden Punkt im tatsächlichen Strahlenfeld ist diejenige Äquivalentdosis, die im zugehörigen aufgeweiteten Strahlenfeld auf einem Radiusvektor der Richtung $\vec{\Omega}$ der ICRU-Kugel in 0,07 mm Tiefe erzeugt würde.

9.3.3 Die Personendosisgrößen

Personendosen sind die Äquivalentdosen in Weichteilgewebe, gemessen an einer für die Strahlenexposition repräsentativen Stelle der Körperoberfläche. Als Personendosis wird deshalb bei durchdringender Strahlung die Äquivalentdosis in ICRU-Weichteilgewebe in 10 mm Tiefe im Körper an der Tragestelle des Personendosimeters $\mathbf{H_p(10)}$ verwendet. Sie dient zur Abschätzung der Effektiven Dosis und der Organdosen. Bei Strahlung geringer Eindringtiefe ist die offizielle Personendosisgröße die Äquivalentdosis für ICRU-Weichteilgewebe in der Tiefe von 0,07 mm im Körper $\mathbf{H_p(0{,}07)}$ an der Tragestelle des Personendosimeters. Diese Größe dient der Abschätzung der Hautdosis auf der Trageseite des Dosimeters. Beide Personendosen haben die Einheit Sievert. Anders als die Ortsdosisgrößen sind Personendosen im tatsächlichen Strahlenfeld definiert und werden am Körper der exponierten Person gemessen. Personendosen sind wegen der individuellen Einflüsse des Körpers auf Absorption und Streuung auch bei gleichem Strahlenfeld von Person zu Person verschieden und variieren zusätzlich mit dem Trageort des Dosimeters.

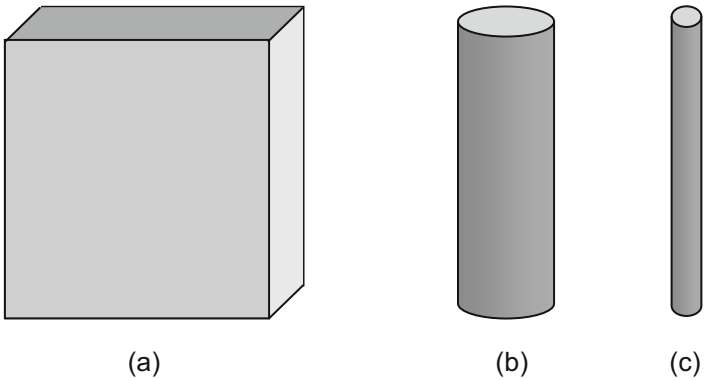


Fig. 9.2: Phantome aus ICRU-Weichteilgewebe zur Kalibrierung von Personendosimetern (Zusammensetzung s. Kap. 9.3.2): (a): Quaderphantom (300 x 300 x 150 mm^3) zur Annäherung des menschlichen Rumpfes, (b): Säulenphantom (Durchmesser 73 mm, Länge 300 mm) zur Annäherung eines menschlichen Unterarmes oder Unterschenkels, (c): Stabphantom (Durchmesser 19 mm, Länge 300 mm) zur Annäherung eines menschlichen Fingers zur Kalibrierung von Fingerringdosimetern.

Personendosimeter können selbstverständlich nicht an Personen kalibriert werden. Man verwendet stattdessen drei geometrische Phantome, die Teile des menschlichen Körpers annähern sollen (Fig. 9.2). In ihnen wird in der jeweils erforderlichen Messtiefe (10 mm oder 0,07 mm) kalibriert. Die Phantome sind aus ICRU-Weichteilgewebe aufgebaut. Das Quaderphantom (300 x 300 x 150 mm^3) dient zur Annäherung des menschlichen Rumpfes und wird deshalb zur Kalibrierung von Ganzkörperdosimetern wie der Röntgenfilmplakette verwendet, da es etwa gleiche Absorptions- und Streuverhältnisse wie ein menschlicher Körperstamm aufweist. Zur Simulation eines Unterarms oder Unterschenkels wird ein Säulenphantom (300 mm Länge und 73 mm Durchmesser) benutzt, das zur Kalibrierung von Handgelenk- oder Beindosimetern dient. Das dritte Phantom ist ein Stabphantom (300 mm Länge und 19 mm Durchmesser) und dient bei der Kalibrierung von Fingerringdosimetern als Ersatz für einen menschlichen Finger.

9.3.4 Die Organdosen

Die Organdosen sind definiert als Produkt aus der **mittleren** Energiedosis D_T der jeweils bestrahlten Körperpartie und einem Strahlungs-Wichtungsfaktor w_R für die vorliegende Strahlungsqualität R.

$$H_T = w_R \cdot D_T \tag{9.9}$$

Im Falle der stochastischen Strahlenwirkungen ist D_T über das Volumen des exponierten Organs, sonstigen Körperteils T oder im Falle der Haut über deren gesamte Oberfläche zu mitteln. Bei paarigen Organen (z. B. Nieren, Lungen) sind beide Organe bei der Mittelung zu berücksichtigen. Diese Mittelung ist legitim, da die Dosisverteilung innerhalb eines Organs für die stochastischen Wirkungen unerheblich ist, es kommt stattdessen nur auf die Anzahl der getroffenen Zellen an. Bei deterministischen Strahlenwirkungen z. B. an der Haut oder an der Augenlinse spielt die räumliche Konzentration der Exposition dagegen sehr wohl eine Rolle, da sie den Schweregrad der Strahlenwirkungen beeinflusst. Der Index T steht für ein bestimmtes Gewebe (T wie tissue: engl. Gewebe). Die dimensionslosen Strahlungsqualitätsfaktoren heißen jetzt **Strahlungs-Wichtungsfaktoren w_R** (R wie radiation: engl. Strahlung). Sie sollen laut ICRP zur Charakterisierung und biologischen Wichtung des vorliegenden Strahlungsfeldes dienen (Tab. 9.4, [ICRP 60]) und die mittleren Qualitätsfaktoren $\overline{Q}$ (nach Gl. 9.7) dieses Feldes annähern. Begründet wird diese Vereinfachung mit der geringen erreichbaren Genauigkeit biologischer Daten zur Karzinogenese.

Strahlungsart	**Strahlungs-Wichtungsfaktoren w_R (ICRP60)**	
Photonen	pauschal	1
Elektronen (incl. β^+)*, Myonen	alle e^-, e^+, μ	1
Neutronen	E < 10 keV	5
	10 - 100 keV	10
	0,1 - 2 MeV	20
	2 - 20 MeV	10
	E > 20 MeV	5
Protonen**	E > 2 MeV	5
α, Schwerionen, Spaltfragmente		20

Tab. 9.4: Von ICRP vorgeschlagene neue pauschalierte Strahlungs-Wichtungsfaktoren w_R als Funktion der Strahlungsqualität und Strahlungsart [ICRP 60]. *: gilt nicht für Augerelektronen aus Atomkernzerfall innerhalb der DNS, da dort die sonst durchgeführte Mittelung über ein großes Volumen unsinnig ist (Details dazu in [ICRP 60]). **: Für Protonen, die keine Rückstoßprotonen sind.

Werte für die Strahlungs-Wichtungsfaktoren werden in groben Stufen für die Strahlungsart und Strahlungsqualität des primären Strahlungsfeldes festgelegt. Als primäres Strahlungsfeld gilt bei perkutaner Bestrahlung das Feld in Abwesenheit des bestrahlten Körpers, das heißt ein Feld mit derjenigen Strahlungsqualität, die auf die Körperoberfläche auftrifft. Bei einer internen Exposition ist das Strahlungsfeld dasjenige, das

die Anfangsenergien der von inkorporierten Nukliden ausgesendeten Strahlungsquanten enthält.

Die Festlegung von Neutronen-Wichtungsfaktoren ist besonders problematisch, da Neutronen beim Eindringen in Wasser oder andere Niedrig-Z-Materialien sehr schnell ihr Energiespektrum ändern und das Strahlungsfeld zudem durch Einfanggammas kontaminiert wird. Sie werden nicht mehr wie früher nach ihrem LET bewertet, sondern in Abhängigkeit von ihrer "freien" Bewegungsenergie vor dem Auftreffen auf das Phantom oder das Gewebe. Zusätzlich zur Stufenfunktion für Neutronen (Tab. 9.4) hat die ICRP die stetige Formel (Gl. 9.10) zur Berechnung von Neutronenwichtungsfaktoren angegeben.

$$w_R(E_n) = 5 + 17 \cdot e^{-\frac{(\ln(2 \cdot E_n))^2}{6}} \tag{9.10}$$

Wegen der erwähnten Unklarheiten über das Spektrum der Neutronen in Absorbern gibt es zwei weitere Formelvorschläge, die vor allem den Bereich niederenergetischer Neutronen unter 100 keV besser berücksichtigen sollen. In allen Formeln (Gl. 9.10 - 9.12) sind die Neutronenenergien in MeV einzusetzen. Die Diskussion, welche dieser Formeln letztlich angewendet werden wird, ist noch offen. Der neueste Vorschlag ([ICRP 2005 draft], ICRP 2008 draft]) lautet:

$$w_R(E_n) = 2{,}5 + 18{,}2 \cdot e^{-\frac{(\ln(E_n))^2}{6}} \quad (\text{für } E_n < 1 \text{ MeV}) \tag{9.11}$$

$$w_R(E_n) = 5{,}0 + 17{,}0 \cdot e^{-\frac{(\ln(2 \cdot E_n))^2}{6}} \quad (\text{für } E_n \geq 1{,}0 \text{ MeV}) \tag{9.12}$$

Die in den neuesten Empfehlungen der ICRP vorgeschlagenen Strahlungs-Wichtungsfaktoren ersetzen also die alten Bewertungsfaktoren q der Strahlenschutz- und der Röntgenverordnung (s. Kap. 9.4). Rührt die Organdosis von mehreren Strahlungsqualitäten her, so ist pro "Zielorgan" T über diese Strahlungsqualitäten zu summieren. Sind mehrere Strahlungsarten oder Strahlungsqualitäten beteiligt, so wird die Organdosis also als gewichtete Summe dieser mittleren Organ-Energiedosen berechnet.

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R} \tag{9.13}$$

Eine besondere Organdosis ist die "deterministische" **lokale Hautdosis** H_{Haut} in 0,07 mm Tiefe, die wegen der oben genannten Gründe als über eine Fläche von 1cm^2 gemittelte, strahlengewichtete Hautdosis berechnet wird. Eine ähnliche Größe ist die ebenfalls "deterministische" **Augenlinsendosis** H_{Auge}, die in 3 mm Tiefe, der mittleren Dicke der strahlenunempfindlicheren Hornhaut, bestimmt wird.

9.3.5 Die Effektive Dosis

Die **Effektive Dosis E** ist die komplizierteste Dosisgröße. Sie ersetzt die frühere Größe "Effektive Äquivalentdosis". Die Effektive Dosis ist wie die Organdosen nicht unmittelbar messbar sondern muss aus den verschiedenen Organdosen berechnet werden. Sie ist eine auf den ganzen Körper oder einzelne Bereiche des Körpers bezogene Größe und soll ein Maß für das mit einer Strahlenexposition verbundene stochastische Risiko sein. Sie ist definiert als Summe der mit den zugehörigen Gewebe-Wichtungsfaktoren w_T multiplizierten Organdosen H_T in 12 relevanten Organen und Geweben und einem Rest von 5 weiteren Geweben.

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T \tag{9.14}$$

ICRP 60*		**RöV + StrlSchV (alt)**	
Gewebeart, Organ	**w_T-Faktor**	**Gewebeart, Organ**	**w-Faktor**
Keimdrüsen	0,20	Keimdrüsen	0,25
Brust	0,05	Brust	0,15
rotes Knochenmark	0,12	rotes Knochenmark	0,12
Lunge	0,12	Lunge	0,12
- tracheo-bronchial	0,08-0,09**		
- pulmonär	0,04-0,03**		
Schilddrüse	0,05	Schilddrüse	0,03
Knochenoberfläche	0,01	Knochenoberfläche	0,03
Colon	0,12		
Magen	0,12		
Blase	0,05		
Leber	0,05		
Oesophagus	0,05		
Haut	0,01		
Rest	total: 0,05	Rest (max. 5)	je 0,06

Tab. 9.5: Gewebe-Wichtungsfaktoren w_T zur Berechnung der Effektiven Dosis nach den Empfehlungen der [ICRP 60] zusammen mit den veralteten deutschen Wichtungsfaktoren w für die Effektive Äquivalentdosis nach dem bisherigen Strahlenschutzrecht ([RöV-alt], [StrlSchV-alt]). *: Ab 2001 im deutschen Strahlenschutzrecht verwendet. Die neuen ICRP-Faktoren enthalten das so genannte Detriment, das also Beeinträchtigungen der Gesundheit und nicht mehr ausschließlich die Krebsmortalität beschreibt. **: Diese weitere Differenzierung der Lungengewebe ist eventuell für später vorgesehen.

Die Gewebefaktoren Faktoren w_T sind von ICRP aus epidemiologischen Untersuchungen abgeleitet und für Frauen und Männer sowie alle Altersgruppen gemittelt (Tab. 9.5, vgl. dazu auch Kap. 12.2). Bei gemischten Strahlungsfeldern können die Organdosen von verschiedenen Strahlungsqualitäten herrühren. In diesem Fall sind die Beiträge der jeweiligen Strahlungsqualitäten zu summieren. Man erhält daher die folgende Doppelsumme.

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T = \sum_T w_T \cdot \left(\sum_R w_R \cdot D_{T,R} \right) \tag{9.15}$$

Zu den "anderen Geweben und Organen" der Tabelle (9.5) zählen nach ICRP Nebennieren, Gehirn, Dünndarm, Nieren, Muskeln, Bauchspeicheldrüse, Milz, Thymus und Gebärmutter. Zur Berechnung der Effektiven Dosis dürfen von diesen anderen Organen nur die 5 am stärksten strahlenexponierten Organe verwendet werden, eine im konkreten Einzelfall nicht ganz einfach zu lösende Aufgabe. Sollte eines der 5 weiteren Organe so strahlenexponiert werden, dass es alle anderen "regulären" 12 Organe in der Organdosis übertrifft, so soll diesem Organ die Hälfte der 5%, also der Wichtungsfaktor 0,025, den anderen 4 Organen zusammen 0,025 zugeordnet werden.

Die Gewebe-Wichtungsfaktoren entstammen einer Neubewertung sowohl der organspezifischen Krebsraten als auch des absoluten Risikos durch ICRP [ICRP 60]. Die alten deutschen Wichtungsfaktoren [ICRP 26] sind zum Vergleich in Tab. (9.5) mit aufgeführt. Die absoluten Risikokoeffizienten sind in Abschnitt (11.2) dargestellt. Im neuen ICRP-Vorschlag [ICRP 60] finden sich nur noch vier Klassen von 12 Risikoorganen mit den Wichtungsfaktoren 0,20 - 0,12 - 0,05 und 0,01, aber deutlich mehr Organe als bei den alten Faktoren. Der Wichtungsfaktor für das heriditäre Risiko wurde von 25% auf 20% reduziert, ist aber nach wie vor eine willkürliche Festlegung für das aus Tiermodellen abgeschätzte Risiko für vererbbare menschliche Erbgutschäden und die dadurch bewirkte Beeinträchtigung der exponierten Person bzw. ihrer Nachkommen. Die Faktoren für die sonstigen Gewebe und Organe sind aus der Morbiditätswahrscheinlichkeit für entsprechende Krebserkrankungen abgeleitet, also nicht mehr wie früher [ICRP 26] ein unmittelbares Maß für die Krebsmortalität. Die w_T-Faktoren werden zurzeit überarbeitet und eventuell geringfügig variiert [ICRP 103].

Um die radiologische Bedeutung der Wichtungsfaktoren verständlich zu machen, soll ein kleines Gedankenexperiment durchgeführt werden. Bestrahlt man ausreichend viele Individuen einer Population homogen mit einer bestimmten Ganzkörperäquivalentdosis, so treten in den verschiedenen Organen bzw. Organsystemen dieser Personen mit organspezifischen Häufigkeiten P_T Krebserkrankungen auf, die von den jeweiligen Strahlensensibilitäten der Organe abhängen. Die Gesamthäufigkeit für alle Krebserkrankungen nach dieser Strahlenexposition soll P_{tot} betragen. Sie setzt sich additiv aus den Einzelhäufigkeiten P_T für die Krebserkrankungen in den verschiedenen Organen zusammen.

$$P_{tot} = \sum_T P_T \tag{9.16}$$

Die relative Wahrscheinlichkeit w_T, an Krebs in einem bestimmten Organ "T" zu erkranken, ist dann der Quotient der entsprechenden absoluten Einzelhäufigkeit P_T und der Gesamthäufigkeit P_{tot}.

$$w_T = \frac{P_T}{P_{tot}} \tag{9.17}$$

Die Summe der relativen Einzelwahrscheinlichkeiten für Krebserkrankungen aller betrachteten Organe ist unabhängig von der absoluten Höhe des Krebsrisikos P_{tot} immer genau 100% bzw. 1, wie leicht aus der folgenden Gleichung einzusehen ist.

$$\sum_T w_T = \sum_T \frac{P_T}{P_{tot}} = \frac{1}{P_{tot}} \cdot \sum_T P_T = \frac{1}{P_{tot}} \cdot P_{tot} = 1 = 100\% \tag{9.18}$$

Da die relativen Wahrscheinlichkeiten gerade die in den Gln. (9.17 und 9.18) verwendeten Wichtungsfaktoren sind, ergibt die Summe aller Wichtungsfaktoren ebenfalls 1 (bzw. 100%). Sofern sich die relativen Krebshäufigkeiten einzelner Organe nicht unterschiedlich mit der Dosis oder der Dosisleistung verändern, müssen weder der Absolutwert der Krebshäufigkeiten noch die dazu benötigten Dosen oder die absoluten Strahlenempfindlichkeiten für diese Überlegung bestimmt oder festgelegt werden. Es spielt also keine Rolle, ob die strahleninduzierte Krebsrate l%/Sv oder 6%/Sv beträgt. Der letztere Wert ist übrigens die von ICRP unterstellte mittlere Morbiditätsrate bei niedrigen Dosisleistungen (s. Abschnitt 12.2). Durch diese Definition und Normierung der Wichtungsfaktorsumme ist gewährleistet, dass geringfügige Verschiebungen der Morbiditätsraten einzelner Organe oder Gewebe durch eine Neubewertung der organspezifischen Risiken sich nur wenig auf die Effektive Dosis und damit auf das relative Gesamtrisiko auswirken, da bei der Änderung einzelner Faktoren die sonstigen Faktoren neu normiert werden. Obwohl, wie oben schon angedeutet, das absolute Risiko nicht in die Definition der Wichtungsfaktoren eingeht, hat die absolute Höhe des Strahlenrisikos selbstverständlich Auswirkungen auf die Bewertungen des Strahlenrisikos nach einer Strahlenexposition und die daraus abgeleiteten gesetzlichen Grenzwerte.

Die Effektive Dosis ermöglicht wegen der Risikobewertung einzelner Organe eine einheitliche Beurteilung des Gesamtrisikos nach einer Strahlenexposition. Dabei kann die Exposition an einzelnen oder mehreren Körperpartien oder gleichförmig am Ganzkörper vorgenommen sein. Das von der Effektiven Dosis beschriebene Risiko ist bei einer Teilkörperexposition wegen der Wichtung und der Summenbildung bei gleicher Effektiver Dosis ebenso groß wie das Risiko bei einer homogenen Bestrahlung des

gesamten Individuums. Die Strahlenrisiken, die durch die Effektive Dosis abgeschätzt werden, sind also das **heriditäre Risiko**, also Erbschäden durch Bestrahlung der Gonaden, und das **Krebs-Morbiditäts-Risiko**, das Krebserkrankungsrisiko für einen strahlungsinduzierten Tumor im Gewebe oder im blutbildenden System.

Beispiel 2: Effektive Dosis nach gleichförmiger Ganzkörperbestrahlung. Eine homogene Bestrahlung mit 1,2 mGy z. B. durch Inkorporation eines gleichmäßig im Körper verteilten Radionuklids wie ^{137}Cs erzeugt wegen w_R=1 identische Organdosen von 1,2 mSv in allen "erlaubten" Organen. Die Effektive Dosis erhält man in diesem Sonderfall durch einfache Addition der Gewichte der getroffenen Organe und Multiplikation mit der Organdosis.

$$E = (0{,}20+4\cdot 0{,}12+5\cdot 0{,}05+2\cdot 0{,}01+0{,}05) \cdot 1{,}2 \text{ mSv} = 1{,}2 \text{ mSv}$$

also genau 1,2 mSv, da die Summe der Wichtungsfaktoren gerade auf 100% festgelegt wurde.

Beispiel 3: Berechnung der Effektiven Dosis nach einer ^{131}J-Kontamination. Durch Inkorporation von ^{131}Jod ist es zu einer Schilddrüsenorgandosis von 100 mSv gekommen. Wenn sonst keine weiteren Organe oder Körperteile mitbestrahlt wurden, ergibt dies wegen des Organwichtungsfaktors w_{SD} = 0,05 eine Effektive Dosis von 5 mSv. Das Risiko, an einem durch 100 mSv Organdosis strahleninduziertem Schilddrüsenkarzinom zu erkranken, ist daher ebenso groß wie das gesamte Krebsmorbiditätsrisiko nach einer Ganzkörperexposition mit 5 mSv. Übrigens werden bei einer Jodkontamination selbstverständlich weitere Körperteile sowohl durch Betastrahlung als auch durch die harte Gammastrahlung exponiert (z. B. Speicheldrüsen, Gonaden, Magen, rotes Knochenmark), so dass das Beispiel die realistische Effektive Dosis etwas unterschätzt.

9.3.6 Probleme mit den aktuellen Strahlenschutzdosisgrößen

Bei den zurzeit international festgelegten Strahlenschutzdosisgrößen gibt es eine Reihe von Kritikpunkten, die im Folgenden kurz angedeutet werden sollen. Die Äquivalentdosis und die Organdosen haben teilweise fragwürdige LET-Bewertungen. Dies betrifft vor allem die Einordnung der Augerelektronen, die in aller Regel sehr niederenergetisch sind (Energien unter 500 eV). Ihre Reichweiten in Weichteilgewebe betragen daher nur einige nm bis µm. Da das Stoßbremsvermögen solch niederenergetischer Elektronen deutlich über dem höher energetischer Elektronen liegt, führt der pauschale Wichtungsfaktor von w_R = 1 zu einer Unterschätzung der biologischen Wirkung. Die wird noch dadurch verstärkt, dass bei Niedrig-Z-Materialien wie menschlichem Gewebe der Augereffekt der dominierende Abregungsprozess ist und bei einer Ionisation in den inneren Schalen lokale Ladungscluster um den Emissionsort entstehen können. Besonders dramatisch ist dieser Effekt beim Einbau von Atomen mit höherer Ordnungszahl wie beispielsweise Jodatomen in die DNS. Augereffekt an diesen Atomen können zu regelrechten "Coulombexplosionen" der DNS-Moleküle führen. Für Augerelektronen existiert bisher noch keine wissenschaftlich befriedigende Lösung ihrer Bewertung im Strahlenschutz ([BMU-2008-712], [BMU-2005-659].

Bei der Berechnung der Effektiven Dosis, also der Bewertung einzelner betroffener Organe werden pauschalierte Wichtungsfaktoren w_T verwendet, die der Analyse der stochastischen Strahlenrisiken der japanischen der Atombombenopfer entstammt. Dieses Kollektiv weist einige biologische und strahlenbiologische Besonderheiten auf, die sich von den Populationen in den westlichen Industrienationen unterscheiden. Das strahleninduzierte Brustkrebsrisiko für die japanische Bevölkerung beträgt nur etwa 1/3 des Risikos der westlichen Bevölkerungen, das strahleninduzierte Magenkrebsrisiko der Japaner ist dagegen etwa um den Faktor 3 höher. In (Tab. 12.5), in der die Risiken für strahleninduzierte Krebserkrankungen nach (ICRP60) zusammengestellt sind, ist also der Risikokoeffizient für Brustkrebs von 0,2%/Sv auf etwa 0,6%/Sv zu erhöhen, das Magenkrebsrisiko dagegen von 1,1%/Sv auf 0,4%/Sv zu verringern.

Das strahleninduzierte Krebsrisiko ist zudem altersabhängig, sein Wert verändert sich also mit den Alter zum Zeitpunkt der Exposition (s. Kap. 12, Fig. 12.6). Dennoch gibt es bisher keinen pauschalierten Faktor zur Berücksichtigung der Altersabhängigkeit des stochastischen Risikos. Die Risikokoeffizienten für die Krebsinduktion sind in der Jugend bis zum Faktor 3,5 zu niedrig, im Alter um den Faktor zwei zu hoch. Allerdings haben die nationalen Strahlenschutzgesetzgebungen durch die Einführung altersbedingter Grenzwerte dieser Altersabhängigkeit teilweise Rechnung getragen (s, dazu die Strahlenschutzgrenzwerte beider Verordnungen in Kap. 15, Tab. 15.4). Neben den bisher berücksichtigten stochastischen Strahlenwirkungen (Krebsinduktion, heriditäre Schäden) sind weitere stochastische Effekte bekannt geworden wie der strahlenbedingte Katarakt ohne Dosisschwelle und der stochastische IQ-Verlust bei der Exposition von Föten im dritten und vierten Schwangerschaftsmonat. Beide Effekte werden zurzeit nicht bei der Berechnung der Effektiven Dosis berücksichtigt.

9.4 Die bisherigen Dosisgrößen im Strahlenschutz*

Änderungen der Strahlenschutzphilosophie betrafen die Definitionen und Kalibrierverfahren der Dosismessgrößen (Orts- und Personendosis) und die Berechnungsmethoden für die alten Dosisgrößen Äquivalentdosis und Effektive Äquivalentdosis.

9.4.1 Die bisherigen Dosismessgrößen*

In der Strahlenschutzgesetzgebung der Bundesrepublik Deutschland vor 2001 wurden je nach Art des Strahlenfeldes unterschiedliche Dosismessgrößen verwendet. Für **Photonenstrahlung** war die offizielle Messgröße für Orts- und Personendosis die Photonen-Äquivalentdosis (s. z. B. [Reich 1990], [DIN 6814/3] von 1985). Für Photonenenergien bis 3 MeV wurde diese Größe aus der Standard-Ionendosis J_s abgeleitet (zur Definition von J_s vgl. [Krieger Bd2], Kap. 3.1). Die Photonen-Äquivalentdosis wurde mit Hilfe eines Umrechnungsfaktors C_1 berechnet.

$$H_X = C_1 \cdot J_s \qquad \text{mit } C_1 = 38{,}76\ (\text{Sv}\cdot\text{kg/C}) = 0{,}01\ \text{Sv/R} \qquad (9.19)$$

Bei Photonenstrahlung mit Energien oberhalb von 3 MeV erhielt man die Photonen-Äquivalentdosis aus dem Messwert eines Dosimeters mit "Verstärkungskappe", das zur Messung der Standardionendosis frei in Luft für ^{60}Co-Strahlung kalibriert wurde, durch Multiplikation mit dem C_1-Faktor der Gl. (9.19). Diese Umrechnung erleichterte insbesondere die Weiterverwendung von Strahlenschutzdosimetern mit der alten "Röntgen-Kalibrierung". Die pauschale Umrechnung Sv ↔ R konnte unter Umständen Probleme bereiten, falls Strahlenschutzdosimeter für andere Zwecke als den bestimmungsgemäßen Gebrauch eingesetzt wurden, z. B. wenn aus der Dosisleistung in einem bestimmten Abstand über die Dosisleistungskonstante auf die Aktivität eines radioaktiven Präparates geschlossen werden sollte. In solchen Fällen empfahl sich die Bestimmung eines "hauseigenen" Kalibrierfaktors. Dieser konnte entweder anhand der Dosisleistungskonstanten für das jeweilige Präparat berechnet oder durch Anschlussmessungen mit Präparaten definierter Aktivität, wie sie von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt mehrmals im Jahr verschickt wurden, experimentell bestimmt werden.

Für **Betastrahlung** wurde ein anderes Dosiskonzept verwendet. Als Orts- oder Personendosis war der Messwert eines Dosimeters anzugeben, das zur Messung der Energiedosis in einem halbunendlichen weichteiläquivalenten Phantom mit der Dichte 1g/cm^3 in 0,07 mm Tiefe kalibriert ist. Dieser Messwert war mit dem Faktor 1Sv/Gy umzurechnen.

Für **Neutronenstrahlung** wurden für Ortsdosis und Personendosis verschiedene Vorgehensweisen vorgeschrieben. Die Ortsdosis war aus dem Messwert eines richtungs- und energieunabhängigen Neutronendosimeters zu berechnen, das mit geeigneten Faktoren zur Umrechnung der Neutronenfluenz in der Größe Äquivalentdosis kalibriert worden war. Zur Berechnung der Personendosis sollte ein Dosimeter verwendet werden, das an der Oberfläche eines zylinderförmigen Phantoms von 30 cm Durchmesser und 60 cm Länge mit Hilfe von Neutronenfluenz-Äquivalenz-Konversionsfaktoren kalibriert war.

9.4.2 Die bisherige Größe Äquivalentdosis*

Unter Äquivalentdosis verstand man die durch Bestrahlung von Weichteilgewebe erzeugte Energiedosis D_{weich} multipliziert mit einem dimensionslosen Bewertungsfaktor q. Weichteilgewebe steht näherungsweise für die strahlensensiblen menschlichen Gewebe wie Muskelsubstanz, Fettgewebe, Keimdrüsen und Knochenmark. Für dosimetrische Zwecke im Strahlenschutz wird Weichteilgewebe wie üblich durch homogene Substanzen mit definierten Massenanteilen dargestellt (z. B. ICRU-Weichteilgewebe aus 10,1% H, 11,1% C, 2,6% N, 76,2% O). Für die Äquivalentdosis H galt somit:

$$H = q \cdot D_{weich} \quad = N \cdot Q \cdot D_{weich} \tag{9.20}$$

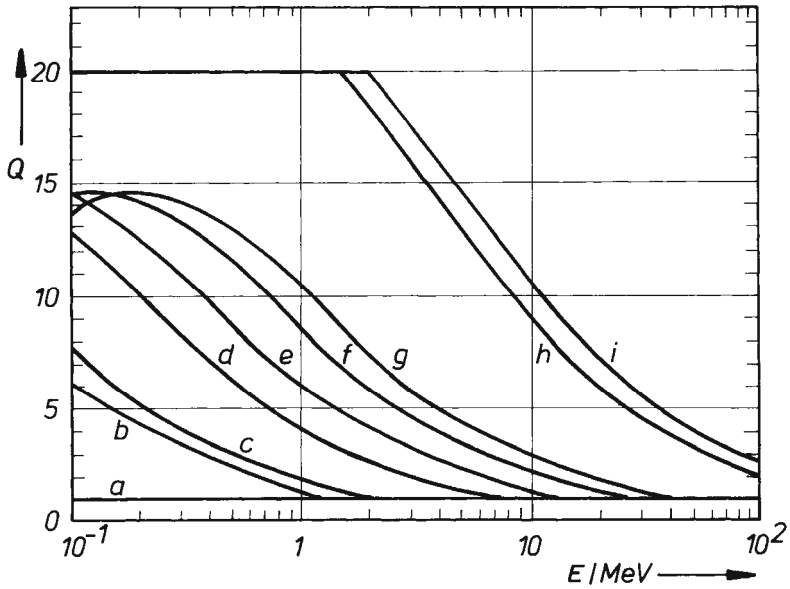


Fig. 9.3: Früher gültige Abhängigkeit des Qualitätsfaktors Q geladener Teilchen von ihrer kinetischen Energie E zur Berechnung der Äquivalentdosis H nach Gl. (9.20). (Nach Anlage XIV der Strahlenschutzverordnung von 1989 [StrlSchV alt]).
(a): Elektronen, Röntgen-, Gammastrahlung, (b): Myonen, (c): π-Mesonen, (d): K-Mesonen, (e): Protonen, (f): Deuteronen, (g): Tritonen, (h): ^{3}He-Ionen, (i): Alphas.

Der **Bewertungsfaktor q** enthielt Informationen über die Strahlungsqualität und die Bestrahlungsbedingungen. Der dimensionslose **Qualitätsfaktor Q** enthielt die Informationen über die Strahlungsqualität. Er machte im Wesentlichen Aussagen über die biologische Wirksamkeit der betrachteten Strahlungsart und -qualität und wurde durch Vereinbarung so festgesetzt, dass gleiche Äquivalentdosen unter Strahlenschutzgesichtspunkten gleich bewertet werden konnten.

Strahlungsart	**L_∞ (keV/μm) in H_2O**	**Bewertungsfaktor q**
e^-, β^-, Photonen	< 3,5	1
α, p, d, n (je nach Energie)	3,5-7,0	1-2
	7-23	2-5
	23-53	5-10
	53-175 und mehr	10-20

Tab. 9.6: LET (L_∞) in Wasser und Bewertungsfaktoren q in Anlehnung an ([StrSchV alt], Anhang VII).

Der Faktor N wurde als **modifizierender Faktor** bezeichnet, der die besonderen Bestrahlungsbedingungen in konkreten Strahlenschutzsituationen wie eine nicht gleichmäßige räumliche Verteilung der Energiedosis oder unterschiedliche Energiedosisleistungen berücksichtigen sollte. Da bisher in der praktischen Arbeit noch niemals ein anderer Wert als N = 1 zugeordnet worden war, wurde schließlich empfohlen, auf den modifizierenden Faktor N völlig zu verzichten [ICRP 60].

9.4.3 Die bisherige Größe Effektive Äquivalentdosis*

Sie war wie die Äquivalentdosis nicht unmittelbar messbar, sondern musste aus den verschiedenen Teilkörperäquivalentdosen berechnet werden. Unter der Effektiven Äquivalentdosis H_{eff} verstand man die Summe der mit den zugehörigen **Wichtungsfaktoren w_i** multiplizierten mittleren Äquivalentdosen H_i relevanter Organe oder Gewebe für die Strahlungsqualitäten k.

$$H_{eff} = \sum_i w_i \cdot H_i = \sum_i w_i \cdot \left(\sum_k q_k \cdot D_{weich,k} \right) \tag{9.21}$$

Die in der Summenbildung über die verschiedenen Teilkörperdosen H_i verwendeten Größen w_i waren strahlenbiologische Gewichtungsfaktoren. Sie wurden durch Vereinbarung festgelegt [ICRP 26] und waren in der alten Strahlenschutz- und Röntgenverordnung tabelliert. Sie trugen den unterschiedlichen Strahlenrisiken der verschiedenen Gewebearten Rechnung und sind die Vorläufer der moderneren Gewebe-Wichtungsfaktoren in Tab. (9.5).

Zu den "anderen Geweben und Organen" dieser Tabelle zählten nach der RöV Blase, oberer Dickdarm, unterer Dickdarm, Dünndarm, Gehirn, Leber, Magen, Milz, Nebenniere, Niere, Bauchspeicheldrüse, Thymus, Gebärmutter. Zur Berechnung der Effektiven Äquivalentdosis durften von diesen anderen Organen nur die 5 am stärksten strahlenexponierten Organe verwendet werden. Der Wichtungsfaktor für die Strahlenexposition der Gonaden (25%) war eine willkürliche Festlegung für das vermutete vererbbare genetische Risiko. Die Wichtungsfaktoren für die sonstigen Gewebe und Organe wurden aus plausiblen **Mortalitäts**wahrscheinlichkeiten nach entsprechenden Krebserkrankungen abgeleitet. Sie sind in Tab. (9.5) zusammen mit den neuen Gewebe-Wichtungsfaktoren für die Krebsmorbidität tabelliert.

Im praktischen Strahlenschutz dürfen laut neuer StrlSchV und RöV die in der Strahlenschutzüberwachung ermittelten Personendosen, effektive Äquivalentdosis und Effektive ohne Korrektur addiert werden, um die Lebenszeitdosis zu ermitteln.

Aufgaben

1. Nimmt der Schweregrad einer strahleninduzierten Krebserkrankung mit der Höhe der Strahlenexposition zu?

2. Beim Umgang mit einem radioaktiven Präparat hat ein Arbeiter 1 min lang seine rechte Hand bestrahlt. Sein Kollege hantiert dasselbe Präparat unter gleichen Bedingungen ebenfalls eine Minute, exponiert dabei aber beide Hände je eine Minute. Hat er die gleiche oder die doppelte Dosis erhalten?

3. Wie groß ist die in einem Absorber entstehende Kerma, wenn bei der Wechselwirkung eines hochenergetischen Photonenstrahlenbündels ausschließlich Kernphoto-Wechselwirkungen mit (γ,n)-Prozessen stattfinden? Wie sind die Verhältnisse bei ausschließlich klassischer Streuung bei der Wechselwirkung eines niederenergetischen Photonenstrahlenbündels mit einem menschlichen Gewebe?

4. Berechnen Sie die Effektive Dosis bei folgender Strahlenexposition eines Kernkraftarbeiters: Gleichförmige Bestrahlung des gesamten Körpers mit 1 mGy Energiedosis mit harter Photonenstrahlung, 5 mGy Energiedosis am gesamten Lungenepithel mit Alphastrahlung des Radons, 2 mGy Energiedosis in einer Niere und im gesamten Knochenmark (Mittelwert) durch Neutronen mit unbekannter Energie.

5. Erklären Sie die Unterschiede zwischen der "alten" Effektiven Äquivalentdosis und der "neuen" Effektiven Dosis.

10 Dosisleistungskonstanten, Hautdosisfaktoren und Inkorporationsfaktoren

In diesem Kapitel werden zunächst die Dosisleistungskonstanten für verschiedenen Strahlungsarten eingeführt und abgeleitet. Mit ihrer Hilfe können aus den Strahlerdaten Ortsdosisleistungen um die Strahler abgeschätzt werden. Aus diesen Ortsdosisleistungen können näherungsweise die für den Strahlenschutz erforderlichen Körperdosen berechnet werden. Im zweiten Teil dieses Kapitels werden die Verfahren zur Berechnung von Hautdosen bei der Kontamination mit Alpha-, Beta- und Gammastrahlungen erläutert. Im letzten Teil werden die Verfahren zur Berechnung von Körperdosen nach Inkorporation von Radionukliden beschrieben.

10.1 Dosisleistungskonstanten für Photonenstrahlungen

Für radioaktive Strahler kann unter bestimmten Bedingungen die im Abstand r vom Strahler erzeugte Ortsdosisleistung aus der Aktivität des Strahlers berechnet werden. Dabei wird in der Regel das Abstandsquadratgesetz für den geometrischen Verlauf der Strahlungsintensität und eine vernachlässigbare Absorption oder Streuung der Strahlung zwischen Strahler und Aufpunkt unterstellt. Die Berechnungsmethoden unterscheiden sich dabei je nach der Strahlungsart, der Form des Strahlers und der untersuchten Dosisgröße. In allen Fällen wird vorausgesetzt, dass die gesuchte Dosisgröße und die Aktivität des Strahlers zueinander proportional sind. Die Proportionalitätskonstanten werden als **Dosisleistungskonstanten** bezeichnet. In Analogie zu den Dosisleistungskonstanten radioaktiver Strahler werden selbst für Röntgenstrahler Dosisleistungskonstanten verwendet, die in diesem speziellen Fall allerdings die Proportionalität zwischen Röhrenstrom und Ortsdosisleistung beschreiben.

10.1.1 Kermaleistungskonstanten für Gammastrahler

Vernachlässigt man bei kleinvolumigen, nahezu punktförmigen Gammastrahlern die Selbstabsorption im Strahler, seiner Hülle und in der Luft zwischen Strahler und Aufpunkt, so kann man die Kermaleistung im Abstand r vom Strahler mit Hilfe der Dosisleistungskonstanten Γ_δ und der Aktivität A berechnen.

$$\mathring{K}_\delta(r) = \Gamma_\delta \cdot \frac{A}{r^2} \tag{10.1}$$

Dabei ist δ die Grenzenergie der Photonen, deren Beiträge zur Kermaleistung berücksichtigt werden sollen. Sie wird in keV angegeben und hängt von der jeweiligen Anwendung ab. Vereinbarungsgemäß soll die Dosisleistungskonstante auch Beiträge charakteristischer Röntgenstrahlungen nach Elektroneneinfang oder Innerer Konversion enthalten sowie die Vernichtungsstrahlung aus der Positronen-Elektronen-Ani-

hilisation. Die SI-Einheit der Dosisleistungskonstanten ist das $Gy \cdot m^2/(s \cdot Bq)$ und die entsprechenden dezimalen Vielfachen. Dosisleistungskonstanten werden theoretisch berechnet, da in realen experimentellen Anordnungen immer Abweichungen von den oben genannten Randbedingungen auftreten. Die Werte der Dosisleistungskonstanten können experimentell also nur näherungsweise aus Messungen der Ortskermaleistung bestimmt werden.

Berechnung der Dosisleistungskonstanten:* Man betrachtet dazu zunächst einen punktförmigen Photonenstrahler der Aktivität A, der bei jedem Zerfall genau ein Photon definierter Energie E_γ emittiert. Die Abstrahlung soll isotrop sein. Zwischen Strahler und Aufpunkt im Abstand r soll sich Vakuum befinden, um Absorption und Streuung zu vermeiden. Da die Kerma die durch Photonen auf geladene Sekundärteilchen übertragene Energie pro Masse ist, wird zunächst die Zahl der Photonen, die den Absorber treffen, benötigt. In der Zeit t werden genau $N = A \cdot t$ Photonen emittiert, die gleichförmig die Oberfläche ($O = 4 \cdot \pi \cdot r^2$) einer gedachten Kugel mit dem Radius r durchsetzen. Die Zahl n der die Kugel in dem Zeitintervall t verlassenden Photonen pro Flächenelement der Kugeloberfläche t ist:

$$n = \frac{N}{O} = A \cdot \frac{t}{4\pi \cdot r^2} \tag{10.2}$$

Hat der Absorber im Abstand r die Eintrittsfläche F, so ist die Zahl der ihn in der Zeit t treffenden Photonen daher das Produkt aus n und F.

$$N_F = F \cdot n = F \cdot A \cdot \frac{t}{4\pi \cdot r^2} \tag{10.3}$$

Alle N_F Photonen zusammen transportieren im Zeitintervall t die Energie E_{tot} durch die Absorberfläche.

$$E_{tot} = N_F \cdot E_\gamma = F \cdot A \cdot \frac{t}{4\pi \cdot r^2} \cdot E_\gamma \tag{10.4}$$

Tragen die wechselwirkenden Photonen die Energie E_γ, so wird davon bei der Energieübertragung im Mittel pro Photon nur der Anteil $dE = \mu_{tr} \cdot E_\gamma \cdot dx$ in der Absorberschicht der Dicke dx auf Sekundärteilchen übertragen. μ_{tr} ist der lineare Energieumwandlungskoeffizient für Photonenstrahlung (s. Abschnitt 4.8). Die für die Kermabestimmung benötigte Masse des Absorbers der Dicke dx berechnet man zu $dm = \rho \cdot dV = \rho \cdot F \cdot dx$. Für die Kerma aus allen Photonen erhält man daher

$$K = \frac{dE_{tot}}{dm} = \frac{dE_{tot}}{\rho \cdot dV} = \mu_{tr} \cdot N_F \cdot E_\gamma \cdot \frac{dx}{\rho \cdot F \cdot dx} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} \cdot \frac{N_F \cdot E_\gamma}{F} \tag{10.5}$$

Ersetzt man jetzt N_F durch Gleichung (10.3), so erhält man nach einfacher Umformung für die Kerma die Gleichung:

$$K = \frac{dE_{tot}}{dm} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} \cdot A \cdot E_\gamma \cdot \frac{t}{4\pi \cdot r^2} \tag{10.6}$$

Die Kermaleistung dK/dt erhält man daraus zu:

$$\overset{\circ}{K} = \frac{dK}{dt} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\mu_{tr}}{\rho} \cdot E_\gamma \cdot \frac{A}{r^2} \tag{10.7}$$

Der direkte Vergleich dieser Gleichung (10.7) mit Gleichung (10.1) ergibt für die Dosisleistungskonstante die Beziehung:

$$\Gamma_\delta = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\mu_{tr}}{\rho} \cdot E_\gamma \tag{10.8}$$

In dieser Definition der Dosisleistungskonstanten für die Kerma sind neben der Photonenenergie die Eigenschaften des Absorbers über den Massen-Energieumwandlungskoeffizienten (μ_{tr}/ρ) enthalten. Bei Dosisleistungskonstanten muss deshalb wie bei der Kerma oder der Energiedosis das Bezugsmaterial angegeben werden. Übliche dosimetrische Materialien sind Wasser und Luft, die deshalb meistens als Bezugssubstanzen verwendet werden. Bei Radionukliden, die pro Zerfall mehrere Photonen mit den Wahrscheinlichkeiten p_i und den Energien E_i emittieren, muss die Dosisleistungskonstante als gewichtete Summe über alle Photonenenergien berechnet werden.

$$\Gamma_\delta = \frac{1}{4\pi} \cdot \sum_i p_i \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_i \cdot E_i \tag{10.9}$$

Sind die Emissionswahrscheinlichkeiten für die charakteristischen Röntgenstrahlungen bekannt, so kann auf diese Weise auch deren Beitrag berücksichtigt werden. Für Gammastrahler mit kurzlebigen instabilen Tochternukliden werden Dosisleistungskonstanten einschließlich aller im radioaktiven Gleichgewicht emittierten Photonen angegeben. Das gleiche gilt für die Berücksichtigung der Vernichtungsstrahlung von Positronenstrahlern.

Beispiel 1: Berechnung der Dosisleistungskonstanten für die Luftkerma für ^{60}Co-Strahlung. Der γ-Zerfall des ^{60}Co erfolgt über dominierend zu 99,9% über einen β^--Zerfallszweig mit einem nachfolgenden Gammakaskadenzerfall und mit einer sehr kleinen Wahrscheinlichkeit (< 1 Promille) über einen zweiten Zerfallszweig (s. Fig. 3.13). Die exakten numerischen Daten für die Zerfallswahrscheinlichkeiten und die Wahrscheinlichkeiten für die nachfolgen-

den Photonenemissionen finden sich zusammen mit den benötigten Gammaenergien und Energien der Röntgenstrahlungen in Tab. (10.1).

Die Dosisleistungskonstante für die Luftkerma (Index a) wird nach Gl. (10.9) zunächst für die Gammaquantenemission berechnet. Die Energien der Gammaquanten in SI-Einheiten betragen $E_1 = 1332 \cdot 1{,}602 \cdot 10^{-16}$ J und $E_2 = 1173 \cdot 1{,}602 \cdot 10^{-16}$ J; die Umwandlungskoeffizienten in SI-Einheiten $(\mu_{tr}/\rho)_1 = 0{,}00262\ m^2/kg$ und $(\mu_{tr}/\rho)_2 = 0{,}00272\ m^2/kg$. Für die Photonenwahrscheinlichkeiten müssen jeweils die Produkte aus Betazerfallswahrscheinlichkeit und Gammaverzweigung $p_i = p_\beta \cdot p_\gamma$ aus der Tabelle (10.1) verwendet werden. Dabei werden die geringfügig verminderten Emissionen durch die konkurrierende Innere Konversion vernachlässigt. Dies ergibt folgende Summanden:

$$\Gamma_{a,\delta} = \frac{1}{4\pi} \cdot \left[E_1 \cdot p_1 \cdot \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_1 + E_2 \cdot p_2 \cdot \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_2 + E_1 \cdot p_3 \cdot \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_1 \right] \tag{10.10}$$

Für die Dosisleistungskonstante erhält man nach Einsetzen der Zahlenwerte den Wert:

$$\Gamma_{a,\delta} = 0{,}850 \cdot 10^{-16} \cdot \frac{Gy \cdot m^2}{s \cdot GBq} = 0{,}306 \cdot \frac{mGy \cdot m^2}{h \cdot GBq} \tag{10.11}$$

	$E_{\beta,max}$ (keV)	p_β	E_γ (keV)	p_γ	$p_i = p_\beta \cdot p_\gamma$	α	μ_{tr}/ρ (cm^2/g)
β^--Zerfall des ^{60}Co:							
β_1	1491	0,0008	1332	1,00	0,0008	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$	0,0262
β_2	318	0,9992	1173	0,999	0,9982	$1{,}5 \cdot 10^{-4}$	0,0272
			1332	0,999	0,9982	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$	0,0262
Charakteristische Röntgenstrahlung des ^{60}Ni:							
Ni-K_α			7,5	0,88			11,7
Ni-K_β			8,3	0,12			8,5

Tab. 10.1: β-Zerfall des ^{60}Co: Zahlenwerte der für die Berechnung der Dosisleistungskonstanten notwendigen Energien und Zerfallswahrscheinlichkeiten (nach [Nuclear Data Sheets 28, 1979]). $E_{\beta,max}$: maximale Betaenergie, p_β: Wahrscheinlichkeit für den β-Zerfallszweig, p_γ: Wahrscheinlichkeiten für den γ-Zerfall bzw. die charakteristische Röntgenstrahlung nach Innerer Konversion im Nickel-60, E_γ: Photonenenergien, α: Konversionskoeffizient für die konkurrierende Innere Konversion nach Gl. (3.34). μ_{tr}/ρ: Massen-Energieumwandlungskoeffizienten für die jeweiligen Photonenenergien in Luft.

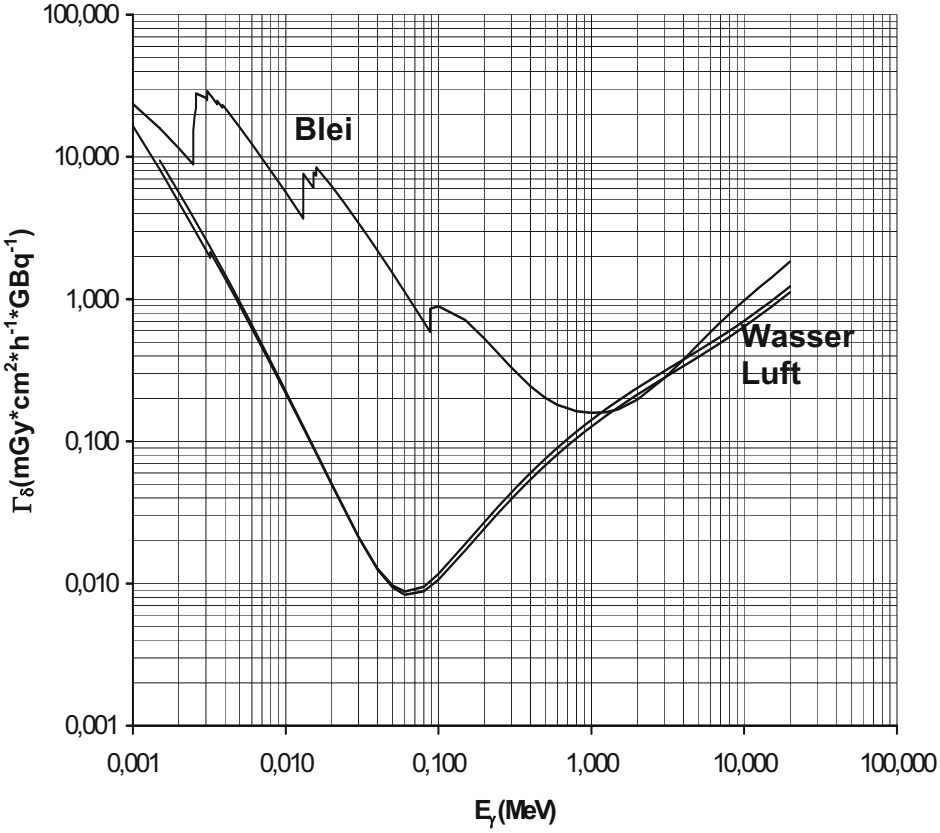


Fig. 10.1: Nach Gleichung (10.8) berechnete Dosisleistungskonstanten für die Kerma in Abhängigkeit von der Photonenenergie für monoenergetische Photonenstrahlung in verschiedenen Materialien (von oben: Blei, Wasser, Luft).

Da Massen-Energieumwandlungskoeffizienten nur auf einige Prozente genau sind, sind die Werte der so berechneten Dosisleistungskonstanten mit den gleichen Fehlern behaftet. Im zweiten Schritt müssen die Beiträge der charakteristischen Röntgenquanten beachtet werden. Wegen der sehr kleinen Konversionskoeffizienten in der Größenordnung von nur $\approx 10^{-4}$ ist keine größere Ausbeute an Röntgenstrahlung zu erwarten. Da zudem die Röntgenenergien relativ klein sind, ergibt eine hier nicht vorgeführte Abschätzung mit den numerischen Werten aus Tab. (10.1) nur eine geringfügige Korrektur von etwa 0,03%, die wegen der erwähnten Fehler der (μ_{tr}/ρ)-Werte vernachlässigt werden kann. Dies kann auch durch die geeignete Wahl der Energiegrenze der Dosisleistungskonstanten berücksichtigt werden, die in diesem Fall einfach auf δ=10 keV festgelegt wird. Das korrekte Ergebnis für ^{60}Co lautet dann:

$$\Gamma_{a,10}(^{60}\mathrm{Co}) = 0{,}306 \cdot \frac{\mathrm{mGy} \cdot \mathrm{m}^2}{\mathrm{h} \cdot \mathrm{GBq}} \tag{10.12}$$

Beispiel 2: Berechnung der Luftkermaleistungskonstanten für ^{137}Cs-Gammastrahlung. Das Zerfallsschema des ^{137}Cs befindet sich in Fig. (3.14) in Abschnitt (3.1.3), exakte numerische Daten in Tab. (10.2). ^{137}Cs zerfällt über zwei Betazerfallszweige einmal in den Grundzustand (≈5,6%) und mit einer Wahrscheinlichkeit von 94,43% in den angeregten ^{137}Ba-Zustand bei 662 keV, der über Gammaemission seinerseits in den Grundzustand des Bariums zerfällt. Bei den gegebenen Verhältnissen konkurriert die Innere Konversion spürbar mit dem Gammazerfall; der totale Konversionskoeffizient für diesen Gammaübergang beträgt α_{tot} = 0,1097, der partielle K-Konversions-Koeffizient hat den Wert α_K = 0,0810. Es muss daher die K-Röntgenstrahlung (Energien etwa 32 - 36 keV) zusätzlich berücksichtigt werden. Durch Innere Konversion vermindert sich die Gammaquantenemissionswahrscheinlichkeit um den Faktor $1/(1+\alpha_{tot})$. Dafür entsteht die K-Strahlung mit einer Wahrscheinlichkeit von $\alpha_K/(1+\alpha_K)$. Eventuelle L-Strahlung wird wegen der geringen Energien (4 - 5 keV) wieder vernachlässigt.

β^--Zerfall des ^{137}Cs (nur Zweig 2):

	$E_{\beta,max}$ (keV)	p_β	E_γ (keV)	p_γ	$p_i = p_\beta \cdot p_\gamma$	α_{tot}	μ_{tr}/ρ (cm^2/g)
β_2	514	0,9443	662	1,00	0,851*	0,1097	0,0294
Charakteristische Röntgenstrahlung des ^{137}Ba:							
Ba-K_α			32,0	0,81	0,063**	(α_K=0,089)	0,320
Ba-K_β			36,4	0,19	0,015**		0,275

Tab. 10.2: β-Zerfall des ^{137}Cs: Zahlenwerte der für die Berechnung der Dosisleistungskonstanten notwendigen Energien und Zerfallswahrscheinlichkeiten (nach [Nuclear Data Sheets 38, 1983]. Totaler Konversionskoeffizient: α_{tot} = 0,1097, Bedeutung der Variablen wie in (Tab. 10.7). *: $p_i = p_\beta \cdot p_\gamma \cdot 1/(1+\alpha_{tot})$. **: $p_i = p_\beta \cdot p_\gamma \cdot \alpha_K/(1+\alpha_K)$.

Für die Gammakomponente erhält man nach Umrechnen der Photonenenergie in SI-Einheiten zusammen mit Gleichung (10.8) unter Berücksichtigung der totalen Konversion den Beitrag

$$\Gamma_a = 1/4\pi \cdot 0{,}851 \cdot 0{,}00294 \cdot 662 \cdot 1{,}602 \cdot 10^{-16}\ \mathrm{Gy \cdot m^2/(s \cdot Bq)}$$

Für die charakteristischen Röntgen-K-Strahlungen erhält man mit den Daten aus Tabelle (10.8) die beiden Summanden:

$$\Gamma_a = 1/4\pi \cdot [0{,}063 \cdot 0{,}0320 \cdot 32{,}0 + 0{,}015 \cdot 0{,}0275 \cdot 36{,}4] \cdot 1{,}602 \cdot 10^{-16}\ \mathrm{Gy \cdot m^2/(s \cdot Bq)}$$

Insgesamt erhält man aus der Summe als Wert für die Dosisleistungskonstante für die Luftkerma und die Grenzenergie $\delta = 10$ keV für das ^{137}Cs:

$$\Gamma_{a,10}(^{137}\text{Cs}) = 0{,}221 \cdot 10^{-16}\ \text{Gy}\cdot\text{m}^2/(\text{s}\cdot\text{Bq}) = 0{,}0796\ \text{mGy}\cdot\text{m}^2/(\text{h}\cdot\text{GBq}) \qquad (10.13)$$

Radionuklid	Γ_{20} **(mGy·m²·h⁻¹·GBq⁻¹)**	Γ_H **(mSv·m²·h⁻¹·GBq⁻¹)**
^{22}Na	0,281	0,3206
^{57}Co	0,0133	0,0152
^{60}Co	0,307	0,3503
^{99}Mo	0,0341	0,0389
^{99m}Tc	0,0141	0,0161
^{131}J	0,0518	0,0591
^{133}Xe	0,0121	0,0138
^{137}Cs*	0,0768	0,0876
^{192}Ir	0,109	0,1244
^{198}Au	0,0548	0,0625
^{201}Tl	0,0104	0,0119
^{226}Ra**	0,197	0,225
^{241}Am	0,00576	0,00657

Tab. 10.3: Dosisleistungskonstanten für Photonenstrahlung aus [Reich]. Kermakonstanten Γ_{20} zur Berechnung der Luftkermaleistung für verschiedene gammastrahlende Nuklide (mittlere Spalte). Die Äquivalendosisleistungskonstante Γ_H (rechte Spalte) wird verwendet zur Berechnung der Äquivalendosisleistung in menschlichem Gewebe und kann deshalb aus der Luftkermakonstanten mit dem im Text erwähnten Umrechnungsfaktor f aus den Kermakonstanten Γ_{20} berechnet werden (s. Gln. 10.16, 10.18). *: im Gleichgewicht mit Folgeprodukten, **: gefiltert mit 0,5 mm Pt und im Gleichgewicht mit Folgeprodukten. Die numerischen Werte für ^{137}Cs und ^{60}Co unterscheiden sich geringfügig von den Ergebnissen in den Beispielen 2 und 3, da dort etwas abweichende Werte für die Energieumwandlungskoeffizienten verwendet wurden.

Gammastrahlenkonstante Γ: Die früher verwendete Gammastrahlenkonstante Γ war im Bereich der Deutschen Normung über die heute nicht mehr zulässige Standardionendosisleistung J_s definiert worden ($\Gamma = J_s \cdot r^2/A$) und enthielt nicht die Beiträge

der charakteristischen Röntgenstrahlungen nach Innerer Konversion oder Elektroneneinfang. Lässt man diese Strahlungskomponenten unberücksichtigt, so können Gammastrahlenkonstante und Dosisleistungskonstante für die Luftkerma mit Hilfe der Ionisierungskonstanten in Luft ($\overline{W}$ / e = 33,97 V) umgerechnet werden.

$$\Gamma_\delta = \frac{\overline{W}}{e} \cdot \Gamma \tag{10.14}$$

Wird Γ in der Einheit [R·m^2/h·Ci] und Γ_δ in [Gy·m^2/h·Bq] angegeben, so beträgt der Umrechnungsfaktor:

$$\Gamma_\delta = 0{,}237 \cdot 10^{-12} \cdot \left(\frac{\mathrm{Gy} \cdot \mathrm{Ci}}{\mathrm{R} \cdot \mathrm{Bq}} \right) \cdot \Gamma \tag{10.15}$$

10.1.2 Strahlenschutz-Dosisleistungskonstanten für Gammastrahler

Für Strahlenschutzzwecke werden zwei weitere Dosisleistungskonstanten für die oben besprochenen Dosisgrößen verwendet. Dazu zählen die Äquivalendosisleistungskonstante Γ_H für die Äquivalentdosisleistung H von Photonenstrahlung und die Konstante Γ_H* für die Umgebungsäquivalentdosisleistung H*(10) im Photonenstrahlungsfeld von Radionukliden. Die Grenzenergie für die Photonenkonstanten wird für Strahlenschutzzwecke einheitlich zu δ = 20 keV festgesetzt. Die SI-Einheit beider Konstanten ist (Sv·m^2·s^{-1}·Bq^{-1}). Sollte es erforderlich sein, eine andere Energiegrenze als 20 keV zu verwenden, muss der Wert der Dosisleistungskonstanten gesondert ermittelt werden (z. B. nach den oben angeführten Methoden zur Berechnung der Kermaleistungskonstanten). Die Definitionsgleichungen der beiden Dosisleistungskonstanten lauten in Analogie zu Gl. (10.1) für die Äquivalentdosisleistungskonstante

$$\Gamma_H = \frac{\overset{\circ}{H} \cdot r^2}{A} \tag{10.16}$$

und für die Umgebungsäquivalentdosisleistungskonstante

$$\Gamma_H{}^* = \frac{\dot{H}^*(10) \cdot r^2}{A} \tag{10.17}$$

Die Dosisleistungskonstanten Γ_H für die Äquivalentdosis (Weichteilgewebe) können aus der Dosisleistungskonstanten für die Luftkerma durch Multiplikation mit dem Faktor f = 1,141 umgerechnet werden. Da die Äquivalentdosis auf der Energiedosis basiert, also der absorbierten Energie, die Kerma aber auf der übertragenen Energie, entspricht der Umrechnungsfaktor dem mittleren Verhältnis des Massenenergieabsorp-

tionskoeffizienten in Weichteilgewebe zum Massenenergieübertragungskoeffizienten in Luft.

$$f = \overline{\frac{(\mu_{en}/\rho)_{weich}}{(\mu_{tr}/\rho)_a}} = 1{,}141 \tag{10.18}$$

Vorberechnete Zahlenwerte für Kermaleistungskonstanten und Äquivalentdosisleistungskonstanten finden sich unter anderem in [Reich], Auszüge für einige wichtige Radionuklide in Tabelle (10.3).

Schwieriger ist die Berechnung der Umgebungs-Äquivalentdosisleistungskonstanten nach (Gl. 10.17). Sie gelten für ein aufgeweitetes und ausgerichtetes Strahlungsfeld in Anwesenheit des ICRU-Phantoms und werden außerdem in der Messtiefe d im Phantom definiert (s. Kap. 9.3.2). Von einem Punktdosiswert frei in Luft unterscheiden sich diese Dosiswerte also durch den Phantomstreuanteil und durch die vorgegebene Messtiefe im Phantom. Tab. (10.4) enthält eine Zusammenfassung der wichtigsten Umgebungs-Äquivalentdosisleistungskonstanten nach [DIN 6844-3].

Radionuklid	**Γ_{H^*} (mSv·m^2·h^{-1}·GBq^{-1})**	**Radionuklid**	**Γ_{H^*} (mSv·m^2·h^{-1}·GBq^{-1})**
^{11}C	0,1704	^{99}Mo+^{99m}Tc	0,045
^{13}N	0,1705	^{99m}Tc	0,0216
^{15}O	0,1707	^{111}In+^{111m}Cd	0,0891
^{18}F	0,1653	^{123}I	0,0465
^{22}Na	0,333	^{125}I	0,0354
^{57}Co	0,0205	^{131}J+^{131m}Xe	0,0660
^{58}Co	0,1539	^{137}Cs+^{137m}Ba	0,0927
^{60}Co	0,354	^{165}Dy	0,00508
^{67}Cu	0,01984	^{186}Re	0,00383
^{67}Ga	0,0268	^{201}Tl	0,01003
^{75}Se	0,0658	^{224}Ra + Tochternukl.	0,221

Tab. 10.4: Dosisleistungskonstanten Γ_{H^*} für die Umgebungs-Äquivalentdosis einiger Photonen emittierender radioaktiver Nuklide nach [DIN 6844-3].

Für nicht tabellierte Radionuklide kann die Dosisleistungskonstante Γ_H* nach der numerischen Gleichung (10.19) aus den bekannten Dosisleistungen berechnet werden. In diese Gleichung müssen die Photonenenergien in MeV eingesetzt werden. Die Größen

p sind die Photonenemissionswahrscheinlichkeiten pro Zerfallsakt und der Quotient (μ_{en}/ρ) ist wieder der Massenenergieübertragungskoeffizient.

$$\Gamma_H{}^* = 4{,}59 \cdot \sum_i E_i \cdot p_i \cdot \left(\frac{\mu_{en,i}}{\rho}\right) \cdot \frac{\dot{H}^*(10)}{K_a} \tag{10.19}$$

In dieser Gleichung wurde unterstellt, dass der mittlere Energieaufwand pro Ionenpaar in Luft 33,97 eV beträgt. Auch für den Quotienten aus Umgebungsäquivalentdosisleistung und Luftkermaleistung wird eine numerische Näherungsgleichung in DIN angegeben, die nach [ICRU 47] zitiert wurde. Sie lautet:

$$\frac{\dot{H}^*(10)}{K_a} = \frac{x}{ax^2 + bx + c} + d \cdot \arctan(g \cdot x) \tag{10.20}$$

Bedeutung und numerische Werte der Parameter kann man der Tab (10.5) entnehmen.

Symbol	Bedeutung/Wert
x	$\ln(E/E_0)$
E_0	0,00985 MeV
a	1,465
b	-4,414
c	4,789
d	0,7006

Tab. 10.5: Parameter zur ICRU-Gleichung (10.20)

10.1.3 Dosisleistungskonstanten für Bremsstrahlungen

Photonenstrahlung in Form von Bremsstrahlungen ist auch von betastrahlenden Radionukliden durch die Abbremsung der emittierten Betateilchen im Umgebungsmaterial zu erwarten. In Analogie zu den Photonenkonstanten können deshalb Bremsstrahlungskonstanten für Betastrahler definiert werden. Wegen der Abhängigkeit der Bremsstrahlungsproduktion von der Ordnungszahl Z des bremsenden Materials hat die entsprechende Gleichung die Form:

$$\Gamma_{Br,Z} = \frac{\dot{H}_{Br} \cdot r^2}{A} \tag{10.21}$$

Wieder wird als Energiegrenze der Bremsstrahlungsphotonen 20 keV unterstellt. Außerdem ist bei dieser Form der Definition Voraussetzung, dass die Betateilchen in einem Z-homogenen Material vollständig abgebremst werden. Das wichtigste Umhüllungsmaterial für technisch und medizinisch eingesetzte Betastrahler ist Stahl (Eisen, Z = 26). Tabelle (10.6) enthält eine Zusammenstellung dieser Bremsstrahlungskonstanten für radiologisch wichtige Betastrahler.

Radionuklid	$\Gamma_{Br,20}$ **(mSv·m^2 h^{-1}·GBq^{-1})**
^{32}P	$2{,}28 \cdot 10^{-3}$
^{89}Sr	$1{,}78 \cdot 10^{-3}$
^{90}Sr	$3{,}73 \cdot 10^{-3}$
^{169}Er	$1{,}21 \cdot 10^{-4}$
^{209}Pb	$3{,}70 \cdot 10^{-4}$

Tab. 10.6: Bremsstrahlungsdosisleistungskonstanten $\Gamma_{Br,26}$ für einige technisch bedeutsame Betastrahler in Eisen (Z = 26, nach [DIN 6844-3], [Schultz]).

Für andere Umhüllungsmaterialien ändert sich wegen der dann unterschiedlichen Ordnungszahl natürlich auch die Bremsstrahlungsausbeute. Die Dosisleistungskonstanten können wegen der Proportionalität der relativen Bremsstrahlungsausbeuten zur Ordnungszahl des bremsenden Materials nach Gl. (10.22) umgerechnet werden.

$$\Gamma_{Br,Z} = \frac{Z}{26} \cdot \Gamma_{Br,26} \tag{10.22}$$

Nach DIN wird vorgeschlagen, für nuklearmedizinische Betastrahler in wässriger Lösung, die sich in einer Glasampulle befinden, beispielsweise die effektive Ordnungszahl Z = 10 zu verwenden.

Ein Vergleich der Betakonstanten (Tab. 10.6) und der Photonen-Dosisleistungskonstanten (Tabellen 10.3, 10.4) zeigt, dass die durch Betas erzeugten Bremsstrahlungsdosisleistungen reiner Betastrahler bei gleicher Aktivität der Strahler zwar um ein bis zwei Größenordnungen kleiner als die Gammadosisleistungen von Photonen emittierenden Radionukliden sind, bei ausreichend großen Nuklidmengen jedoch wegen der beim Hantieren oft geringen Abstände nicht vernachlässigt werden dürfen. Dies gilt insbesondere dann, wenn die Zerfallsenergie und somit die maximale Betaenergie ausreichend hoch ist, da dann die maximale Bremsstrahlungsenergie der maximalen Betaenergie entspricht (Beispiel ^{90}Y hat $E_{Beta,max}$ = 2,27 MeV). Solche Photo-

nenstrahlung ist nur sehr schwer abzuschirmen. Es ist daher zu empfehlen, bei offenen Betastrahlern die Betas zunächst in Niedrig-Z-Material wie Plastik zu stoppen, da dort nur eine geringe Bremsstrahlungsausbeute zu erwarten ist, und dieses Material dann mit einer Photonenabschirmung aus Blei zu umgeben.

10.1.4 Dosisleistungskonstanten für Röntgenstrahler

In formaler Analogie zu den radioaktiven Strahlern wird auch bei Röntgenstrahlern - die Gültigkeit des Abstandsquadratgesetzes für die Dosisleistung vorausgesetzt - die

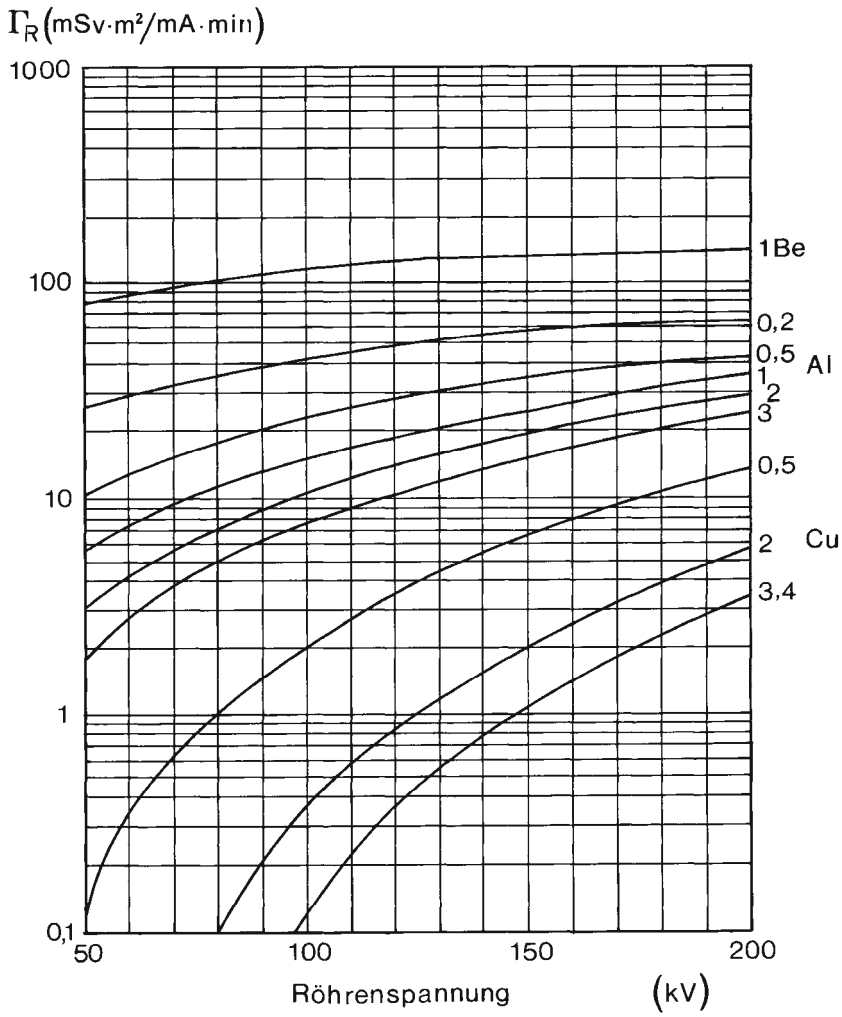


Fig. 10.2: Äquivalentdosisleistungskonstante Γ_R einer Röntgenröhre mit Wolframanode für verschiedene Gesamtfilterungen und Röhrenspannungen von 50-200 kV nach [DIN 6812]. Die Materialstärken sind in mm angegeben. Ein typischer Röhrenstrom bei Zielaufnahmen beträgt 1 mA.

Äquivalentdosisleistung im Nutzstrahl in der Entfernung r vom Brennfleck für Strahlenschutzzwecke mit Hilfe einer Dosisleistungskonstanten Γ_R definiert.

$$\dot{H}_X = \frac{\Gamma_R \cdot i_E}{r^2} \tag{10.23}$$

Statt der Aktivität der radioaktiven Strahler ist hier als "Strahlerstärke" der Röhrenstrom i_E zugrunde gelegt. Die praktische Einheit dieser Röntgen-Äquivalentdosisleistungskonstanten Γ_R ist ($mSv \cdot m^2 \cdot min^{-1} \cdot mA^{-1}$). Γ_R hängt sowohl von der Röhrenspannung als auch von der Filterung des Spektrums ab. Werte finden sich in grafischer Form in [DIN 6812] und auszugsweise in Fig. (10.2). Da Röntgenstrahler anders als radioaktive Strahlenquellen nur während ihrer Einschaltzeit strahlen, muss zur Berechnung der Strahlenexposition einer Person im Strahlenfeld die tatsächliche Betriebsdauer der Röntgenröhre zusätzlich berücksichtigt werden.

10.1.5 Umrechnung der Ortsdosen in Körperdosen für Photonen

Zur Abschätzung der Strahlenexpositionen von Personen in einem Photonenstrahlungsfeld müssen aus den Ortsdosisleistungen die Organdosen und die Effektive Dosen berechnet werden. Bei der Wechselwirkung eines Photonenfeldes mit einer Person entstehen im menschlichen Gewebe Tiefendosisverteilungen, die von der Gewebeart, der Photonenenergie und den geometrischen Verhältnissen wie Strahlfeldgrößen, Einstrahlrichtung und Strahldivergenz abhängen. Anders als in der klinischen Dosimetrie, in der die therapeutisch angewendeten Strahlenfelder und Dosisverteilungen quantitativ ausgemessen werden können, ist man bei der Bestimmung der Strahlenschutzdosisgrößen wegen der Mittelung der Dosisleistungen über Organe und die Wichtung mit den Organwichtungsfaktoren auf rechnerische Simulationen beispielsweise mit Monte-Carlo-Verfahren angewiesen (s. dazu die Ausführungen zu den Strahlenschutzdosisgrößen in Kap. 9). Dazu werden entweder antropomorphe Phantome oder realistische Patientendaten verwendet (s. Kap. 13).

Als Ergebnis solcher Berechnungen erhält man Konversionsfaktoren f_k für die unterschiedlichen Expositionsbedingungen, die die einfache Berechnung der gewünschten Körperdosen H_k (Organdosen bzw. Effektive Dosis) aus den Ortsdosisleistungen H_0 (Umgebungsäquivalentdosis H*(10) oder Richtungsäquivalentdosis H'(0,07)) ermöglichen. Der einfachste Fall sind parallele Photonenfelder. Die Körperdosen erhält mit dem Konversionsfaktor f_k zu

$$H_k = f_k \cdot H_0 \tag{10.24}$$

Die Konversionsfaktoren sind wegen der je nach Einstrahlrichtung unterschiedlichen Organtiefen vom Blickwinkel auf die bestrahlte Person abhängig. Die wichtigsten Projektionen eines Strahlenfeldes auf ein Phantom sind die in der Radiologie üblichen

Richtungen ap, pa, rlat und llat. Die Abkürzungen bedeuten a anterior (von vorne), p posterior (von hinten), l lateral (seitlich von links llat oder von rechts rlat). Beispiele für Konversionsfaktoren zur Berechnung der Effektiven Dosis zeigt (Fig. 10.3).

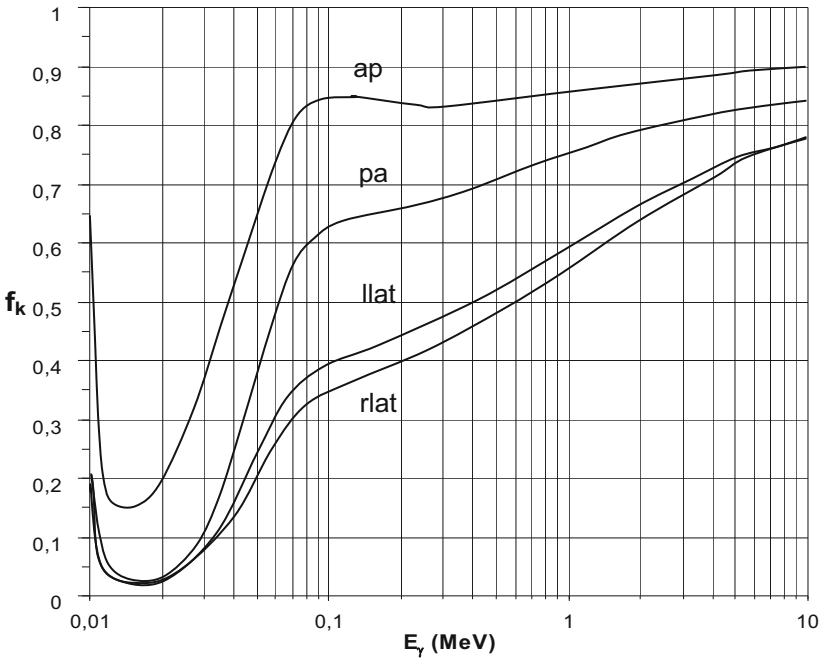


Fig. 10.3: Energieabhängigkeit der Konversionsfaktoren f_k bei Exposition mit einem parallelen Photonenstrahlungsfeld zur Abschätzung der Effektiven Dosis einer exponierten Person für verschiedene Projektionsrichtungen (von oben: ap, pa, llat und rlat, s. Text) nach Berechnungen von ([Zankl 1998], [SSK43]).

Werden bei den Berechnungen der Körperdosen divergente Strahlenfelder untersucht, so müssen neben der Divergenz des Strahlenbündels auch die Einflüsse streuender Materialien berücksichtigt werden. Bei divergenten Strahlenbündeln nehmen die Tiefendosisverteilungen im Phantom wegen des Abstandsquadratgesetzes schneller ab als bei parallelem Strahlengang. Die Dosisleistung an den Zielorganen ist daher im Vergleich zum parallelen Strahlenbündel vermindert. Andererseits entsteht durch Streuung am Boden oder an sonstigen im Strahlengang befindlichen Streuern eine Dosiserhöhung am Ort der exponierten Person. Beide Effekte werden bei den Monte-Carlo-Berechnungen durch einem zusätzlichen "geometrischen" Korrekturfaktor k_k berücksichtigt, der von der Höhe des Strahlers über dem Boden und dem Abstand der bestrahlten Person von der Strahlenquelle abhängt. Dieser Faktor ist von der Photonen-

energie abhängig, da die Streubeiträge natürlich eine Funktion der Photonenenergie sind. Für Strahlenschutzzwecke wird aus Einfachheitsgründen und um konservative Abschätzungen zu erhalten der Maximalwert des k-Faktors als energieunabhängige Korrektur verwendet.

$$k_k = \frac{H_{k,div}}{H_{k,par}} \tag{10.25}$$

Divergenz-Korrekturfaktoren k_k für die Effektive Dosis

	d_{QH} (m)		
d_{QB} (m)	**0,5**	**1,5**	**2,5**
0	1,0	1,0	1,0
1	1,1	1,1	1,0
1,5	1,2	1,1	1,1

Tab. 10.7: Korrektionsfaktoren k_k zur Berücksichtigung des divergenten Strahlengangs eines Photonenstrahlungsfeldes bei der Berechnung der Effektiven Dosen nach (Gl. 10.24) für divergente Photonenstrahlungsfelder als Funktion des Quelle-Haut-Abstandes d_{QH} und des Quelle-Boden-Abstandes d_{QB}, nach Daten aus [SSK43].

Insgesamt erhält man für die Effektiven Dosen die folgende Abschätzungsformel aus der Photonenortsdosisleistung H_0:

$$H_k = f_k \cdot k_k \cdot H_0 \tag{10.26}$$

Zur Berechnung der Organdosen existieren ähnliche Konversionsfaktoren f_k(org) und Divergenzkorrekturen k_k(org) wie für die Effektive Dosis. Für Details sei auf die Ausführungen in [SSK43] verwiesen.

10.2 Dosisleistungskonstanten für reine Betastrahler

10.2.1 Dosisleistungskonstanten für Betapunktstrahler

Die durch die Betastrahlung reiner **punktförmiger** Betastrahler erzeugten Äquivalent-Ortsdosisleistungen werden mit Hilfe des folgenden modifizierten "Abstandsquadratgesetzes" berechnet.

$$\dot{H} = \frac{I(E_{max}, \rho \cdot r) \cdot A}{r^2} \tag{10.27}$$

Dabei ist A die Aktivität und r wie üblich der Abstand vom Strahler. Die Dosisleistungskonstanten Γ der Photonenstrahlungsfelder werden hier aber durch eine Dosisleistungsfunktion I ersetzt, die so genannte **Äquivalentdosisleistungsfunktion**. Sie ist anders als die nur von der Photonenenergie abhängigen Dosisleistungskonstanten für harte Photonenstrahlung auch abhängig vom Abstand, der maximalen Betaenergie und dem Druck der den Strahler umgebenden Luft. Das Produkt aus Luftdichte ρ und dem Abstand r ist die flächenbezogene Luftmasse (Flächenbelegung) der Luft zwischen

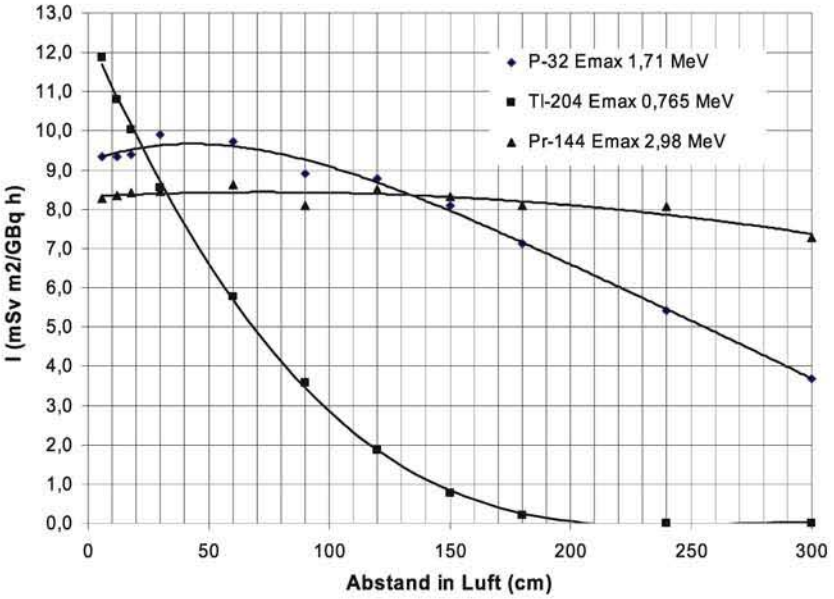


Fig. 10.4: Äquivalentdosisleistungsfunktionen I nach Gl. (10.27) in Luft für drei nicht abgeschirmte oder gekapselte reine punktförmige Betastrahler (^{204}Tl mit der maximalen Betaenergie von 0,765 MeV, ^{32}P mit der maximalen Betaenergie von 1,71 MeV und ^{144}Pr mit 2,98 MeV). In Anlehnung an Daten aus [SSK43].

Strahler und Aufpunkt, die die Betateilchen bereits abbremst. Klinisch übliche Nuklide unterscheiden sich vor allem durch die maximale Betaenergie im Betaspektrum. Äquivalentdosisleistungen als Funktion des Abstandes in Luft sind in [SSK43] grafisch und tabellarisch dargestellt.

Drei typische Abstandsverläufe der Äquivalentdosisfunktion I für zwei hochenergetischen (^{144}Pr, ^{32}P) und einen niederenergetischen Betastrahler (^{204}Tl) zeigt (Fig. 10.4). Einen Überblick über die Abstandsfunktion gibt (Tab. 10.8) für eine Reihe von Betastrahlern mit zunehmender maximaler Betaenergie. Aus diesen Werten berechnete Dosisleistungen als Funktion des Abstandes Strahler-Luft zeigt (Fig. 10.5) für alle in (Tab. 10.8) aufgeführten Betastrahler. Deutlich ist die mit zunehmender Luftschichtdicke und kleiner werdender maximaler Betaenergie über das Abstandsquadratgesetz hinausgehende Dosisleistungsminderung zu erkennen.

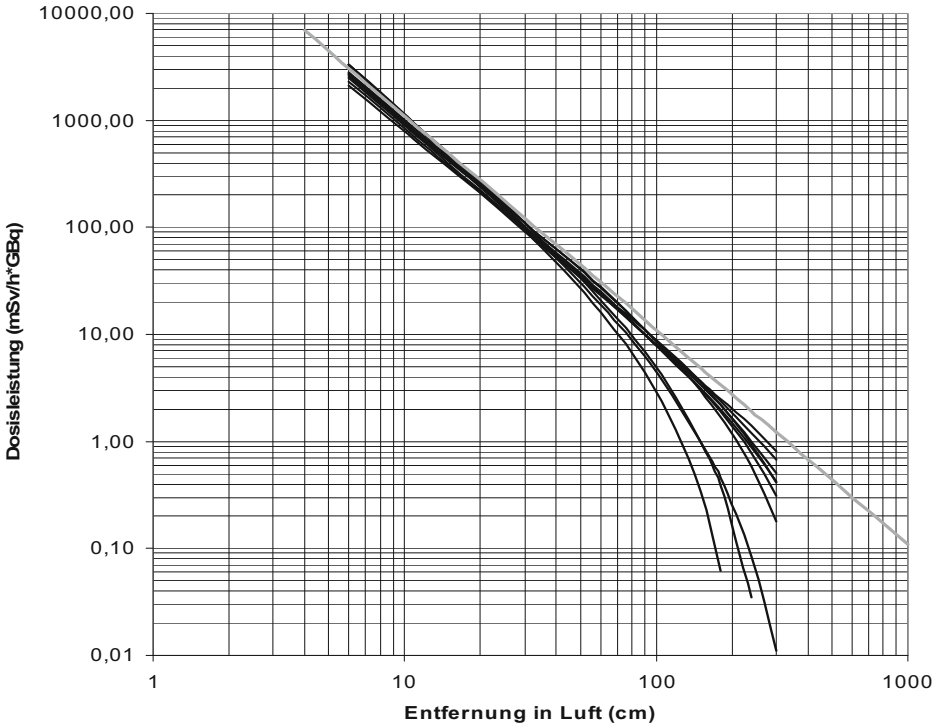


Fig. 10.5: Äquivalentdosisleistungen von Betastrahlern unterschiedlicher Energie als Funktion das Abstandes in Luft nach Gl. (10.27) für die in Tab. (10.4) aufgeführten Betastrahler (Kurven von unten nach oben zunehmende maximale Betaenergie). In Anlehnung an Daten aus [SSK43]. Die graue Linie deutet den Verlauf der Dosisleistungsfunktion ohne Abbremsung der Betas durch die Luft zwischen Strahler und Messort an. Sie entspricht dem reinen Abstandsquadratgesetz.

Radionuklid: $E_{\beta max}$ (MeV)

Abstand	Tl-208	Au-198	Bi-210	Na-24	Y-91
r(cm)	**0,765**	**0,96**	**1,16**	**1,39**	**1,54**
6	11,9	11,9	11,9	10,1	9,7
12	10,8	11,2	10,9	10,1	9,6
18	10,0	10,7	10,4	10,0	9,7
30	8,6	9,9	9,0	9,9	9,0
60	5,8	7,6	6,8	10,1	9,0
90	3,6	5,6	5,0	8,9	8,1
120	1,9	3,7	3,5	8,1	7,8
150	0,8	2,3	2,3	6,8	7,0
180	0,2	1,3	1,5	5,5	6,2
240	0,0	0,2	0,5	3,3	4,4
300	0,0	0,0	0,1	1,6	2,8

	P-32	Rb-86	Ga-68	Y-90	Pr-144
r (cm)	**1,71**	**1,77**	**1,89**	**2,27**	**2,98**
6	9,4	9,7	7,6	9,0	8,3
12	9,4	9,5	7,9	8,9	8,4
18	9,4	9,4	8,1	8,7	8,4
30	9,9	9,0	8,2	8,8	8,5
60	9,7	8,6	8,3	8,6	8,6
90	8,9	8,1	8,1	8,9	8,1
120	8,8	7,5	8,2	8,4	8,5
150	8,1	7,0	7,7	8,1	8,3
180	7,1	6,5	7,1	7,8	8,1
240	5,4	5,1	5,8	6,9	8,1
300	3,7	3,8	4,6	6,0	7,3

Tab. 10.8: Numerische Werte der Abstandsfunktion I in Luft nach (Gl. 10.27) berechnet aus Daten aus [SSK43]. Die Energieangaben entsprechen den maximalen Betaenergien im ungefilterten Betaspektrum und ohne Kapselungen der Strahler.

In 5 m Entfernung sind die Betas auch hochenergetischer Betastrahler in Luft völlig abgebremst. Da die meisten klinischen oder technischen Betastrahler entweder gekapselt sind, oder sich bei der Applikation in Glasampullen, Spritzen oder Ähnlichem befinden, wird die Betaenergie durch die umgebenden Materialien bereits deutlich

herabgesetzt oder die Betas werden sogar in der Hülle schon bis zum Stillstand abgebremst. Dies führt zu deutlich verminderten Reichweiten in Luft. Sind die Betastrahler keine idealen Punktstrahler bzw. gekapselt, so werden in den Behältnissen auch Betas zurückgestreut und erhöhen auf diese Weise die Dosisleistungen in der Bezugsrichtung. Außerdem entstehen in den Hüllen je nach Material schwache Bremsstrahlungsfelder. Weiche Betastrahler wie ^{131}J oder ^{204}Tl zeigen aber außerhalb der Transportbehälter kein signifikantes Betastrahlungsfeld mehr.

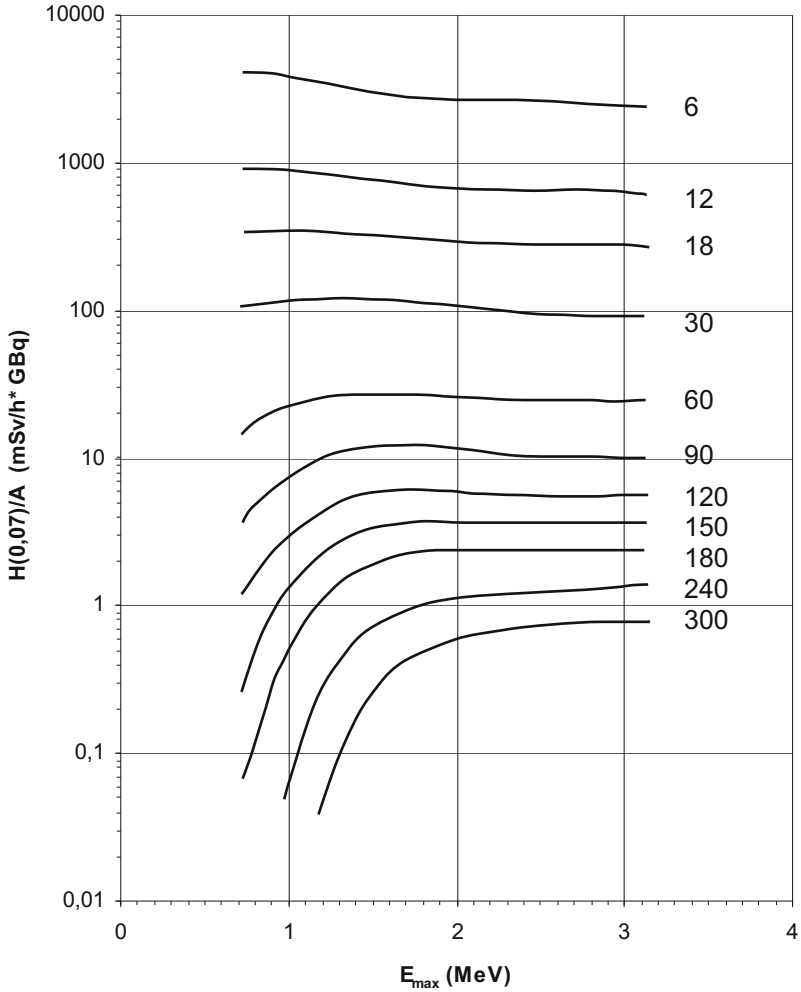


Fig. 10.6: Berechnete Äquivalentdosisleistungen von Betapunktstrahlern als Funktion der maximalen Betaenergie E_{max} für unterschiedliche Abstände Quelle-Messort in Luft (nach [SSK43]). Die Entfernungsangaben rechts sind in cm. Auffällig ist die Abnahme der Dosisleistungen für kleine Betaenergien bei großen Messabständen.

10.2.2 Dosisleistungen für Beta-Linien- und Beta-Flächenstrahler

Bei der Bestimmung der Dosisleistungen von Linien- oder Flächenstrahlern treten eine Reihe weiterer Probleme auf, die die formelmäßige Darstellung sehr erschweren. Einer der Gründe ist das durch die Strahlerausdehnung nicht mehr streng gültige Abstandsquadratgesetz. Die Dosisleistung in einer bestimmten Messentfernung muss in Fällen ausgedehnter Strahlenquellen durch Integration über die Ausdehnungen der Linien- oder Flächenquelle berechnet werden (Fig. 10.7). Das Ergebnis einer solchen Integration über eine Linienquelle zeigt (Fig. 10.8). Für Linienstrahler ist danach bei Abständen, die fünf Mal größer als die maximale Quellenausdehnung sind, das Abstandsquadratgesetz mit einem Fehler < 0,3% anwendbar. Bei Flächenquellen beträgt der Fehler maximal 0,5%. Soll die Dosisleistung von linienförmigen oder flächenförmigen Betastrahlern mit der "Punktquellengleichung" (10.27) abgeschätzt werden, so ist daher darauf zu achten, dass der minimal zu verwendende Abstand mindestens dem 5-fachen Wert der Quellenausdehnung (Strahlerlänge bzw. Flächendurchmesser) entspricht.

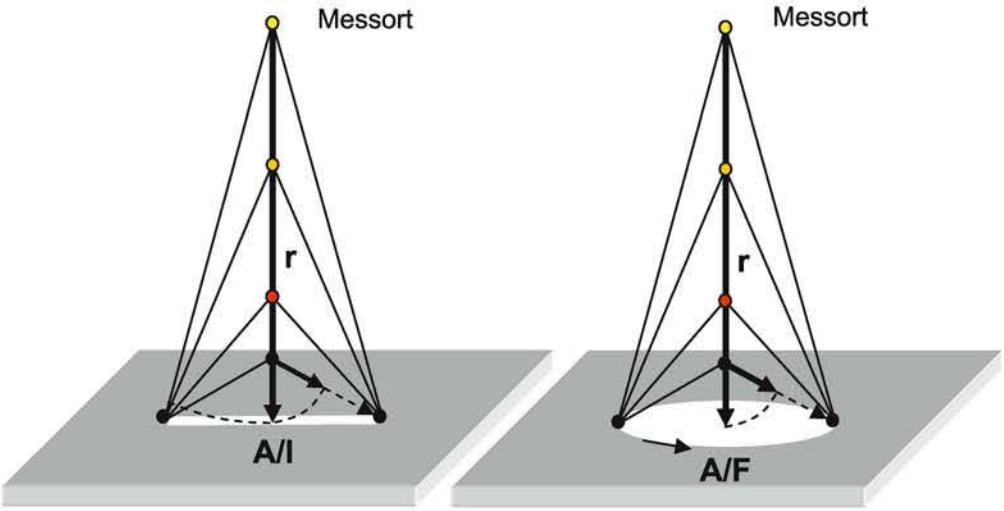


Fig. 10.7: Geometrische Verhältnisse bei Linienstrahlern und Flächenquellen: Der Zentralabstand r zwischen Strahlermitte und Messort muss bei ausgedehnten Strahlern und homogener Aktivitätsbelegung durch ein Integral der Abstände über die Strahlerlänge bzw. Strahlerfläche ersetzt werden. Der Abstand zu mittennahen Punkten der Strahler erfährt relativ größere Änderungen als periphere Punkte bei einer Veränderung des Bezugsabstandes r. Dadurch kommt es vor allem im Nahbereich der Strahler zu deutlichen Abweichungen vom Abstandsquadratgesetz für die Dosisleistungen.

Für ausreichend große Entfernungen vom Strahler kann der Formalismus für Punktstrahler (Gl. 10.27) also mit nur vernachlässigbaren Fehlern verwendet werden.

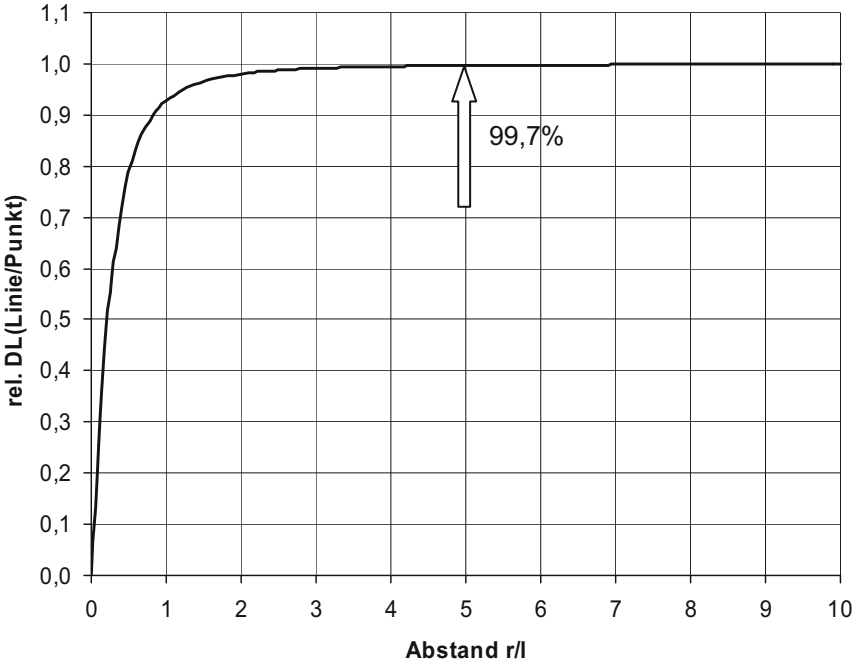


Fig. 10.8: Verhältnis der Äquivalentdosisleistungen eines Linienstrahlers und einer Punktquelle mit gleichen Aktivitäten als Funktion des Abstandes r in Einheiten der Quellenlänge l. Ab der 5fachen Entfernung ist die relative Abweichung der Dosisleistungen Linienquelle zu Punktquelle kleiner als 0,3%, für Flächenstrahler beträgt die Abweichung weniger als 0,5%, wenn die maximale Ausdehnung der Flächenquelle als Bezugsgröße verwendet wird.

Bei kleineren Messabständen ist man auf andere Verfahren angewiesen. Der häufigste Fall ausgedehnter Betastrahler ist die Untersuchung kontaminierter Flächen unterschiedlicher Ausdehnungen. Die Aktivität von Flächenstrahlern wird üblicherweise als flächenspezifische Aktivität A/F - z. B. in der Einheit Bq/cm^2 - angegeben. Oft sind die Strahlerdurchmesser mit der Messentfernung vergleichbar oder sogar kleiner. Bei flächenhaften Betastrahlern gilt dann wie oben ausgeführt bei geringen Abständen das Abstandsquadratgesetz nicht exakt. Die Abweichungen vom Abstandsquadratgesetz können versuchsweise mit einer modifizierten Äquivalentdosisleistungsfunktion I_F berücksichtigt werden, die wie die Punktquellenfunktion I von der maximalen Betaenergie und der Luftflächenbelegung, zusätzlich aber auch von der Fläche F des Strah-

lers abhängt (Gl. 10.28). Werte dieser Flächen-Äquivalentdosisleistungsfunktionen I_F könnten durch Computersimulationen oder experimentell bestimmt werden.

$$\dot{H} = \frac{I_F(E_{max}, \rho \cdot r, F)}{r^2} \cdot \frac{A}{F} \tag{10.28}$$

Wegen der komplizierten Abhängigkeiten der Dosisleistungen von Betaflächenstrahlern von der maximalen Betaenergie und der Strahlerausdehnung werden für die praktische Arbeit besser experimentelle Dosisleistungsbeschreibungen bevorzugt.

Ein zusätzliches Problem bei ausgedehnten Strahlern ist die Veränderung der Ortsdosisleistungen durch Elektronenrückstreuung durch das Material der kontaminierten Fläche. So finden sich je nach Ordnungszahl der Flächen Erhöhungen des Rückstreubeitrages, die bei hohen Ordnungszahlen bis zu 25% Prozent im Vergleich zu Aluminiumträgern betragen können. Ausführliche Daten dazu und weitere Erläuterungen finden sich in [SSK43].

10.2.3 Dosisleistungen in betakontaminierten Luftvolumina

Sollen Dosisleistungen innerhalb kontaminierter Luftvolumina beschrieben werden, so benötigt man die volumenspezifische Aktivität A/V. Da die Massenbelegungen von Luft von den klimatischen Bedingungen wie Luftdruck, Luftfeuchte und Temperatur abhängig sind, müssen diese Randbedingungen bei Messungen, wie in der Dosimetrie üblich, natürlich beachtet werden. Aus den bereits oben erwähnten Gründen sind die Dosisleistungen auch bei kontaminierten Luftvolumina durch Abbremsung der Betateilchen wieder energieabhängig. Die folgende Abbildung (Fig. 10.9) zeigt eine für die praktische Arbeit gut geeignete Zusammenstellung experimenteller Dosisleistungsfaktoren (nach [SSK43]).

Für Betastrahler mit verschiedenen Partialspektren oder Nuklidmischungen unterschiedlicher Maximalenergien in den Spektren überschätzt eine Berechnung der Dosisleistungen mit der maximalen Betaenergie aus der Volumenaktivität nach (Fig. 10.9) die tatsächlichen Ergebnisse. Besser ist dann die Berechnung mit einer Wichtung der einzelnen Spektren mit den Partiellen Zerfallsraten nach der folgenden Gleichung (10.29).

$$\dot{H}'(0{,}07) = \sum_i p_i \dot{H}_i'(0{,}07) \tag{10.29}$$

Bei Luftvolumina, deren größte Abmessungen kleiner sind als die doppelte maximale Reichweite der Betateilchen, verlassen einige Betateilchen das Bezugsvolumen mit signifikanten Restenergien. Werden unter solchen Bedingungen die Werte aus (Fig. 10.9) zur Dosisleistungsberechnung herangezogen, führt dies deshalb zu einer volumenabhängigen Überschätzung der berechneten Ortsdosisleistungen. Für Strahlen-

schutzzwecke erhält man dann konservative Abschätzungen der tatsächlichen Dosisleistungen und befindet sich somit auf der "sicheren Seite".

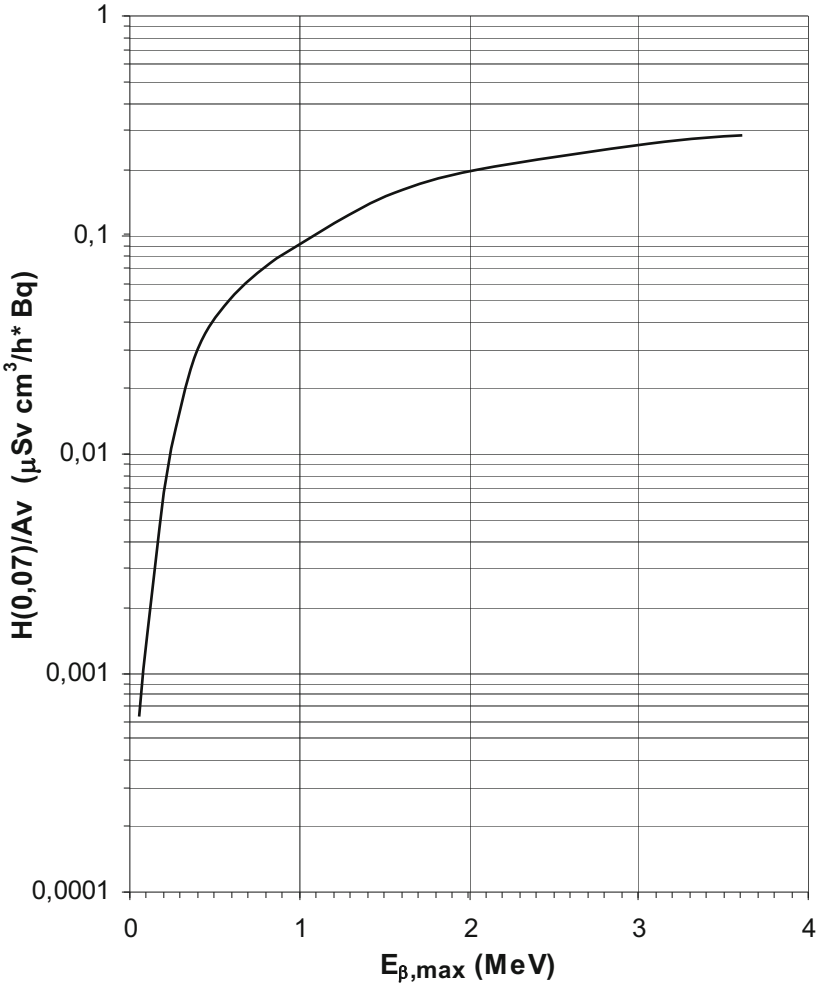


Fig. 10.9: Ortsdosisleistungen H'(0,07) innerhalb kontaminierter Luftvolumina für Betastrahler unterschiedliche Maximalenergie in Anlehnung an Daten aus [SSK43]. Die Dosisleistungsangaben sind für eine Wassertiefe von 0,07 mm angegeben.

10.2.4 Umrechnung der Ortsdosen in Körperdosen für Betastrahler*

Wegen der geringen Reichweiten typischer Betastrahler in menschlichem Gewebe von wenigen mm können die Ortsdosen H'(0,07) in den meisten Fällen unmittelbar als Körperdosis verwendet werden. Die einzigen Körperdosen sind die Dosen in der Basalschicht und gegebenenfalls die Augenlinse in 3 mm Tiefe. Die Bezugstiefe für die Hautdosis ist wie oben ausgeführt ja gerade die Tiefe von 0,07 mm, so dass die Ortsdosis bei senkrechtem Einfall der Betas auf den Körper auch unmittelbar die Basalschichtdosis angibt. Befindet sich die exponierte Haut hinter einer die Betas abbremsenden Schicht wie beispielsweise bei bekleideten Hautpartien, so werden die Betas vor Erreichen der Basalschicht mehr oder weniger abgebremst. Die Schichtdicke bis zum völligen Abbremsen der Betateilchen entspricht gerade der maximalen Reichweite R_{max} im vorgeschalteten Material. Die Verwendung der Ortsdosis überschätzt dann die tatsächliche Exposition der Haut. Bei ausreichender Materialstärke können die

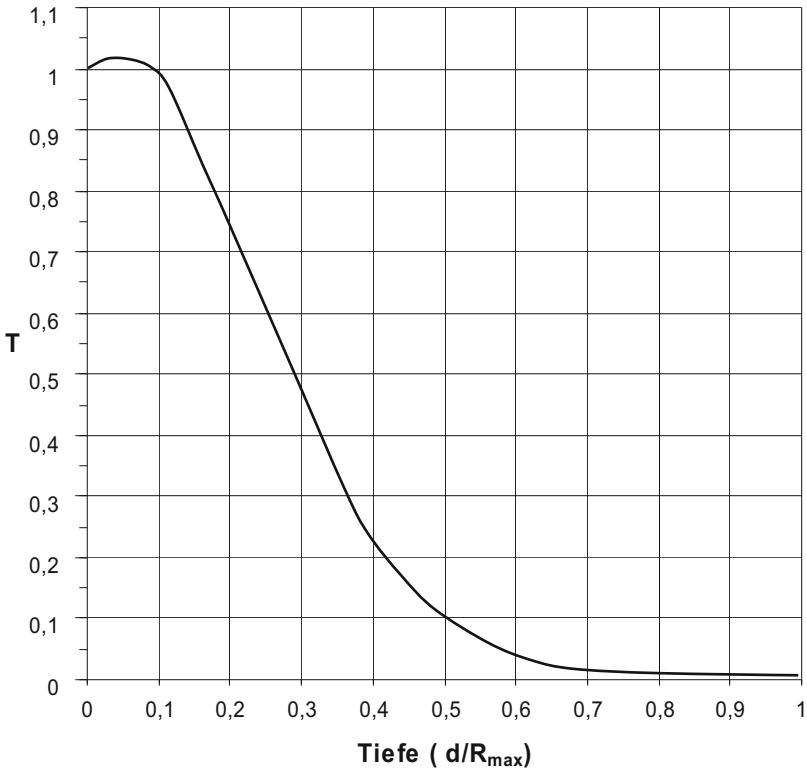


Fig. 10.10: Transmissionsfaktoren T nach (Gl. 10.30) als Funktion der Vorschaltdicke d eines durchstrahlten Materials zur Abschätzung der Basalschichtdosen aus den unabgeschirmten Ortsdosisleistungen eines Betastrahlenbündels. Die Materialstärke d ist in Einheiten der maximalen Reichweite R_{max} spezifiziert (nach [SSK43]).

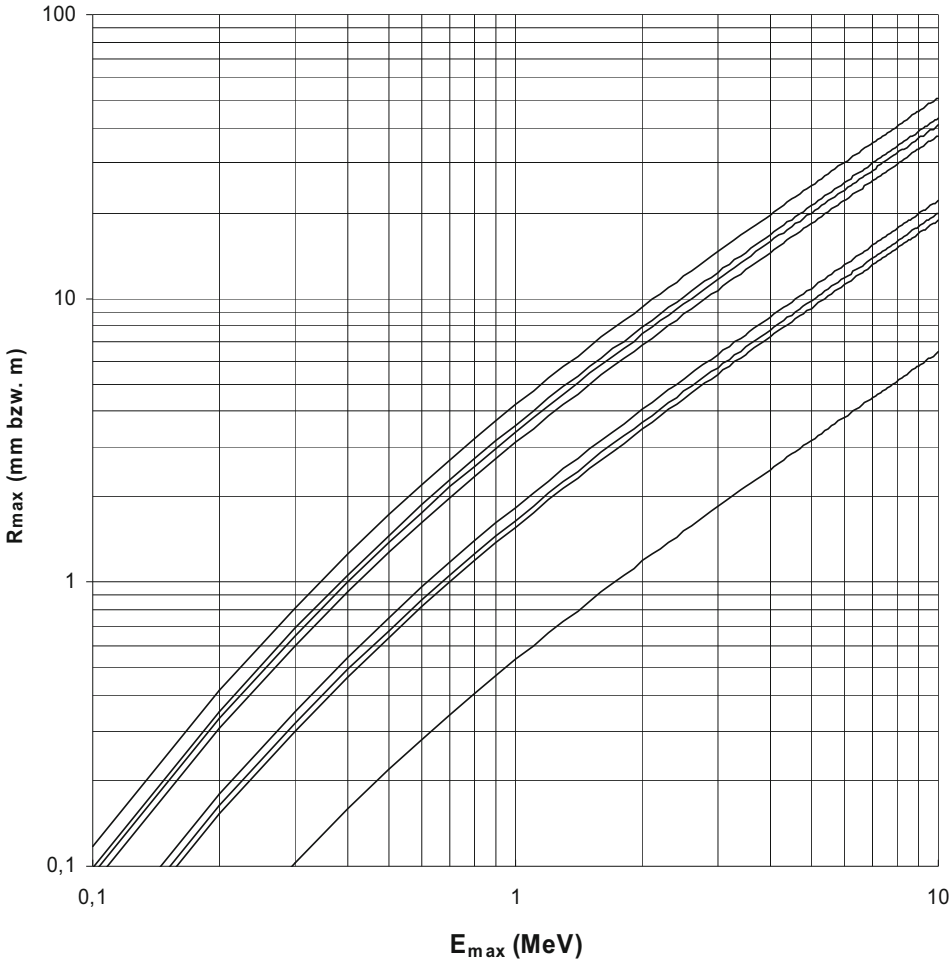


Fig. 10.11: Maximale Reichweiten von Betastrahlung in Materialien unterschiedlicher Dichten berechnet nach (G. 10.31). Die Reichweiten sind in mm, für Luft in m angegeben. Die Materialien sind von oben nach unten: Wasser (ρ = 1,0 g/cm^3), Plexiglas (ρ = 1,18 g/cm^3), Luft (Reichweiten in m, ρ = 0,00125 g/cm^3), PVC (ρ = 1,0 g/cm^3), Beton (ρ = 1,0 g/cm^3), Glas (ρ = 2,55 g/cm^3), Aluminium (ρ = 2,699 g/cm^3) und Eisen (ρ = 7,9 g/cm^3).

Betas die Haut nicht mehr erreichen, so dass die die Basalschicht exponierende Dosis Null ist. In allen anderen Fällen kann man die Dosisreduktion näherungsweise mit so genannten Transmissionsfaktoren T bestimmen. Diese Transmissionsfaktoren sind das Verhältnis der Dosen oder Dosisleistungen $H'_d(0{,}07)$ hinter einem Absorber der Dicke d zur unabgeschirmten Ortsdosis $H'_0(0{,}07)$.

$$T = \frac{H_d^{'}(0{,}07)}{H_0^{'}(0{,}07)} \tag{10.30}$$

Diese berechneten Transmissionsfaktoren werden entweder in Einheiten der linearen maximalen Reichweiten R_{max} (s. Fig. 10.10) oder aus praktischen Gründen für die Massenreichweiten, also als Produkte aus maximaler Reichweite und der Dichte des Absorbers ($R_{max} \cdot \rho$) angegeben. Maximale Reichweiten (in cm) bei Betaspektren mit einem Zerfallszweig und einer Zerfallsenergie kann man nach der folgenden Näherungsformel aus der maximalen Betaenergie (in MeV) berechnen (s. Fig. 10.11).

$$\rho \cdot R_{max} = -0{,}11 + \sqrt{0{,}0121 + (E_{\beta,max} / 1{,}92)^2} \tag{10.31}$$

Beispiel 3: Berechnung der maximalen Reichweite von Sr-90-Betateilchen. Sr-90 zerfällt mit einer Halbwertzeit von 27,7 Jahren über einen β^--Zerfall in Y-90. Die maximale Betaenergie dieser Betaumwandlung beträgt 0,55 MeV. (Gl. 10.31) ergibt mit der Dichte von Wasser (ρ = 1 g/cm^3) eine maximale Reichweite von 0,197 cm, also knapp 2 mm. Die Betateilchen durchsetzen also die Hornzellschicht der Haut und müssen bei Strahlenexpositionen der Haut beachtet werden. Das Tochternuklid des Sr-90-Zerfalls ist das Y-90. Es ist ebenfalls ein Betaminus-Strahler mit einer Halbwertzeit von 64 h aber einer wesentlich höheren maximalen Betaenergie von 2,27 MeV. (Gl. 10.31) ergibt hierfür in Wasser eine maximale Reichweite von 1,3 cm. Das Tochternuklid des Sr-90-Zerfalls ist also dominierend bei Personenexpositionen. Eine geeignete Abschirmung besteht aus einem Sandwich aus mindesten 1,3 cm Plexiglas und einer Zusatzabschirmung für die im Plexiglas entstandene Bremsstrahlung.

Beispiel 4: Berechnung der Transmissionsfaktoren für die Radionuklide Sr-90 und Y-90 durch eine 0,5 cm dicke Wasserschicht. Die maximale Reichweite der Sr-90-Betas in Wasser beträgt nach Beispiel 3 nur 0,2 cm. Das Verhältnis von Materialdicke und maximaler Reichweite ist deshalb 0,5/0,2 = 2,5. (Fig. 10.10) weist einen Transmissionsfaktor um T = 0 aus, wie auch nicht anders zu erwarten ist. Das Tochternuklid hat nach Beispiel 3 eine maximale Reichweite von 1,3 cm. Das Verhältnis d/R_{max} beträgt jetzt 0,5/1,3 = 0,385. Als Transmissionsfaktor erhält man für die hochenergetischen Betas aus dem Y-90-Zerfall aus der Grafik (10.10) den Wert von T = 0,25.

10.3 Dosisfaktoren bei Hautkontaminationen

Bei Arbeiten mit offenen Radionukliden kann es leicht zu Kontaminationen der Hautoberfläche kommen. Als kritisches Volumen wird dabei die Basalschicht der Haut angenommen. Die Dicke der Epidermis ist abhängig von der Körperregion. So befindet sich die Basalschicht an wenig beanspruchten Stellen wie am Schädel, am Körperstamm, an Oberarmen und Hüften in einer Tiefe ca. 40 µm, an den Innenflächen der Hände und den Fußsohlen dagegen deutlich tiefer bei 0,5 bis 1 mm. International wird eine mittlere Basalschichttiefe von 70 µm unterstellt. Daher rührt die Vorschrift, für Strahlenschutzzwecke die Körperdosis H'(0,07) zu verwenden.

Hautkontaminationen können je nach Radionuklid zu Strahlenexpositionen durch Alpha-, Beta-, Gammastrahlung oder Neutronen führen. Es sind auch Expositionen mit Spaltfragmenten denkbar. Die Kontaminationen sind abhängig von der flächenspezifischen Aktivität und dem Radionuklid oder Radionuklidgemisch. Im Strahlenschutz wird außerdem nach großflächigen (typisch 100 cm^2) und kleinflächigen (typisch 1 cm^2) Kontaminationen unterschieden. Punktförmige Kontaminationen sollen wie kleinflächige Kontaminationen behandelt werden, die Aktivität und die daraus entstehende Hautdosen sollen also über eine Fläche von 1 cm^2 gemittelt werden.

Zur Berechnung der Hautdosen verwendet man nuklidspezifische theoretisch berechnete Hautdosisleistungsfaktoren, die pro Flächenaktivität angegeben werden. Die Dosis H'(0,07) aus einer Hautkontamination nach einer bestimmten Expositionszeit ist proportional zur flächenbezogenen Aktivität, zum Hautdosisleistungsfaktor und zum Integral über die Expositionszeit. Sie wird mit folgender Formel berechnet:

$$H'(0{,}07) = A_{F,0} \cdot I_c \cdot \frac{1}{\lambda}(1 - e^{-\lambda \cdot t}) \tag{10.32}$$

In dieser Gleichung bedeutet $A_{F,0}$ die flächenbezogene Aktivität auf der Haut, I_c den Dosisleistungsfaktor, λ die Zerfallskonstante des betrachteten Radionuklids und t die Expositionsdauer. Typische Einheiten sind Dosisangaben in µSv, Flächenaktivitätsangaben in Bq/cm^2, Stunden (h) für die Expositionsdauer und reziproke Stunden (h^{-1}) für die Zerfallskonstanten. Sind die Halbwertzeiten des Radionuklids wesentlich größer als die Expositionsdauern t, so vereinfacht sich (Gl. 10.32) wegen der im Expositionszeitraum nahezu konstanten Aktivität $A_{F,0}$ zu

$$H'(0{,}07) = A_{F,0} \cdot I_c \cdot t \tag{10.33}$$

Die Dosisleistungsfaktoren unterscheiden sich je nach Zerfallsart des betrachteten Radionuklids und der kontaminierten Fläche (groß- bzw. kleinflächig). Da die Dosen abhängig sind von den Reichweiten und dem LET der die Haut exponierenden Teilchen, entstehen bei gleichen Aktivitäten wegen der unterschiedlichen Ionisationsdichten und der damit verbundenen Energieabsorptionen die höchsten Dosen bei Teilchen

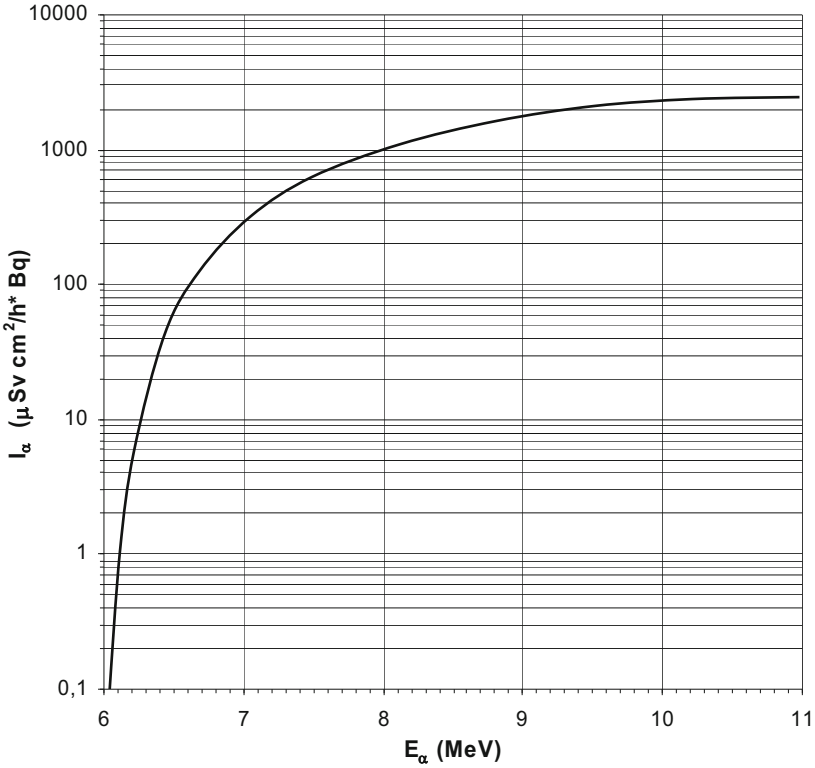


Fig. 10.12: Hautdosisleistungsfaktoren $I_{c,\alpha}$, also die auf die Flächenaktivität bezogenen Hautdosisleistungen, bei einer großflächigen Kontamination der Haut mit Alphastrahlung als Funktion der Energie der Alphateilchen. Alphaenergien unterhalb 6 MeV sind nicht aufgeführt, da solche Alphateilchen wegen ihrer geringen Eindringtiefe nicht zur Dosis in 0,07 mm Tiefe beitragen (nach [Heinzelmann 1996-2], in Anlehnung an eine Darstellung in [SSK43]).

geringer Reichweite. Die Größe der I_c-Faktoren nimmt daher ab von den höchsten Werten bei Spaltfragmenten über die Alphateilchen, Betas zur locker ionisierenden Photonenstrahlung. Die I_c-Faktoren werden deshalb je nach Teilchenart spezifiziert. Für den Sonderfall, dass bei einem Zerfall verschiedene Teilchen simultan emittiert werden, kann man den I_c-Faktor als Summe über die einzelnen partiellen $I_{c,i}$-Faktoren für die beteiligten Strahlenarten beschreiben.

$$I_c = \sum_i I_{c,i} \qquad (i = \alpha, \beta, \gamma, n, f) \tag{10.34}$$

Alphastrahlung spielt wegen der geringen Reichweiten der Alphas in der Bezugstiefe von 0,07 mm nur bei sehr hochenergetischen Teilchen eine Rolle. Alphas mit Ener-

gien unterhalb 6 MeV exponieren bei einer unterstellten Schichtdicke von 0,07 mm nur die Hornzellschicht der Haut und tragen deshalb nicht zur H'(0,07) bei (s. Fig. 10.12). Bei Kontaminationen mit 1Bq/cm^2 hochenergetischer Alphastrahler sind allerdings schon Dosisleistungen bis 1 mSv/h pro cm^2 zu erwarten.

Der in der Praxis häufigste und von der Dosis her wichtigste Fall für eine Hautdosisentstehung ist die Kontamination mit Betastrahlung (Fig. 10.13). Die berechneten Dosisleistungsfaktoren liegen bei Betas mit maximalen Energien unter 1 MeV typisch bei 1-2 µSv·cm^2/(h·Bq), bei hochenergetischen Betaspektren werden auch $I_{c,\beta}$-Werte von 3 µSv·cm^2/(h·Bq) erreicht. Die Bedeutung des Zahlenwertes dieser Faktoren wird klar, wenn man die Hautdosis für eine im nuklearmedizinischen Alltag nicht unübliche Hautkontamination von 1 MBq/cm^2 ^{131}J berechnet. Für ^{131}J ($E_{\beta,max}$ = 0,6 – 0,8 MeV) erhält man aus (Fig. 10.13) einen $I_{c,\beta}$-Faktor um 1,4 µSv·cm^2/(h·Bq) und eine zu erwartende Hautdosisleistung von 1,5 Sv/h. Die dem Betazerfall des Jods folgende

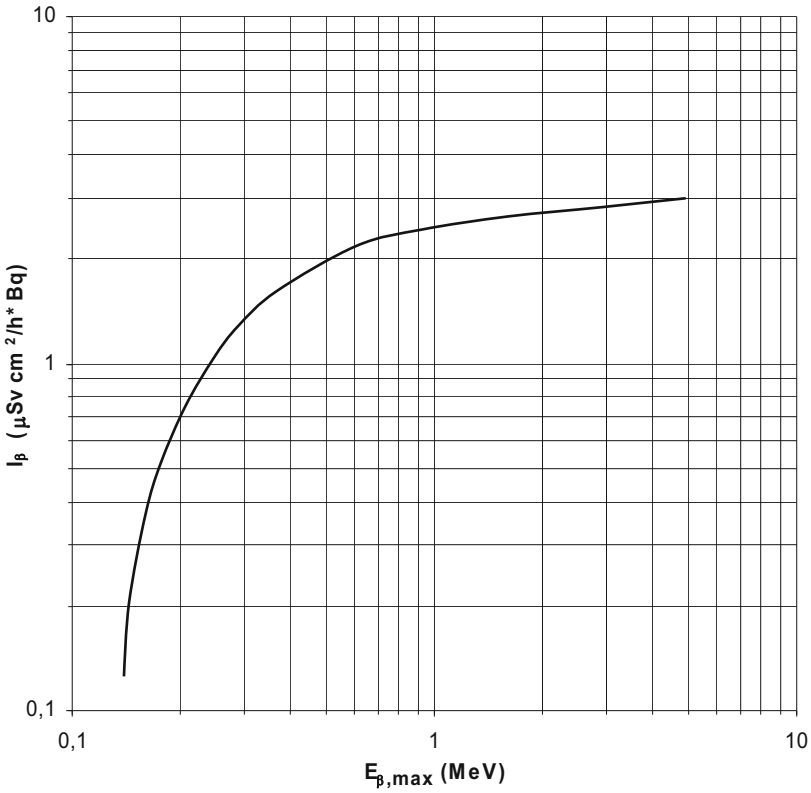


Fig. 10.13: Hautdosisleistungsfaktoren $I_{c,\beta}$ bei einer großflächigen Kontamination der Haut mit Betastrahlern als Funktion der maximalen Betaenergie (nach [Cross 1992] und [SSK43]).

Gammastrahlung des Tochternuklids ^{131}Xe spielt vom Dosisleistungsfaktor nur eine untergeordnete Rolle.

Die durch Photonenstrahlungen erzeugten Hautdosen sind wegen der geringeren Ionisationsdichte typisch um zwei Größenordnungen kleiner als die der kurzreichweitigen Betateilchen. Für einen reinen Gammastrahler mit 100 keV Photonenenergie erhält man einen Dosisleistungsfaktor um 10^{-2} µSv·cm²/(h·Bq).

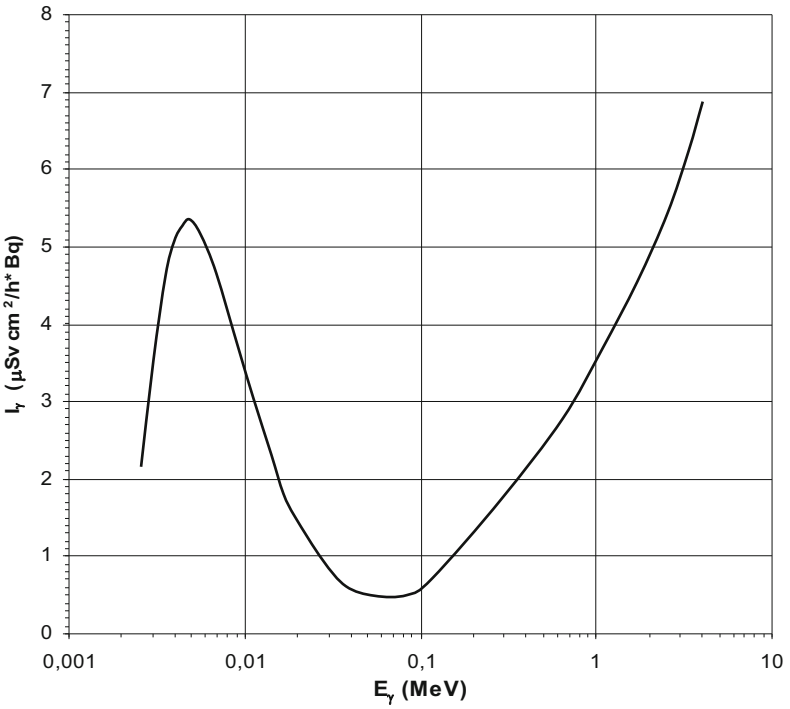


Fig. 10.14: Hautdosisleistungsfaktoren $I_{c,\gamma}$ bei einer großflächigen Kontamination der Haut mit Gammastrahlern als Funktion der Photonenenergie (nach [Heinzelmann1 1996], [SSK43]).

Der Verlauf der $I_{c,\gamma}$-Faktoren in (Fig. 10.14) zeigt einen sehr charakteristischen Verlauf, der durch die stark von der Photonenenergie abhängigen Schwächung und Streuung der Photonen im Gewebe und durch die Energieübergabe der durch Wechselwirkungen entstandenen Sekundärelektronen und deren Reichweiten geprägt ist. Bei sehr niedrigen Photonenenergien erreichen die Photonen die Basalschicht nicht, es entsteht deshalb auch kaum eine Dosisleistung. Mit zunehmender Energie nehmen die $I_{c,\gamma}$-Werte bis zu einem Maximum um 8 keV zu. Die in diesem Bereich entstehenden Se-

kundärelektronen werden lokal bis zum Stillstand abgebremst und übertragen deshalb ihre gesamte Bewegungsenergie am Entstehungsort. Anschließend sinkt bis zu Photonenenergien um 80 keV der Dosisleistungsfaktor ab wegen der maximalen Photonenstreuung in diesem Energiebereich. Mit weiter zunehmender Photonenenergie erhöht sich wegen der anwachsenden Sekundärelektronenenergie und der damit verbundenen zunehmenden Reichweiten der Sekundärelektronen der Dosisbeitrag rückgestreuter Elektronen und Photonen aus der Tiefe des Gewebes zur Basalschicht. Bei den Berechnungen der Photonenfaktoren werden üblicherweise die Beiträge der Konversionselektronen mit berücksichtigt, die in einigen Fällen die unerwartet hohen $I_{c,\gamma}$-Werte plausibel machen.

Bei den Computerberechnungen der totalen I_c-Faktoren für konkrete Radionuklide mit unterschiedlichen Zerfallszweigen und –arten sind die partiellen $I_{c,i}$-Faktoren durch die unterschiedlichen Alphaenergien und Betaspektren bei mehreren Beta-Zerfallszweigen sowie eventuell auch mehrere konkurrierende Gammaemissionen berücksichtigt. Zur Berechnung werden also die einzelnen partiellen Hautdosisleistungsfaktoren in einer mit den für die einzelnen Zerfallszweige zugehörigen relativen Zerfallswahrscheinlichkeiten p_k gewichteten Summe berechnet. So erhält man beispielsweise für mehrere "beteiligte" Betazerfallszweige "k" für $I_{c,\beta}$ die Beziehung:

$$I_{c\beta} = \sum_k p_k \cdot I_{c\beta,k} \tag{10.35}$$

Der häufigste Fall solcher "Mischfelder" sind kombinierte Beta-Gamma-Strahler, die eventuell auch mehrere Photonenenergien oder Betaspektren aufweisen können.

Liegen Radionuklidgemische mit unterschiedlichen Nukliden "j" vor, so müssen zur Berechnung der Hautdosis die nuklidspezifischen Einzelflächenaktivitäten $A_{F,j}$ bekannt sein. Die Berechnungen werden dann bei bekannter Gesamtaktivität A_F aus der mit den relativen Teilaktivitäten berechneten Summe über die $I_{c,j}$ berechnet.

$$I_c = \frac{1}{A_F} \cdot \sum_j A_{F,j} \cdot I_{c,j} \tag{10.36}$$

Im Tabellenanhang findet sich eine Auflistung der I_c-Faktoren für die wichtigsten Radionuklide des radiologischen Alltags, in der - anders als in den Fign. (10.12 - 10.14) - alle möglichen Zerfallszweige und Strahlenarten nuklidspezifisch berücksichtigt sind.

Bei Alphas und Betastrahlung sind die Dosisleistungsfaktoren weitgehend unabhängig von der Größe der kontaminierten Hautfläche. Bei Photonenstrahlung verringern sich im Vergleich zur großflächigen Kontamination wegen der abnehmenden Streubeiträge die Dosisleistungsfaktoren erheblich. Üblicherweise wird das Verhältnis der Hautdosen bei großflächiger zu Punkt-Kontamination als Korrekturfaktor k_F angegeben.

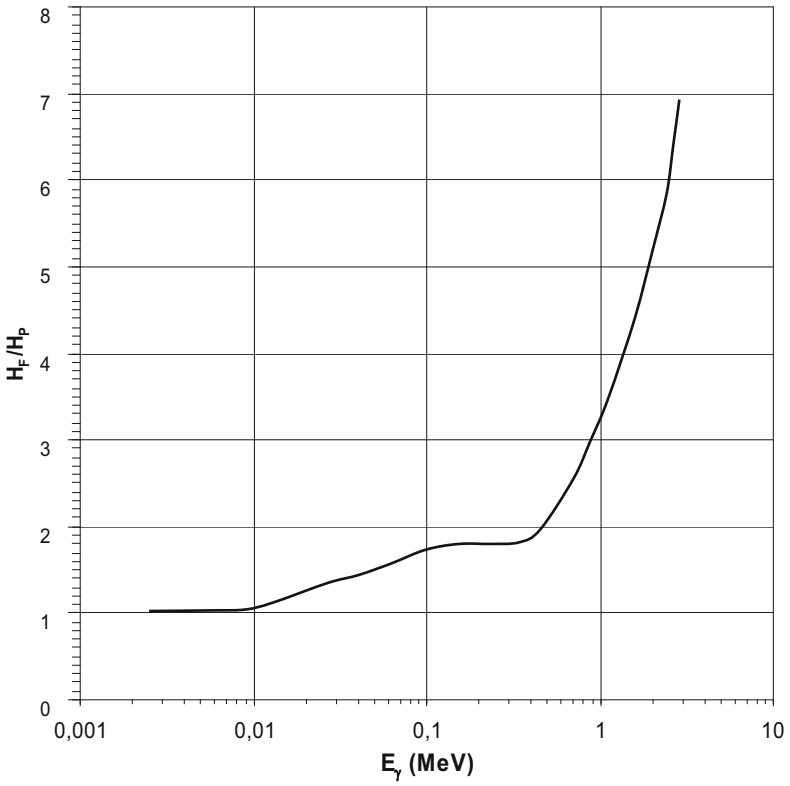


Fig. 10.15: Korrekturfaktoren k_F nach (Gl. 10.37) als Funktion der Photonenenergie zur Abschätzung der Dosisleistungsfaktoren für kleinflächige Photonenkontaminationen aus den Faktoren I_c für Photonenstrahlungen (nach [Heinzelmann1 1996-1], [SSK43]).

$$k_F = \frac{H_F}{H_P} \tag{10.37}$$

Mit Hilfe der k_F-Faktoren kann aus den $I_{c,\gamma}$-Faktoren im Anhang die Kontamination bei kleinflächigen Kontaminationen abgeschätzt werden. Für Punktkontaminationen oder Kontaminationen mit "heißen Teilchen" werden dazu die "großflächigen" $I_{c,\gamma}$-Faktoren für Photonenstrahlungen verwendet und durch den k_F-Faktor geteilt. Bei kleinflächigen Kontaminationen mit Flächen größer als 1 cm^2 kann man mit Hilfe des k_F-Faktors den maximalen Überschätzungsfaktor bei der Hautdosisberechnung abschätzen.

10.4 Dosisfaktoren bei Radionuklidinkorporation

Zu Berechnung von Organdosen oder Effektiven Dosen durch inkorporierte Radionuklide benötigt man Kenntnisse über deren biochemische Eigenschaften, die Resorption und Verteilung der Radionuklide im Körper, den Stoffwechsel einschließlich Ausscheidungsfunktionen oder organspezifischen Anreicherungen. Zur Berechnung der Verweildauern und Wirkungszeiten im Körper benötigt man Informationen über die effektiven Halbwertzeiten der Radionuklide. Zur Beurteilung der Strahlenwirkungen müssen wie bei den Organdosen aus perkutaner Strahlung wieder die Strahlungswichtungsfaktoren w_R, zur Berechnung der Effektiven Dosen die Organwichtungsfaktoren w_T berücksichtigt werden.

Expositionen durch Radionuklide unterscheiden sich auch nach dem Zeitmuster der Inkorporation. Man unterscheidet dabei die kontinuierliche Inkorporation oder die Inkorporation durch Einmalzufuhr. Beispiele für die kontinuierlichen Inkorporationen sind die Expositionen durch deponierte oder natürliche Radionuklide in der natürlichen oder zivilisatorischen Umwelt, die zu einer langfristigen Aktivitätszufuhr und einer stetigen Exposition der inneren Organe führen können. Ein Beispiel für eine Einmalzufuhr ist die nuklearmedizinische Verabreichung von Radiopharmaka für Patienten wie bei den Szintigrammen oder der Schilddrüsentherapie mit radioaktivem Jod.

Die Verteilung, die Ausscheidungsraten und die organspezifischen Anreicherungen hängen zusätzlich vom Inkorporationsweg ab. So finden sich je nach Radionuklid deutliche Unterschiede in den erzeugten Dosiswerten bei Inhalation oder Ingestion. Radionuklide können auch über Hautwunden oder selbst die intakte Haut inkorporiert werden. Bei der Inhalation von Radionukliden kommt es zusätzlich auf die chemische und physikalische Form der Aerosole oder der sonstigen Formen an. Dies wird durch Angabe von Retentionsklassen berücksichtigt.

Aus allen diesen Daten werden die so genannten Organfolgedosen oder die effektive Folgedosis berechnet. Als Organfolgedosis bezeichnet man das Zeitintegral der Organdosisleistungen im untersuchten Gewebe bzw. Organ T über die Expositionszeit τ, die durch eine Inkorporation zum Zeitpunkt t_0 entstanden sind.

$$H_T(\tau) = \int_{t_0}^{t_0+\tau} \overset{\circ}{H}_T(t)dt \tag{10.38}$$

Falls der Zeitraum τ nicht explizit spezifiziert wird, schreibt die Strahlenschutzverordnung für Erwachsene den Zeitraum von 50 Jahren, für Kinder zusätzlich zum aktuellen Alter einen Zeitraum von 70 Jahren vor. Die effektive Folgedosis $E(\tau)$ wird dann als gewichtete Summe der Organfolgedosen berechnet. Dabei sind die üblichen Organwichtungsfaktoren w_T zur Berechnung der Effektiven Dosis zu verwenden.

$$E(\tau) = \sum_T w_T \cdot H_T(\tau) \tag{10.39}$$

Bei vielen Radionukliden kommt es auf Grund des Stoffwechselverhaltens zu einer gleichmäßigen Exposition der strahlenschutzrelevanten Organe. Bei anderen Nukliden werden dagegen selektive Expositionen einzelner Organe festgestellt. Besonders markante Beispiele sind die Exposition der Schilddrüse bei Inkorporation von Radionukliden des Jods oder die von Leber, Milz und Nieren beim ^{210}Po. Inkorporationsfaktoren sind für alle bekannten Radionuklide in einem Report der Internationalen Strahlenschutzkommission zusammengefasst [ICRP 72]. Sie werden auf die zugeführte Aktivität bezogen und berücksichtigen die unterstellten Folgezeiten von 50 bzw. 70 Jahren. Auszugsweise finden sich solche Faktoren für Ingestion und Inhalation für die wichtigsten Radionuklide im Anhang (18.19). Bei den Organdosisfaktoren in Tab. (18.19) sind nur solche Organe explizit aufgeführt, die erhebliche Anreicherungen gegenüber anderen Organen aufweisen.

Die Organdosen bzw. Effektiven Dosen werden mit diesen vorkalkulierten aktivitätsspezifischen Faktoren I_{org} und I_{eff} nach einem vereinfachten Verfahren berechnet. Die Organdosen erhält man aus der inkorporierten Aktivität zu:

$$H_T = I_{org} \cdot A \tag{10.40}$$

Die Effektiven Dosen berechnet analog man mit den entsprechenden I_{eff}-Faktoren.

$$E = I_{eff} \cdot A \tag{10.41}$$

Ein besonderer Fall ist die pränatale Strahlenexposition der Leibesfrucht durch von der Mutter inkorporierte Radionuklide. Aktuelle Reports dazu sind die Ausführungen der Internationalen Strahlenschutzkommission [ICRP 88] und [ICRP 90] sowie eine daran angelehnte Stellungnahme der deutschen Strahlenschutzkommission SSK von 2004 [SSK 2004]. In diesen Reports werden neben den möglichen Wirkungen auf den Embryo vor oder nach der Implantation und den Fetus auch Modellüberlegungen und deren Ergebnisse für das praktische Verhalten bei Expositionen der gebärfähigen berufstätigen bzw. schwangeren Frauen diskutiert.

Aufgaben

1. Berechnen Sie die Äquivalentdosisleistung für einen hochenergetischen Betastrahler (P-32) in einem halben Meter Abstand in Luft für eine Strahleraktivität von 1 GBq. Folgt die Dosisleistung auch für größere Abstände dem Abstandsquadratgesetz?

2. Erklären Sie den Verlauf der Kermaleistungskonstanten mit der Photonenenergie in Fig. (10.1).

3. Warum werden bei Berechnung der Dosisleistungskonstanten die charakteristischen Hüllenphotonenstrahlungen (charakteristische Röntgenstrahlung) mit berücksichtigt, obwohl eigentlich die Dosisleistungen für Gammastrahlung berechnet werden sollen?

4. Sie arbeiten mit einem kreisförmigen Betaflächenstrahler mit dem Radius von 0,5 cm. Ab welcher Entfernung vom Strahler gilt in ausreichender Näherung das Abstandsquadratgesetz für die Dosisleistung?

5. Ist das Abstandsquadratgesetz zur Beschreibung der Dosisleistungsvariation mit dem Abstand in Luft gültig für alle Betapunktstrahler, also unabhängig von den individuellen Radionuklideigenschaften? Erklären Sie die Kurvenverläufe in (Fig. 10.6) für eine Entfernung der Messsonde von 3 m und 6 cm vom Strahler.

6. Welchen Wert hat die Hautdosisleistung bei einer großflächigen Hautkontamination mit einem reinen Betastrahler (E_{max} = 2,25 MeV) bei einer flächenspezifischen Aktivität von 1 MBq/cm^2.

7. Berechnen Sie die Luftkermaleistung für die durch einen hochenergetischen Betastrahler (^{32}P) mit einer Aktivität von 1 GBq in einer Bleiabschirmung erzeugte Bremsstrahlung in 10 cm Abstand vom Strahler. Lassen Sie dabei mögliche Abschirmeffekte durch diesen Bleiabsorber außer Acht. Wie sollte ein Betastrahler korrekt gelagert werden, um solche Bremsstrahlungsproduktion zu minimieren?

8. Berechnen Sie die spezifische Aktivität von Po-210. Welche Masse dieses Radionuklids benötigt man, um bei Ingestion eine Dosis von 10 Sv zu erzeugen? Wie hoch ist die Effektive Dosis nach Ingestion von 1 µg Po-210?

11 Grundlagen zur Strahlenbiologie der Zelle

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Grundlagen zur Strahlenbiologie der Zelle erläutert, die für den praktischen medizinischen und technischen Strahlenschutz von Bedeutung sind. Nach einer Einführung in den Aufbau menschlicher Zellen und der Erbsubstanz DNS werden die strahlenbiologische Wirkungskette in Zellen und die verschiedenen Strahlenschäden der DNS und ihre Reparaturmechanismen dargestellt. Ausführlich werden die verschiedenen Dosis-Wirkungsmodelle erklärt. Es folgt eine Übersicht über die verschiedenen Parameter der Strahlenwirkung auf menschliche Zellen. Den Abschluss des Kapitels bilden die Definition und Darstellung der relativen biologischen Wirksamkeit RBW verschiedener Strahlungsarten und ihrer Abhängigkeiten.

Die Strahlenbiologie befasst sich mit den durch ionisierende Strahlung verursachten Einwirkungen auf lebende Zellen und Gewebe. Diese unterscheiden sich in ihrer Auswirkung nicht prinzipiell von anderen chemischen oder physikalischen Wechselwirkungen. Sie sind also genau wie diese imstande, Veränderungen des Erbgutes zu bewirken oder durch gehäufte Schäden an Zellen und ihren Untereinheiten den Zell- bzw. Gewebeuntergang zu verursachen. Dies gilt sowohl für chemische Reagenzien (chemische Mutagene) als auch für physikalische Prozesse wie Ultraschall oder thermische Einwirkung oder für die Bestrahlung mit energiereicher ultravioletter und ionisierender Strahlung. Bei allen diesen Wechselwirkungen mit Zellen sind es die Energieüberträge, die letztlich zur Ursache aller biochemischen und biologischen Veränderungen werden.

Kommt es in biologischen Systemen nach der Einwirkung ionisierender Strahlungen zur Absorption von Strahlungsenergie, so folgt diesem primären **physikalischen** Wechselwirkungsakt eine **physikalisch-chemische**, eine **biochemische** und eine **biologische** Wechselwirkungsphase. Biochemische Wirkungen, die zur Zerstörung oder Beeinträchtigung von Biomolekülen beitragen können, sind immer dann zu erwarten, wenn die Energieübertragung zu Ionisationen oder zu Struktur verändernden Anregungen von Biomolekülen führt. Der Energiebedarf für eine Ionisation beträgt etwa 15 eV, was der typischen Bindungsenergie von Valenzelektronen einzelner Atome oder Moleküle entspricht. Tatsächlich wird in Wasser oder typischen menschlichen Geweben im Mittel ein Energiebetrag von etwa 30 eV zur Erzeugung eines Ionenpaares benötigt. Die Hälfte der Energie wird also offensichtlich ohne Ionisierung übertragen. Die biochemische Wirksamkeit solcher nichtionisierenden Energieüberträge hängt von der Bindungsstärke der betroffenen Moleküle ab. Die höchsten biochemischen Bindungsenergien zeigen kovalent gebundene Moleküle, die deshalb besonders resistent gegen energetische Einwirkungen sind. Solche stabilen kovalenten Bindungen finden sich vor allem innerhalb der DNS und in einigen anderen wichtigen Biomolekülen in den Zellmembranen und den Zellorganellen. Je niedriger die chemische Bindungsenergie ist, umso empfindlicher werden die entsprechenden Moleküle auch gegen

kleinere Energieüberträge. Oft reicht schon eine Erhöhung der Temperatur um nur wenige Grad zu Veränderungen der Biomolekülstrukturen aus (s. dazu Tab. 18.17).

Aus dem mittleren Energiebedarf von 30 eV für eine Ionisation kann man die Zahl der Ionisationsprozesse bei der Bestrahlung von Geweben mit einer vorgegebenen Dosis abschätzen. Bei einer homogenen Ganzkörperexposition mit einer Dosis von 2,4 mGy (das entspricht vom Zahlenwert etwa der mittleren jährlichen effektiven natürlichen externen und internen Strahlenexposition eines Bewohners der westlichen Industrienationen) entstehen ungefähr $5 \cdot 10^{14}$ Ionenpaare pro Kilogramm Körpergewebe. Im Gesamtorganismus eines Standardmenschen (Masse = 70 kg) entstehen im Laufe eines Jahres durch die natürliche Strahlenexposition von 2,4 mGy also ungefähr $3{,}5 \cdot 10^{16}$ Ionisationen[1]. Auch ohne hier auf weitere Einzelheiten einzugehen, wird aus dieser immensen Zahl und der Tatsache, dass der Mensch dieses "Bombardement" mit ionisierender Strahlung offensichtlich ertragen kann, sofort klar, dass er über hochwirksame Mechanismen verfügen muss, die die Schäden durch Ionisationen und die daraus eventuell folgenden biochemischen und mikrobiologischen Folgen beseitigen und reparieren können.

11.1 Aufbau menschlicher Zellen

Menschliche Zellen[2] bestehen wie alle Eukaryontenzellen aus einer äußeren Membran (dem Plasmalemma), die das Protoplasma (das Zellinnere) von der Umgebung trennt (s. Fig. 11.1). Das Zellinnere ist durch Membranen in verschiedene morphologische und funktionelle Unterräume gegliedert. Diese Kompartimente werden als **Zellorganellen** bezeichnet. Einige von ihnen sind entwicklungsgeschichtlich vermutlich aus in das Zellinnere eingeschleusten und dort integrierten Prokaryonten (Bakterien) entstanden und enthalten daher teilweise auch eigene Erbsubstanz (z. B. die mitochondriale DNS). Außerdem befindet sich in Eukaryontenzellen ein von der Kernmembran umschlossener **Zellkern**, der in seinem Inneren das Kernplasma (Karyoplasma) und die Erbsubstanz enthält. Die Größe von Säugetierzellen schwankt zwischen 10 µm und etwa 50 µm. Ausnahmen bilden die menschlichen Eizellen mit Durchmessern von 0,1 bis 0,15 mm, die damit an der Sichtbarkeitsgrenze für das bloße Auge liegen, die Muskelzellen (Längen bis 10 cm) und die Nervenzellen mit Längen bis zu 1 m.

---

[1] Der **mittlere Energieaufwand** pro Ionenpaar **in Wasser** beträgt 30 eV = $30 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ J = $48 \cdot 10^{-19}$ J. Durch die Dosis von 2,4 mGy =$2{,}4 \cdot 10^{-3}$J/kg entstehen in einem kg daher ($2{,}4 \cdot 10^{-3}$ J/kg)/($48 \cdot 10^{-19}$ J/Ionenpaar) = $5 \cdot 10^{14}$ Ionenpaare/kg. Im 70-kg-Menschen erzeugt die natürliche Jahresdosis also etwa $3{,}5 \cdot 10^{16}$ Ionenpaare im Jahr.

[2] Säugetierzellen zählen zu den **Eukaryontenzellen.** Das sind Zellen mit einem außerhalb der Mitose vom Zytoplasma abgetrennten Zellkern. Die Bezeichnung entstammt dem griechischen Wort für "Kern" oder "Nuss" (karyon). Die andere Zellart wird als Prokaryonten bezeichnet. Sie sind kernlos und enthalten außerdem keine durch Membranen separierte Zellorganellen.

Das solartige **Zellplasma** besteht zu etwa 80% aus Wasser. In ihm ist eine Vielzahl von Substanzen gelöst, die nicht an Organellen oder feste Strukturen gebunden sind. Dazu zählen unter anderem verschiedene Proteine (Enzyme, Koenzyme, Hormone), Nukleinsäuren, Glukose, Fette und natürlich Elektrolyte. Im Zellplasma findet eine Reihe von Stoffwechselvorgängen statt wie z. B. die Glykolyse. Es enthält außerdem im Lichtmikroskop sichtbare Zellorganellen, die "Organe" der Zelle, fadenförmige Strukturen (die Mikrofilamente: Proteinketten) und den Zellkern.

Membranen: Membranen der Eukaryontenzellen bestehen aus einer flächenhaften Lipiddoppelschicht (Fig. 11.2). Ihre Grundstruktur wird von polaren Phospholipiden gebildet, die in ihrem Inneren hydrophobe (Wasser abstoßende) Proteine enthalten. Mit ihrem hydrophilen (Wasser anziehenden) Ende richten sich die Lipide zum wasserhaltigen Plasma oder zum interzellulären Raum aus. Ihre Dicke beträgt etwa 6-10 nm. In die Membranen sind Proteine eingebunden, die für die Permeabilität der Membran für bestimmte Substanzen zuständig sind. Sie schleusen beispielsweise aktiv Substanzen in die Zellen ein, wirken also als Pumpen. Sowohl auf der Außenseite als auch auf der Innenseite der Zellmembran sind zahlreiche weitere Eiweißverbindungen fixiert, die für die Kontakte zu anderen Zellen, die Immunabwehr oder bestimmte Stoffwechselprozesse zuständig sind.

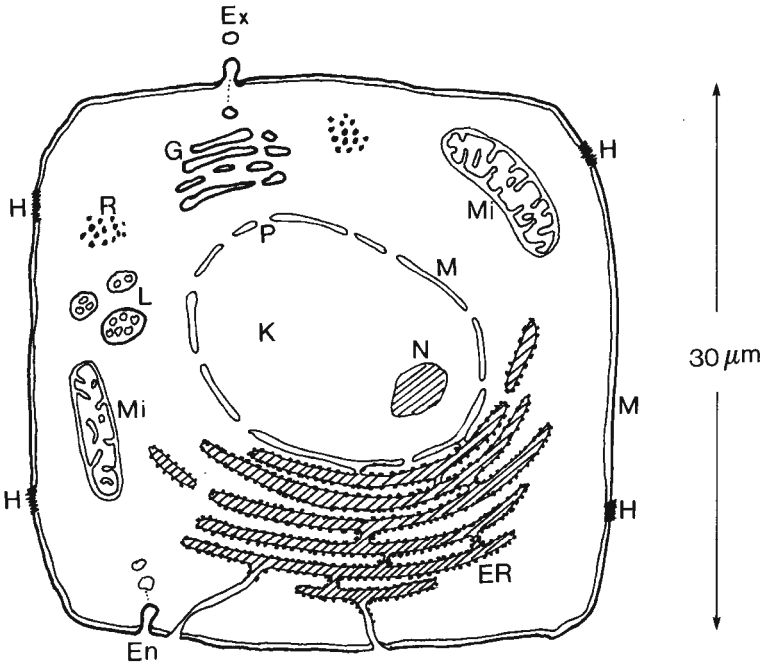


Fig. 11.1: Schematischer vereinfachter Aufbau einer menschlichen Zelle mit den wichtigsten Zellorganellen, K: Zellkern, N: Nukleolus, P: Kernporen, M: Membranen, R: Ribosomen, ER: rauhes endoplasmatisches Retikulum, Mi: Mitochondrien, G: Golgi-Apparat, L: Lysosomen, H: Haftstellen, Ex: Exozytose, En: Endozytose (Darstellung nicht maßstäblich).

Auf der Außenseite der Zellmembran ragt ein komplizierter Aufbau von Polysaccharidmolekülen hervor, die mit den Membranproteinen oder Lipiden verknüpft sind. Sind diese Zuckermoleküle mit Proteinen verbunden, so werden sie als Glykoproteine bezeichnet, diejenigen, die mit Fettmolekülen binden, dagegen als Glykolipide. Daneben finden sich auch spezielle Proteine, die als Enzyme oder Antigene wirken. Die Vielfalt aller dieser Moleküle der Außenseite der Zellmembran wird **Glykokalix** genannt. Ihre Moleküle haben Aufgaben im Rahmen der Immunabwehr oder sie bewirken eine Signalübertragung zwischen Zellen und extrazellulärem Raum.

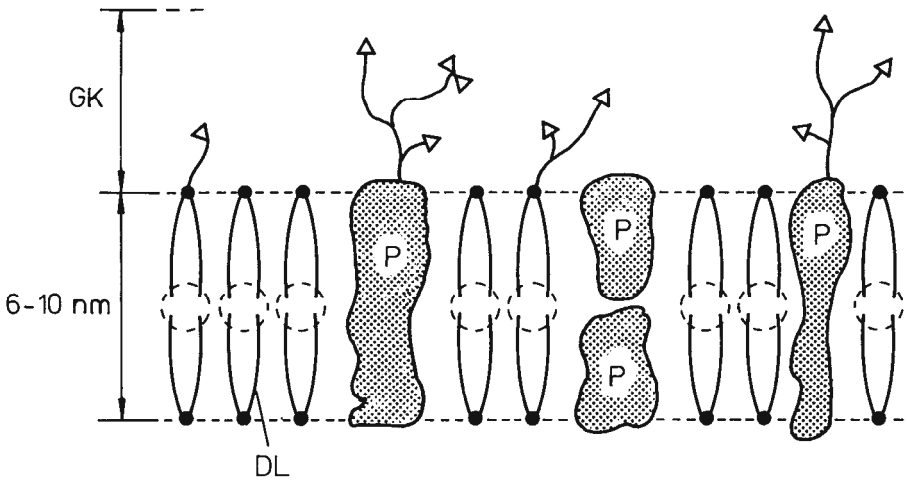


Fig. 11.2: Typische Struktur einer Zellmembran als polare Schicht von Doppellipiden (DL). Die schwarzen Kreisflächen stellen die polaren hydrophilen Enden der Lipide dar. Sie enthalten in der Regel ein Phosphatmolekül. Die Enden der Doppelmoleküle im Inneren der Membran sind die unpolaren hydrophoben Enden der Fettsäuremoleküle (gestrichelte Kreise). In der Membran finden sich eingelagerte Proteine (P). Die Gesamtheit der Moleküle an der Außenseite wird als Glykokalix (GK) bezeichnet. Die offenen Dreiecke sind an Proteine oder Lipide gebundene Zuckerreste.

In der Glykokalix befinden sich auch Hormonrezeptoren, mit Hilfe derer das Zellwachstum, der Zelltod und der Zellstoffwechsel gesteuert werden können, und Rezeptoren, die für die Beweglichkeit bzw. Unbeweglichkeit von Zellen verantwortlich sind. Bei Tumorzellen ist die Glykokalix oft in typischer Weise verändert. Die äußere Zellmembran agiert also als steuerbare Barriere für den Stoffaustausch, bietet aber anders als Zellwände bei Pflanzenzellen in der Regel nur wenig mechanische Stabilität. Sie enthält im Mikroskop sichtbare Ein- und Ausstülpungen, die sich abschnüren können und dem Stofftransport in und aus dem Zellplasma (der Endo- und Exozytose) dienen. Auf diese Weise betreten und verlassen auch einige pathogene Viren ihre Wirtszelle. Direkter Kontakt zu den Nachbarzellen besteht nur über Haftstellen, im Übrigen ist die

Zelle von interzellulärer Flüssigkeit umgeben. Eukaryonte Zellmembranen sind bei üblichen Temperaturen übrigens keine starren Gebilde, sondern ähneln eher Flüssigkeiten, in denen die ihnen eingelagerten Moleküle fast frei beweglich sind.

Die Zellorganellen: Das **Endoplasmatische Retikulum** (ER) ist ein schlauchartiges Gebilde, dessen Membran mit kleinen Körnern besetzt sein kann. Dieser kugelförmige Besatz besteht aus Ribosomen. Sie enthalten zusammengefaltete Ribonukleinsäuren, mit denen Proteine synthetisiert werden, und die den Ribosomen den Namen gegeben haben. Ribosomen finden sich auch frei schwimmend im Zellplasma. Ihr Durchmesser beträgt einige 10 nm. Neben dem rauhen ribosomenbesetzten Endoplasmatischen Retikulum, das sich vor allem in proteinsyntheseaktiven Geweben findet, gibt es auch ein glattes ER ohne Ribosomen, das für die Synthese bestimmter Hormone benötigt wird. Das ER ist auch für den intrazellulären Stofftransport und die Synthese von Glyceriden, Phospholipiden sowie einiger anderer Substanzen zuständig.

Der **Golgi-Apparat**[3] besteht aus mehreren stapelförmigen und zusammenhängenden Ansammlungen von blasen-, schlauch- oder sackförmigen Hohlkörpern (den Vesikeln, Tubuli oder Zisternen). Diese haben einen Durchmesser von etwa 1 μm. Ein solcher Hohlkörper wird als Dictyosom bezeichnet. Die Aufgabe des Golgi-Apparates ist die Bildung komplexer Eiweiße wie Enzyme oder Hormone; er ist deshalb besonders deutlich im Drüsengewebe ausgeprägt. Abgelöste Teile des Golgi-Apparates werden samt ihrem Inhalt aus Hormonen oder Enzymen durch Exozytose aus der Zelle geschleust. Neben der Hormonbildung hat der Golgi-Apparat auch die Aufgabe, die vielfältigen Membranen innerhalb der Zelle zu bilden und zu verarbeiten (s. unten).

Mitochondrien haben eine etwa ellipsoide bis brotlaibartige Struktur. Die Größe eines Mitochondriums beträgt ungefähr 0,2-1 μm im Durchmesser und 3-10 μm in der Länge. Es besteht aus einem durch zwei Doppelmembranen definierten Hohlkörper. Der Innenraum wird als Matrixraum bezeichnet. In diesen ragen stark gefaltete Ausstülpungen der Innenmembran hinein. Blattförmige Faltungen werden als Cristae bezeichnet, sackförmige als Sacculi und röhrenförmige als Tubuli. Durch diese Faltung besitzt die Innenseite der Mitochondrien eine vergleichsweise große Oberfläche. Im Intramembranraum, dem Raum zwischen den mitochondrialen Membranen, finden Stoffwechselvorgänge statt. Dabei werden u. a. durch Abbau von Kohlehydraten energiereiche Verbindungen des Phosphors wie Adenosintriphosphat (ATP) gebildet. Dieses ATP ist der Hauptenergielieferant der Organismen. Mitochondrien sind also die Energiezentralen der Zelle und verantwortlich für die Zellatmung. Zellen mit besonders hohem Energieverbrauch (Herzmuskel) oder Zellen mit hoher Stoffwechselaktivität (z. B. Leber) können mehrere hundert bis tausend Mitochondrien enthalten. In ihnen ist außerdem die Zahl der Cristae erhöht und damit die atmungsaktive Oberfläche

[3] Genannt nach **Camillo Golgi** (7. 7. 1843 - 21. 1. 1926), italienischer Mediziner und Physiologe, erhielt 1906 zusammen mit dem Spanier **Ramón y Cajal** (1. 5. 1852 – 17. 10. 1934) den Nobelpreis für Medizin "in Anerkennung ihrer Arbeit über die Struktur des Nervensystems".

erheblich vergrößert. Mitochondrien enthalten ringförmige DNS-Moleküle, die über die mitochondriale Ribonukleinsäure (mt-RNA) für die endomitochondriale Proteinsynthese zuständig sind. Sie enthalten etwa 16500 Basenpaare. Mitochondrien unterliegen während des Zellzyklus einem Größenwachstum und können sich ähnlich wie vollständige Zellen sogar durch Teilung vermehren[4]. Mitochondrien können nur über die weibliche Eizelle vererbt werden. Nach bisherigen Informationen sind weltweit nur vier unterschiedliche Mitochondrien bekannt.

Lysosomen sind blasenartige Gebilde, die oft aus dem Golgi-Apparat entstehen und aus einer einschichtigen Membran gebildet sind. Sie enthalten Enzyme, mit denen sie Nahrung oder auch Bakterien "verdauen", die durch Endozytose in die Zellen gelangt sind. Diese Auflöseaktivitäten werden als Lyse bezeichnet. Lysosomen beseitigen durch Verdauungsprozesse auch Zellorganellen, die für die jeweilige Zellphase nicht benötigt werden. Dazu werden die Organellen zunächst von den Lysosomen eingeschlossen, ihre Membranen aufgelöst und der Enzyminhalt der Lysosomen in die aufzulösende Struktur entleert. Unverdauliche Reste werden durch Exozytose aus der Zelle entfernt oder verbleiben im Zellplasma als Ablagerung. Da die Verdauungsenzyme in den Lysosomen auch die Zelle selbst zerstören können, sind sie normalerweise von wirksamen Membranen umgeben. In manchen Umorganisierungsphasen des Organismus werden Lysosomen zur makroskopischen Strukturveränderung (Metamorphose) verwendet, bei der ganze Gewebeabschnitte durch Selbstauflösung zurückgebildet werden. Neben den bisher besprochenen Zellbestandteilen existieren weitere Zellorganellen oder diskrete Bestandteile der Zelle. Ein Teil von ihnen stellt sich wegen ihrer speziellen Aufgaben nur während bestimmter Zellzyklusphasen dar. Dazu zählen frei bewegliche **Ribosomen**, das **Zentriol**, die **Kinetosomen**, **Zytosomen**, **Mikrobodies** und die **Filamente**.

Der Zellkern: Im Inneren der meisten Zellen befindet sich ein Zellkern. Einige Eukaryontenzellen sind jedoch auch kernlos wie die reifen roten Blutkörperchen der Säuger oder die Zellen des Augenlinsenkörpers. Zellen ohne Kern können sich weder fortpflanzen noch Proteine synthetisieren, sie sterben über kurz oder lang ab. Der Zellkern ist außerhalb der Zellteilungsphase von einer Membran, der Kernhülle, umschlossen. Diese Kernhülle ist von Poren durchsetzt, durch die der Austausch von Makromolekülen mit dem Zytoplasma stattfindet. Die Porenöffnung beträgt bis zu 10 nm. Die Außenseite der Kernmembran ist mit Ribosomen, die Innenseite oft mit Chromatin besetzt. Der Zellkern hat einen typischen Durchmesser in der Größenordnung von einigen µm. Im Zellkern findet sich das Kernplasma (Karyoplasma). Es enthält unter anderem das Chromatin (Kernproteine mit DNS, Moleküldurchmesser ca. 25-30 nm) und den Nukleolus (RNS-Anhäufungen), in denen die Ribosomen fertig gestellt werden. Das Chromatingerüst ist in der Regel unsichtbar, da es als eine ungeordnete Anhäufung langer Fadenmoleküle vorliegt. Diese werden in der Zellteilungs-

[4] Die eigene DNS und die Teilungsfähigkeit deuten auf die Herkunft der Mitochondrien als eingeschleuste Bakterien hin. Die mitochondriale DNS besteht aus etwa 16500 Basenpaaren und formt 37 Gene.

phase räumlich gefaltet und stellen sich dann in Form sichtbarer Chromosomen unter dem Lichtmikroskop dar (Fig. 11.6). Das Chromatin wird nach seiner Anfärbbarkeit in locker strukturiertes, wenig kondensiertes **Euchromatin** und in deutlicher verdichtetes **Heterochromatin** eingeteilt. Euchromatin ist transskriptionsaktiv, Heterochromatin ist in der Regel nur wenig am Zellstoffwechsel und der Proteinsynthese beteiligt. Eine Untergruppe des Heterochromatins bildet das **konstitutive** Heterochromatin, das grundsätzlich immer inaktiv ist. Es enthält vorwiegend einfach strukturierte DNS-Wiederholungen, die "DNA-Repeats".

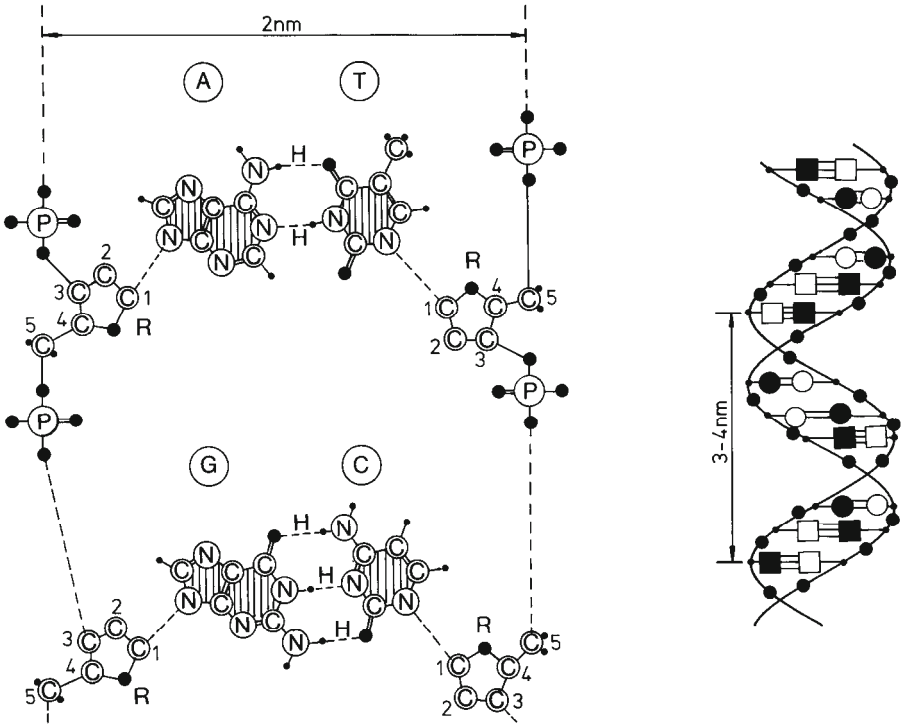


Fig. 11.3: Links: Strukturchemischer Aufbau der DNS (R: Desoxiribose, P: Phosphatgruppe, die Basen sind schraffiert dargestellt: A = Adenin, T = Thymin, G = Guanin, C = Cytosin, H: Wasserstoffbrücken, kleine Punkte: H-Atome, große Punkte: Sauerstoff). Gestrichelte Linien stellen normale chemische Bindungen dar, die hier nur aus Darstellungsgründen gedehnt sind. Die Darstellung ist nicht ganz maßstabsgerecht, einige H-Atome sind weggelassen und insbesondere ist die DNS kompliziert räumlich gefaltet. Ihre Breite beträgt etwa 2 nm. Die Ziffern an den C-Atomen der Desoxiribose sind im Text erläutert. Die beiden Teilstränge der DNS haben deshalb eine unterschiedliche Polarität, die bei der Replikation, der Transskription und bei Reparaturvorgängen eine sehr wichtige Rolle spielt (s. u.). Rechts: Schematische Darstellung des DNS-Doppelstranges (Doppelhelix) mit Zuckern (Desoxiribose: kleine Punkte), Phosphatgruppen (große Punkte) und den Basen als Quersprossen.

Die **Desoxiribonukleinsäure DNS** ist der Träger der genetischen Information. DNS-Moleküle bestehen aus einer strickleiterartigen Anordnung von Phosphorsäure- und Zuckermolekülen (Desoxiribose), die ausgehend von den Zuckermolekülen durch die so genannten Basen (Adenin, Thymin, Guanin und Cytosin) miteinander verbunden sind (Fig. 11.3). Adenin und Guanin sind chemisch verwandt mit der Harnsäure und werden als **Purinbasen** bezeichnet, Thymin und Cytosin sind Derivate des Pyrimidins und heißen daher **Pyrimidinbasen**. Je zwei der Basen sind zueinander komplementär und zwar Adenin und Thymin, die durch eine Zweifach-Wasserstoffbrücke miteinander verbunden sind, sowie Guanin und Cytosin mit einer Dreifach-Wasserstoffbrücke.

Der Durchmesser eines DNS-Stranges beträgt etwa 2 nm, seine entfaltete Länge ungefähr 20 mm. In jeder menschlichen Zelle mit Zellkern sind knapp 1 m DNS enthalten. Im entfalteten Zustand hat die DNS die Form einer Doppelspirale. Diese wird als **Doppelhelix** bezeichnet. Eine Windung der Doppelhelix hat eine Länge von 3-4 nm (Fig. 11.3 rechts). Die beiden Stränge der DNS haben eine entgegen gesetzte Polarität. Um dies zu verdeutlichen, werden Kohlenstoffatome im Desoxiribosering im Gegenuhrzeigersinn durchnummeriert. Das mit den Basen verbundene C-Atom hat die Nummer 1, das C-Atom der CH_2-Gruppe die Nummer 5. Die Phosphatmoleküle sind deshalb immer mit den C-Atomen 3 und 5 verbunden. Bei chemischen Wechselwirkungen von Enzymen mit der DNS wird durch diese Polarität die Richtung der chemischen Aktionen festgelegt, da die meisten Enzyme nur in einer bestimmten räumlichen Abfolge wirksam werden können.

Die Erbinformation steckt in der Basenabfolge beider Teilstränge, die komplementär zueinander sind. Durch Spaltung der DNS-Helix und Neusynthese des jeweils gegenüberliegenden Halbstranges kann die DNS verdoppelt werden. Diese Verdopplung der DNS wird als **Replikation** bezeichnet. Dabei werden vollständige Kopien der DNS erzeugt (Fig. 11.4). Im menschlichen Genom (der Erbsubstanz) befinden sich ungefähr $3 \cdot 10^9$ Basen. Je drei Basen, ein so genanntes Basentriplett oder Codon, bilden die genetische Basis-Informationseinheit. Ein solches Codon dient zur Kodierung einer einzelnen Aminosäure. Die vier Basen können daher $4 \cdot 4 \cdot 4 = 4^3 = 64$ Aminosäuren kodieren. Tatsächlich sind nur 22 Aminosäuren bekannt, die Kodierung ist also redundant, so dass wichtige oder häufig benötigte Aminosäuren mehrfach kodiert werden können (s. Tab. 11.1). Eine Strecke von mehreren Basentripletts bildet ein Gen und kodiert ein Protein. Proteine sind Kettenverbindungen einzelner Aminosäuren, die vielfältige Aufgaben im menschlichen Körper, u. a. im Rahmen der Immunabwehr übernehmen. Sie benötigen zu ihrer Kodierung je nach Größe mehrere hundert bis tausend Basenpaare. Der dreidimensionale Aufbau der DNS wurde 1953 von ***Watson*** und ***Crick***[5] mit Methoden der Röntgenkristallstrukturanalyse geklärt.

---

[5] **James Dewey Watson** (*6. 4. 1928) aus den USA, **Francis Harry Compton Crick** (8. 6. 1916 – 28. 7. 2004) und **Maurice Hugh Frederick Wilkins** (15. 12. 1916 – 5. 10. 2004) aus Großbritannien erhielten 1962 neun Jahre nach ihrer Jahrhundertentdeckung den Nobelpreis für Medizin "für ihre Entde-

Aminosäure	Kodierung (RNS-Tripletts)	mittlere Häufigkeit (%)
Alanin	GCA, GCC, GCG, GCU	10,6
Leucin	CUA, CUC, CUG, CUU, UUA, UUG	8,3
Glycin	GGA, GGC, GGG, GGU	7,9
Valin	GUA, GUC, GUG, GUU	7,6
Glutaminsäure	GAA, GAG	6,0
Threonin	ACA, ACC, ACG, ACU	5,8
Lysin	AAA, AAG	5,5
Serin	AGC, AGU, UCA, UCC, UCG, UCU	5,5
Isoleucin	AUA, AUC, AUU	5,1
Asparaginsäure	GAC, GAU	5,1
Asparagin	AAC, AAU	5,0
Arginin	AGA, AGG, CGA, CGC, CGG, CGU	5,0
Glutamin	CAA, CAG	4,8
Prolin	CCA, CCC, CCG, CCU	4,6
Phenylalanin	UUC, UUU	3,6
Tyrosin	UAC, UAU	2,6
Methionin	AUG	1,9
Histidin	CAC,CAU	1,9
Cystein	UGC, UGU	1,7
Tryptophan	UGG	1,5
Selenocystein	UGA	selten*
Pyrrolysin	UAG	selten**

Tab. 11.1: Die 22 in Proteinen vorkommenden Aminosäuren, ihre mRNS-Kodierung und die relativen Häufigkeiten ihres Vorkommens (A: Adenin, C: Cytosin, G: Guanin, U: Uracil (in der DNS Thymin T), nach Daten von [Laskowsky]). *: 1986 entdeckt [Chambers 1986], **: 2002 entdeckt in einem Enzym zur Nutzung von Methan in Bakterien [Hao 2002]. Nur die ersten 20 Aminosäuren werden im Menschen synthetisiert.

ckungen über die Molekularstruktur der Nukleinsäuren und ihre Bedeutung für die Informationsübertragung in lebender Substanz".

Mit Hilfe der im gesamten menschlichen Erbgut vorhandenen etwa 27000 Gene werden nach Informationen des Human Genom Project gleichviel Proteine kodiert, von denen pro Zelle aber nur ungefähr 1000 Proteine ausgedrückt sind. Proteine können bei gleicher chemischer Zusammensetzung, also Kodierung durch ein bestimmtes Gen, unterschiedliche räumliche Formen einnehmen, die Isoformen. Dadurch vermehrt sich die Zahl der Proteine im Erbgut über die Zahl der Gene hinaus. Schätzungen der Vielfalt der Isoformen liegen zwischen 1 und 100 pro Gen. Die Art und Zahl der exprimierten Gene und somit Proteine sind ein Maß für die Differenzierung der Zellen. Die Proteinsynthese findet an verschiedenen Orten im Zellplasma aber außerhalb des Zellkerns statt. Zur Produktion von Proteinen muss zunächst die benötigte Erbinformation von der DNS abgelesen und auf ein mobiles Transportmolekül übertragen werden.

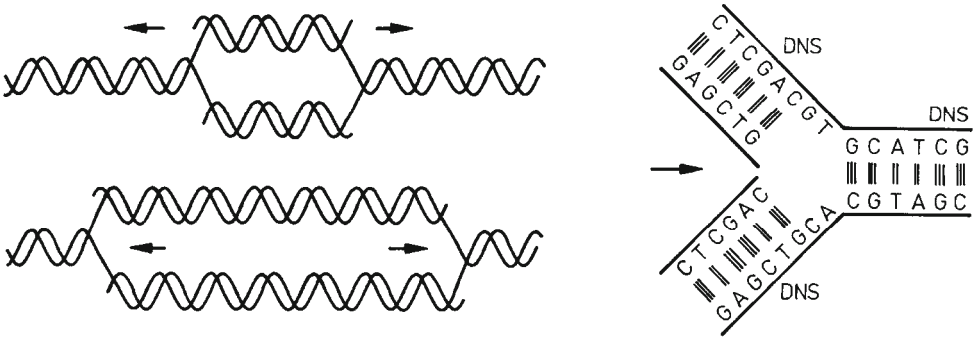


Fig. 11.4: Die Replikation der DNS dient zur Verdopplung der DNS als Vorbereitung für die Zellteilung. Die DNS wird in den Bereichen, in denen sich Basensequenzen befinden, aufgetrennt. Diese Aufspaltung geschieht gleichzeitig an verschiedenen Stellen. An den beiden Teilsträngen wird der jeweils komplementäre Teilstrang neu synthetisiert. Die DNS zeigt in dieser Phase eine blasenartige Struktur. Mit fortschreitender Replikation vergrößern sich die Blasen solange, bis sie mit den Nachbarblasen verschmelzen. Am Ende der Replikation existieren zwei identische DNS-Stränge, die bis zur Zellteilung miteinander verbunden bleiben und so die postreplikativen Reparaturen ermöglichen. Das die DNS-Spaltung und die Neusynthese bewirkende Enzym ist die α-Polymerase.

Dazu werden in der DNS die Wasserstoffbrücken gegenüberliegender Basen getrennt. Die Doppelhelix wird entrollt und der Länge nach gespalten. Diese Auftrennung geschieht allerdings nur lokal. An den geöffneten Basenstrecken wird die Basenreihenfolge abgelesen und eine Teilkopie einer Seite der DNS erzeugt. Dieser Vorgang wird als **Transskription** bezeichnet (Fig. 11.5).

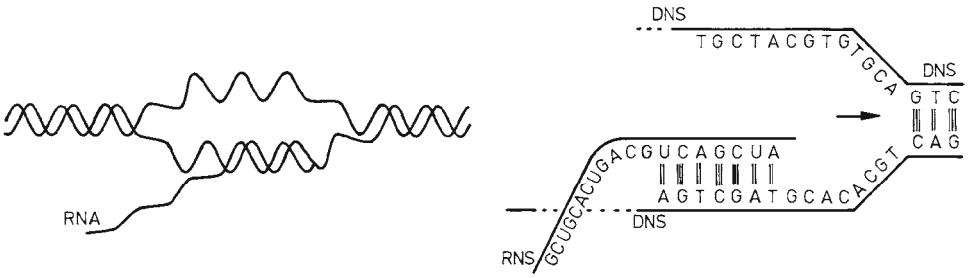


Fig. 11.5: Transskription der Basenreihenfolge auf RNS-Moleküle. Dabei wird die DNS-Helix gezielt lokal aufgespaltet. Die Teilstränge werden richtungsgebunden abgelesen und eine einseitige Kopie der Basenreihenfolge wird erzeugt. Transskription findet nur in Teilbereichen der DNS statt, da zur Proteinsynthese durch die RNS nur eine beschränkte Zahl an Basentripletts benötigt wird. Das für die Synthese zuständige Enzym ist die RNS-Polymerase.

Die erstellten Kopien bestehen aus einsträngigen, mit der DNS chemisch verwandten Fadenmolekülen, die als Ribonukleinsäuren (RNS) bezeichnet werden. Die ursprüngliche Erbinformation ist also auch in der einsträngigen RNS enthalten, in ihr ist aber die Base Thymin durch Uracil und die Desoxiribose durch eine einfache Ribose ersetzt. Die Abfolge der Basentripletts auf der DNS besteht aus kodierenden Abschnitten, den sogenannten Exons, und nicht kodierenden Bereichen, den Introns. Die Kopien der abgelesenen Exons werden auf der RNS hintereinander angeordnet. RNS-Moleküle weisen bei störungsfreier Transskription die komplementäre Basenfolge wie das entsprechende Teilstück der DNS auf. Es ist allerdings auch möglich, dass die Kopien der Exons in ihrer Abfolge auf der RNS vertauscht werden, so dass aus einer bestimmten Basenfolge der DNS unterschiedliche RNS-Kopien entstehen können. Die RNS kann den Zellkern durch die Poren der Kernmembran verlassen und dient zur Übertragung der Erbinformation z. B. auf das rauhe Endoplasmatische Retikulum, in dessen Ribosomen die Proteinsynthese entsprechend der vorgegebenen Basenreihenfolge stattfinden kann.

Die RNS-Moleküle werden je nach ihrer Funktion als messenger-RNS (mRNS: Boten-RNS), transfer-RNS (tRNS), ribosomale RNS (rRNS) oder als mitochondriale RNS (mt-RNS) bezeichnet. Sie haben wie die von ihnen kodierten Proteine im Zellplasma nur eine begrenzte Lebensdauer. Bei Bedarf müssen sie daher immer wieder neu von der DNS transskribiert und synthetisiert werden. Dies macht die besondere Tragweite und Bedeutung von Defekten an der DNS, dem zentralen Code der Zelle, und den molekularen Verstärkungseffekten von Schäden in der Zelle verständlich.

Chromosomen: Vor der Zellteilung liegt die Erbsubstanz in Form des Chromatingerüstes vor. Es besteht aus DNS-Strängen, die im Wechsel auf kompakte Proteinkörper (Cores aus 8 Histonen) gewickelt und an gestreckte Proteinfäden angeheftet sind. Dadurch bildet die DNS eine perlenkettenartige Struktur, die als **Nukleosom** bezeichnet wird (Fig. 11.6b). Auf den Cores befinden sich etwa zwei Wicklungen der DNS mit 150-200 Basenpaaren. Die linearen Strecken zwischen den Cores (die Linker) enthalten zwischen 0 und 60 Basenpaare. Der Nukleosomendurchmesser beträgt ca. 10 nm.

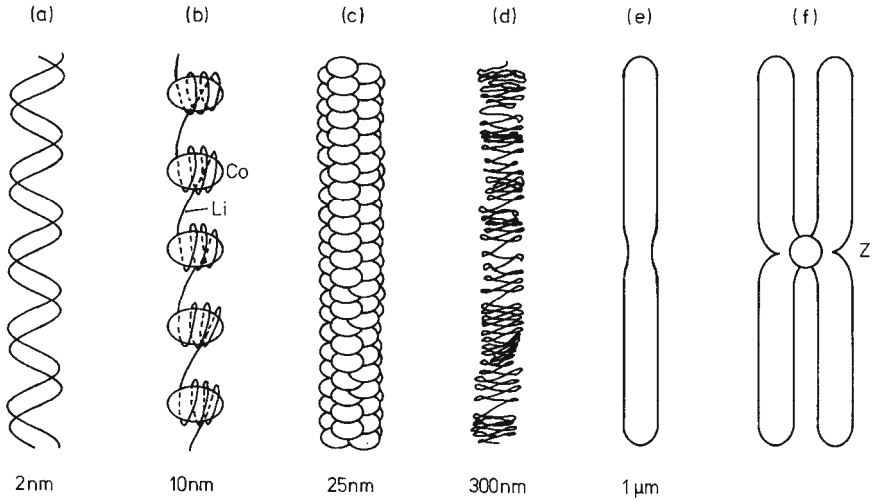


Fig. 11.6: Entstehung von Chromosomen durch mehrfache Faltung einfacher DNS-Stränge. (a): DNS-Doppelhelix in entfaltetem Zustand. (b): Nukleosom als sekundäre DNS-Struktur mit Cores (Co) und Linkern (Li). (c): Zur Chromatinfibrille aufgerolltes Nukleosom. (d,e): Chromatid aus erneut gefalteter Chromatinfibrille, (f): Chromosom aus zwei identischen Schwesterchromatiden mit Zentromer (Z) zur Anheftung des Spindelapparates während der Mitose.

Vor der Zellteilung werden diese Nukleosomen mehrfach räumlich gefaltet. Man bezeichnet dies als **Kondensierung** der DNS. Sie kann gut im Lichtmikroskop beobachtet werden. Im Laufe der Kondensierung sieht man die DNS erst als dünne fadenförmige Strukturen, die sich zunehmend verkürzen und verdicken, bis sie sich letztlich als Chromosomen darstellen. Zunächst rollen sich die Nukleosomen dabei wie eine Spiralfeder zu Chromatinfibrillen auf (Fig. 11.6c). Sie ähneln dann vom Aussehen her einem lang gestreckten Maiskolben mit einem Durchmesser zwischen 25 und 30 nm. Diese zylinderförmigen Fibrillen falten sich erneut und legen sich dabei mehrfach spiralig zu Schleifen zusammen. Der so entstandene Faden wird als **Chromatid** bezeichnet und hat einen Durchmesser von 200-300 nm (Fig. 11.6d, e).

Während der Mitose verbinden sich die bei der DNS-Replikation entstandenen entsprechenden Schwester-Chromatiden. Sie sind dann im Lichtmikroskop sichtbar und werden als **Chromosomen** bezeichnet. Die Haftstelle der beiden Chromatiden heißt Zentromer. An ihm heften sich während der Mitose die Spindelfasern (Microtubuli) an, die die Chromatiden während der Anaphase der Zellteilung voneinander trennen und in Richtung der dann peripher liegenden Zentriolen ziehen. Chromatiden haben Längen von wenigen µm und Durchmesser zwischen 300 und 800 nm. Chromosomen bestehen zu etwa 20% aus DNS und zu 80% aus Nukleoproteinen, die als Träger und Strukturmaterialien für die DNS dienen. Im menschlichen Erbgut sind normalerweise 2x23 Chromosomen enthalten, in Keimzellen findet sich dagegen nur jeweils ein einfacher Chromosomensatz, der bei der Verschmelzung wieder zu einem vollständigen Satz aus 46 Chromosomen ergänzt wird. Weiteres Erbgut befindet sich in der mitochondrialen DNS, die natürlich nur mütterlicherseits weitergegeben werden kann. Auch mitochondriale DNS wird über Replikation oder Transskription kopiert. Veränderungen der DNS durch Strahlenwirkungen oder andere Einflüsse auf das Erbgut führen zu Fehlkodierungen der RNS und so eventuell zu Modifikationen in der Proteinsynthese und im Zellstoffwechsel.

Mutationen: Bleibende Veränderungen der genetischen Information werden als Mutationen bezeichnet. Diese können entweder spontan bei der Replikation des Erbgutes entstehen oder können die Folge einer chemischen oder physikalischen Einwirkung auf das Erbgut sein oder nach einer fehlerhaften DNS-Reparatur auftreten. Betreffen Erbgutveränderungen die Körperzellen, so werden sie **somatische** Mutationen genannt. Betreffen Mutationen einzelne Gene, also Veränderungen einzelner Nukleotide innerhalb einer ein Protein kodierenden Nukleotidsequenz, so werden sie als **Punktmutationen** oder Genmutationen bezeichnet. Ihre Auswirkung ist eventuell eine veränderte Proteinsynthese. Diese kann sich nur dann auf die Zelle und den Organismus auswirken, wenn der entsprechende Abschnitt der DNS aktiviert ist. In der Folge können Punktmutationen zu einer malignen Transformation von Zellen führen, Störungen der Enzymaktivität bewirken oder Veränderungen des Stoffwechsels und der Eigenschaften der Glykokalix von Zellen auslösen. Somatische Mutationen werden nicht weiter vererbt. Betreffen Mutationen dagegen die Keimzellen von Lebewesen, so können sie an die Nachkommen weitergegeben werden. Diese **Keimbahnmutationen** werden als genetische Mutationen im engeren Sinne bzw. als heriditäre Mutationen bezeichnet. Die meisten Mutationen sind rezessiv, sie wirken sich also in der Regel nur im Genotyp nicht jedoch im Phänotyp des betroffenen Individuums aus. Rezessive Erbeigenschaften manifestieren sich im Phänotyp nur, wenn beide Allele die gleiche Mutation tragen, die Erbanlage also homozygot vorliegt.

Chromosomenaberrationen: Betreffen Chromosomenveränderungen größere Bereiche der DNS innerhalb eines Chromosoms (Fig. 11.11), so werden sie als s**trukturelle** Chromosomenaberrationen bezeichnet. Sie umfassen Verdopplungen (Duplikationen), Löschungen (Deletionen), Einbau zusätzlicher Gensequenzen (Inversionen)

und Übertragung bestimmter Gensequenzen auf andere Chromosomen (Translokationen). **Numerische** Chromosomenaberrationen betreffen dagegen die Veränderung der Zahl einzelner Chromosomen (z. B. die Trisomie 21: Verdreifachung des Chromosoms 21) oder die Vervielfachung des kompletten normalerweise diploiden Chromosomensatzes, die Ploidiemutationen. Bei beiden Aberrationen bleiben die Nukleotidsequenzen korrekt erhalten. Ploidiemutationen sind beim Menschen in der Regel letal.

Die Zellzyklusphasen: Proliferierende - also teilungsaktive - Zellen durchlaufen einen Generationszyklus mit verschiedenen charakteristischen Phasen, während derer die zur Zellteilung (Mitose) erforderlichen Vorbereitungen und Prozesse oder die Zellteilung selbst ablaufen ([Howard/Pelc 1953], Fig. 11.7). Der Zellzyklus einer aktiven Säugetierzelle dauert in vitro im Mittel zwischen etwa 10 h und 24 h. Im lebenden

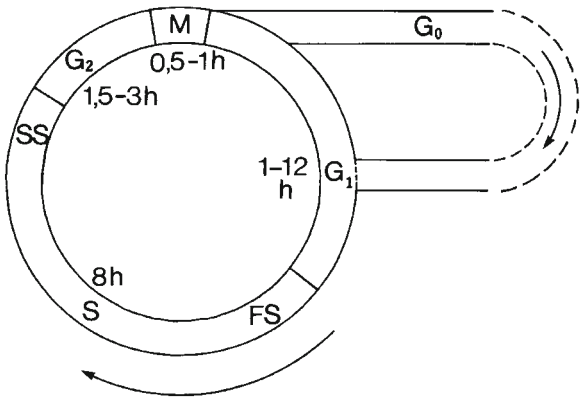


Fig. 11.7: Phasen des Zellzyklus mit typischen Phasendauern nach [Hug]. Die Phasen G1, G0, S und G2 werden zusammen als Interphase bezeichnet, die Phase M als Mitose. Die Mitose besteht aus der Pro-, Meta-, Ana- und Telophase. Sie unterscheiden sich durch den unterschiedlichen Kondensations- und Trennungsgrad der DNS. Die G0-Phase enthält Zellen, die teilungsunfähig oder zumindest teilungsinaktiv sind. Die S-Phase wird zur weiteren Differenzierung in frühe (FS) und späte (SS) S-Phase unterschieden.

Organismus zeigt er allerdings auch für gleichartige Zellen eine erhebliche individuelle Streubreite. Embryonale Gewebe und Gewebe von Neugeborenen zeigen mit den in-vitro-Kulturen vergleichbare Zykluszeiten zwischen 12 und 36 h. Zellgleiche Gewebe erwachsener Organismen haben dagegen in-vivo-Zykluszeiten bis zu 30 Tagen, was auf eine vom umliegenden Gewebe bewirkte Steuerung von Zellwachstum bzw. Wachstumsstillstand hinweist. Tumorzellen haben Zyklusdauern von nur wenigen Stunden (10-20 h), die vergleichbar mit denen embryonaler Gewebe sind.

In einem erwachsenen Organismus ist die Mehrzahl der Zellen inaktiv, sie unterliegen also keiner Zellteilung. Nur ein geringer Teil der Zellen, die **Wachstumsfraktion**, deren Größe von äußeren Bedingungen wie Gewebeart, Leistungsanforderungen, Zellverlust durch Verletzung oder Bestrahlung u. ä. abhängt, befindet sich im aktiven Zellzyklus. Dieser besteht aus der Zellteilungsphase (der Mitose) und der Zeit zwischen den Zellteilungen, der Interphase. Letztere wird nach den in ihr ablaufenden Aktivitäten in die G1-Phase, das präsynthetische Intervall, die S-Phase (DNS-Synthesephase) und die G2-Phase, das postsynthetische Intervall, eingeteilt. Die Bezeichnung "G" steht für das englische Wort "gap" (Pause, Lücke), um anzudeuten, dass in diesen Zeitabschnitten keine äußerlich sichtbare Aktivität in der Zelle festzustellen ist.

In der **G1-Phase** finden das Zellwachstum und die Bildung der für die DNS-Synthese erforderlichen Enzyme statt. Die bei der Zellteilung "verloren gegangenen" Zellorganellen und das reduzierte Volumen werden ergänzt. Die G1-Phase zeigt die größte zeitliche Variation und ist daher hauptverantwortlich für die Veränderungen der Gesamtzykluszeiten. Zellen, die sich in Teilungsruhe befinden, werden der **G0-Phase** zugeordnet, aus der sie bei gegebenem Anlass wieder in den Zellzyklus eintreten können. In der G0-Phase findet man nur geringfügige Enzym- und RNS-Aktivitäten und nur einen minimalen Stoffwechsel, der zur Erhaltung der Grundfunktionen der Zellen erforderlich ist. In vielen Geweben findet ein ständiger Übergang zwischen G1- und G0-Phase statt, die Einteilung in G1- oder G0-Phase ist also etwas willkürlich. Der G0-G1-Übergang führt z. B. zum Wiedereintritt ruhender Tumorzellen in den aktiven Zellzyklus nach einer Bestrahlung. Dies ist unter anderen einer der Gründe für die fraktionierte Bestrahlung von Tumoren. Auch Leistungsanforderungen an Gewebe nach einem Trauma oder partieller Entfernung von Gewebeteilen reaktiviert G0-Zellen, die dann nach kurzer Zeit wieder aktiv am Zellzyklus teilnehmen. Die Neuverteilung der Zellen im Zellzyklus wird als **Redistribution** bezeichnet.

In der **S-Phase** findet die DNS-Replikation, also die Verdopplung der chromosomalen Erbsubstanz statt. Zusätzlich werden die zur Strukturierung der Erbsubstanz als Nukleosomen, Chromatiden oder Chromosomen erforderlichen Proteine synthetisiert. Die S-Phase wird für strahlenbiologische Zwecke nochmals in die frühe und die späte S-Phase unterteilt, da diese unterschiedlich strahlensensibel sind (s. Fign. 11.7, 11.23). Ihr folgt die **G2-Phase**, in der die Mitose vorbereitet wird. In der G2-Phase liegt die Erbsubstanz bereits in verdoppelter, aber noch nicht kondensierter Form vor.

In der **Mitose** erfolgt die Kondensation und Trennung der in der S-Phase verdoppelten DNS auf Tochterchromosomen und die Teilung von Kern und Gesamtzelle. Die Mitose besteht aus der Pro-, Meta-, Ana- und Telophase, die sich durch den unterschiedlichen Kondensations- und Trennungsgrad der DNS unterscheiden. In der Prophase wird zunächst wie oben beschrieben das Chromatin komprimiert. Dazu wird das Chromatin in eine vorübergehend inaktive Form (passageres Heterochromatin) überführt, so dass in dieser Zeit weder RNS-Aktivitäten noch besonders wirksame Reparaturen an DNS-Schäden vorgenommen werden können. Danach wird die Kernmembran

aufgelöst. Das Zentriol teilt sich in zwei an den Zellrand wandernde Zentralkörper, von denen ausgehend mit der Bildung des Spindelapparates begonnen wird. In der Metaphase werden die jetzt maximal kondensierten Chromosomen in der Zellmitte angeordnet. In der Anaphase werden die Schwesterchromatiden getrennt und zum Zellrand gezogen. Die Zelle beginnt, sich einzufurchen. In der Telophase lösen sich die Chromosomen wieder auf, der Spindelapparat wird beseitigt und die eigentliche Zellteilung findet statt, also die Trennung der ursprünglichen Zelle in zwei selbständige Einheiten.

11.2 Die strahlenbiologische Wirkungskette in Zellen

Menschliche Zellen bestehen zu etwa 80% aus Wasser, der Rest besteht hauptsächlich aus organischen Verbindungen wie Proteinen, Enzymen, Lipiden und den Erbträgern DNS bzw. RNS. Die im Zellplasma schwimmenden Zellorganellen und die RNS-Moleküle sind am Zellstoffwechsel, der Proteinsynthese und sonstigen intrazellulären Vorgängen beteiligt. Sie sind mehrfach in jeder Zelle vorhanden, die DNS als zentrale Steuereinheit nur einfach. Veränderungen an der DNS durch Strahlenschäden nach Wechselwirkungen mit ionisierender Strahlung oder durch sonstige Einflüsse, die das Erbgut verändern können (chemische Wirkungen, virale Einflüsse, thermische oder sonstige physikalische Einwirkungen), sind deshalb und wegen der zentralen Steuerfunktionen der DNS für die Abläufe in der Zelle besonders schwerwiegend. Schäden an den Zellorganellen sind dagegen erst dann gravierend, wenn sie bei sehr hohen Strahlendosen an allen Organellen gleichzeitig stattfinden und so der gesamte Zellstoffwechsel zum Erliegen kommt.

Die strahlensensibelsten Bereiche der Zelle sind der Zellkern und die in ihm befindliche DNS, dann folgen die Membranen um den Zellkern, um die Zellorganellen und die äußere Zellhülle. Veränderungen der DNS sind für die Mutationen verantwortlich, irreversible Schäden an den Membranen bewirken den Untergang der Zellkerne und den daraus folgenden prompten Zelltod. Strahlungswechselwirkungen lösen vor allem Veränderungen des Zellstoffwechsels durch Eingriffe in die Proteinsynthese aus, beeinflussen so die Zellatmung und den Energiehaushalt der Zelle und bewirken Verzögerungen oder Störungen der Zellteilung (Replikationsstörungen).

Die Kette der Wechselwirkungen ionisierender Strahlungen mit Geweben beginnt mit der **physikalischen Phase**. In ihr kommt es zur primären Wechselwirkung der Strahlungsquanten mit Atomen oder Molekülen des bestrahlten Organismus durch die in den Abschnitten (4 bis 7) beschriebenen Wechselwirkungsprozesse. Diese sind in der Regel mit einer lokalen Absorption eines Teiles der Strahlungsenergie verbunden. Die zugehörige Zeitspanne erstreckt sich von 10^{-16} s bis etwa 10^{-13} s, was ungefähr der Transferzeit der Strahlungsquanten durch die entsprechenden Strukturen entspricht. Ergebnis der physikalischen Wechselwirkungen sind ionisierte oder angeregte Atome und Moleküle am Ort der physikalischen Wechselwirkung. Diese Moleküle können

biologische Moleküle wie beispielsweise die Nukleinsäuren (DNS und RNS), Aminosäuren, Proteine, Enzyme oder Teile einer Zellmembran oder vorzugsweise die Wassermoleküle im Zellplasma sein.

Zwischen etwa 10^{-13} s und 10^{-2} s kommt es zu einer Verteilung der absorbierten Energie in die nähere Umgebung des Wechselwirkungsortes durch thermodynamischen Energieausgleich. Dies geschieht entweder über eine intramolekulare Energiewanderung (Weitergabe der Absorptionsenergie innerhalb eines Biomoleküls, Energieleitung) oder durch einen intermolekularen Energietransfer (Ausgleich zwischen verschiedenen Molekülen, z. B. durch Stöße). Der intramolekulare Energietransport kann zu Veränderungen der Struktur oder zur Zerstörung der Biomoleküle durch Abspalten von funktionellen Gruppen oder auch zu Brüchen in den Kettenmolekülen führen. Der intermolekulare Energieaustausch ist vor allem bei primärer Wechselwirkung mit Molekülen des Zellwassers von Bedeutung. Er findet vorwiegend durch die Ausbildung und Diffusion von Wasserradikalen statt. Diese wechselwirken mit den Biomolekülen in ihrer Umgebung und erzeugen ihrerseits meistens über oxidative Prozesse Radikale dieser Biomoleküle. Diese Phase der Wechselwirkung wird als **physikalisch-chemische Phase** bezeichnet. Das Resultat der Vorgänge in der physikalisch-chemischen Phase sind letztlich strukturelle und funktionelle Veränderungen der in der Zelle vorhandenen Biomoleküle.

Die anschließende **biologische Phase** umspannt den Zeitbereich von wenigen hundertstel Sekunden bis zu mehreren Jahren oder Jahrzehnten. Zunächst werden die intramolekulare Energieleitung und die Diffusion von Bioradikalen fortgesetzt, bis der thermodynamische Ausgleich endgültig vollzogen ist. Durch die Veränderungen in den Biomolekülen kommt es zur Beeinflussung des Zellstoffwechsels, zu Modifikationen der Erbsubstanz der Zelle und zu Veränderungen der Proteinsynthese. Dadurch entstehen submikroskopische und gegebenenfalls sogar sichtbare Schäden an den Zellen und ihren Organellen. Sichtbare Zeichen sind Zerstörungen der Kern- oder Zellmembran bei hohen Dosen sowie Chromosomenbrüche und Ringchromosomenbildungen, die im Rahmen der biologischen Dosimetrie nachgewiesen werden können. Dazu zählt auch der nach einer oder mehreren Zellteilungen eintretende Zelltod, dessen Auftreten dosisabhängig ist (s. Kap. 11.4). Unsichtbare Veränderungen können Mutationen an der Erbsubstanz und Denaturierung von Proteinen sein, die auch zu malignen Entartungen von Zellen führen können. In die biologische Phase fallen auch die in der Zelle durchgeführten Strahlenschadensreparaturen (s. Kap. 11.3) und der eventuelle Tod des betroffenen Organismus durch eine Krebserkrankung oder durch die Folgen einer Strahlenkrankheit.

Direkte Strahlenwirkungen: Bei der Wechselwirkung ionisierender Strahlungen unterscheidet man die direkten und die indirekten Strahlenwirkungen, je nachdem ob die Strahlung die Biomoleküle wie z. B. die DNS unmittelbar oder mittelbar zerstört bzw. verändert (Fig. 11.8). Die unmittelbare einstufige Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit den organischen Molekülen in einer Zelle wird als direkte Strahlenwir-

kung bezeichnet. Bei den direkten Strahlenwirkungen werden durch Ionisationen und Anregungen der Makromoleküle direkt Radikale dieser Verbindungen gebildet oder ihre Struktur z. B. durch Aufbrechen von Wasserstoffbrückenbindungen verändert.

Die Wahrscheinlichkeit für eine direkte Strahlenwirkung an einem individuellen Molekül ist unabhängig von der Konzentration der betroffenen Substanz in der Zelle, da bei dieser Art von Strahlungseffekten zwischen den einzelnen Molekülen keine wechselseitige Beeinflussung stattfindet. Die direkte Strahlenwirkung ist außerdem unabhängig von der Anwesenheit anderer Stoffe im Zellplasma wie freiem Sauerstoff, Zellwasser, chemischen Radikalfängern (Strahlenschutzsubstanzen) oder Strahlensensitizern, also Stoffen, die die Strahlenwirkung durch ihre in der Regel oxidierende Wirkung erhöhen. Insbesondere wird die Anzahl der direkten Strahlentreffer nicht von der Temperatur beeinflusst, da direkte Strahlendefekte nicht auf die Diffusion von strahleninduzierten Radikalen oder den thermischen Energietransport angewiesen sind. Die wichtigste direkte Strahlenwirkung ist diejenige unmittelbar mit der DNS, bei deren Veränderung bleibende Schäden am Erbgut entstehen können. Wegen des geringen relativen Massen- bzw. Volumenanteils der DNS in der Zelle sind direkte DNS-Strahlenwirkungen im lebenden Organismus allerdings vergleichsweise selten.

Indirekte Strahlenwirkungen: Die zweite Möglichkeit der Wechselwirkung ionisierender Strahlung findet auf dem Umweg über chemische Sekundärprozesse mit dem Zellplasma und dem Zellwasser statt. Dabei werden zunächst durch physikalische Wechselwirkungen vor allem Wassermoleküle verändert, die dann ihrerseits durch chemische Wechselwirkung die DNS oder andere Biomoleküle beeinflussen. Diese

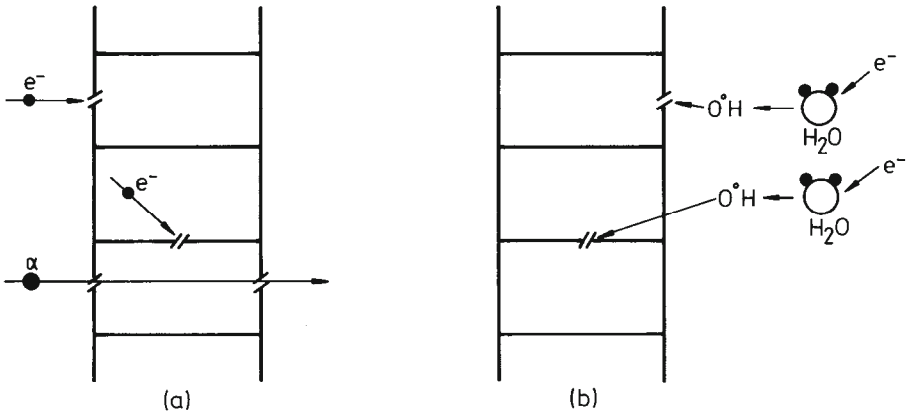


Fig. 11.8: Schematische Darstellung der direkten (a) und der indirekten (b) Strahlenwirkung an der DNS. Bei der direkten Wirkung trifft das ionisierende Teilchen unmittelbar auf ein Biomolekül und zerstört dort eine (im Beispiel Einzeltreffer durch Elektronen) oder mehrere Bindungen (Doppelstrangbruch durch Alphateilchen). Bei der indirekten Strahlenwirkung ist der primäre Wechselwirkungspartner des Strahlungsquants ein Wassermolekül, dessen chemische Bruchstücke (Radikale) erst in einer weiteren Wechselwirkungsstufe Biomoleküle zerstören.

Art der Wechselwirkung wird wegen des Mehrstufenprozesses als indirekte Strahlenwirkung bezeichnet. Sie ist die häufigste Wechselwirkungsart von Strahlung mit der DNS oder den anderen organischen Molekülen lebender Zellen.

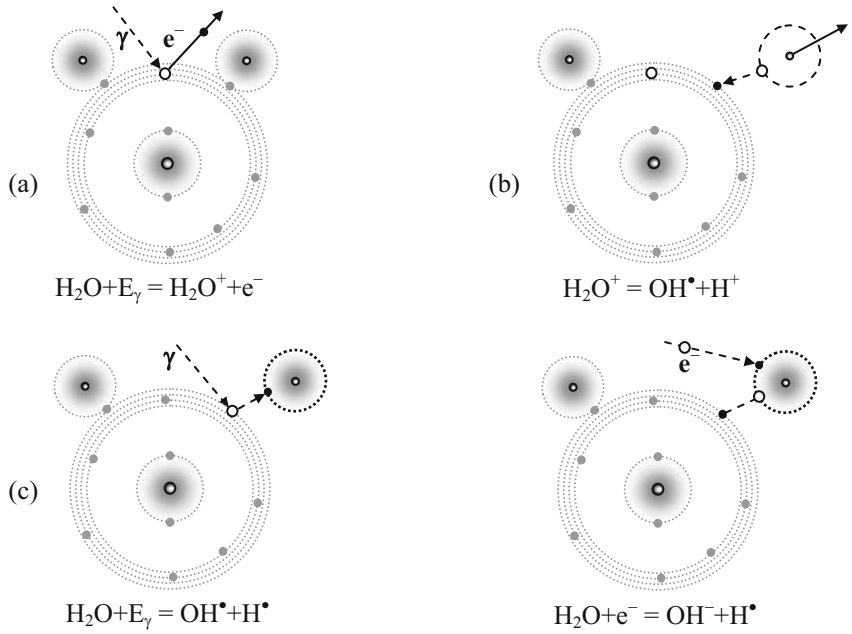


Fig. 11.9: Einige typische Vorgänge bei der Radiolyse des Zellwassers. (a): Ionisation eines H_2O-Moleküls durch Wechselwirkung mit einem Photon, und Zerfall in ein H_2O^+-Radikal und ein freies Elektron, (b): Zerfall des H_2O^+-Radikals in H^+ und $OH^\bullet$, (c): Zerfall eines H_2O-Moleküls in $OH^\bullet$ und $H^\bullet$ nach Absorption eines Photons, (d): Zerlegung von Wasser in OH^- und ein neutrales Wasserstoffatom $H^\bullet$ durch Einfang eines freien Elektrons.

Wassermoleküle sind wegen ihres hohen Massenanteils in der Zelle die Hauptwechselwirkungspartner bei einer Strahlenexposition. Die Anregung bzw. Ionisation führt in der Regel zu einer Dissoziation der Wassermoleküle und zur Bildung teilweise chemisch hoch aktiver, freier Radikale[6] und Molekülbruchstücke. Dieser Vorgang wird als **Radiolyse** des Zellwassers bezeichnet und findet in einem Zeitraum von etwa 10^{-12} s nach der Absorption der Strahlungsenergie statt (Fig. 11.9). Die wichtigsten dabei aus dem Wasser unmittelbar entstehenden Bruchstücke sind das freie Elektron, das freie Proton, das Wasserstoffatom und elektrisch geladene oder neutrale OH-Gruppen

[6] **Radikale** sind elektrisch neutrale Einzelatome oder chemische Verbindungen mit einem ungepaarten Elektron.

(e, p, H, OH). Freie Elektronen umgeben sich in wässriger Umgebung sofort mit einer Hülle aus Wassermolekülen. Sie werden also hydratisiert (e_{aq} = e + 5 bis 7·H_2O) und wirken in diesem Zustand ebenfalls wie chemische Radikale. Diese und die weiteren Radikale lagern sich entweder sofort an neutrale Moleküle oder an andere Radikale in der unmittelbaren Umgebung des Wechselwirkungsortes an. Dabei entstehen zusätzlich die weniger reaktiven Verbindungen H_2 und H_2O_2. Man erhält bei der Radiolyse des Zellwassers also folgende Radikale bzw. Verbindungen.

$$e_{aq}, H^+, H^\bullet, HO^\bullet, OH^-, H_2, H_2O_2 \tag{11.1}$$

Die Ausbeute an Molekülen oder Radikalen bei der Radiolyse des Zellwassers bei einem Energieübertrag von 100 eV wird als **G-Wert** bezeichnet. Dieser hängt vom LET der Strahlung ab. Für ^{60}Co-Gammastrahlung betragen die G-Werte in Wasser beispielsweise 3,2 $H^\bullet$, 2,7 $OH^\bullet$, 0,45 H_2 und 0,7 H_2O_2. Pro 100 eV übertragener Energie werden also im Mittel ungefähr 7 Radikale erzeugt. G-Werte spielen übrigens auch eine wichtige Rolle bei der Radiochemie des Kühlwassers in Kernreaktoren. Die durch Bestrahlung im Zellwasser entstandenen Radikale diffundieren nach ihrer Bildung in die nähere Umgebung. Dabei lagern sich entweder an andere Wassermoleküle an oder sie wechselwirken mit Biomolekülen und verändern diese dabei in ihrer chemischen Struktur. Organischen Verbindungen werden durch die Wasserradikale meistens Wasserstoffatome z. B. an den Wasserstoffbrücken der DNS, entzogen. Die Zeitspanne dafür beträgt typischerweise einige Mikrosekunden (10^{-6} s), die Diffusionsentfernung nur einige 10 nm, also ungefähr den halben Durchmesser einer Chromatinfibrille.

Beispiel 1: Zahl der Radikale bei einer Dosis von 10µGy in 1 Gramm Körpergewebe. 10 µGy = 10^{-5} Gy/(1,602·10^{-19} J/eV) = 0,624 · 10^{14} eV/kg. = 0,624 · 10^{11} eV/g. Die Ausbeuten sind pro 100eV angegeben, daher erhält man als Umrechnungsfaktor 0,624 · 10^9. Dies ergibt die Radikalausbeuten in Spalte 3 der Tabelle (11.2).

Radikalart	Radikalzahl/100eV	Radikalzahl in 1 g pro 10µGy
$H^\bullet$	3,2	2,0 · 10^9
$OH^\bullet$	2,7	1,7 · 10^9
e^-	2,7	2,0 · 10^9
H_2	0,45	0,28 · 10^9
H_2O_2	0,7	0,44 · 10^9

Tab. 11.2: Zahl der Wasserradikale pro Gramm Weichteilgewebe bei einer Bestrahlung mit 10 µGy (dies entspricht etwa einer natürlichen Tagesdosis, Berechnung s. Beispiel 1).

Die der Primärwechselwirkung folgenden physikalisch-chemischen und chemischen Veränderungen der Biomoleküle finden bei der indirekten Strahlenwirkung also erst nach der Radiolyse des Zellwassers statt und sind daher an die Anwesenheit von Was-

ser gebunden. Die indirekte Strahlenwirkung ist wegen des hohen Wasseranteils in lebenden Zellen für die Effekte ionisierender Strahlungen dominierend. Befindet sich neben dem Zellwasser auch freier Sauerstoff im Zellplasma, so wird die Ausbeute der Radikale zusätzlich erhöht. Dies ist der Grund für das experimentell beobachtete Anwachsen der Strahlenwirkung bei Anwesenheit von Sauerstoff (Sauerstoffeffekt, s. Abschn. 11.5.1). Systeme, die kein Wasser enthalten, wie Viren, die im Wesentlichen aus hoch kondensierter DNS oder RNS bestehen, sowie gefrorene Zellen sind wesentlich unempfindlicher gegen Strahlenexpositionen, da sie ausschließlich über die direkte Strahlenwirkung geschädigt werden können.

Zusammenfassung

- **Strahlenwirkungen werden in direkte und indirekte Wirkungen eingeteilt.**
- **Bei direkten Strahlenschäden wechselwirkt das Strahlungsfeld unmittelbar mit Biomolekülen.**
- **Indirekte Strahlenschäden entstehen auf dem Umweg über Wasserradikale.**
- **Beide Wechselwirkungsarten können zu den folgenden Reaktionen in Zellen führen:**
  - **Erzeugung von Punktmutationen (Erbgutveränderungen),**
  - **maligne Entartung,**
  - **Chromosomenaberrationen (sichtbare Chromosomenveränderungen),**
  - **Zellteilungshemmungen (Mitosehemmungen),**
  - **Erhöhung der Zellteilungsrate**
  - **Stoffwechselveränderungen in der Zelle,**
  - **Zerstörung oder Veränderung von Membranen oder Zellorganellen,**
  - **Zelltod.**

11.3 DNS-Schäden und ihre Reparatur

Typen von DNS-Schäden: Die Strahlenexposition einer Zelle kann zu einer Vielzahl von Defekten der DNS und ihrer Abkömmlinge, den verschiedenen Formen der RNS, führen. Schäden an den Zucker- und Phosphorverbindungen können Brüche der Längsverbindung auslösen. Je nachdem, ob eine oder beide Seiten der "DNS-Leiter" aufgetrennt werden, spricht man von **Einzelstrangbruch** oder **Doppelstrangbruch**. Oft treten zusammen mit diesen Strangbrüchen auch Basenverluste oder Basenveränderungen auf. Beide Arten von Strangbrüchen können repariert werden, wobei die Wahrscheinlichkeit für die Reparatur eines Doppelstrangbruches erheblich kleiner als bei Einzelstrangbrüchen ist. Nicht reparierte Doppelstrangbrüche führen zu makroskopischen Veränderungen der DNS, die sich z. B. in der Mitose in Form von Ringchromosomenbildungen oder als nichtzentrische Chromosomen unter dem Lichtmikroskop darstellen können (Fig. 11.11). Strangbrüche sind bisher nur für ionisierende Strahlungen, nicht aber nach UV-Exposition nachgewiesen worden, da die UV-Absorption spezifisch in den Pyrimidinbasen stattfindet und dort ausschließlich Basendefekte auslöst.

Treten Änderungen an Basen oder ihren Verbindungen auf, so wird dies als **Basenschaden** bezeichnet. In der Folge eines Basenschadens kann es zum Bruch der Was-

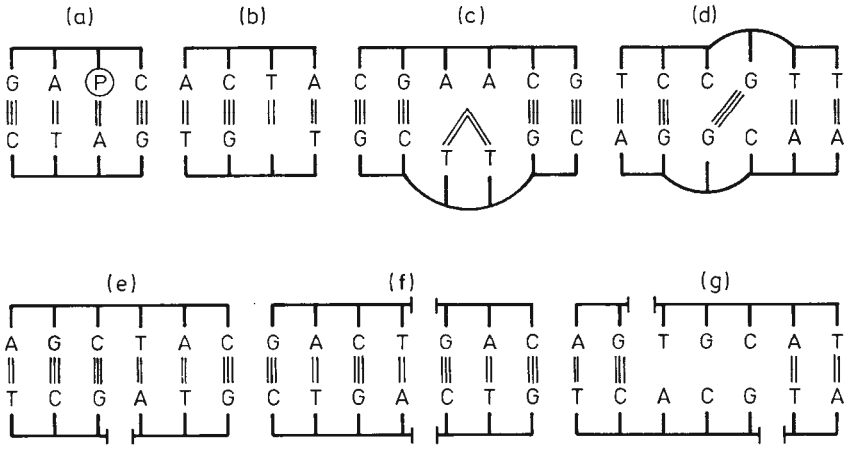


Fig. 11.10: Schadenstypen an DNS-Molekülen. (a): Falsch eingebaute Base (Paarungsfehler P) durch Störung bei der Replikation, (b) vollständiger Verlust einer Base (Basenlücke gegenüber T), (c): Dimerbildung (Doppel-T, auch Doppel-C) aus der gleichseitigen Verbindung zweier benachbarter Basen, (d): Kreuzverkopplung zweier Basen (cross link, GG), (e): Einzelstrangbruch auf einem Teilstrang der DNS, (f): gerader Doppelstrangbruch durch gleichzeitigen Bruch direkt gegenüberliegender DNS-Stränge, (g): schräger Doppelstrangbruch an versetzten Stellen der beiden DNS-Stränge. (a-d) werden als Basendefekte bezeichnet.

serstoff-Brückenbindungen zur gegenüberliegenden komplementären Base, zur Veränderung der chemischen Struktur der Base, zum vollständigen Basenverlust, zum Einbau einer falschen Base oder zur Fehlvernetzung einzelner in der DNS schräg gegenüberliegender Basen kommen (cross link). Eine Sonderform der Basendefekte ist die Bildung von **Basendimeren**, die vor allem nach UV-Exposition von Zellen in der Haut auftreten. Dabei verbinden sich zwei auf der gleichen Seite der DNS liegende Pyrimidinbasen unter Bruch der Wasserstoffbrücken zu Doppelmolekülen. Basendimere werden ausschließlich von den Pyrimidinbasen Thymin und Cytosin gebildet (TT, CC, TC-Dimere, Fig. 11.10c). Die Strahlenempfindlichkeit nimmt ab von T über C, A nach G. Da in der Reihenfolge der Basen die genetische Information kodiert ist, führen Basendefekte bei ausbleibender Reparatur und bei Aktivierung des jeweiligen Gens natürlich zu Störungen oder falscher Weitergabe der Erbinformationen bei der Replikation oder der Transskription.

Strukturelle Chromosomenaberrationen: Nicht reparierte Doppelstrangbrüche führen zu makroskopischen Veränderungen der DNS, die sich in der Mitose als Chromosomenaberrationen unter dem Lichtmikroskop darstellen können (Fig. 11.11). Chro-

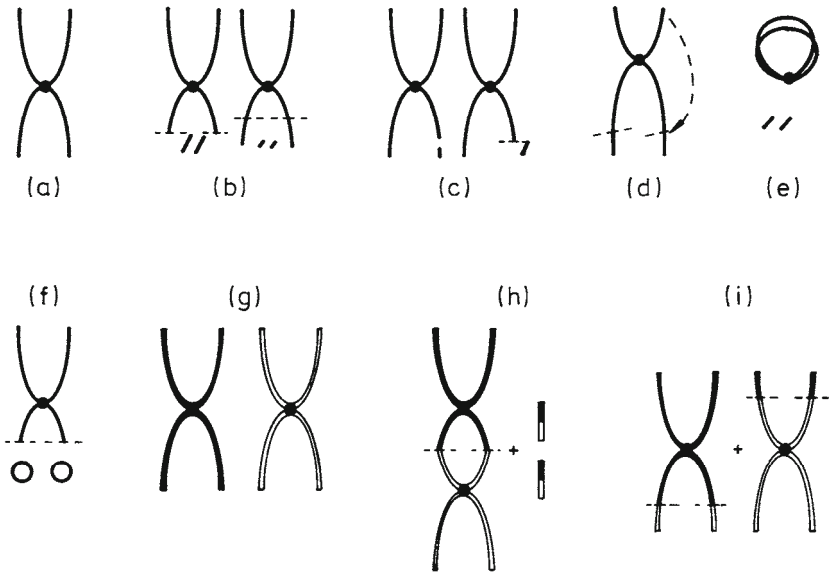


Fig. 11.11: In der Mitose sichtbare Chromosomenaberrationen nach nicht reparierten Doppelstrangbrüchen der DNS. (a): normales Chromosom, (b): endständige (terminale) Deletion links, interstitielle Deletion rechts, (c): Chromatidenaberrationen (links Lücke, rechts endständiger Defekt), (d): perizentrische Inversionen durch Versatz zweier endständiger Fragmente, (e): zentrischer Ring mit Fragmenten, (f): nichtzentrische Ringe aus Fragmenten, (g): normales Chromosomenpaar, (h): asymmetrischer interchromosomaler Austausch mit dizentrischem Chromosom und gemischten Fragmenten, (i): Reziproke Translokation durch Austausch endständiger Chromatidstücke. (b-f) sind intrachromosomale, (h+i) interchromosomale Aberrationen.

mosomenaberrationen entstehen in zwei Stufen, der Bildung eines nicht reparierten Doppelstrangbruches oder einer sonstigen chemischen Instabilität im Chromosom, die zum Chromosomenzerfall führen kann, und der anschließenden Neuverbindung (Fusion) der Strangfragmente. Man unterscheidet die **intrachromosomalen** Aberrationen innerhalb eines einzelnen Chromosoms und die **interchromosomalen** Veränderungen durch Austausch von Stücken verschiedener Chromosomen. Für Strahlungswirkungen sehr typische Chromosomenaberrationen sind die dizentrischen Chromosomen und die Ringchromosomenbildungen, die heute mit Hilfe radioaktiver Markierungsverfahren gut erforscht sind und deshalb in der biologischen Dosimetrie verwendet werden (s. [Krieger Bd2], Kap. 8.4).

Bei Bewertungen der Schadensrisiken muss die Zahl der strahleninduzierten Schäden der DNS mit der spontanen Fehlerrate der DNS-Replikation verglichen werden. In menschlichen Zellen beträgt diese etwa 10^{-8} bis 10^{-9} pro Replikation. Die Zahl der Nukleotiden (ein Basenpaar mit Zucker- und Phosphormolekül) der menschlichen DNS liegt bei etwa $3 \cdot 10^{9}$. Die obige Fehlerfrequenz, die ungefähr dem Kehrwert der Nukleotidfrequenz entspricht, bedeutet, dass pro Replikation 1 bis 10 fehlerhafte Basen auftreten, die spontan ohne jeden externen toxischen Einfluss entstanden sind. Sie sind verantwortlich für die hohe spontane Mutationsrate. Interessanterweise ist das Verhältnis von Basenpaaren und Fehlerrate bei allen Eukaryontenzellen trotz der erheblichen Unterschiede in der absoluten Zahl der Gene nahezu konstant. Bei deutlichen Abweichungen von dieser Regel wird eine Population durch zu hohe genetische Fehlerraten instabil oder durch zu geringe Mutationsraten unfähig zur Anpassung an geänderte Umgebungsbedingungen (Evolution). Dem gegenüber treten bei einer Bestrahlung menschlichen Gewebes mit nur 10 mGy locker ionisierender Strahlung 20 DNS-Defekte/Zellkern auf, die zu Chromosomenaberrationen führen. Von diesen 20 Chromosomenaberrationen bleiben etwa 10^{-3}-10^{-2}/Zelle unrepariert. Das Verhältnis nicht reparierter radiogener zu den verbleibenden spontanen genetischen Defekten, also die relative radiogene Fehlerrate, beträgt ca. 10^{-4} bis 10^{-3} [UNSCEAR 1986].

Reparatur von Schäden an der DNS: Im Laufe der Evolution haben sich wegen der ständig anwesenden natürlichen Strahlenexposition und der spontanen Mutationen sehr effektive Reparaturmechanismen ausgebildet, die molekulare Veränderungen der DNS erkennen und imstande sind, diese enzymatisch gesteuert in den meisten Fällen wieder rückgängig zu machen. Im Zellplasma finden sich außerdem Substanzen, die chemische Radikale neutralisieren können, bevor sie einen Schaden an der DNS oder den Zellorganellen anrichten, die Radikalfänger. Die Reparatur- und Schutzmechanismen hängen in ihrer Wirksamkeit unter anderem auch von der Zellzyklusphase, dem Energiegehalt und Sauerstoffgehalt der Zelle, der Konzentration von Reparaturenzymen und Schutzsubstanzen im Zellplasma und der Temperatur sowie der Intaktheit des genetischen Materials in der betroffenen Zelle ab (s. Abschn. 11.5). Sie sind dafür verantwortlich, dass in gesunden Zellen strahlungsbedingte und durch chemische Einflüsse bedingte Struktur- und Informationsänderungen der DNS weitgehend beseitigt

werden, so dass sich Zellen nach einer Bestrahlung mit nicht zu hoher Dosis wieder erholen können.

Einige enzymatisch gesteuerte Reparaturen von Strahlenschäden setzen unmittelbar nach der Entstehung eines Strahlenschadens ein und können innerhalb weniger Minuten oder Stunden beendet sein. Finden sie nach der Mitose aber vor der nächsten DNS-Verdopplung statt, so werden sie als **präreplikative** Reparaturen bezeichnet. Entstehen DNS-Schäden kurz vor oder während der Replikation und können sie nicht mehr rechtzeitig vor Ende der DNS-Replikation repariert werden, treten die **postreplikativen** Reparaturprozesse in Kraft. Diese verhindern weitgehend die Übergabe defekten Erbmaterials an die Tochterzellen in der nächsten Mitose. Manche Reparaturen benötigen Lichtenergie und werden deshalb **Photoreparaturen** genannt. Alle anderen Reparaturen verwenden die in der Zelle in Bindungen vorhandene chemische Energie und werden wegen des Nichtbedarfs an sichtbarem Licht als **Dunkelreparaturen** bezeichnet. Einen Überblick über die bisher am Menschen bekannten und verstandenen Reparaturmechanismen gibt Tab. (11.3). Ausführliche Darstellungen der DNS-Reparaturen mit vielen biochemischen Details und Darstellungen der Nachweismethoden finden sich u. a. bei ([Laskowski 1981], [Tubiana], [Bielka/Börner], [Hug], [Hall 2000]).

DNS-Defekt	Reparaturmechanismus	Zeitpunkt und Zeitbedarf
UV-Dimere an Pyrimidinbasen	Photo-Reparatur	sofort nach Lichteinfall, präreplikativ
Einzelbasen ohne Strangschäden	Basenexzisions-Reparatur	präreplikativ, in Minuten
Basendefekte, Einzelstrangbrüche	Kurzstrangexzisions-Replikations-Reparatur	präreplikativ, in Minuten, sehr wirksam
größere Basen- und Strangdefekte	Langstrangexzisions-Reparatur	präreplikativ, Stunden, fehlerbehaftet
Basen- und Strangdefekte	Rekombinations-Reparatur	postreplikativ, sehr wirksam
Doppelstrangbrüche	Rekombinations-Reparatur	postreplikativ, schwierig
Basenfehlpaarung	Mismatch-Reparatur	postreplikativ, sicher
Basen- und Strangdefekte	SOS-Reparatur	postreplikativ, fehlerbehaftet, langsam

Tab. 11.3: Überblick über mögliche DNS-Schäden und ihre Reparaturmechanismen.

Photoreparatur: Durch UV-Strahlung erzeugte Basendimere werden durch ein spezielles Enzym, die Photolyase, erkannt und lokalisiert. Dieses Enzym verbindet sich

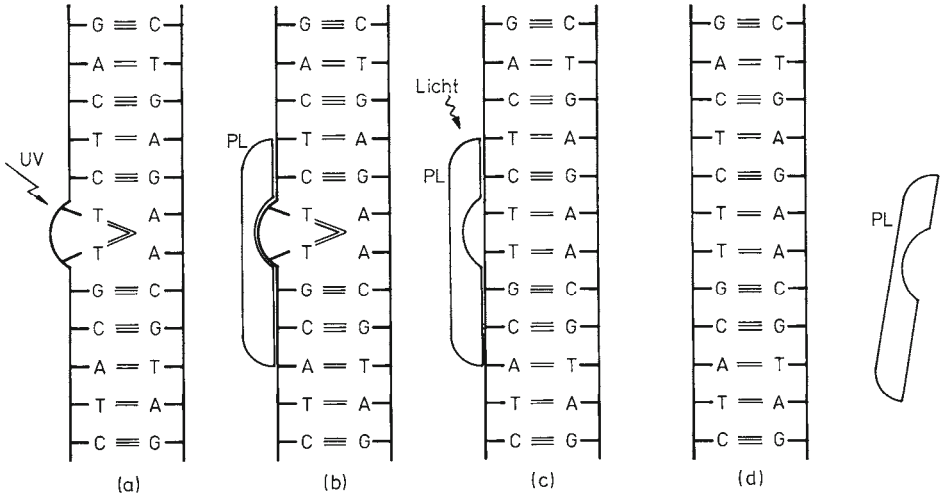


Fig. 11.12: Vorgänge bei der Photoreparatur von Pyrimidinbasendimeren nach UV-Exposition. (a): Das Enzym Photolyase (PL) erkennt das Dimer und bildet mit ihm einen Komplex. (b): Erst nach Absorption eines sichtbaren Lichtquants kommt es zur Monomerisierung des Dimers (c) und zur Wiederherstellung der Zweifachwasserstoffbrücke zu den gegenüberliegenden Basen. Die Stränge werden durch die Reparatur nicht beeinflusst (nach [Laskowski 1981]).

mit etwa 10 Nukleotiden des DNS-Stranges so, dass in der Mitte dieses Basensegmentes das Dimer zu liegen kommt. Sobald die Photolyase nach der Positionierung ein Lichtquant aus dem sichtbaren Bereich absorbiert, wird die Dimerbindung aufgehoben und das Enzym löst sich von der DNS (Fig. 11.12). Da dieser Reparaturprozess erst nach Absorption sichtbaren Lichtes beendet werden kann, wird er als Photoreparatur bezeichnet. Diese findet ausschließlich präreplikativ statt. Störungen der Photoreparatur von strahleninduzierten Basendimeren nach UV-Expositionen der Haut führen zu einer erhöhten Hautkrebsrate für Spinaliome, Basaliome oder Karzinome, seltener auch für maligne Melanome. Eine dieser Erkrankungen ist die Xeroderma pigmentosum, die auf einen rezessiv vererbten Gendefekt zurückgeht. Bei dieser Erkrankung werden durch UV-Strahlung gebildete Dimere zwar schnell erkannt und lokalisiert, die Lichtaktivierung des Enzyms ist jedoch gestört. Meistens ist diese Erkrankung mit weiteren schweren Beeinträchtigungen des betroffenen Individuums wie einer allgemein erhöhten Krebsanfälligkeit, zerebralen Störungen, Minderwuchs u. ä. verbunden ("Mondkinder"). Übrigens ist dieser lichtabhängige Reparaturmechanismus der UV-Dimere der Grund dafür, dass UV-Expositionen des Menschen nie mit "Schwarzlicht", also mit reiner UV-Strahlung ohne sichtbaren Lichtanteil, durchgeführt werden sollten.

Dunkelreparaturen: Alle anderen präreplikativen Reparaturmechanismen werden als **Exzisions-Resynthetisierungs-Reparaturen** bezeichnet. Sie zählen wie auch die anderen im Folgenden aufgeführten Mechanismen zu den Dunkelreparaturen. Bei ihnen werden entweder einzelne Basen oder ein oder mehrere Nukleotide ausgeschnitten und durch mit Hilfe des komplementären DNS-Stranges neu synthetisierte Verbindungen ersetzt. Bei der **Einzelbasenexzision** muss die als defekt erkannte Base zunächst von den Phosphor- und Desoxiribose-Molekülen, also vom DNS-Strang getrennt werden. Dies wird mit den verschiedenen, auf einzelne Basen spezialisierten Formen des Enzyms DNS-Glykosylase bewirkt. Anschließend wird die entfernte Base durch Kopieren der komplementären DNS-Seite neu gebildet und mit einem weiteren Enzym, der Insertase, wieder in die Lücke eingepasst (Fig. 11.13a).

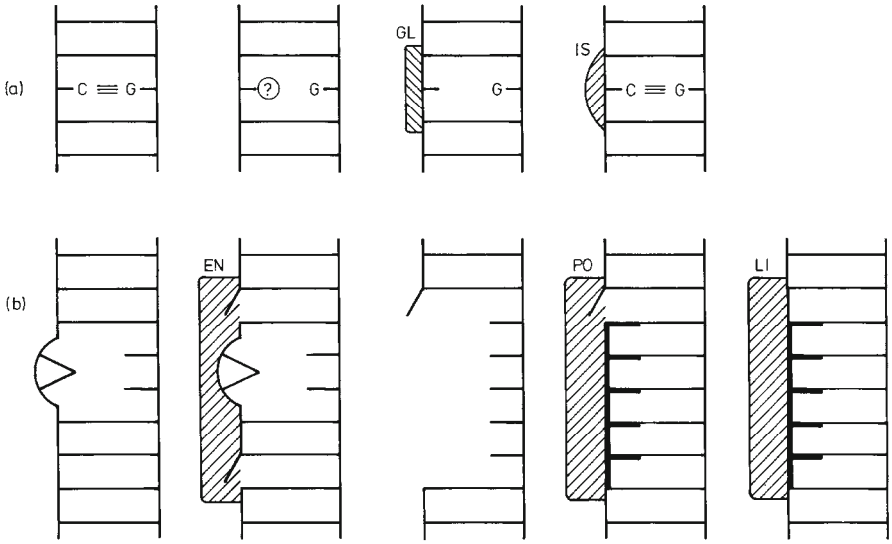


Fig. 11.13: Exzisions-Resynthetisierungs-Reparaturen an der DNS nach Basendefekten. (a): Einzelbasenexzision nach Strukturveränderung einer Base (?), anschließende Neusynthese durch das Enzym Glykosylase (GL) und Einfügen der richtigen Base durch das Enzym Insertase (IS). Die Strangmoleküle sind an der Basenexzision nicht beteiligt und deshalb nicht eingezeichnet. (b): Fehlerfreie Kurzstrangexzision nach einem einseitigen Basendefekt (hier ebenfalls ein Basendimer, EN: Endonuklease, PO: Polymerase, LI: Ligase).

Werden Teile des DNS-Stranges (Phosphate und Desoxiribose-Moleküle) zusammen mit den veränderten Basen ausgeschnitten, bezeichnet man die Reparaturen als Nukleotid-Exzisionen. Bei der **Kurzstrangexzision** werden nur wenige Nukleotide (etwa 30-100) aus der DNS entfernt. Zuständig ist hier das Enzym Endonuklease, das richtungsgebunden die DNS-Helix entrollt und aufschneidet. Es existiert in verschiedenen,

dem Schadenstyp angepassten Formen. Ein weiteres Enzym, die DNS-Polymerase, baut die defekten Nukleotide ab und synthetisiert mit Hilfe der komplementären, gegenüberliegenden Seite der DNS die korrekten Basen und zugehörigen Nukleotide neu. Am Ende dieser Neubildung wird das noch offene neue Strangende von einem weiteren Enzym, der DNS-Ligase wieder verbunden (Fig. 11.13b).

Kurzstrangexzisionsreparaturen sind sehr schnell und effektiv. Sie benötigen nur wenige Minuten und verlaufen bei ausreichender Zeitspanne bis zur nächsten DNS-Replikation weitgehend fehlerfrei. Die Kurzstrangexzisions-Reparatur ist der wichtigste Reparaturmechanismus in menschlichen Zellen. Die dafür benötigten Enzyme finden sich bei gesundem Genom ständig im Zell- und Kernplasma vorrätig. Sie sorgen auch ohne akuten Anlass durch laufende Kontrollen der DNS für einen intakten Zustand der Erbsubstanz. In einigen niederen Organismen wie Bakterien hat man auch Hinweise für eine **Langstrangexzisions-Reparatur** gefunden. Bei ihr werden bis zu 1500 Nukleotide ersetzt. Dieser Reparaturmechanismus benötigt mehrere Stunden, ist aber stark fehlerbehaftet und erzeugt eine Reihe von Mutationen. Beim Menschen wurde die Langstrangexzisions-Reparatur bisher noch nicht nachgewiesen.

Kommt es bei der Wechselwirkung mit ionisierender Strahlung zu **Strangbrüchen** der DNS, dann wurden entweder deren Zucker-Phosphor-Verbindungen getrennt oder es wurde die Ringstruktur der Desoxiribosemoleküle zerstört. **Einzelstrangbrüche** (einseitige Strangschäden) werden durch spezialisierte Enzyme erkannt, die die offenen Strangenden erkennen und von dort aus mit der Reparatur starten. Da die gegenüberliegende Seite der DNS intakt geblieben ist, werden Einzelstrangbrüche nach der Lokalisation in ähnlicher Weise wie bei den Basendefekten durch Kurzstrangexzisions-Reparatur beseitigt. Gerade Doppelstrangbrüche führen dagegen in der Regel zu einer sofortigen räumlichen Trennung der beiden DNS-Fragmente, so dass Exzisions-Resynthetisierungs-Mechanismen nicht wirksam werden können. Man hat deshalb lange Zeit Doppelstrangbrüche für irreparabel gehalten. Tatsächlich können auch sie teilweise durch die im Folgenden dargestellten postreplikativen Rekombinations-Reparaturen korrigiert werden. Besser reparabel sind schräge Doppelstrangbrüche, da die beiden Stränge der DNS durch die Basen oft räumlich fixiert bleiben.

Werden Schäden an der DNS nicht rechtzeitig vor der nächsten Replikation beseitigt, weil entweder das Schadensereignis unmittelbar vor der DNS-Verdopplung stattgefunden hat, oder weil zeitlich zurückliegende Schäden nicht repariert wurden, so bleiben als Reparaturmöglichkeit nur die **postreplikativen Reparaturen** (Fig. 11.14). Die wichtigste von ihnen ist die **Rekombinations-Reparatur**. Rekombinationen, also Neumischungen des Erbgutes, sind ein seit langem bekannter Prozess bei der Reifeteilung der Geschlechtszellen (Meiose) und bei der Befruchtung, der Vereinigung von Eizelle und Spermium. In beiden Fällen werden die homologen Chromosomen parallel zueinander gelegt und durch geeignete Enzyme aufgespaltet. Dabei können Stücke der DNS von einem Chromosom zum anderen wechseln. Nach erfolgtem partiellem Genaustausch werden die während der Rekombination geöffneten und entfalteten DNS-

Stränge wieder verbunden. Dieser Mechanismus, die **interchromosomale Rekombination**, ist verantwortlich für die durch Mischung von Teilen des Erbgutes neu entstehende Vielfalt an Erbeigenschaften aus dem vorgegebenen mütterlichen und väterlichen Erbgut.

Die Rekombinations-Reparatur von nicht reparierten Basendefekten geht wahrscheinlich wie folgt vor sich (Fig. 11.14a). Sind vor der Replikation nicht reparierte DNS-Schäden mit räumlich separierten, also nicht direkt gegenüberliegenden fehlerhaften Basen auf den jeweiligen Halbsträngen zurückgeblieben, so kommt es zunächst zu einer Replikation über die Schadensstellen hinweg. Im einfachsten Fall bleibt dadurch im neu synthetisierten Strang eine einfache Basenlücke, es können aber auch Lücken

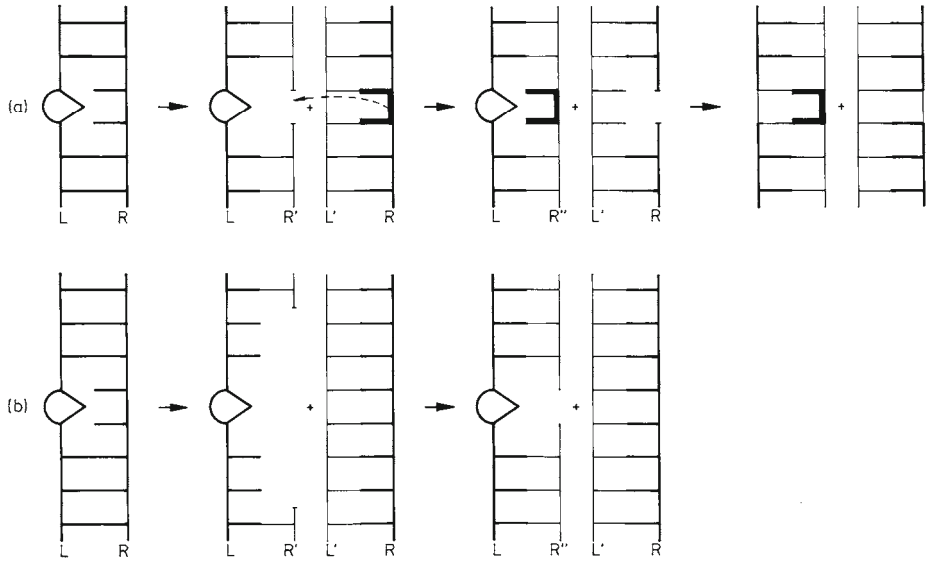


Fig. 11.14: Postreplikative Reparaturmechanismen. (a): Fehlerfreie Rekombinations-Reparatur durch Austausch von homologen Strangstücken zwischen Tochter- und Elternstrang und anschließendem Abgleich der Basensequenzen (R', L': neu synthetisierte Teilstränge, R": reparierter R'). (b): Fehlerbehaftete SOS-Reparatur mit Kurzstrangexzision und anschließender Neusynthese der fehlenden Stücke durch eine "Notkopie" der fehlerhaften Elternstränge (R', L': neu synthetisierte Teilstränge mit großen Lücken, R": fast reparierte R' mit nur noch kleiner Lücke).

mit bis zu 1000 Basenpaaren entstehen. Tochter- wie Eltern-Stränge haben nach der Replikation an der gleichen Stelle identische Defekte. Kurz danach wird die Replikation gestoppt. Mit dem intakten homologen Teilstrang der DNS, der sich inzwischen auch repliziert hat, kommt es zur partiellen Rekombination, bei der intakte Halbstrang-

stücke gegen die defekten DNS-Stränge ausgetauscht werden. Danach sind sowohl der neusynthetisierte Tochterstrang als auch der als Matrix dienende Mutterstrang mit je einem korrekten und einem defekten Teilstrang ausgestattet. Diese einseitigen Defekte können jetzt wie üblich durch Exzisions-Reparaturen beseitigt werden. Ein ähnlicher Reparaturmechanismus greift wahrscheinlich auch bei Doppelstrangbrüchen, bei denen es also ebenfalls zu einem Abgleich homologer Chromosomenstücke durch Rekombination kommen kann.

Eine weitere Art der postreplikativen Reparatur ist die **SOS-Reparatur** (Fig. 11.14b). Bei ihr wird zunächst über die schadhafte Stelle der DNS hinweg synthetisiert. Die dabei in den neu entstehenden Tochterhalbsträngen auftretenden Lücken werden allerdings nicht wie bei der Rekombinations-Reparatur mit den homologen intakten Halbsträngen abgeglichen. Stattdessen werden in einem zweiten Schritt die Lücken durch Kopieren der schadhaften Elternstränge geschlossen. Der Vorteil dieses Verfahrens ist, dass so ein Großteil des Erbgutes im letzten Moment restauriert werden kann. Das Risiko ist allerdings der verbleibende Defekt, der als dauerhafte Mutation an die Tochterzellen bei der Zellteilung weitergegeben wird. Auch die SOS-Reparatur benötigt eine ganze Reihe sehr spezieller Enzyme zur Erkennung und Durchführung der Reparatur, deren Funktionsweise bis heute noch nicht eindeutig geklärt ist. SOS-Reparaturen zählen zu den kompliziertesten bisher bekannten DNS-Reparaturen.

Bisherige Erkenntnisse haben gezeigt, dass viele der benötigten Enzyme erst nach einer vorherigen Strahlenexposition erzeugt und zur Verfügung gestellt werden. Zellen ohne die Möglichkeit, diese Enzyme bei einer nicht letalen, früheren Exposition zu bilden, reagieren deutlich empfindlicher auf Strahlenschäden als vorbestrahlte Zellen, was als deutlicher Hinweis auf die genetische Expression der benötigten Enzyme durch Strahlungseinwirkung gedeutet wird. Dieser Effekt wird als **"Hormesis"** oder als "adaptive response" bezeichnet. Der natürliche Strahlenpegel reicht für diesen Effekt beim Menschen in der Regel bereits aus.

Basenfehlpaarungen, die bei einer präreplikativen Reparatur nicht erkannt wurden oder erst danach entstanden sind, können noch kurz nach der Beendigung der Replikation durch die **Mismatch-Reparatur** behoben werden. Voraussetzung dazu ist die chemische Unterscheidbarkeit von altem Elternstrang und neu gebildetem Tochterhalbstrang. Diese Möglichkeit bietet die noch nicht vollzogene Methylierung gerade erst neu gebildeter DNS-Halbstränge. Die noch nicht methylierten Stellen des Tochterstranges können auch nach der Replikation und vor der Zellteilung von geeigneten Enzymen erkannt werden. Diese Enzyme verbinden Elternstrang und Tochterstrang durch Komplexbildung, schneiden zwischen 50 und 100 Nukleotiden des Tochterstranges aus und füllen die so entstandene Lücke wie üblich durch Neusynthese durch Kopieren der komplementären Elternbasen.

Je höher die mitotische Aktivität eines Gewebe ist, umso weniger Zeit bleibt im Mittel für die biochemische Reparatur von Schäden vor der nächsten Zellteilung. Dies macht

die experimentell festgestellte erhöhte Strahlenempfindlichkeit schnell teilender Gewebe wie Mausergewebe (Gewebe die zur Erneuerung ständig abgestoßen werden) verständlich. Solche Gewebe sind z. B. innere Schleimhäute, das blutbildende System oder die Tumorgewebe, die darüber hinaus oft noch gestörte Reparaturmechanismen und fehlerhaft synthetisierte Enzyme enthalten. Reparaturvorgänge in Zellen sind wegen ihres stochastischen Charakters mit einer von den individuellen Bedingungen abhängigen Fehlerrate behaftet. Enzymatisch gesteuerte Reparaturen sind übrigens nicht auf Strahlenschäden beschränkt, sondern werden auch durch sonstige biochemische Einflüsse auf die DNS ausgelöst. Besonders fatal sind Schäden an der DNS, die sich gerade auf die Wirksamkeit oder die Funktion von Reparaturvorgängen auswirken oder das Wachstumsverhalten von Zellen durch Modifikationen der Oberflächenproteine der Glykokalix verändern.

Zusammenfassung

- **Strahlenschäden an der DNS werden in Basenschäden und Strangbrüche unterschieden.**
- **Basendefekte können zu Erbgutveränderungen führen, Strangbrüche zu Chromosomenaberrationen.**
- **Beide Schadensarten können durch zelleigene Enzyme repariert werden.**
- **Findet die Reparatur vor der nächsten DNS-Verdopplung statt, nennt man sie präreplikative Reparatur.**
- **Reparaturen nach der nächsten DNS-Verdopplung bzw. Zellteilung werden als postreplikative Reparaturen bezeichnet.**
- **Die zur Instandsetzung der DNS benötigte Energie kann entweder von Quanten sichtbaren Lichtes geliefert werden (Photoreparatur) oder sie entstammt der chemischen Bindungsenergie der Zelle (Dunkelreparaturen).**
- **Bei Exzisions-Resynthetisierungs-Reparaturen werden defekte Teile der DNS ausgeschnitten und neu synthetisiert.**
- **Bei Rekombinations-Reparaturen kommt es nach Parallellegen homologer DNS-Abschnitte zum Austausch von DNS-Stücken und anschließender Neusynthese defekter DNS-Partien.**
- **Die Effektivität von DNS-Reparaturen hängt wegen ihrer Komplexität sehr stark von der Unversehrtheit des Erbgutes ab.**

11.4 Dosiseffekt-Beziehungen

Bei der Wechselwirkung ionisierender Strahlungen mit Zellen kommt es bei kleineren Dosen zunächst bevorzugt zu Veränderungen des Erbgutes und zur Zerstörung oder Modifikation der RNS und von im Plasma befindlichen Proteinen. Erst bei sehr hohen Dosen sind unmittelbare strukturelle Schäden an Zellorganellen und Membranen zu erwarten. Selbst bei den hohen in der Strahlentherapie üblichen Energiedosen ist der Auslöser für den Tod einzelner Zellen nicht die direkte Zerstörung dieser Strukturen, sondern die durch Erbgutveränderungen bewirkte Unfähigkeit, reguläre Zellzyklen zu durchlaufen. Betroffene Zellen erleiden dadurch bei dem Versuch, sich zu teilen, während der Mitose den **reproduktiven Tod**. Beispiele für Zellarten, die vor allem über diese strahleninduzierte Teilungsunfähigkeit zu Schaden kommen, sind Zellen stark proliferierender Gewebe wie von bösartigen Tumoren, vom Blut bildenden System oder aus den Zellen der innen auskleidenden Schleimhäute und Epithelien.

Zu den strahlenbiologischen Folgen einer zellulären Strahlenexposition zählen aber neben den letalen Erbgutschäden auch Modifikationen an Zellen, die zwar die Teilungsfähigkeit nicht verhindern, aber sonstige funktionelle Veränderungen in der Zelle auslösen. Beispiele für diese Art von Strahlenwirkungen sind vorstellbar bei funktionellen, also hoch differenzierten Zellen wie Muskelzellen, Nervenzellen, Drüsenzellen oder sonstigen langlebigen Zellen. Sie weisen in der Regel nur eine geringe Teilungsaktivität auf. Die meisten dieser Zellen befinden sich also in der G0-Phase und können deshalb nicht oder nur mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit in den besonders strahlenempfindlichen Phasen angetroffen werden.

Besonders bedenklich für Organismen sind Zellen, die nach einer erbgutverändernden Strahlenwirkung nicht dem reproduktiven Tod unterliegen, sondern ihre Teilungsfähigkeit beibehalten oder sogar erhöhen. Verlieren sie bei der Bestrahlung durch genetische Defekte ihre Steuerungs- und Regelfähigkeit durch die umliegenden Gewebe und deren Botenstoffe, so können sie einem ungebremsten Wachstum unterliegen. Sie können auch in andere Gewebe einwachsen und dabei deren reguläre Strukturen zerstören (bösartiges Tumorwachstum). Sind diese Gewebe Lymphbahnen oder Blutgefäße, so können die eingedrungen Zellen in diesen Transportsystemen über den ganzen Organismus verteilt werden (Metastasierung). Werden solche erbgutveränderten Zellen nicht durch das Immunsystem ausgesondert, können sie zum Ausgangspunkt einer malignen Entartung des betroffenen Organismus werden. Betreffen Erbgutmodifikationen die Keimzellen, so entstehen heriditäre Änderungen in der Keimbahn. Betroffene Personen sind dann nicht mehr die strahlenexponierten Individuen selbst sondern ihre Nachkommen.

Die im Strahlenschutz übliche Einteilung in deterministische und stochastische Wirkungen auf Organismen und die dabei üblichen grafischen Darstellungen (sigmaförmige deterministische Schwellenkurve mit Sättigung, stochastische Wahrscheinlich-

keitskurven ohne Dosisschwelle, s. Kap. 12.2) sind bei Zellkulturen oder bei Betrachtungen auf der zellulären Ebene nicht sehr hilfreich. Strahlenwirkungen an einzelnen Zellen und Zellkulturen können besser auf die folgenden zwei Arten dargestellt und unterschieden werden. Will man die untersuchte Wirkung an Zellen als Funktion der

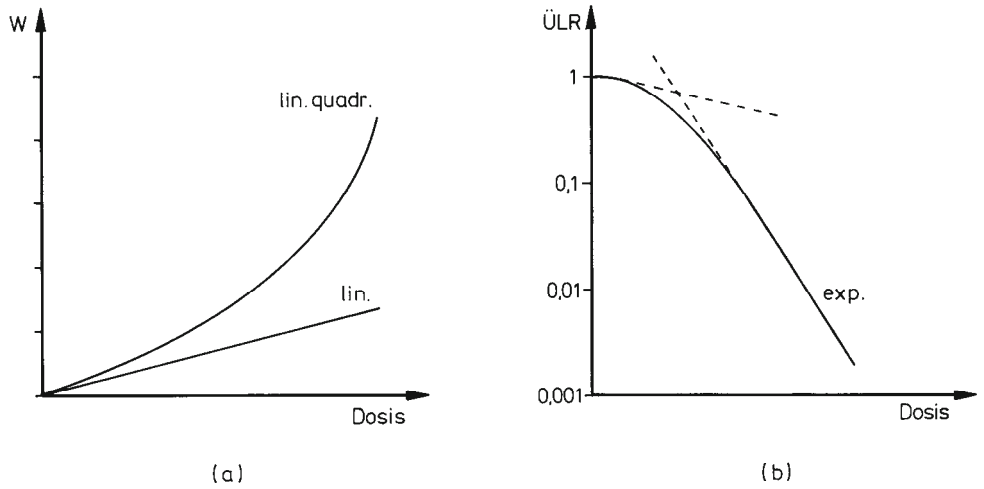


Fig. 11.15: Schematische Darstellung von Dosiseffektkurven für Strahlenwirkungen an Zellen. (a): Dosiswirkungskurve mit einer Darstellung der relativen Anzahl der "Einheiten" mit der untersuchten Wirkung wie letal geschädigte Zellen oder Zellen mit strukturellen Chromosomenveränderungen. Experimentell findet man häufig rein lineare oder linear-quadratische Wirkungskurven. (b): Exponentielle Überlebenskurve mit der typischen "Schulter" bei kleinen Dosen für locker ionisierende Strahlungen in halblogarithmischer Darstellung. Hier ist ÜLR die relative Zahl der Zellen ohne die untersuchte Wirkung, z. B. der Anteil nicht letal geschädigter Zellen.

Energiedosis darstellen, so verwendet man bevorzugt **Dosiswirkungskurven**. Ein Beispiel für eine solche Dosiswirkungskurve ist die Darstellung der Zahl struktureller Chromosomenveränderungen wie dizentrische Chromosomen oder Ringchromosomen in Zellkulturen als Funktion der Dosis (Fig. 11.15a, 11.28).

Die zweite Darstellungsart ist die grafische Auftragung des relativen Anteils überlebender oder in bestimmten Eigenschaften unveränderter Zellen als Funktion der Dosis in **Überlebenskurven**. Eine solche Überlebenskurve für teilungsaktive Zellen erhält man beispielsweise beim Auszählen von Zellklonzahlen einzelner überlebender Zellen in Kultur nach einer Strahlenexposition und Auftragen der Anzahl der aktiven Zellen über der Dosis. Hier stellt man also nicht die Wirkung sondern die trotz Bestrahlung überlebenden oder nicht veränderten Zellen einer Population als Funktion der Energiedosis dar. Überlebenskurven nehmen mit zunehmender Dosis ab (Fig. 11.15b). Sie

sind die bevorzugte Darstellungsart in der experimentellen Strahlenbiologie, die überwiegend mit in-vitro-Zellkulturen arbeitet. Überlebenskurven werden üblicherweise in halblogarithmischer Weise aufgetragen, da so am besten die sich über viele Größenordnungen erstreckenden Zellzahlen dargestellt werden können.

Die Verläufe solcher Überlebenskurven unterscheiden sich je nach den Applikationsbedingungen, dem untersuchten Material und dem Effekt. Einige Überlebenskurven zeigen rein exponentielle Abnahmen mit der Dosis. Solche Überlebenskurven findet man häufig bei der einzeitigen Niedrig-LET-Bestrahlung isolierter Zellarten mit hoher Zellteilungsaktivität wie Stammzellen des blutbildenden oder lymphatischen Systems oder bei Bestrahlung von Zellkulturen mit Hoch-LET-Strahlung. Halblogarithmisch dargestellt erhält man dann einen linearen Kurvenabfall, also eine Gerade mit negativer Steigung. Vom exponentiellen Abfall abweichende Kurvenverläufe sind wegen der halblogarithmischen Darstellung sehr gut abzugrenzen. Viele andere Überlebenskurven zeigen dagegen zunächst bei kleinen Dosen einen flach verlaufenden Anteil, die **Dosisschulter**, und fallen erst bei höheren Dosen exponentiell ab (Fig. 11.15b).

Charakterisierende Größen von Überlebenskurven sind die Steigung des exponentiellen Teils, die 50%-Dosis D_{50}, also die für eine 50%-Inaktivierung erforderliche Dosis, oder die mittlere Dosis D_{37} für eine 1/e-Abnahme der überlebenden Zellen und die Extrapolationszahl n. Letztere wird aus dem Schnittpunkt des rückwärts verlängerten linearen Kurventeils bei hohen Dosen mit der Ordinate bestimmt (s. Fig. 11.17a) und gibt die Zahl der für den Zelltod erforderlichen getroffenen Bereiche (Targets) an.

11.4.1 Beschreibung von Dosiswirkungskurven*

Aus Experimenten abgeleitete und doppelt linear aufgezeichnete Dosiswirkungskurven für locker ionisierende Strahlungsarten zeigen häufig rein lineare oder linearquadratische Verläufe als Funktion der applizierten Dosis. Die Modellvorstellungen des linearquadratischen Dosiswirkungsverlaufes sind die folgenden. Bei sehr kleinen Dosen (einige mGy) durch Niedrig-LET-Strahlung ist die Ionisierungsdichte in den Zellen so gering, dass die meisten für Mutationen wichtigen Strukturen im Zellkern keinerlei Strahlenexposition erfahren. Wird die Dosis erhöht, so erhöht sich zunächst zwar die Zahl der getroffenen Zellen, nicht aber die individuelle Ionisierungsdichte im einzelnen Zellkern. Der Mechanismus der DNS-Schadensentstehung bleibt daher zunächst unabhängig von den entfernten Ereignissen in anderen Zellen. Er ist somit unabhängig von der Dosis.

Die Wahrscheinlichkeit für einen genetischen Defekt nimmt aber proportional zur Dosis zu (linearer Bereich). Bei zunehmender Dosis bzw. Dosisleistung durch Niedrig-LET-Strahlung (etwa bei einigen 100 mGy) entstehen in einzelnen Zellkernen im Bereich der empfindlichen Strukturen Häufungen von Schadensereignissen. Dadurch werden entweder Doppelstrangbrüche ausgelöst (s. Beispiel unten) oder Reparaturenzyme desaktiviert oder verändert. Die Schadenswahrscheinlichkeit hängt dann nicht

mehr nur allein von der Dosis, also dem primären Schadensereignis, sondern auch von den erschwerten komplexen Vorgängen in den Zellen bei der Reparatur dieser Mehrfachschäden ab. Diese Art der "Qualitätsänderung" führt zu einem steileren Anstieg der Schadensraten mit der Dosis (quadratischer Bereich). Insgesamt erhält man also eine **linearquadratische** Dosiswirkungsbeziehung.

Offensichtlich wird dieser Zusammenhang am Beispiel von Doppeltreffern, die zu strukturellen Chromosomenveränderungen wie Ringchromosomenbildung oder zur Entstehung dizentrischer Chromosomen führen und kaum reparabel sind. Räumlich dicht beieinander liegende Doppeltreffer, wie sie bei Doppelstrangbrüchen an zwei beieinander liegenden Chromatiden zur Entstehung der beschriebenen Schäden erforderlich sind, sind bei niedrigen Dosen locker ionisierender Strahlungen wegen der seltenen Wechselwirkungsereignisse nicht sehr wahrscheinlich. Finden sie aber dennoch statt, so werden sie mit hoher Wahrscheinlichkeit durch ein und dasselbe Teilchen ausgelöst, das sukzessive die beiden Strukturen passiert und in jeder einen Treffer landet. Die Wirkung ist daher proportional zur Dosis. Die entsprechenden Dosiswir-

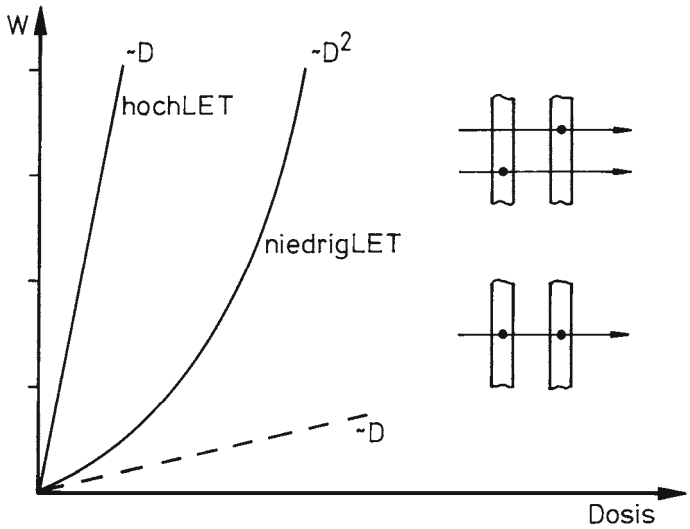


Fig. 11.16: Schematische Darstellung des linearquadratischen Treffermodells für Doppeltreffer bei Niedrig-LET-Strahlung und Hoch-LET-Strahlung. Bei locker ionisierender Strahlung und niedrigen Dosen ist die Doppeltrefferwahrscheinlichkeit klein, geht aber auf ein einzelnes Teilchen zurück. W ist daher proportional zur Dosis ($W \propto D$). Bei höheren Dosen werden zwei Treffer bevorzugt von zwei verschiedenen Teilchen erzeugt, die Wahrscheinlichkeit ist dann höher aber proportional zum Dosisquadrat ($W \propto D^2$, in Anlehnung an [Hall]). Bei dicht ionisierender Strahlung sind die Doppeltreffer-Wahrscheinlichkeiten durch ein einzelnes Teilchen wesentlich höher und bleiben für einen großen Dosisbereich dosisproportional.

kungskurven beginnen deshalb bei niedrigen Dosen zunächst mit einem linearen Anstieg mit geringer Steigung. Bei hohen Dosen nimmt die Wahrscheinlichkeit für von zwei verschiedenen Teilchen ausgelöste, aber dicht benachbarte Effekte zu. Die Wahrscheinlichkeit für die Doppelbruch-Wechselwirkung jedes einzelnen Teilchens ist wieder dosisproportional, die Gesamtwahrscheinlichkeit als Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten also proportional zum Dosisquadrat. Insgesamt erhält man eine linearquadratische Dosiswirkungsbeziehung (Fig. 11.16 "niedrigLET").

Werden dagegen dicht ionisierende Strahlenarten verwendet, so erhält man rein lineare Wirkungskurven, da sowohl bei niedrigen als auch bei hohen Dosen die Wahrscheinlichkeiten für Mehrfachtreffer durch dasselbe Teilchen in der betroffenen Struktur besonders groß sind. Die Wirkung hängt deshalb nur linear von der Dosis ab, sie ist dosisproportional. Allerdings verlaufen diese linearen Dosiswirkungskurven wegen der deutlich höheren Trefferwahrscheinlichkeiten dicht ionisierender Strahlungen wesentlich steiler als bei locker ionisierender Strahlung (Fig. 11.16 "hochLET").

11.4.2 Mathematische Beschreibung von Überlebenskurven*

Es gibt eine Reihe unterschiedlicher theoretischer Ansätze zur Beschreibung der experimentellen Kurvenverläufe. Diese Modelle sind in der Mehrzahl allerdings nur näherungsweise imstande, experimentelle Kurvenverläufe eindeutig zu reproduzieren. Dies liegt weniger an der mathematischen Unzulänglichkeit der Algorithmen als an der hohen Fehlerbreite experimenteller Daten, die die Festlegung auf ein bestimmtes Modell sehr erschwert. Der genaue Verlauf der Überlebenskurven ist vor allem bei niedrigen Dosen wegen experimenteller Schwierigkeiten nicht so leicht zugänglich. Theoretische Modelle zur Beschreibung experimenteller Überlebenskurven sind deshalb immer nur so präzise wie die verwendeten experimentellen Daten. Man ist für den Niedrigdosisbereich oft noch auf Vermutungen und extrapolative Näherungen angewiesen.

Rein exponentielle Kurvenverläufe von Überlebenskurven können gut mit der **Ein-Treffer-Theorie** verstanden werden, bei der die Letalität der Zelle durch einen einzigen Treffer pro Zelle unterstellt wird (s. u.). Sobald der einzelne Treffer nicht mehr letal ist, z. B. durch das Eingreifen von Reparaturmechanismen oder durch synergistische, also verstärkende Effekte nach Mehrfachtreffern, weichen die Überlebenskurven vom einfachen exponentiellen Verlauf ab. Die Überlebenskurven bei Niedrig-LET-Strahlungen zeigen dann bei kleinen Dosen oft einen zunächst schwach gekrümmten Verlauf, die "Erholungs-Schulter" und fallen erst dann exponentiell mit der Dosis ab. Auch Überlebenskurven an höher organisierten Organismen zeigen oft keinen rein exponentiellen Abfall der Überlebensfraktion (Fig. 11.17a).

Daneben findet man im Experiment auch überexponentielle Kurvenverläufe bei hohen Dosen sowie unterschiedliche Tangenten der Erholungsschulter bei der Extrapolation zur Dosis Null. Der Grund sind vermutlich die komplexen Vorgänge nach Mehrfach-

treffern wie die sich durch vorhergehende Bestrahlungen ändernden Zellteilungsraten, die durch den Wiedereintritt inaktiver Zellen in den Teilungszyklus bewirkten Proliferationsänderungen in Geweben oder die erschwerte Reparatur durch Enzymverlust bzw. Änderungen des Enzymstatus in den bestrahlten Zellen.

Zur Beschreibung dieser komplexeren Verläufe werden eine Reihe weiterer Modelle benötigt, die entweder ebenfalls der Gruppe der **Treffertheorien** oder den **Mehrkomponentenmodellen** zugeordnet werden. Zur Kategorie der Mehrkomponentenmodelle zählt das in den vergangenen Jahren weit verbreitete **Linearquadratische Modell**, das beispielsweise sogar in der Brachytherapie an "makroskopischen" Volumina erfolgreich zur strahlenbiologischen Planung verwendet wird. Ein typischer Vertreter der Treffertheorien ist das in den Gln. (11.2) bis (11.4) vorgestellte **Ein-Treffer-Modell**, das zur Beschreibung von Überlebenskurven mit Erholungsschulter allerdings nicht taugt. Treten solche Dosisschultern auf, müssen deshalb die aufwendigeren **Mehr-Treffer-Mehr-Target-Modelle** verwendet werden. Man unterstellt dabei das Vorhandensein eines oder mehrerer strahlensensibler Bereiche (Targets) in den Zellen, die durch einfache oder mehrfache Strahlungswechselwirkungen inaktiviert werden können.

Die einzelnen Modelle unterscheiden sich durch die Annahmen zur Letalität von Treffern. Die **Mehr-Target-Ein-Treffer-Modelle** unterstellen, dass einzelne Treffer in mehreren voneinander unabhängigen Targets letal für die Zelle sind. Dahinter steckt die Vorstellung, dass durch mehrere Einzelschäden an funktionellen Gruppen in einer Zelle beispielsweise die Produktion und die Verfügbarkeit von Enzymen so beeinträchtigt werden, dass die Zelle ihre Teilungs- und Reparaturfähigkeit verliert. Die **Ein-Target-Mehr-Treffer-Modelle** erfordern dagegen mehrere Treffer an demselben Target, um die Zelle letal zu schädigen. Ein typischer Vertreter dieser Modellvorstellung wären die Doppelstrangbrüche an der DNS, die ja in der Regel zum reproduktiven Tod der Zelle während der Mitose führen. Die Schadenswahrscheinlichkeiten werden bei allen Modellen aus den Wahrscheinlichkeiten der voneinander unabhängigen Treffer in den verschiedenen Targets berechnet. Wenn diese Modelle versagen, weil experimentelle Verläufe von Überlebenskurven nicht korrekt wiedergegeben werden können, verwendet man **Mehrkomponentenmodelle**, die als eine Kombination der anderen Modellvorstellungen betrachtet werden können.

Das Ein-Treffer-Modell: Rein exponentielle Verläufe von Überlebenskurven können theoretisch leicht mit der **Eintreffertheorie** verständlich gemacht werden. Diese Theorie besagt, dass die Zahl der überlebenden Einheiten dann exponentiell abnimmt, wenn jeder der zufällig verteilten Einzeltreffer bereits zur Inaktivierung der Zelle führt, also keine Reparaturchance besteht. Da die Zahl der Treffer proportional zur Zahl der bei der Bestrahlung noch vorhandenen restlichen Zellen ist, erhält man als differentielle Form die Beziehung:

$$\frac{dN}{dD} \propto N \tag{11.2}$$

Es wird also die letale Wirkung eines einzelnen Treffers bzw. eine konstante relative (letale) Schädigungsrate unterstellt, d. h. eine Schädigung ohne verstärkende Effekte durch weitere Treffer der betroffenen Zelle oder ihrer Umgebung. Die mathematische Form dieser Gleichung (11.2) ist die gleiche wie beim Schwächungsgesetz für Photonenstrahlung oder beim Gesetz für den radioaktiven Zerfall. Die Integration von Gl. (11.2) liefert wie dort deshalb eine Exponentialfunktion mit einer charakteristischen Konstanten α.

$$\frac{N(D)}{N_0} = e^{-\alpha \cdot D} \tag{11.3}$$

Die Inaktivierungskonstante α ist gerade der Kehrwert der mittleren Überlebensdosis D_{37}, also der Dosis bei der gerade der 1/e-Anteil der ursprünglichen Zellen überlebt. Man erhält deshalb einen rein exponentiellen Abfall mit der Steigung ($-\alpha = -1/D_{37}$) (Fig. 11.17b).

$$\frac{N(D)}{N_0} = e^{-\frac{D}{D_{37}}} = e^{-\frac{\ln 2 \cdot D}{D_{50}}} \tag{11.4}$$

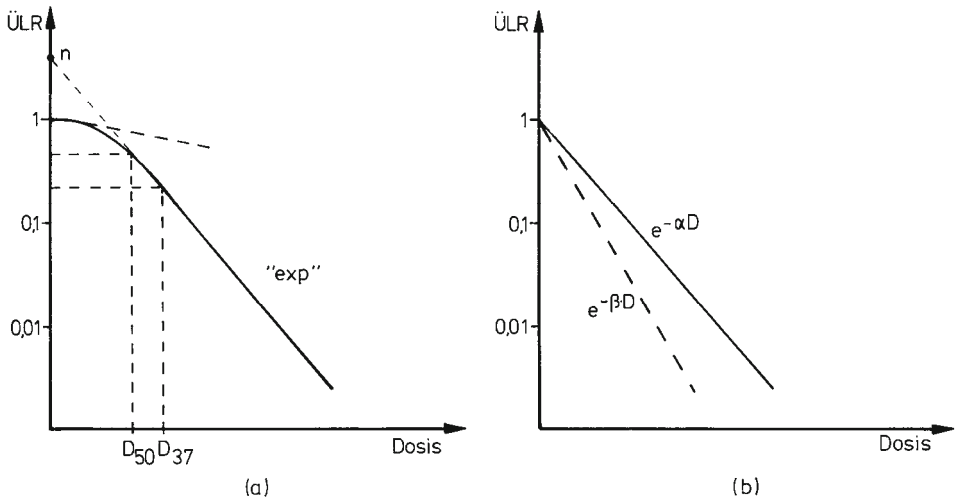


Fig. 11.17: (a): Überlebenskurve mit Erholungsschulter und anschließendem exponentiellem Abfall. D_{50}, D_{37} und n sind die Dosen für das 50%- bzw. das 1/e-Überleben, n ist die Extrapolationsziffer, die die Anzahl der getroffenen Targets angibt (s. Text). (b): Rein exponentielle Überlebenskurven nach dem Eintreffermodell mit unterschiedlichen Steigungen α bzw. β ohne Erholungsschultern.

Das Mehr-Target-Ein-Treffer-Modell: Bei diesem Modell wird unterstellt, dass die Zelle erst dann letal geschädigt ist, wenn n verschiedene in der Zelle vorhandene Targets je einmal getroffen wurden. Möglich wäre dies zum Beispiel bei der dichten Zerstörungsspur eines Alphateilchens. Die Zellanzahl mit einmal getroffenen Targets ist die Differenz der ursprünglichen Zellzahl und der Zahl der nicht getroffenen Zellen. Man erhält deshalb als Anzahl der an genau einem Target getroffenen Zellen T_1 analog zu (Gl. 11.3):

$$\frac{T_1}{N_0} = 1 - e^{-\alpha \cdot D} \tag{11.5}$$

Die Wahrscheinlichkeit für eine Zelle, gleichzeitig an n Targets getroffen zu sein, ergibt sich als n-faches Produkt dieser Einzeltargetwahrscheinlichkeit. Für die Zahl der getroffenen Zellen T_n erhält man daher:

$$\frac{T_n}{N_0} = (1 - e^{-\alpha \cdot D})^n \tag{11.6}$$

Die Überlebensrate erhält man als Differenz der Zahl der ursprünglichen und der n-fach getroffenen Zellen zu:

$$\frac{N}{N_0} = 1 - \frac{T_n}{N_0} = 1 - (1 - e^{-\alpha \cdot D})^n \tag{11.7}$$

Für n = 1 ergibt sich gerade wieder (Gl. 11.3) für die Ein-Treffer-Theorie. Für n > 1 erhält man bei kleinen Dosen eine Schulter, die mit horizontaler Tangente in die Ordinate mündet. Für sehr große Dosen ergibt sich ein exponentieller Verlauf (Fig. 11.18a). Die Reihenentwicklung von Gl. (11.7) ergibt für diesen Fall:

$$\frac{N(D \to \infty)}{N_0} \Rightarrow n \cdot e^{-\alpha \cdot D} \tag{11.8}$$

Die Steigung dieser Kurve bei großen Dosen ist die Inaktivierungskonstante α bzw. der Kehrwert der mittleren Inaktivierungsdosis D_{37}. Die Extrapolation des exponentiellen Teils zur Dosis Null ergibt als Wert von Gl. (11.8) die Extrapolationszahl n, die also identisch mit der Zahl der für einen Zelltod zu treffenden Targets ist.

Das Ein-Target-Mehr-Treffer-Modell: Diese Modellvorstellung geht davon aus, dass zur letalen Schädigung einer Zelle eine bestimmte strahlenempfindliche Substanz von mehreren unabhängigen Treffern (Teilchen) jeweils subletal geschädigt werden muss. Da die Wahrscheinlichkeit für jeden einzelnen Treffer proportional zur Dosis ist, ist die Wahrscheinlichkeit für den Zelltod durch m Treffer an demselben Target

proportional zur m-ten Potenz der Dosis. Mit einer neuen Inaktivierungskonstanten β erhält man deshalb für die Überlebensrate in diesem Modell:

$$\frac{N(D)}{N_0} = e^{-\beta \cdot D^m} \tag{11.9}$$

Für den Sonderfall m = 2, also zwei benötigte Treffer, erhält man mit der gleichen Konstanten β:

$$\frac{N(D)}{N_0} = e^{-\beta \cdot D^2} \tag{11.10}$$

Auch diese Gleichung ergibt eine horizontale Erholungsschulter bei kleinen Dosen, sie zeigt aber einen überexponentiellen Abfall der überlebenden Zellen bei großen Dosen (Fig. 11.18b). Theoretisch denkbar wäre eine Überlagerung von Überlebenskurven für verschiedene Treffermultiplizitäten, also aus m = 1, m = 2, m = 3, usw. zusammengesetzte Überlebenskurven. Experimentelle Daten deuten jedoch bisher lediglich auf eine maximal quadratische Komponente hin (Gl. 11.10).

Mehrkomponenten-Modelle: Bei ihnen werden zwei Einzelmodelle miteinander kombiniert. Welche der möglichen Kombinationen "korrekter" ist, lässt sich nur durch Anpassung experimenteller Daten an die theoretisch berechneten Kurvenverläufe erschließen. Bei einer der vielen Kombinationsmöglichkeiten kann man beispielsweise von der folgenden Modellvorstellung ausgehen. Zur Desaktivierung einer Zelle wird

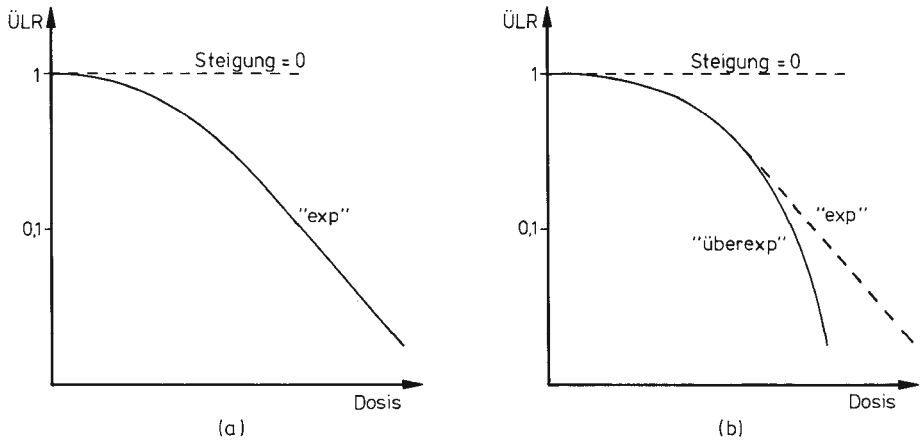


Fig. 11.18: (a): Überlebenskurve mit horizontaler Erholungsschulter und anschließendem einfach exponentiellem Abfall bei hohen Dosen nach dem Mehr-Target-Ein-Treffer-Modell (Gl. 11.7). (b): Überlebenskurven nach dem Ein-Target-Mehr-Treffer-Modell mit breiter horizontaler Erholungsschulter und anschließendem überexponentiellem Kurvenverlauf (nach Gl. 11.10).

entweder ein inaktivierender Einzeltreffer an einem bestimmten Target oder mehrere einzelne teilweise inaktivierende Treffer an n Targets benötigt. Sind diese Inaktivierungsmethoden voneinander unabhängig, beeinflussen sie sich also gegenseitig nicht, so sind die Überlebenswahrscheinlichkeiten miteinander zu multiplizieren. Die Gesamtinaktivierungsrate erhält man dann als Produkt der Einzelraten. In dieser Version eines Mehrkomponentenprozesses hat man also das Ein-Treffer-Ein-Target-Modell (Gl. 11.3) mit dem Ein-Treffer-Mehr-Target-Modell (Gl. 11.7) zu kombinieren. Man erhält den folgenden, etwas komplizierten Ausdruck eines Mehrkomponentenmodells.

$$\frac{N(D)}{N_0} = e^{-\alpha \cdot D} \cdot \left[1 - (1 - e^{-\gamma \cdot D})^n\right] \tag{11.11}$$

Die aus Gründen der Übersichtlichkeit hier zu γ umbenannte Inaktivierungskonstante der Gl. (11.7) ist ein Maß für subletale Einzelschäden, die Konstante α für die letalen Einzeltreffer in der Zelle. Gl. (11.11) nähert sich für große Dosen den Werten der Gl. (11.8) an, nimmt also für große Dosen ebenfalls rein exponentiell mit der Dosis ab. Bei kleinen Dosen zeigt Gl. (11.11) eine Erholungsschulter mit der Anfangssteigung Null.

Eine zweite Möglichkeit zur Modellkombination wird verständlich, wenn man den Zusammenhang zwischen Doppelstrangbrüchen an der DNS und Zelltod beachtet. Aus Chromosomenuntersuchungen ist bekannt, dass nicht reparierte Doppelstrangbrüche zum Zelltod führen. Doppelstrangbrüche eines DNS-Stranges können z. B. durch zwei dicht beieinander liegende Teilchenspuren verschiedener Teilchen (zwei Treffer, ein Target) bewirkt werden. Die Wahrscheinlichkeit dafür müsste nach dem Ein-Target-Mehr-Treffer-Modell berechnet werden. Doppelstrangbrüche sind aber auch möglich, wenn beispielsweise ein einzelnes Hoch-LET-Teilchen beide Seiten der DNS durchtrennt, wie oben wieder ein typischer Fall für das Ein-Treffer-Ein-Target-Modell. Die Überlebenskurve für Doppelstrangbrüche könnte deshalb eine Überlagerung dieser beiden Möglichkeiten sein (Gl. 11.3 und Gl. 11.10 für m = 2). Eine Zelle kann wahlweise nach einem der beiden Mechanismen geschädigt werden. Die Inaktivierungsmöglichkeiten hängen einmal linear und einmal quadratisch von der Dosis ab. Die Gesamtüberlebensrate erhält man daher bei Unabhängigkeit der beiden Prozesse wieder als Produkt der Einzelraten bzw. als einen Exponentialausdruck mit einer Summe mehrerer Komponenten.

$$\frac{N(D)}{N_0} = e^{-\alpha \cdot D} \cdot e^{-\beta \cdot D^2} = e^{-(\alpha \cdot D + \beta \cdot D^2)} \tag{11.12}$$

Dies ist die mathematische Formulierung des oben schon erwähnten **Linearquadratischen Modells**. Der bestimmende Parameter dieses Modells ist das Verhältnis (α/β) der beiden Inaktivierungskonstanten. Es gibt die relativen Anteile der beiden Mechanismen bei einer bestimmten Dosis an. Für große (α/β)-Verhältnisse, also wenig Ein-

fluss der quadratischen β-Komponente, verlaufen die Überlebenskurven im Wesentlichen exponentiell ohne ausgeprägte Erholungsschulter. Für kleine (α/β)-Verhältnisse dominiert offensichtlich der quadratische Term in (Gl. 11.12). Man erhält eine breite Erholungsschulter mit einem anschließenden überexponentiellen Abfall der Überlebenskurve. Die Erholungsschulter beim Linearquadratischen Modell hat anders als in den bisher betrachteten Fällen bei der Dosis Null eine von Null verschiedene Steigung (die Steigung "-α", s. Fig. 11.19).

Viele experimentelle Ergebnisse von strahlenbiologischen und klinischen Versuchen mit locker ionisierenden Strahlungen zeigen tatsächlich quadratische Anteile mit ihrem leicht überexponentiellen Abfall bei großen Dosen und Erholungsschultern bei kleinen Dosen (Fig. 11.17a). Bestrahlungen mit Hoch-LET-Strahlung weisen dagegen immer exponentielle Überlebenskurven auf (Fig. 11.17b). Unterstellt man die Richtigkeit der Modellannahmen des Linearquadratischen Modells, so bedeutet dies, dass Zellreparaturen nur bei locker ionisierenden Strahlungen eine Rolle spielen, während bei dicht ionisierenden Strahlungen Einzeltreffer bereits letal wirken und Reparaturen daher kaum von Bedeutung sind. Das Linearquadratische Modell wird deshalb für Niedrig-LET-Strahlung von vielen Autoren bevorzugt und hat in den letzten Jahren auch Einzug in die strahlentherapeutische Praxis gehalten. Aus dem experimentell gut zugänglichen (α/β)-Verhältnis kann die Dosis $D_{\alpha=\beta}$ bestimmt werden, bei der beide Komponenten zu gleichen Anteilen beteiligt sind, also $\alpha \cdot D = \beta \cdot D^2$ gilt (Fig. 11.19b),

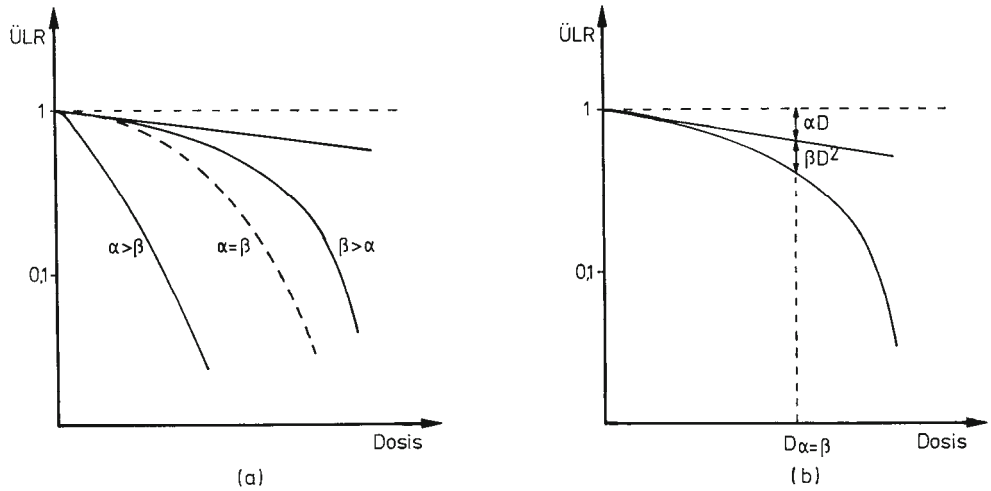


Fig. 11.19: Überlebenskurven nach dem linear-quadratischen Modell. (a): Kurvenverläufe bei unterschiedlichem linearen und quadratischen Anteil des ÜLR-Verlaufs. Dominierender linearer Anteil ohne merkliche Erholungsschulter (α>β), gleiche Anteile (α=β) und dominierender quadratischer Anteil mit breiter Erholungsschulter und überexponentieller Verlauf bei großen Dosen (β>α). (b): Komponenten der Überlebenskurve nach dem linearquadratischen Modell und Dosis gleicher Beiträge des linearen und des quadratischen Anteils $D_{\alpha=\beta}$ (s. Text).

ohne die absoluten Werte der beiden Inaktivierungskonstanten zu kennen. Man erhält

$$D_{\alpha=\beta} = \frac{\alpha}{\beta} \tag{11.13}$$

Werte von (α/β)-Verhältnissen haben deutliche Auswirkungen auf den Verlauf der Überlebenskurven (s. Fig. 11.19a) und auch auf das strahlentherapeutische Vorgehen bei der Behandlung von Tumoren. Bei Geweben oder Strahlungsarten, die keine Erholungsschulter aufweisen, bei denen also das (α/β)-Verhältnis deutlich größer als 1 ist (kein bedeutender quadratischer Anteil), spielt das Zeitmuster der Bestrahlung kaum eine Rolle. Zeigen die Überlebenskurven dagegen Erholungsschultern, so wird zum Erreichen der gleichen Wirkung eine höhere Dosis benötigt (s. dazu die Ausführungen zu den zeitlichen Einflüssen auf die Strahlenwirkung in Kap. 11.5.4).

11.5 Parameter der Strahlenwirkung

Die Wirkung ionisierender Strahlung auf lebende Organismen hängt von einer Vielzahl von Umgebungs- und Zellzustandsbedingungen ab. Zu ihnen zählen die physikalischen und chemischen Bedingungen in den Zellen wie Sauerstoffversorgung, pH-Wert, Anwesenheit von Schutzsubstanzen oder Sensibilisatoren, Temperatur und Energiegehalt. Strahlenwirkungen hängen auch vom morphologischen Differenzierungsgrad der Zellen (ihrer Spezialisierung) sowie der Zellzyklusphase der bestrahlten Zellen und der Anzahl der teilungsaktiven Zellen in einem Gewebe ab. Eine wichtige Rolle spielt z. B. in der Strahlentherapie oder bei Strahlenunfällen die Größe des gleichzeitig mitbestrahlten Volumens. Die wichtigsten Parameter sind natürlich die Energiedosis, die Strahlungsart, der LET und damit die mikroskopische Schadensdichte sowie der zeitliche Ablauf der Bestrahlung und die Dosisleistung.

- **Energiedosis, Energiedosisleistung**
- **Strahlungsart (LET, RBW)**
- **Sauerstoffeffekt**
- **Chemische Modifikatoren (Radioprotektoren, Radiosensitizer)**
- **Zellzyklusphase**
- **Zeitliches Bestrahlungsmuster**
- **Morphologischer Differenzierungsgrad**
- **Volumeneffekte**
- **Temperaturabhängigkeit**

11.5.1 Der Sauerstoffeffekt

Befindet sich freier Sauerstoff im Zellwasser, so kommt es zusätzlich zur bereits besprochenen Radikalbildung (Gl. 11.1) auch zur Bildung von weiteren hoch reaktiven Perhydroxyl- und Peroxid-Radikalen. Diese Radikale erhöhen die Strahlenempfindlichkeit von Zellen. Das Ausmaß der Empfindlichkeitssteigerung hängt von der Sauerstoffversorgung der Zelle (dem Sauerstoffpartialdruck im Zellwasser Fig. 11.20 links)

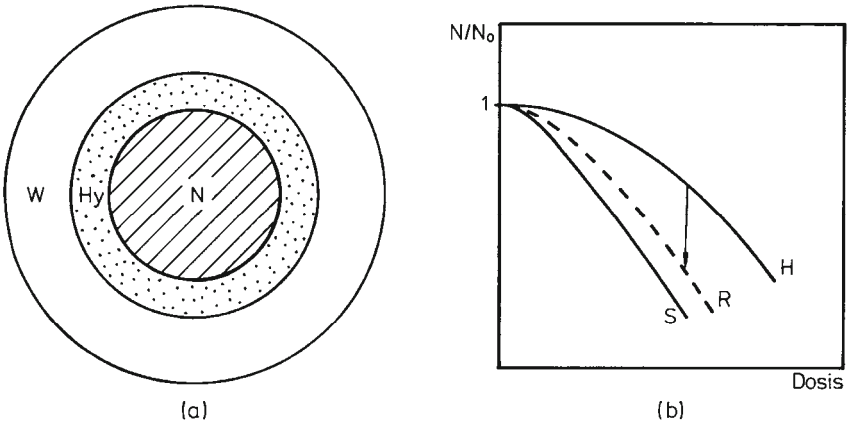


Fig. 11.20: (a): Schematische Darstellung eines soliden Tumors mit Wachstumszone (W) mit ausreichender Sauerstoffversorgung, hypoxischer Zone (Hy) mit geringer Gefäßversorgung, aber noch überlebensfähigen Zellen und einem anoxischen, nekrotisierenden Zentrum (N). (b): Schematische Zellüberlebenskurven von sauerstoffversorgten (S), hypoxischen (H) und sensibilisierten hypoxischen Zellen nach der Gabe von Radiosensitizern (R).

ab. Indirekte Strahlenwirkungen werden durch die bei Präsenz freien Sauerstoffs zusätzlich entstehenden stark oxidierenden Radikale ($H\dot{O}_2, O_2^-$) bis zum etwa Dreifachen verstärkt. Das Verhältnis der für die gleiche Strahlenwirkung mit und ohne Sauerstoffatmosphäre erforderlichen Energiedosen wird als **Sauerstoff-Verstärkungsfaktor** (engl.: Oxygen Enhancement Ratio, OER, Gl. 11.14) bezeichnet.

$$\text{OER} = \text{Dosis}_{\text{ohne}}/\text{Dosis}_{\text{mit}} \text{ (für gleiche Wirkung)} \tag{11.14}$$

Der Sauerstoffeffekt ist am größten für Niedrig-LET-Strahlung und liegt dort je nach bestrahltem System in der Größenordnung von 2-3. Mit zunehmendem LET sinkt er auf Werte um 1 ab und bleibt für LET-Werte oberhalb von 100 keV/µm etwa konstant bei 1,0 (Fig. 11.22).

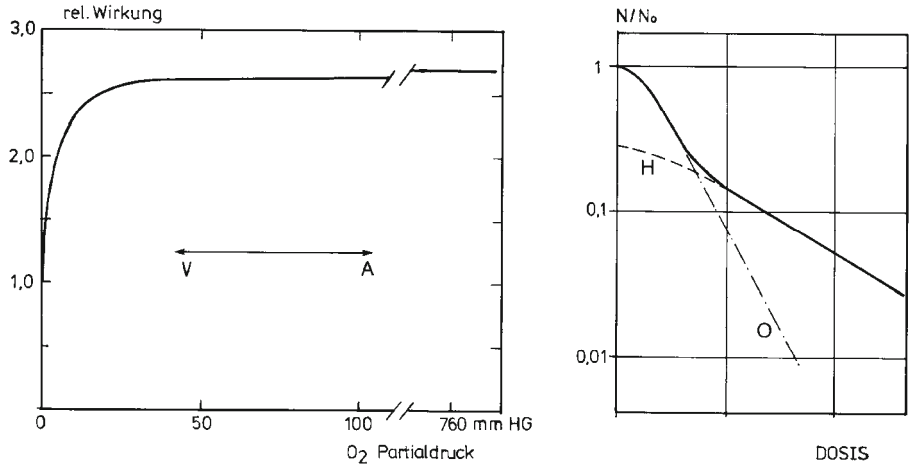


Fig. 11.21: Links: Abhängigkeit des Sauerstoffverstärkungsfaktors vom Sauerstoffpartialdruck für Tumorzellen, V - A: Normalbereich des Sauerstoffdrucks in venösem und arteriell versorgtem Gewebe (nach [Raju 1980]). Rechts: Schematische Zweikomponenten-Überlebenskurve für eine Zellpopulation mit hypoxischen Zellen (H) und normal mit Sauerstoff versorgten und deshalb strahlenempfindlicheren Zellen (O). Hypoxische Zellen wurden in den meisten soliden Tumoren nachgewiesen.

Eine große Bedeutung hat der Sauerstoffeffekt bei der radioonkologischen Behandlung von soliden Tumoren, da diese oft eine im Vergleich zum gesunden Gewebe schlechtere Sauerstoffversorgung in ihrem Zentrum aufweisen und dort deshalb weniger strahlensensibel sind. Überleben einige der hypoxischen Zellen wegen ihrer ver-

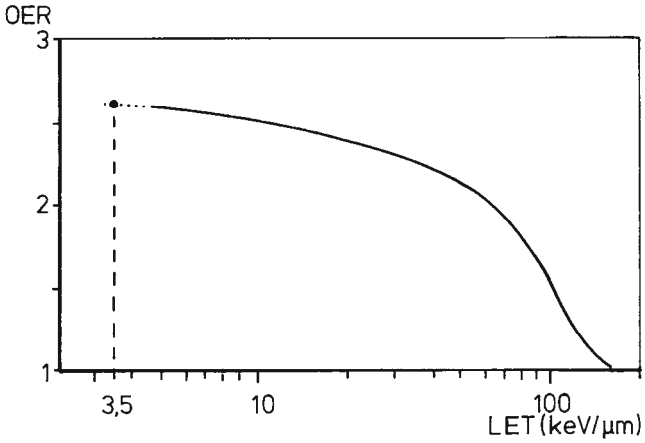


Fig. 11.22: Abhängigkeit des OER vom LET_∞ für Sauerstoffsättigung (nach [Raju]). Der LET-Wert von 3,5 keV/µm stellt den Grenzwert für locker ionisierende Strahlung dar.

minderten Strahlensensibilität, so können sie Ausgangspunkt eines Tumorrezidivs werden (Fig. 11.20a). Dieser Sachverhalt ist einer der Gründe für die fraktionierte Strahlentherapie. Wird die zur Tumorvernichtung benötigte Dosis nicht in einer einmaligen Bestrahlung sondern in ausreichendem zeitlichen Abstand in mehreren Fraktionen verabreicht, so kommt es in vielen Tumoren in den Bestrahlungspausen zur Reoxigenierung von vorher hypoxischen und deshalb weniger strahlenempfindlichen Zellen durch Bildung neuer Kapillaren. Auf diese Weise kann teilweise die Gefahr von Lokalrezidiven vermindert werden (vgl. dazu auch die Ausführungen zum Zeitmuster der Strahlenexposition in Kap. 11.5.4). Reoxigenierung von Tumorzellen ist so schnell, dass sie selbst unter kontinuierlicher Bestrahlung mit niedrigen Dosisleistungen bei der klassischen Brachytherapie mit Radiumpräparaten oder der moderneren Variante, dem LDR-Afterloading, wirksam wird.

11.5.2 Chemische Modifikatoren der Strahlenwirkung

Durch chemische Substanzen kann die Wirkung einer Bestrahlung entweder vermindert oder verstärkt werden. Wie die Ausführungen zur Radikalbildung (Kap. 11.2) gezeigt haben, besteht die zerstörende Wirkung der Wasserradikale im Entzug von Elektronen aus den Molekülen der DNS mit anschließendem Bruch der Bindungen.

Radioprotektoren: Substanzen, die die Elektronenentzugsrate durch Neutralisation der Radikale verringern, werden als Radioprotektoren oder Strahlenschutzstoffe bezeichnet. Sie wirken als Antioxidantien und können die verstärkende Wirkung des Sauerstoffeffektes mindern. Um wirksam werden zu können, müssen sich diese Substanzen bereits vor der Strahlenexposition im Zellplasma befinden, da die Radikale innerhalb von Mikrosekunden an die empfindlichen Strukturen diffundieren und dort chemisch wechselwirken (s. Abschnitt 11.2). Ein weiterer Wirkmechanismus von Radioprotektoren kann die Abgabe von Elektronen unmittelbar an die defekten Bindungen der DNS sein, also eine Art chemischer Reparaturprozess. Radioprotektoren müssen daher der Gruppe der Elektronendonatoren ("Reduktionsmittel") angehören. Strahlenschutzstoffe sollen zwar durch Radikale oxidiert werden, der in den Zellen natürlich vorkommende freie Sauerstoff soll die Radioprotektoren dagegen wenn möglich nicht oder nur geringfügig neutralisieren.

In der Strahlentherapie können solche radioprotektiven Substanzen nur dann eingesetzt werden, wenn sie nicht gesundes Gewebe und Tumorzellen in gleicher Weise schützen, da sonst der therapeutische Effekt der Bestrahlung konterkariert würde. Erforderlich ist also eine selektive Anreicherung in den zu schützenden gesunden Geweben oder eine gewebespezifische Wirkung, die in Tumoren weniger ausgeprägt ist als in gesunden Zellen. Als Radioprotektoren dienen vor allem einige organische Schwefelverbindungen wie die Thiole, die eine SH-Gruppe als funktionelle Gruppe enthalten. Bekannte Strahlenschutzstoffe sind das Glutathion, das auch natürlich in Geweben vorkommt und im Tierversuch eine Reduktion von Strahlenschäden um den Faktor 2 ergeben hat, die Verbindungen Cystein (NH_2-$(CH_2)_2$-SH) und Cysteamin (NH_2-

$(CH_2)_2$-S-S-$(CH_2)_2$-NH_2), und eine Reihe weiterer synthetischer Verbindungen wie das bekannte WR-2721 (Gammaphos: Aminopropyl-Aminoäthyl-Thiophosphat). Wegen ihrer zum Teil toxischen Wirkung können die eventuell therapeutisch verwendbaren Radioprotektoren nicht zur allgemeinen Strahlenschutzvorsorge eingesetzt werden, zumal sie vor möglichen Expositionen verabreicht werden müssten. Natürliche Antioxidantien, die sich in jedem vernünftig ernährten und versorgten Organismus in ausreichender Menge befinden, sind die Vitamine A, C und E, die der Reduktion der Strahlenradikale in lebenden Zellen, besonders bei der Embryonalentwicklung dienen (s. auch [Fritz-Niggli], [Tubiana]), und die in Beeren und Rotwein vorkommenden Polyphenole (rote Farbstoffe).

Radiosensitizer: Die entgegengesetzte Wirkung, also eine Steigerung der Schadensrate, ist von Substanzen zu erwarten, die die Wirkung einer Strahlendosis auf Zellen verstärken. Diese Radiosensitizer oder auch Radiosensibilisatoren werden nach ihrem Wirkungsmechanismus in vier Gruppen unterteilt. Die erste Gruppe enthält Stoffe, die die Radikalausbeute im Zellplasma erhöhen, die zweite solche, die die Reparatur von Schäden erschweren. Die dritte Stoffart synchronisiert den Zellzyklus und die letzte Gruppe sind die die DNS modifizierenden Substanzen.

Substanzen, die die **Radikalausbeute** erhöhen, sollen eine oxidierende Wirkung ausüben. Sie müssen also wie der Sauerstoff oder die Wasserradikale Elektronen aus organischen Verbindungen abziehen und deshalb eine hohe Elektronenaffinität besitzen. Diese Ausbeuteerhöhung durch solche "Oxidantien" ist insbesondere in hypoxischen oder anoxischen Tumorzellen von Bedeutung, die im Vergleich zu euoxischen Zellen durch Fehlen des Sauerstoffeffektes geschützt sind. Allerdings treten bei in-vivo-Anwendungen solcher Substanzen u. a. wegen der schlechten Gefäßversorgung von Tumoren Probleme mit der selektiven Anreicherung im therapeutischen Volumen und mit der zum Teil erheblichen Toxizität auf, die den klinischen Einsatz sehr erschweren. Radiosensitizer dürfen daher wie andere Chemotherapeutika nur unter medizinisch streng kontrollierten Bedingungen verabreicht werden.

Die zweite Gruppe von Substanzen, die **Reparaturinhibitoren**, sollen die Reparaturrate vermindern. Sie müssen dazu entweder in den Haushalt der Reparaturenzyme der Zellen (vorwiegend der Polymerase) eingreifen oder die Ankopplung von Enzymen an der geschädigten DNS verhindern. Bei in-vitro-Versuchen kann eine Behinderung der Schadensreparatur an der Verringerung oder dem Verschwinden der Erholungsschulter festgestellt werden. Sie sind deshalb nur unter solchen Bedingungen einsetzbar, bei denen eine Erholungsschulter existiert, also an Zellen außerhalb der G2- oder M-Phase und bei Exposition mit Niedrig-LET-Strahlung. Eine Reihe dieser Substanzen (z. B. cis-Platin, Bleomycin, Adriamycin, u. ä.), die auch als reine Chemotherapeutika verwendet werden, kombiniert man inzwischen im klinischen Einsatz erfolgreich mit der Strahlentherapie.

Chemische Verbindungen, die selektiv an Zellen in bestimmten Phasen des Zellzyklus angreifen, können entweder die Zellen in diesen Phasen **blockieren** (z. B. durch Verhinderung der DNS-Synthese in der S-Phase) oder die Strahlenempfindlichkeit der Zellen in sonst eher unempfindlichen Phasen so **erhöhen**, dass eine nachfolgende Bestrahlung auch diese Zellen schädigt (s. Fig. 11.24). Im Fall einer Phasenblockade kann man erhoffen, dass nach Aufheben der Blockade die Zellen der Population zeitlich synchronisiert sind und deshalb den nächsten Zellzyklus mehr oder weniger synchron durchlaufen. Wenn die zeitliche Abfolge von Medikation und Bestrahlung entsprechend eingerichtet wird, sollte es deshalb möglich sein, die so medikamentös synchronisierte Zellpopulation in den besonders strahlenempfindlichen Phasen zu "erwischen". Tatsächlich sind solche Synchronisationsversuche bei in-vitro Experimenten gut gelungen. Die klinische Anwendung ist dagegen aus noch nicht ausreichend verstandenen zellkinetischen Gründen bisher nicht sehr erfolgreich. Eine Substanz, die vor allem die Synthese-Phase blockiert, ist das im klinischen Einsatz seit langer Zeit verwendete 5-Fluoruracil. Andere Substanzen blockieren den G2/M-Übergang (Bleomycin) oder die Mitose (Vincristin).

Die letzte Gruppe der Sensibilisatoren, die **DNS-Modifikatoren**, greift unmittelbar in die chemische Struktur der DNS ein und macht diese wegen ihrer dann geringeren chemischen Stabilität empfänglicher für Strahlenschäden. Dazu werden die Pyrimidinbasen Thymin und Cytosin durch weniger stabile halogenisierte Varianten ersetzt (z. B. Bromodesoxiuridin), die während der S-Phase selbstverständlich bereits im Zellplasma vorrätig sein müssen. Während der DNS-Replikation werden sie dann in die Tochterstränge eingebaut. Zellen mit einer hohen Proliferationsrate wie Tumorzellen sollten deshalb bevorzugt die modifizierten Basen enthalten. Obwohl in-vitro Versuche eine eindeutige Erhöhung der Schadensrate nach Gabe dieser Substanzen gezeigt haben, gibt es wegen der nicht ausreichenden Selektivität und nicht zu vernachlässigender toxischer Nebenwirkungen bisher kaum klinische Erfolge.

11.5.3 Abhängigkeit der Strahlenwirkungen von der Zellzyklusphase

Proliferierende Zellen zeigen eine phasenabhängige Empfindlichkeit gegen Strahlenschäden. Bestrahlung von Zellen kann zum reproduktiven Zelltod während oder kurz nach der Mitose oder vor allem bei hohen Dosen auch zum Interphasentod führen (s. u.). Bestrahlung kann außerdem Störungen im Zellzyklus verursachen wie beispielsweise eine vorübergehende Teilungshemmung oder -verzögerung. Daneben sind die bereits oben ausführlich dargestellten Effekte auf das genetische Material zu erwarten (s. Abschnitt 11.3). Mikroskopisch sichtbare Veränderungen des Erbgutes sind die Chromosomenaberrationen. Alle diese Effekte sind in ihrem Ausmaß außer von der Energiedosis auch von der Phase abhängig, in der sich die Zelle während der Strahlenexposition befindet.

Chromosomenaberrationen sind am wahrscheinlichsten nach Abschluss der DNS-Synthese, also ab Mitte der G2-Phase bis zum Beginn der Mitose (G2-M-Übergang). **Teilungshemmungen** sind nach experimentellen Ergebnissen vor allem bei Zellen in der G2-Phase zu erwarten. Bei solchen Teilungsverzögerungen treten die bestrahlten Zellen nach einer dosisabhängigen Erholungszeit wieder in den Zellzyklus ein. Dieser Effekt kann ebenso wie die Einwirkung bestimmter chemischer Verbindungen zur teilweisen Synchronisation des Zellzyklus der Zellen in einer Kultur oder in einem Gewebe verwendet werden. Für strahlentherapeutische Zwecke ist dies wegen der unterschiedlichen Empfindlichkeit der verschiedenen Zellzyklusphasen von großem Interesse.

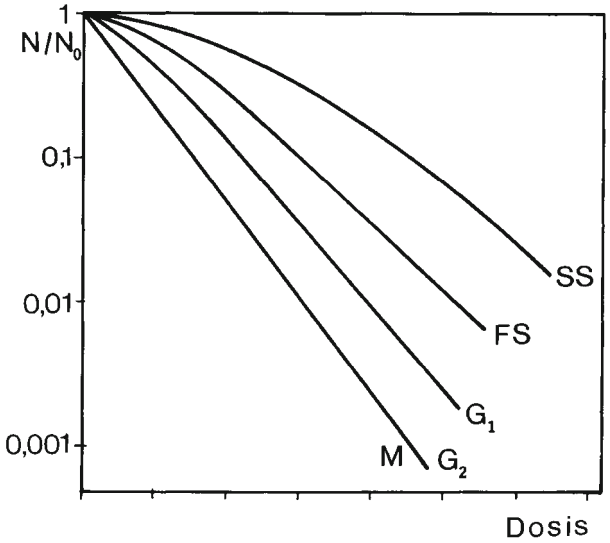


Fig. 11.23: Typische schematische Überlebenskurven von Zellen in Kultur nach Bestrahlung mit Niedrig-LET-Strahlung als Funktion der einzeitigen Strahlendosis für unterschiedliche Zellzyklusphasen.

Zum **Zelltod** kann es während des gesamten Zellzyklus kommen. Tritt der Zelltod während der Interphase oder der G0-Phase ein, so wird dies als **Interphasentod** bezeichnet. Als Ursachen werden massive Störungen des Zellstoffwechsels und der Enzymbildung, Veränderungen der Membranen, der Zellorganellen und ihrer Funktion, der Atmungsfähigkeit der Zelle oder der genetisch vorprogrammierte Tod (Apoptose) vermutet. Interphasentod ist in der Regel an hohe Dosen gekoppelt. Findet der Zelltod während oder unmittelbar nach einer Zellteilung statt, so wird dieses als reproduktiver oder **mitotischer** Tod bezeichnet. Seine Ursachen sind vielfältiger Art. Unter anderem werden nicht reparierte Schäden am Erbgut der Zelle sowie Zerstörungen oder irreparable Veränderungen von Zellorganellen, die sich auf die nächsten Zellteilungen auswirken, als Ursache angenommen. Der mitotische Tod kann unter Umständen auch erst nach mehreren Zellteilungen stattfinden, während derer sich die Strahlendefekte durch fortlaufende Replikation solange vermehren, bis sie für die Zelle letal werden. Für den mitotischen Tod von Zellen werden in der Regel geringere Strahlendosen als für den Interphasentod benötigt.

Zellen in der Mitose und der G2-Phase sind bezüglich des Strahlentodes am empfindlichsten. Ihnen folgen die G1- und die frühe S-Phase. Am strahlenresistentesten sind Zellen in der G0-Phase und in der späten S-Phase, in der die Verdopplung der DNS bereits abgeschlossen ist (Fig. 11.23), die neu synthetisierten DNS-Stränge aber noch bei den alten DNS-Strängen angeordnet sind. Durch diese räumliche Nähe erhöhen sich die Reparaturchancen. Bei einer Bestrahlung einer Zellkultur oder eines Gewebes, in denen sich die Zellen in typischer zeitlicher Verteilung in den einzelnen Phasen befinden, kommt es daher zunächst zur bevorzugten Verminderung der Zellen in der G2-Phase und in der Mitose mit einer nachfolgenden Reaktivierung von G0-Zellen. Die Überlebenskurven der G2- und der M-Phase zeigen eine kaum ausgeprägte bzw. nicht vorhandene "Erholungsschulter". Dies lässt darauf schließen, dass die Reparaturvorgänge in diesen beiden Phasen nicht oder weniger wirksam sind als in den übrigen Phasen des Zellzyklus (Fig. 11.23).

Ein Grund dürfte die hohe Kondensation der DNS in diesen Phasen sein, die den Zugang der Reparaturenzyme erschwert. Diese besonderen Eigenschaften der G2- und M-Phase machen die hohe Strahlensensibilität stark proliferierender Gewebe verständlich. In diesen Geweben befinden sich viele Zellen im aktiven Zellzyklus, sie weisen eine hohe Wachstumsfraktion auf. Bei ihrer Bestrahlung werden also mehr Zellen in den empfindlichen Phasen angetroffen als in weniger teilungsaktiven Geweben. Im Menschen zählen das blutbildende und lymphatische System und die Mausergewebe wie die inneren Schleimhäute zu den stark proliferierenden und deshalb strahlensensiblen Geweben. Sie sind daher auch für die ersten Symptome der Strahlenkrankheit verantwortlich. Dazu zählt auch die menschliche Leibesfrucht, die wegen der in der Organbildungsphase in der dritten bis zwölften Schwangerschaftswoche sehr hohen mitotischen Aktivität ebenfalls besonders strahlenempfindlich ist.

11.5.4 Abhängigkeit der Strahlenwirkung vom zeitlichen Bestrahlungsmuster

Je nach dem zeitlichem Verlauf der Bestrahlung unterscheidet man kurzzeitige oder langzeitige (protrahierte) Bestrahlungen sowie einzeitige oder fraktionierte (auf viele Einzelbestrahlungen verteilte) Strahlenexpositionen. Neben dem zeitlichen Verteilungsmuster der Strahlenexposition (der Dosisportionierung und der Dosisleistung) ist auch der Gesamtbestrahlungszeitraum von Bedeutung. Einige biologische Systeme zeigen bei den beobachteten Dosiseffektkurven nur wenig Beeinflussbarkeit durch das Dosis-Zeitmuster. Ihre Überlebenskurven verlaufen unter allen Bestrahlungsbedingungen rein exponentiell und weisen keine Erholungsschulter auf. In diesen Fällen ist davon auszugehen, dass die bei der Bestrahlung gesetzten Schäden irreversibel sind und nach den theoretischen Vorstellungen des Eintreffermodells ablaufen. Es müssen also singuläre letale Treffer unterstellt werden, die nicht repariert werden können. Außerdem müssen alle Zellen des bestrahlten Kollektivs eine homogene Reaktion auf die Strahlenexposition zeigen. Sie müssen also nach den Erläuterungen zur Zellphasenabhängigkeit (Kap. 11.5.3) alle in Phasen mit der gleichen Strahlensensibilität vorliegen und entweder gleichmäßig mit Sauerstoff (Kap. 11.5.1) versorgt sein oder keinerlei Sauerstoffeffekt aufweisen. Substrate mit diesen Eigenschaften finden sich vor allem

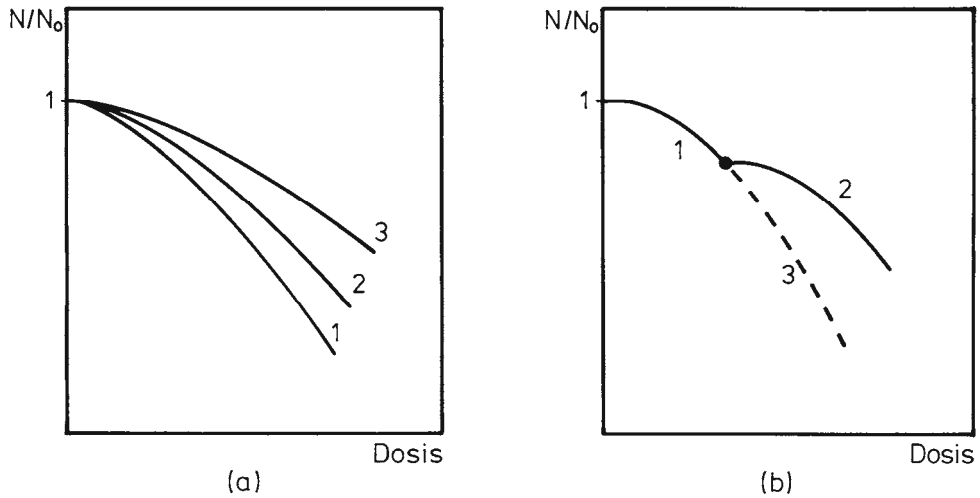


Fig. 11.24: Schematische Darstellung der Veränderungen von Zellüberlebenskurven bei Niedrig-LET-Strahlung durch zeitlich ermöglichte Reparaturen subletaler Schäden. (a): Protrahierte Bestrahlung mit abnehmender Dosisleistung (1 hohe DL, 2 mittlere, 3 niedrige DL). Die Kurven zeigen die typischen Veränderungen in der Erholungsschulter und der Steigung des exponentiellen Teils. (b): Bei fraktionierter Bestrahlung kommt es zur Bildung einer erneuten Erholungsschulter bei der zweiten Fraktion (1+3: Schulter und exponentieller Verlauf bei einzeitiger Bestrahlung, 1+2: reiner Schulterkurven-Verlauf bei Fraktionierung).

in Zellkulturen, deren Zellen bezüglich ihrer Phase synchronisiert sind, bei Anwendung von Hoch-LET-Strahlung und bei ausschließlicher Betrachtung letaler Schäden.

Reparatur: Die meisten biologischen Systeme reagieren dagegen auf unterschiedliche Zeitmuster mit einer Vielzahl möglicher Änderungen ihres Überlebensverhaltens. Sowohl in-vivo-Zellen als auch Zellen in Kultur weisen, wie oben ausführlich beschrieben, sehr wirksame Reparaturmechanismen auf. Wenn Systeme auf eine zeitliche "Verdünnung" der Dosis durch Protrahierung oder Fraktionierung, also eine Bestrahlung mit kleinerer mittlerer Dosisleistung reagieren, ist dies ein Beweis für einen anderen Schädigungsmechanismus als den des singulären letalen Eintreffermodells. Die gesetzten Schäden kommen durch wie auch immer geartete Mehrfacheffekte (multiple Realisierungen) zustande, deren Wahrscheinlichkeit natürlich von der zeitlichen Schadensdichte abhängt. Solche Mechanismen können z. B. die durch zeitliche Konzentration bewirkten simultanen Wasserradikalbildungen sein. Einzelne isolierte Wasserradikale zeigen kaum Wirkung in einer Zelle. Treten die Radikale wie das OH-Radikal aber simultan auf, kommt es zur Bildung von Wasserstoffperoxid (H_2O_2) mit seiner besonders zytotoxischen Wirkung. Das gleiche gilt für die simultane Entstehung organischer Radikale, die vor einer Reparatur miteinander reagieren können und so beispielsweise Ringchromosomen u. ä. erzeugen.

Auch subletale reparierbare Schäden an Substrukturen der Zelle können nur dann zum Zelltod führen, wenn sie in zeitlicher Häufung auftreten (Mehrtreffer-Modelle). Werden subletale Schäden in den Zellen gesetzt, die zu ihrer Aktivierung weitere Energiezufuhr benötigen, so werden bei zeitlicher Verdünnung weniger Strahleneffekte sichtbar werden als bei zeitlicher Konzentration der Energieüberträge. Ein Beispiel ist die vorübergehende Veränderung des Enzymhaushaltes von Zellen durch Bestrahlung. Enzymvorräte können bei ausreichendem zeitlichem Abstand bis zum nächsten Schadensereignis in der betroffenen Zelle wieder durch Neusynthese ergänzt werden. Bei hoher zeitlicher Schadensdichte werden Enzymdefizite dagegen durch noch nicht stattgefundene Reparaturen überlebenswichtiger Targets (den "Enzymproduktionsstätten") zum Zelltod führen. Bei protrahierter Bestrahlung kommt es deshalb in reparaturfähigen Systemen zu typischen Modifikationen der Überlebenskurven (s. Fig. 11.24a). Die Steigungen des exponentiellen Kurventeils nehmen mit kleinerer Dosisleistung ab, die Dosisschulter wird flacher und ist bei sehr kleiner Dosisleistung wegen des insgesamt flacheren Kurvenverlaufes kaum noch auszumachen. Bei einer Fraktionierung (Fig. 11.24b) kommt es in der Bestrahlungspause zur Erholung subletaler Schäden. Bei der nächsten Bestrahlung bildet sich deshalb eine erneute Erholungsschulter aus. Bei einer multiplen Fraktionierung z. B. in 20 bis 30 Einzelfraktionen mit Niedrig-LET-Strahlung besteht die Überlebenskurve unter sonst gleichen zellulären Bedingungen aus einer Überlagerung der 20-30 Erholungsschultern. Die Gesamtwirkung bei Fraktionierung bleibt deshalb erheblich hinter der einer einzeitigen Bestrahlung mit gleicher Dosis zurück.

Bei für die Zelle nicht letalen Wirkungen gelten die gleichen Grundprinzipien. Auch dort ist bei Niedrig-LET-Strahlung eine geringere erbgutverändernde Schadensrate bei einer Protrahierung zu erwarten als bei einzeitiger Strahlenexposition. Bei Hoch-LET-Strahlung kann durch zeitliche Verdünnung die nicht letale, aber erbgutverändernde Wirkung dagegen sogar erhöht werden, weil bei einzeitiger Exposition eine Sättigung bzgl. der nicht letalen DNS-Veränderungen eintritt und es stattdessen zu konkurrierenden letalen Wirkungen in der Zelle kommt.

Reoxigenierung: Neben den Reparaturvorgängen, deren Effektivität von der zeitlichen Schadensdichte abhängt, spielt bei Niedrig-LET-Strahlung und lebenden, in einem Organismus eingebundenen Geweben wie solide Tumoren auch der Sauerstoffeffekt eine zentrale Rolle. Bei einer Bestrahlung werden zunächst euoxische Zellen bevorzugt geschädigt. Dies bewirkt eine relative Anreicherung hypoxischer Zellen. In den Bestrahlungspausen kommt es bei fraktionierter Bestrahlung zur Reoxigenierung dieser hypoxischen und deshalb weniger strahlenempfindlichen Zellen durch Eindiffundieren von Sauerstoff in das betroffene Gewebe oder die Wiedereröffnung vorher pathologisch verschlossener Kapillargefäße. Außerdem kommt es zur Revaskularisation, einer Gefäßneueinsprossung, in das Tumorgebiet. Dies bewirkt neben der erhöhten Sauerstoffperfusion auch eine allgemein bessere Nährstoffversorgung, die zu einer Aktivierung vorher inaktiver Zellen im bestrahlten Gebiet führt. Bei einer erneuten Bestrahlung befinden sich also einige der vorher inaktiven hypoxischen Zellen wieder im aktiven Zyklus und weisen wegen der dann höheren Strahlenempfindlichkeit eine größere Schädigungsrate auf. Die Reoxigenierung geht so schnell vor sich, dass selbst unter Dauerbestrahlung, also bei Protrahierung, Zellen reaktiviert werden.

Redistribution: Bestrahlung von Zellpopulationen trifft die besonders strahlensensiblen Zellen, also Zellen die sich entweder in der späten G2-Phase oder in der Mitose befinden. Solche Zellen unterliegen nach einer Strahlenexposition einer vorübergehenden oder dauerhaften Mitosehemmung. Im letzteren Fall erleiden sie dadurch über kurz oder lang den mitotischen Tod. Bei einer Strahlenexposition kommt es durch Selektion zu einer Redistribution (Umverteilung) der Zellen im Zellzyklus. In den Bestrahlungspausen einer fraktionierten Bestrahlung können sich Zellen von ihrer Mitosehemmung erholen, sie treten also mehr oder weniger gleichzeitig (synchronisiert) in den aktiven Zellzyklus ein. Diese partielle Synchronisation wurde tatsächlich in vielen in-vitro Versuchen an Zellkulturen festgestellt. Wird jetzt im richtigen Zeitabstand erneut bestrahlt, also in der Mitose der reaktivierten Zellen, ist die Strahlenwirkung auf die Population größer als bei Nichtsynchronisation, da Zellen in der Mitose ja besonders strahlenempfindlich sind. In vivo ist die partielle Synchronisation wegen der sehr inhomogenen Zellzyklusverteilung in Tumorgeweben weniger wirksam. Außerdem verändern Tumoren unter Bestrahlung ihr Wachstumsverhalten in nicht vorhersagbarer Weise, so dass Synchronisationsversuche allein durch Bestrahlung unter klinischen Bedingungen bisher wenig erfolgreich waren.

Repopulation: Unter Repopulation versteht man eine Neubevölkerung von Geweben oder Zellkulturen mit aktiven Zellen. Diese Repopulation entsteht entweder durch den Wiedereintritt von G0-Zellen in den aktiven Zellzyklus nach einer Leistungsanforderung oder durch Einschwemmung gesunder, nicht geschädigter Zellen aus der unbestrahlten Umgebung. In Tumoren führt die Repopulation zu einer erhöhten Proliferationsrate nach einer Bestrahlung. Bei manchen Tumorarten dürfen deshalb keine Bestrahlungspausen eingelegt werden, da die in der Pause nach Repopulation entstehenden Volumenvergrößerungen den Tumor wegen der dann zu seiner Vernichtung benötigten höheren Dosen und der damit verbundenen Nebenwirkungen auf das gesunde Gewebe inkurabel machen würden. In gesunden Geweben führt die Repopulation bei fraktionierter Bestrahlung zu einer erhöhten Toleranz, die für den Tumor größere Gesamtdosen ermöglicht. Die vier bisher besprochenen Abhängigkeiten der Strahlenwirkung vom Zeitmuster der Bestrahlung werden oft anschaulich als die "4R der Strahlenbiologie" zusammengefasst:

- **Recovery (Erholung von Strahlenschäden durch Reparatur)**
- **Reoxigenierung (Wiederherstellen der Sauerstoffversorgung)**
- **Redistribution (Neuverteilung der Zellen in den Zellzyklusphasen, Synchronisation)**
- **Repopulation (G0-Reaktivierung, Einschwemmung)**

In der Radioonkologie ist die Fraktionierung eine der wichtigsten Maßnahmen, um Nebenwirkungen auf gesunde und reparaturfähige Gewebe zu minimieren. Bei jeder Fraktionierung kommt es allerdings auch zu Auswirkungen auf das Tumorüberleben, so dass die Gesamtdosen für die gleiche Wirkung in Abhängigkeit vom verwendeten Zeitschema erhöht werden müssen. Es hat deshalb nicht an Versuchen gefehlt, Algorithmen zu finden, um diese **Isoeffektdosen** in bestimmten klinischen Situationen zu berechnen bzw. abzuschätzen. Einige dieser Beziehungen sind einfache Adaptionen an klinische Erfahrungswerte, die also auf keinen strahlenbiologischen Modellen beruhen, sondern nur Parametrisierungen klinischer Daten sind. Die bekannteste Beziehung dieser Art ist die **Ellis-Formel**, die 1967 empirisch aufgestellt wurde [Ellis].

$$NSD = D \cdot N^{-0.24} \cdot t^{-0.11} \tag{11.15}$$

Sie berechnet die Isoeffektdosis, die Nominal-Standard-Dose NSD, für die Reaktionen gesunder Gewebe als Funktion der Zahl der Fraktionen N und der Gesamtbestrahlungszeit t in Tagen. Die Ellis-Formel war der erste Versuch, ein Fraktionierungsschema mathematisch zu erfassen. Sie ist im Laufe der Zeit heftig in Kritik geraten, weil sie für andere als die ursprünglich vorgesehenen klinischen Situationen missbraucht wurde. Die Ellis-Formel war eigentlich nur zur Berechnung der Reaktionen gesunden Gewebes, nicht aber für die Berechnung von Tumorüberlebensraten gedacht. Außer-

dem basierte sie auf Studien von Frühreaktionen an Bindegeweben, sie wurde aber klinisch auch für Spätschäden an den sonstigen Zellarten der Haut verwendet.

Es hat deshalb eine Reihe von Modifikationen der Gl. (11.15) für andere Gewebearten wie Nervengewebe und für Spätreaktionen gegeben sowie Versuche, direkt auf dem linearquadratischen Wirkungsmodell basierende Formalismen zu erzeugen. Die Therapeuten ziehen wegen der Komplexität der Reparaturabläufe und der klinischen Randbedingungen individueller Tumoren in der Regel aber die klinischen Erfahrungen einer mathematischen Berechnung der Isoeffektdosen vor. Dies hat zu der heutigen Vielzahl von Fraktionierungs- bzw. Protrahierungsschemata geführt, die an die individuellen Verhältnisse jedes einzelnen Tumors angepasst werden. Wegen der Steilheit der Dosiswirkungsverläufe mit der Dosis ist es in diesem Zusammenhang von ganz besonderer Bedeutung, die Dosisverteilungen so exakt und eindeutig zu beschreiben, dass die klinischen Erfahrungen auch tatsächlich in anderen Institutionen zu Vergleichen herangezogen werden können (vgl. [Krieger Bd2], Kap. 3).

Alle bisher dargestellten Abhängigkeiten für die Strahlenempfindlichkeiten gelten in ähnlicher Weise auch bei der nichttherapeutischen Strahlenexposition von Menschen. So macht es beispielsweise einen großen Unterschied, ob es bei Strahlenunfällen zu einer kurzzeitigen Exposition mit hohen Dosen (akute Strahlenkrankheit) oder zu einer protrahierten Bestrahlung mit der gleichen Gesamtdosis gekommen ist (chronische Strahlenschäden).

11.5.5 Einflüsse des morphologischen Zelldifferenzierungsgrades

Nach experimentellen Untersuchungen ist die Strahlenempfindlichkeit vieler Zellkulturen oder Gewebe abhängig vom morphologischen Differenzierungsgrad, also dem histologischen Unterschied im Aufbau der Zellen. Die älteste diesbezügliche strahlenbiologische Regel stammt von den Autoren ***Bergonie*** und ***Tribondeau*** aus dem Jahre 1906 und gehört auch heute noch zu den gerne zitierten Grundregeln der Strahlenbiologie [Bergonie/Tribondeau]. Sie besagt sinngemäß:

> **"Die Empfindlichkeit von Geweben ist proportional zur reproduktiven Aktivität und umgekehrt proportional zum morphologischen Differenzierungsgrad der Zellen."**

Nach heutiger Erkenntnis erscheint der erste Teil dieses "Gesetzes" unmittelbar aus der oben ausführlich dargestellten Zellzyklusabhängigkeit der Strahlenempfindlichkeit verständlich. Bei hohen Dosen, wie sie bei Strahlenunfällen oder im Rahmen strahlentherapeutischer Maßnahmen appliziert werden, stellt sich allerdings die Frage, ob letale Strahlenschäden trotz der unterschiedlichen Empfindlichkeiten der einzelnen Zellzyklusphasen nicht mit ausreichender Wahrscheinlichkeit in allen Phasen des Zellzyklus erzeugt werden. Letale Schäden an Zellen, die später zum mitotischen Tod führen,

können natürlich erst zum Zeitpunkt dieser Mitose festgestellt werden. Dies führt dazu, dass die Strahlenwirkung schnell proliferierender Gewebe bereits in vergleichsweise kurzen Zeitabständen nach der Strahlenexposition zu beobachten ist und daher auch klinisch besonders auffällig wird. Die Schädigung schnell proliferierender Gewebe ist deshalb für die Symptome der akuten Strahlenkrankheit und die frühen Strahlenreaktionen zuständig. Weniger teilungsaktive Gewebe zeigen die Strahlenwirkung dagegen erst zu einem späteren Zeitpunkt, nämlich dem Zeitpunkt ihrer nächsten oder übernächsten Mitose. Diese Wirkungen sind deshalb aber keinesfalls weniger schwerwiegend, wie das Beispiel der sich oft erst nach Jahren manifestierenden radiogenen Querschnittslähmung zeigt. Die Radioonkologie und der administrative Strahlenschutz unterscheiden deshalb folgerichtig eher nach der klinischen Erfahrung in **früh** und **spät** reagierende Gewebearten.

Der mit dem Differenzierungsgrad der Zellen befasste zweite Teil dieser Regel von ***Bergonie*** und ***Tribondeau*** wird heute ebenfalls kritischer beurteilt, wenn er auch in vielen Fällen noch als korrekt betrachtet wird. In der Originalarbeit waren als Maß für die Strahlenempfindlichkeit ausschließlich der mikroskopisch feststellbare, früh eintretende Zelltod, nicht aber funktionelle Störungen oder Transformationen in der Zelle herangezogen worden, die unter dem Mikroskop in der Regel nicht beurteilt werden können. Heute sind sowohl eine Reihe von Geweben bekannt, die trotz hoher Differenzierung sehr strahlenempfindlich sind, als auch Gewebe, die zwar wenig differenziert aber dennoch weitgehend strahlenresistent sind. Der Grund für die im Allgemeinen zutreffende Regel, dass hohe Differenzierung auch geringe Strahlensensibilität bedeutet, liegt zum einen wahrscheinlich an den besonders ausgeprägten Enzymaktivitäten in differenzierten Zellen und der so erhöhten Reparaturfähigkeit. Zum Anderen sind in hoch differenzierten Geweben große Teile der DNS inaktiviert. Sie sind also für das Überleben und das Funktionieren der Zellen nicht unmittelbar notwendig.

11.5.6 Volumeneffekte der Strahlenwirkung

Für die biologische Strahlenwirkung spielt neben den bisher besprochenen Faktoren auch die räumliche Verteilung der Strahlung eine wesentliche Rolle. So findet man bei der Bestrahlung von Geweben oder Zellsystemen eine deutliche Abhängigkeit der Strahlenwirkung vom gleichzeitig mitbestrahlten benachbarten Volumen. Volumeneffekte hängen mikroskopisch mit Störungen der interzellulären Kommunikation über die Oberflächenproteine auf der Glykokalix zusammen, die die Redistribution und die Repopulation in Geweben einschließlich ihrer Reparaturfähigkeit und die Vorgänge zur Proliferation steuern. Von Bedeutung sind auch die durch Bestrahlung veränderten Umgebungsbedingungen wie Sauerstoff- und Nährstoffversorgung, die u. a. über die Zerstörung und Veränderung des Kapillarsystems verursacht werden. Dies hat Auswirkungen auf den Energiehaushalt und indirekt auf die Immunantwort und das Reparatur- und Stoffwechselsystem der Zellen. Aus der klinischen Erfahrung vor allem zu Beginn der modernen Radiologie sind eine ganze Reihe solcher Volumeneffekte be-

kannt geworden, die zu einer überproportionalen Zunahme der Nebenwirkungen mit anwachsendem Bestrahlungsvolumen führen. Dazu zählen die Hautveränderungen einschließlich der Nekrosen, Funktionsausfälle von Geweben und Organsystemen, die Schädigungen peripherer Nerven und die radiogene Querschnittslähmung. Besonders schwerwiegend wird der Volumeneffekt bei Ganzkörperbestrahlungen, bei denen unter Umständen das komplette Blut bildende System und das Immunsystem so geschädigt werden, dass Reparaturen von Strahlenschäden kaum noch möglich sind. Das Immunsystem hat dann nur noch so wenige Reserven, dass es selbst mit banalen Infekten nicht mehr fertig wird. Dies erschwerte beispielsweise die therapeutische Anwendung von Ganzkörperexpositionen bei Leukämie-Patienten, deren Knochenmark vor einer Transplantation fremden Knochenmarks supprimiert werden sollte.

11.5.7 Temperaturabhängigkeit der Strahlenwirkung

Aus experimentellen Untersuchungen und medizinischer Erfahrung ist schon lange bekannt, dass eine auf über 42° C erhöhte Temperatur eine Schädigung von Zellen zur Folge haben kann. So kann extrem erhöhtes, lange anhaltendes Fieber zu spontanen Tumorremissionen führen. Thermische Schäden lassen sich wie bei der Strahlenexposition von Zellen durch Zellüberlebenskurven darstellen. Auch thermische Überlebenskurven zeigen den typischen Verlauf von Mehrkomponentenschäden mit einer Erholungsschulter (Fig. 11.25). Da die thermischen Defekte bereits weit unterhalb der Koagulationstemperatur der biologischen Substrate stattfinden, handelt es sich bei diesen Effekten nicht um Verbrennungen, sondern um diskrete molekulare Veränderungen. Erhöhte Temperatur ist nur imstande, chemisch schwach gebundene Moleküle zu zerstören oder zu verändern. Es wundert daher nicht, dass bisher keine Auswirkungen auf die DNS oder Chromosomenaberrationen nach Hyperthermie festgestellt wurden. Die im Zell- und Kernplasma gelösten, weniger stark gebundenen Proteine und Enzyme sowie die Membranen von Hülle und Kern und der Zellorganellen sind dagegen weniger wärmeresistent. Als Gründe für die erhöhte Membranempfindlichkeit werden Labilitäten der Lipoproteine bei erhöhter thermischer Bewegung vermutet (Membranen sind flüssige, also bewegliche Gebilde, s. dazu Kap. 11.1).

Experimentell hat man eine gesteigerte Wärmesensibilität von Zellen in der frühen S-Phase festgestellt. Sie ist im Detail bisher nicht verstanden. Ihr muss, da die S-Phase bei Strahlenschäden eher zu den stabileren Phasen zählt, ein völlig anderer Wirkungsmechanismus als bei Strahleneinwirkung zugrunde liegen. Erhöhte Temperatur in Zellen führt wahrscheinlich auch zu einer geringeren Reparaturfähigkeit und einer höheren Fehlerrate bei den Reparaturen, da bei kombinierter Hyperthermie und Strahlenexposition die Erholungsschultern weniger ausgeprägt sind als bei einer Schädigung durch ein einzelnes Agens. Wärmeschäden führen in der Regel innerhalb weniger Stunden zum Interphasentod der erwärmten Zellen, während strahlengeschädigte Zellen vorwiegend über den reproduktiven Tod nach ein oder mehreren Zellteilungsversuchen ausgeschaltet werden und dazu typische Zeiten von einem Tag oder mehr be-

nötigen. Die thermische Wirkung scheint vorwiegend von thermisch deponierten Energie, der "Wärmedosis", abzuhängen, also proportional zum Produkt aus Temperatur und Expositionszeit zu sein. Die Analyse experimenteller Daten hat gezeigt, dass man zum Erreichen der gleichen Wirkung entweder bei niedriger Temperatur die Erwärmungszeit verlängern oder die Temperatur geringfügig erhöhen kann. Als grobe Faustregel gilt, dass ein Grad Temperaturerhöhung die für eine bestimmte Wirkung erforderliche benötigte Expositionszeit um etwa den Faktor 2 reduziert, sobald die kritische Temperatur von 42 °C überschritten ist (Fig. 11.25).

In Geweben sind Hyperthermieeffekte wegen zahlreicher Einflüsse auf die Wärmeverteilung nicht so einfach zu deuten wie in Zellkulturen. Zum einen ist es technisch sehr schwierig, auch tief liegende Gewebeschichten so gleichförmig zu erwärmen, dass verlässliche Aussagen zu den Wirkungsbeziehungen möglich sind. Zum anderen wird durch unterschiedliche Gefäßversorgung gesundes, gut durchblutetes Gewebe besser gekühlt als mangelvaskularisierte Tumoren, so dass kaum homogene Wärmeverteilungen erreicht werden können. Dennoch hat sich eindeutig herausgestellt, dass schlecht versorgte, hypoxische Gewebe, wie sie Tumoren üblicherweise aufweisen, deutlich

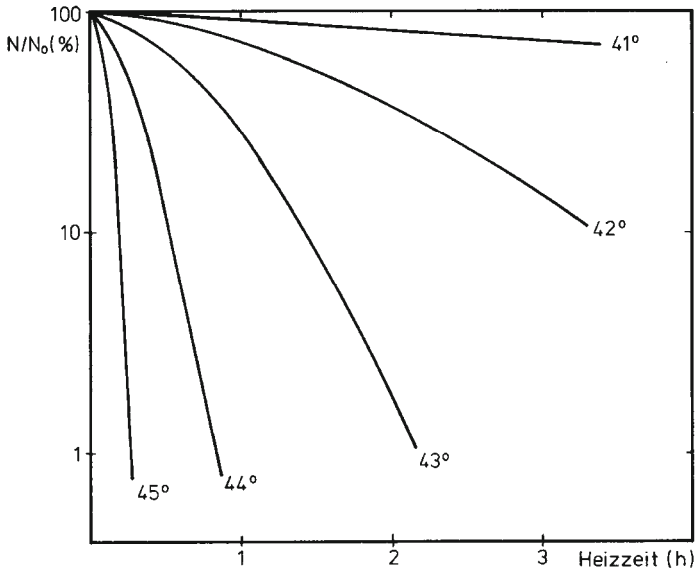


Fig. 11.25: Schematische Darstellung von Veränderungen der Zellüberlebenskurven als Funktion der Heizzeit für verschiedene Temperaturen (nach [Tubiana]). Die Überlebenskurven für eine bestimmte Temperatur ähneln in der Form den Dosis-Überlebenskurven. Sie zeigen insbesondere "Erholungsschultern". Oberhalb von 42° Celsius zeigt sich, dass sowohl eine Erhöhung der Temperatur als auch eine Verlängerung der Heizzeit zu ähnlichen Schädigungsraten bzw. Überlebensfraktionen führen können. Eine Erhöhung der Heizzeit um 1 h bewirkt etwa die gleiche Schädigung wie eine Temperaturerhöhung um 1°C.

wärmesensibler sind als gesunde Normalgewebe. Als einer der Gründe wird das unterschiedliche Verhalten der die Gewebe versorgenden Kapillaren genannt. Während es in gesunden Geweben schon wenige Minuten nach Beginn der Erwärmung zu einer wärmebedingten Dilatation (Erweiterung) der Kapillargefäße und damit einer erhöhten Durchblutung mit lokaler Kühlwirkung kommt, zeigen Tumoren sehr frühzeitig Wärmedefekte an ihren Mikrogefäßen, die die Mangelversorgung und Minderdurchblutung noch verstärken.

Ein besonderes Problem ist die induzierte **Thermotoleranz**, die in den Stunden und Tagen nach einer Hyperthermie auftritt. Ihr Mechanismus ist unklar. Thermotoleranz bedeutet, dass vorbehandelte Gewebe bei einer zweiten Exposition deutlich höhere Wärmemengen benötigen, um den gleichen Effekt wie bei der ersten Exposition auszulösen. Werden die Gewebe ausreichend lange bei Normaltemperatur gehalten, so verschwindet die Thermotoleranz wieder weitgehend. Die induzierte Thermotoleranz erschwert die therapeutische Anwendung der Hyperthermie und erfordert wie bei der Bestrahlung mit ionisierender Strahlung ausgeklügelte Fraktionierungstechniken.

Hyperthermie erhöht die simultane Strahlenwirkung oder die gleichzeitige Einwirkung chemischer zytotoxischer Substanzen. Obwohl die Mechanismen dieser Empfindlichkeitssteigerung mit der Temperatur und die exakte zeitliche Abhängigkeit der thermischen Wirkungen noch nicht im Einzelnen bekannt sind, wird dieser Effekt heute bereits in der kombinierten Strahlentherapie-Hyperthermie verwendet. Die Empfindlichkeitssteigerung unter Hyperthermiebedingungen wird durch das Verhältnis TER der für einen Effekt benötigten Energiedosen ohne und mit gleichzeitiger Hyperthermie angegeben. TER steht für **Thermal Enhancement Ratio**, also den thermischen Verstärkungsfaktor.

$$\mathrm{TER} = \frac{\mathrm{Dosis}_{\text{ohne Temperaturerhöhung}}}{\mathrm{Dosis}_{\text{mit Temperaturerhöhung}}} \qquad \text{(für die gleiche Wirkung)} \tag{11.16}$$

Die Übererwärmung von Geweben kann bei oberflächlicher Zielvolumenlage durch direkte Wärmeapplikation durch Infrarotstrahler, Heizkissen oder Heißwasserbäder erzeugt werden. Bei Ganzkörperhyperthermie werden Patienten in Bädern oder in Klimakammern überhitzt, was in der Regel eine Narkose und eine sorgfältige Überwachung des Herz-Kreislaufsystems erfordert. Sollen tiefer gelegene Gewebeschichten selektiv erhitzt werden, werden Verfahren verwendet, mit denen die Wärmeenergie in der Tiefe gebündelt werden kann. Zu diesen Verfahren zählen die Mikrowellentechnik mit gerichteten Antennen, die aus der "orthopädischen" Anwendung in der Balneologie bekannt ist, die Erwärmung mit Ultraschallmethoden oder die interstitielle oder intrakavitäre Erwärmung mit direkt in das Zielvolumen implantierten Antennen oder von Wasser durchflossenen Heizelementen, die meistens in Kombination mit der Brachytherapie appliziert werden. Trotz vieler klinischer Versuche ist die therapeutische Hyperthermie noch in einem experimentellen Stadium.

Zusammenfassung

- **Die Anwesenheit freien Sauerstoffs im Zellplasma während der Strahlenexposition erhöht für Niedrig-LET-Strahlung in den meisten Fällen die Wirkung um den Faktor 2-3.**
- **Chemische Substanzen im Zellplasma können die Strahlenwirkung mindern (Radioprotektoren) oder sie erhöhen (Radiosensitizer).**
- **Die Strahlenempfindlichkeit von Zellen hängt in charakteristischer Weise von der jeweiligen Zellzyklusphase ab. Am empfindlichsten sind die G2- und die M-Phase.**
- **Die Strahlenwirkung zeigt wegen der für Reparaturen und Repopulation erforderlichen Zeit eine erhebliche Abhängigkeit vom zeitlichen Bestrahlungsmuster.**
- **Der morphologische Differenzierungsgrad der Zellen beeinflusst die Strahlenwirkung.**
- **Die Strahlenwirkung auf ein Gewebe hängt vom simultan mitbestrahlten Volumen des umgebenden Gewebes ab.**
- **Gleichzeitige Übererwärmung von Geweben erhöht die Strahlenwirkung.**

11.6 Die Relative Biologische Wirksamkeit (RBW)

Zum Vergleich der biologischen Wirkungen zweier Strahlungsarten wird die **Relative Biologische Wirksamkeit** (RBW, engl.: RBE, relative biological effectiveness) verwendet. Der Begriff geht auf Arbeiten von [Faila/Henshaw] im Jahr 1931 zurück, die Untersuchungen zur biologischen Wirkung von Gamma- und Röntgenstrahlungen durchführten. Unter RBW versteht man das Verhältnis der für einen bestimmten biologischen Effekt erforderlichen Energiedosis einer Referenzstrahlung D_{ref} und der Energiedosis der untersuchten Strahlungsart D_u für die gleiche biologische Wirkung unter sonst gleichen experimentellen Bedingungen.

$$\text{RBW} = \text{Dosis}_{ref}/\text{Dosis}_u \quad \text{(für gleiche Wirkung)} \tag{11.17}$$

Als Referenzstrahlung wird meistens eine Niedrig-LET-Strahlung wie 250-kV-Röntgenstrahlung oder die Gammastrahlung des ^{60}Co (E_γ = 1,17 und 1,33 MeV) verwendet. RBW-Faktoren können sowohl für Zellkulturen als auch in der radiologischen Anwendung oder im Strahlenschutz für stochastische oder deterministische Schäden an Geweben oder ganzen Organismen angegeben werden.

Zur Bestimmung der RBW vergleicht man experimentelle Überlebenskurven oder Dosiswirkungskurven für einen bestimmten Effekt. Dazu wird die Wirkung in Art und

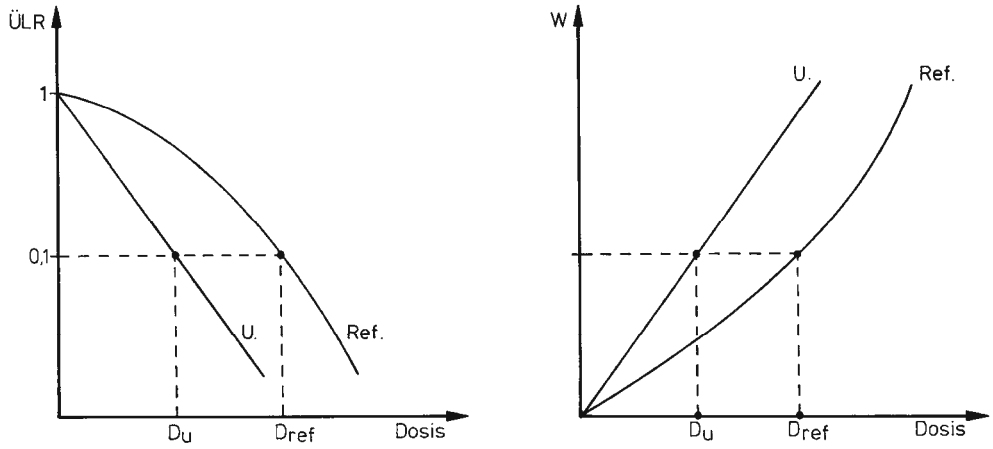


Fig. 11.26: Bestimmung der RBW an Zellüberlebenskurven (links) und Dosiswirkungskurven (rechts). Die Referenzstrahlung "Ref." benötigt für eine bestimmte Wirkung W oder Überlebensrate ÜRL eine höhere Dosis, die Hoch-LET-Strahlung "U." kleinere Dosiswerte für den vorgegebenen Effekt. Die RBW ist jeweils das Verhältnis von D_{ref}/D_u für die gleiche Wirkung (Gl. 11.17) und ist daher in diesen grafischen Beispielen immer größer als 1.

Ausmaß quantitativ festgelegt und dann die beiden für diese Wirkung benötigten Energiedosen der Referenzstrahlung und der untersuchten Strahlungsart den experimentellen Kurven entnommen (s. Fig. 11.26). Im Allgemeinen ist die RBW dosisabhängig, man erhält also je nach untersuchtem Dosisbereich auch unter sonst gleichen Bedingungen unterschiedliche RBW-Werte (s. Kap. 11.6.1). Für den Strahlenschutz im stochastischen Dosisbereich ist besonders die biologische Wirkung bei kleinen Dosen von Bedeutung. Man erhält sie nach Linearisierung der experimentellen Wirkungsfunktionen im Niedrigdosisbereich als Verhältnis der Tangentensteigungen der beiden untersuchten Wirkungsverläufe bei der Extrapolation zur Dosis Null. Diese Relative Biologische Wirksamkeit bei kleinen Dosen ist maximal und wird in der Literatur deshalb mit dem Index "M" versehen, also als $\mathbf{RBW_M}$ bezeichnet.

11.6.1 Die Dosisabhängigkeit der RBW*

Experimentell bestimmte RBW-Werte sind im Allgemeinen nicht unabhängig von den applizierten Dosen. Eine Ausnahme ist gegeben, wenn die mathematische Form der beiden betrachteten Wirkungskurven gleich ist. Dies ist unmittelbar einsichtig z. B. bei rein linearen oder einfach exponentiellen Verläufen beider Dosiswirkungskurven. Können beide Kurven beispielsweise durch Geradengleichungen mit unterschiedlichen Steigungen a und b beschrieben werden, so erhält man als RBW einfach das Verhältnis der Steigungen (s. untenstehendes Beispiel). Unterscheiden sich die mathematischen Formen der untersuchten Wirkungsverläufe, so ist dagegen mit einer zum Teil

ausgeprägten Dosisabhängigkeit der RBW zu rechnen. Zur Interpretation der RBW-Verläufe ist es möglich, die RBW entweder als Funktion der Energie der untersuchten Strahlungsart "U" oder als Funktion der Strahlungsart "Ref" darzustellen. Letztere Darstellungsweise wird im Strahlenschutz bevorzugt.

RBW bei linearen Wirkungskurven: Beide Wirkungskurven sind durch Geradengleichungen darstellbar. Also gilt $W_{ref} = W_0 + b \cdot D_{ref}$ und $W_u = W_0 + a \cdot D_u$. Viele experimentelle Dosiswirkungskurven zeigen auch schon bei der Dosis Null eine bestimmte Schwellenwirkung W_0. Da diese in beiden Geradengleichungen als Offset in der Wirkungsachse auftaucht, spielt sie als additiver Term bei der Gleichsetzung beider Funktionen in (Gl. 11.18) wie auch bei anderen mathematischen Verläufen der Dosiswirkungskurven keine Rolle. Man erhält also wegen der Forderung $W_{ref} = W_u$

$$b \cdot D_{ref} = a \cdot D_u \quad \text{bzw.} \quad D_{ref}/D_u = a/b \tag{11.18}$$

Also ist die RBW unabhängig von den Dosen und hat den Wert RBW = a/b (s. Fig. 11.27 rechts). Gleiche Überlegungen gelten für reine Potenzfunktionen der Form $W = a \cdot D^n$. Hier erhält man als RBW als verallgemeinerte Form ebenfalls einen energiedosisunabhängigen Wert $RBW = (a/b)^{1/n}$, also die n-te Wurzel des Verhältnisses a/b.

RBW bei einfach exponentiellen Wirkungskurven: Für einfache Exponentialfunktionen der Form ($e^{-a \cdot D}$, $e^{-b \cdot D}$) für die Überlebensraten erhält man als Beziehung für die gleiche Wirkung die Gleichung $e^{-a \cdot Du} = e^{-b \cdot Dref}$. Das Dosisverhältnis errechnet man durch Logarithmieren dieser Gleichung und erhält wie bei linearen Kurven:

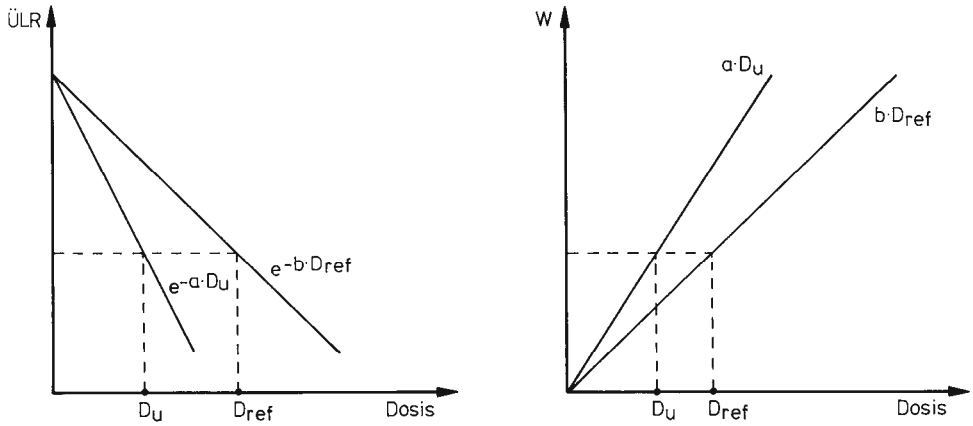


Fig. 11.27: Wirkungskurven ohne Energieabhängigkeit der RBW: Links einfach exponentielle Überlebenskurven der Form ÜLR = $e^{-a \cdot D}$ in logarithmischer Darstellung, rechts einfach lineare Wirkungskurven der Form W = a·D. Die RBW berechnet man jeweils aus dem Verhältnis der Steigungen der logarithmisch dargestellten Exponentialfunktionen bzw. der Geraden zu RBW = a/b. In beiden Fällen ist die RBW also unabhängig von der Dosis D.

$$D_{ref}/D_u = a/b \tag{11.19}$$

RBW bei unterschiedlicher mathematischer Form der Wirkungskurven: Ist die Dosiswirkungsbeziehung für die untersuchte Hoch-LET-Strahlung linear, die für die Referenzwirkung rein quadratisch, so erhält man die beiden Beziehungen $W_{ref} = b \cdot D_{ref}^2$ und $W_u = a \cdot D_u$. Gleichsetzung der beiden Beziehungen für eine gleiche Wirkung ergibt die Beziehung $b \cdot D_{ref}^2 = a \cdot D_u$ (s. Fig. 11.27 links). Für das Verhältnis der Dosen bei gleicher Wirkung erhält man jetzt die Gleichung

$$RBW = D_{ref} / D_u = a/(b \cdot D_{ref}) \tag{11.20}$$

Man erhält also eine inverse Dosisabhängigkeit der RBW von D_{ref}, die für kleine Dosen zu anwachsender RBW führt. Will man diese Beziehung als Funktion der Dosis der untersuchten Strahlungsart darstellen, ersetzt man in (Gl. 11.20) D_{ref} durch $(a \cdot D_u/b)^{1/2}$ und erhält

$$RBW(D_u) = \sqrt{\frac{a}{b \cdot D_u}} \tag{11.21}$$

Eine häufige experimentelle Situation ist das Zusammentreffen einer linearen Dosiswirkungsbeziehung für die untersuchte Strahlungsart "U" und einer linear-quadratischen Beziehung für die Referenzstrahlung "Ref". Man erhält dann die Gleichungen

$$W_u = W_0 + a \cdot D_u \qquad \text{und} \qquad W_{ref} = W_0 + b \cdot D_{ref} + c \cdot (D_{ref})^2 \tag{11.22}$$

Gleichsetzen ergibt

$$a \cdot D_u = b \cdot D_{ref} + c \cdot D^2_{ref} \tag{11.23}$$

Bei kleinen Dosen erhält man durch Linearisierung den Grenzwert der RBW

$$RBW_M = a/b \tag{11.24}$$

Bei Dosen größer als Null kann man die RBW entweder als Funktion von D_{ref} oder D_u darstellen. Durch wenige Umformungen der (Gl. 11.23) und der Verwendung von (Gl. 11.24) erhält man für die RBW-Abhängigkeiten die beiden Gleichungen[7]

$$RBW(D_{ref}) = RBW_M/(1+c/b \cdot D_{ref}) \tag{11.25}$$

[7] Zum Berechnen der Gleichung (11.26) schreibt man die Beziehung $D_u = D_{ref}$ als quadratische Gleichung in D_{ref} auf und löst diese auf die übliche Weise. Nach etwas aufwendiger Umformung bildet man das Verhältnis D_{ref}/D_u und ersetzt den Bruch a/b durch RBW_M.

$$RBW(D_u) = \frac{1}{2D_u} \cdot \frac{b}{c} \cdot \left[\sqrt{1 + 4 \cdot RBW_M \cdot \frac{c}{b} \cdot D_u} - 1) \right] \tag{11.26}$$

Verläuft die Wirkungskurve für die Hoch-LET-Strahlung linear ($W_u = a \cdot D_u$) und diejenige für die Referenzstrahlung beispielsweise exponentiell ($W_{ref} = e^{b \cdot Dref}$), so erhält man die Gleichung $a \cdot D_u = e^{b \cdot Dref}$. Aus einer solchen Beziehung erhält man die RBW als Funktion von D_u zu $RBW(D_u) = \ln(a \cdot D_u)/(b \cdot D_u)$ und als Funktion von D_{ref} zu $RBW(Dref) = 1/a \cdot D_{ref} \cdot \exp(-b \cdot D_{ref})$. Sind die Energieabhängigkeiten noch komplizierter, bleibt oft nur die punktweise Bestimmung der RBW.

Die RBW ist also im Allgemeinen dosisabhängig (vgl. dazu die experimentellen Daten in Fig. 11.28). Sie nimmt mit abnehmender Dosis zu und erreicht für den $D_{ref} \rightarrow 0$ den maximalen Wert RBW_M. Dieser lässt sich wie oben schon angedeutet aus den Steigungen der Geraden und der Tangenten an die nicht linear verlaufende Funktion für kleine Dosen berechnen. Dies entspricht einer Reihenentwicklung der nicht linearen Funktion bei ausschließlicher Verwendung des linearen Gliedes.

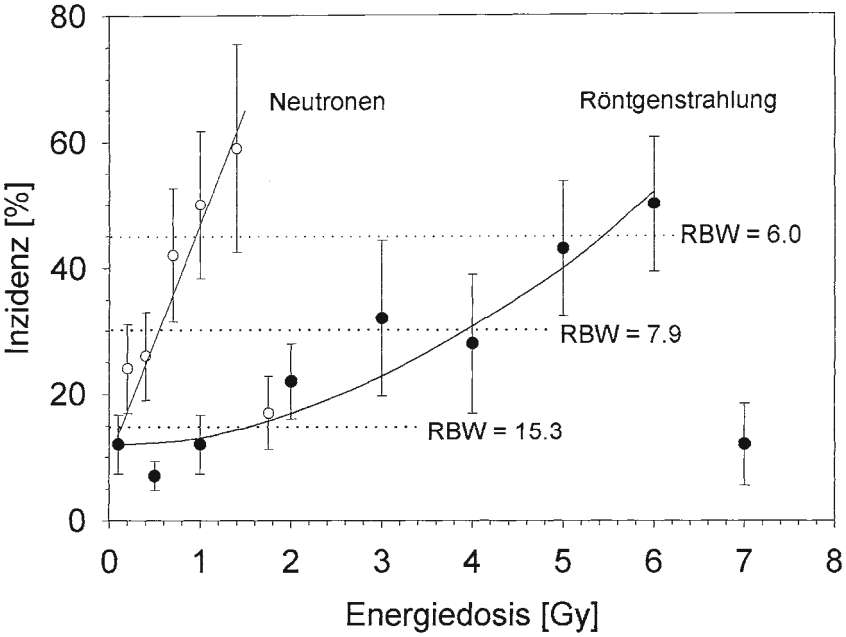


Fig. 11.28: Experimentelle Dosis-Wirkungskurven für die Induktion von Lebertumoren an 3 Monate alten genveränderten Labormäusen mit Spaltneutronen und 250 kV Röntgenstrahlung als Referenzstrahlung nach [UNSCEAR 1993] als Beispiel für die Kombination von linearem und linear-quadratischem Kurvenverlauf. Die RBW variiert in diesem Beispiel mit der Energiedosis zwischen RBW = 6 und RBW = 15,3. Grafik aus [Harder 2002] mit freundlicher Genehmigung durch die Autoren.

11.6.2 Abhängigkeit der RBW vom Linearen Energietransfer LET*

Die biologische Wirkung einer Strahlungsart ändert sich vor allem mit der mikroskopischen Energieverteilung im bestrahlten Volumen und somit mit dem LET (vgl. dazu Fig. 11.29). So zeigt Hoch-LET-Strahlung in der Regel eine höhere relative biologische Wirksamkeit als Niedrig-LET-Strahlungen. Ein Grund dafür ist die Abhängigkeit der Reaktionen zweiter Ordnung, also der Erzeugung und der chemischen Umwandlung z. B. von Wasserradikalen vom gegenseitigen Abstand der Ionisierungsspuren. Als zentraler Parameter zur Beschreibung der RBW-Faktoren wird deshalb der LET herangezogen. Da der LET und damit die biologischen Wirkungen der oben genannten Referenzstrahlungen niedriger sind als die der meisten anderen ionisierenden Strahlungsarten, ist der Wert der RBW-Faktoren vieler Strahlungsarten größer als 1.

Für die beiden als Referenzstrahlung verwendeten Strahlungsarten und Strahlungsqualitäten unterscheiden sich allerdings sowohl die LET-Werte (vgl. dazu Beispiel 1 in Abschnitt 8.2) als auch deren biologische Wirksamkeit. Aus strahlenbiologischen Experimenten ist bekannt, dass der RBW-Faktor für 250-kV-Röntgenstrahlung für bestimmte stochastische Schäden etwa doppelt so groß ist wie der für Kobalt-Gamma-Strahlung ($RBW_{250kV} \approx 2 \cdot RBW_{Co\text{-}6O}$). Daher sind die Wahl der Referenzstrahlung und deren eindeutige Kennzeichnung von großer Bedeutung für den Vergleich strahlenbiologischer Experimente und für die Festlegung der Qualitätsfaktoren im Strahlenschutz.

Die Relative Biologische Wirksamkeit für einen bestimmten Effekt hängt neben der Dosis und dem LET der verwendeten Strahlungsarten auch von den sonstigen Parametern wie simultan bestrahltem Volumen, Sauerstoffumgebung, Dosisleistung sowie der Zellart und deren Differenzierung ab. Der RBW-Faktor ist also für eine bestimmte Strahlungsart mit einem bestimmten LET keine Konstante, sondern variiert zusätzlich mit den sonstigen experimentellen Bedingungen. Die RBW ist auch abhängig von der jeweils untersuchten biologischen Wirkung, also der experimentellen Fragestellung. So können RBW-Faktoren für Chromosomenaberrationen andere sein als die für den reproduktiven Tod bestrahlter Zellen. RBW-Faktoren für das 80%-Überleben können höher sein als diejenigen für die 1%-Überlebensrate (vgl. dazu das Beispiel in Fig. 11.29). Der Grund für diesen Sachverhalt ist die überexponentielle Schädigungsrate der Zellen bei hohen Dosen der Niedrig-LET-Strahlung als Referenzstrahlungsart, wie sie beispielsweise beim linearquadratischen Modell zu beobachten ist.

Da Hoch-LET-Strahlung kaum einen Sauerstoffeffekt zeigt und oft auch weniger von anderen Bedingungen wie Zellzyklusphase, chemischen Modifikatoren u. ä. abhängt, sind Situationen denkbar, in denen die RBW für Hoch-LET-Strahlung für zellletale oder deterministische Wirkungen sogar geringer sein kann als diejenige für nicht letale z. B. stochastische Effekte. Falls dies im Strahlenschutz bei einer Risikobewertung vernachlässigt wird, kommt es zu einer Unterschätzung der stochastischen bzw. zur Überschätzung der entsprechenden deterministischen Strahlenwirkung.

Viele experimentelle LET-Abhängigkeiten der RBW aus strahlenbiologischen Untersuchungen zeigen, dass die RBW zunächst stetig bis zu einem Wirkungsmaximum bei LET-Werten um 100-200 keV/µm auftritt und anschließend sehr steil abfällt. Dieser abrupte Abfall ist mit hoher Wahrscheinlichkeit auf lokale Sättigungseffekte möglicher Schadenswirkungen in den Zellen zurückzuführen.

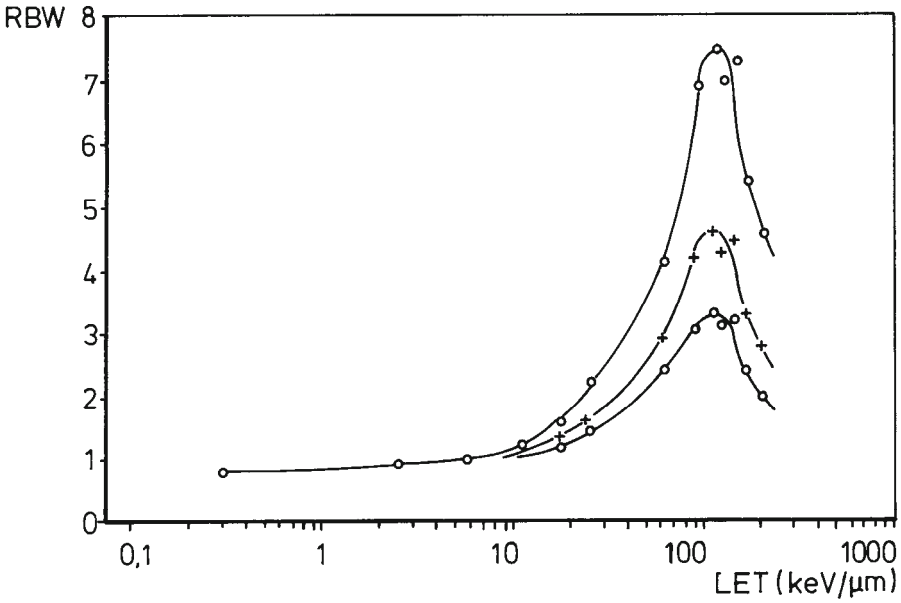


Fig. 11.29: Experimentelle Abhängigkeiten der RBW vom LET für Alphateilchen (E_α = 2,5 – 26 MeV) und Deuteronen (E_d = 3 und 14,9 MeV) im Vergleich zur Wirkung von 250 kV Röntgenstrahlung als Referenzstrahlungsart für das 80%, 10% und 1% Überleben menschlicher Zellen (von oben nach unten, nach [Barendsen 1968], in Anlehnung an eine Darstellung in [ICRP58]).

Weitere sehr aufschlussreiche Ausführungen und Daten zu RBW-Faktoren finden sich in Reports der Internationalen Strahlenschutzkommission [ICRP 58], [ICRP 92], der ICRU [ICRU 49], im Report der Vereinten Nationen [UNSCEAR 1993] und den dort zitierten Literaturstellen. Die experimentelle Bestimmung der RBW ist von zentraler Bedeutung für den Strahlenschutz.

11.6.3 RBW und Wichtungsfaktoren Q und w_T im Strahlenschutz*

Bei der Berechnung der Organdosen als Eingangsgrößen für die Bestimmung der Effektiven Dosis werden grob nach dem LET gestufte und dosisunabhängige Strahlungs-Wichtungsfaktoren w_R für die verschiedenen Strahlungsarten verwendet. Organdosen dienen zur Abschätzung der Inzidenz der stochastischen Schäden an verschiedenen

Gewebearten und Organen bei kleinen Dosen, der Karzinogenese und der Erzeugung heriditärer Schäden. Die induzierten Schadensraten werden dabei als dosisproportional unterstellt. Dies bedeutet also die Verwendung einer rein linearen Dosiswirkungskurve mit einer dosisunabhängigen RBW. Der Grund für diese Vereinfachung sind die nur beschränkt verfügbaren epidemiologischen Daten der untersuchten menschlichen Kollektive wie die Induktionsraten solider Tumoren bei Atombombenopfern von Hiroshima und Nagasaki, die Brustkrebsinduktion bei japanischen Frauen und die Erkrankungen der Radonkollektive bei kleinen Dosen. Alle diese Untersuchungen zeigen einen im Wesentlichen rein linearen Zusammenhang von Dosis und Inzidenz bei höheren Dosen. Im Niedrigdosisbereich sind die Fehler der Daten allerdings zu groß, um andere Kurvenverläufe (Schwelle, linear-quadratische Abhängigkeiten u. ä.) eindeutig zu belegen und zu rechtfertigen. Durch geeignete Wahl der Steigung der unterstellten linearen Funktion werden die strahleninduzierten Krebsraten und das am Menschen bisher noch nicht wissenschaftlich eindeutig belegte Auslösen heriditärer Schäden bei kleinen Dosen für Strahlenschutzzwecke eher überschätzt. Man befindet sich somit auf der "sicheren Seite".

Strahlungs-Wichtungsfaktoren wie die Organwichtungsfaktoren w_T zur Berechnung von Organdosen oder die Qualitätsfaktoren Q zur Bestimmung der Äquivalentdosen werden im Strahlenschutz nicht nur als dosisunabhängig unterstellt, sie werden darüber hinaus auch nicht nach den individuellen Expositionsbedingungen differenziert. Insbesondere werden unterschiedliche Proliferationsraten in verschiedenen Organen und Zelldifferenzierungen nicht berücksichtigt. Der Grund für dieses vereinfachende Verfahren liegt in der ausschließlichen Verwendung der entsprechenden Dosisgrößen für stochastische Effekte im administrativen Strahlenschutz, in dem allgemeingültige Grenzwerte für standardisierte, also durchschnittliche Personenkreise angegeben werden müssen, die individuellen Bedingungen also prinzipiell nicht bekannt sein können.

Eine weitere Schwierigkeit tritt dadurch auf, dass für locker ionisierende Strahlungen im administrativen Strahlenschutz grundsätzlich ein vom LET unabhängiger Strahlungs-Wichtungsfaktor $w_R = 1$ verwendet wird, obwohl aus experimentellen Untersuchungen die unterschiedliche RBW locker ionisierender Strahlungen mit verschiedenem LET bekannt ist. Biologisch besonders wirksam scheinen nach experimentellen Untersuchungen Augerelektronen mit ihrer sehr begrenzten Reichweite und ihrem bei niedrigen Energien hohen LET zu sein. Der Grund für die dennoch vereinfachte Vorgehensweise im praktischen Strahlenschutz ist die Herkunft der meisten RBW-Werte entweder aus in-vitro Experimenten an isolierten Zellen oder aus tierexperimentellen Untersuchungen. In beiden Fällen bestehen massive Schwierigkeiten, diese Daten auf den menschlichen Organismus zu übertragen. Zum einen zeigen Organismen anders als isolierte Zellen eine komplexe Immunabwehr, zum anderen weisen sie individuelle vom Alter, der Stoffwechsellage und dem Gesundheitszustand und sonstigen Bedingungen abhängige Reaktionsmuster auf. Beides erschwert die Übertragung der in-vitro Ergebnisse oder der tierexperimentellen Daten auf den im administrativen Strahlen-

schutz betrachteten durchschnittlichen Menschen. Eine etwas unterschiedliche Situation ergibt sich bei der Bewertung des Risikos individueller Strahlenexpositionen bestimmter Einzelpersonen. Hier können und müssen die Kenntnisse der unterschiedlichen RBW der untersuchten Strahlungsarten und der individuellen Bedingungen bei der Strahlenexposition aus strahlenbiologischen und juristischen Gründen berücksichtigt werden. Hilfreiche Ausführungen zu dieser Problematik befinden sich beispielsweise in [UNSCEAR 1993] und in [Harder 2002].

Zusammenfassung

- **Die Relative Biologische Wirksamkeit RBW ist definiert als das Verhältnis der für eine bestimmte Wirkung benötigten Dosen für eine Referenzstrahlung mit niedrigem LET und der untersuchten Strahlungsart.**
- **Die RBW der als Referenz eingesetzten locker ionisierender Strahlungen wie ^{60}Co-Gammas oder niederenergetische Röntgenstrahlung unterscheiden sich wegen ihres unterschiedlichen LET und der damit verbundenen mikroskopischen Wirkungen.**
- **Die eindeutige Definition der Referenzstrahlung (LET, Röhrenspannungen, Filterungen, Energien) sind von hoher Bedeutung für die eindeutige Angabe der RBW.**
- **Die RBW hängt direkt mit dem LET der betrachteten Strahlungsart zusammen. Sie ist umso höher, je höher der LET ist. Die RBW durchläuft ein Maximum und fällt dann bei hohem LET wegen Sättigungseffekten steil ab.**
- **Hoch-LET-Strahlung kann strahlenbiologisch um mehr als eine Größenordnung (Faktor 10) wirksamer sein als Niedrig-LET-Strahlung.**
- **Die RBW ist u. a. abhängig vom untersuchten Effekt und den experimentellen Randbedingungen wie Zellart, Dosisleistung, anwesendem Sauerstoff.**
- **Die RBW kann dosisunabhängig sein oder einen komplexen Verlauf mit zunehmender Dosis zeigen.**
- **Im Strahlenschutz werden aus Gründen der administrativen Erleichterung dosisunabhängige und grob nach dem LET gestufte Strahlungs-Wichtungsfaktoren w_R verwendet. Sie entsprechen nicht unbedingt den in der experimentellen Strahlenbiologie an Zellkulturen oder in Tierexperimenten ermittelten RBW-Faktoren, da diese nur schwer direkt auf den Menschen übertragbar sind.**
- **Individuelle Randbedingungen können im administrativen Strahlenschutz bei Grenzwertfestlegungen ebenfalls nicht berücksichtigt werden.**

Aufgaben

1. Die LD50/30 beim Menschen beträgt bei einer einzeitigen Ganzkörperbestrahlung etwa 4,5 Gy. Berechnen Sie die Anzahl der Ionisationen und die Anzahl der betroffenen Zellen in 1 kg Gewebe. Unterstellen Sie dabei, dass 70% der Gewebemasse aus Zellen besteht. Wie viele Ionisationen erhält jede Zelle?

2. Wie viele 3-fach Kombinationen der 4 Basen in der DNS zur Kodierung von Aminosäuren sind möglich? Wie viele davon sind im menschlichen Erbgut realisiert?

3. Geben Sie die Gründe für die besondere Strahlenempfindlichkeit stark proliferierender Gewebearten an.

4. Geben Sie einen Grund dafür an, dass UV-Expositionen immer mit gleichzeitiger Exposition sichtbaren Lichtes vorgenommen werden müssen.

5. In einer Zellüberlebenskurve taucht eine Abweichung vom rein exponentiellen Verlauf (Erholungsschulter) auf. Erklären Sie die Gründe für dieses Phänomen. Welche Art von Strahlung (locker oder dicht ionisierend) wurde eingestrahlt?

6. Erklären Sie die Begriffe direkt und indirekt ionisierend und direkte und indirekte Strahlenwirkung.

7. Was versteht man unter dem Sauerstoffeffekt? Was bedeutet OER? Unter welchen Bestrahlungsbedingungen tritt ein Sauerstoffeffekt auf? Wie groß ist der zu erwartende Sauerstoffeffekt bei 2 MeV Alphateilchen?

12 Strahlenwirkung und Strahlenrisiko

Die Schadensarten bei einer Exposition des Menschen mit ionisierender Strahlung werden in die deterministischen und die stochastischen Strahlenschäden eingeteilt. Die deterministischen Effekte sind durch kollektiven Zelluntergang der bestrahlten Gewebe oder Organismen charakterisiert. Wegen der Erholungsfähigkeit der meisten Gewebe existieren für deterministische Expositionen Schwellendosen, unterhalb derer keine klinischen Symptome feststellbar sind. Die zweite Kategorie von Strahlenschäden, die stochastischen Schäden, werden durch nicht letale Erbgutveränderungen einzelner Zellen ausgelöst. Die Folgen können die Krebsentstehung im bestrahlten Individuum oder die Bildung von an die Nachkommen vererbbaren Gendefekten sein. Letzteres wird als heriditärer Schaden bezeichnet. Gesondert behandelt werden die Strahleneffekte auf die Leibesfrucht bei einer pränatalen Strahlenexposition.

Die schädigenden Wirkungen ionisierender Strahlung auf den lebenden Organismus bei hohen Dosen, die nichtstochastischen oder deterministischen Schäden, sind schon lange bekannt. So trug ***H. Becquerel*** 1901 ein Radiumpräparat in der Westentasche mit sich herum. Nach zwei Wochen zeigte die Bauchhaut Verbrennungserscheinungen mit einer schwer abheilenden geschwürartigen Wunde. Im gleichen Jahr machte ***Pierre Curie*** einen Selbstversuch mit einem Radiumpräparat an seinem linken Unterarm, der ebenfalls zu einem dauerhaften Geschwür führte. Im Jahr 1902 wurde bereits der erste Strahlenkrebs, also ein stochastischer Strahlenschaden, beobachtet. 1903 und 1904 entdeckte man bei Tierversuchen die sterilisierende Wirkung der Röntgenstrahlung auf die Keimdrüsen sowie die Schädigung der Blut bildenden Organe. Zu den am frühesten bekannt gewordenen deterministischen Strahlenwirkungen zählt das Hauterythem (die Hautrötung) nach Bestrahlung mit ionisierender Strahlung, die bei den Pionieren der Radiologie zu erheblichen Problemen und Erkrankungen geführt hat. Bei Ärzten und anderen Personen, die sich berufsmäßig mit Röntgenstrahlen beschäftigten, traten in der Folgezeit strahlenbedingte chronische Entzündungen, schmerzhafte Geschwüre und Dauerveränderungen der Haut auf, die zu einer schweren Plage für die Betroffenen wurden. Auf dem Gelände des Krankenhauses St. Georg in Hamburg wurde 1936 durch die Deutsche Röntgengesellschaft ein Denkmal für die Opfer der Radiologie errichtet, auf dem 169 Namen bei seiner Errichtung, bis 1959 schon 348 Namen derer eingemeißelt wurden, die ihre berufsmäßige Beschäftigung mit ionisierender Strahlung mit dem Leben bezahlten [Vogel].

Die gesundheitlichen Schäden, die gerade die Pioniere der Radiologie an sich selbst erfuhren, hatten schon bald Maßnahmen für einen umfassenden Strahlenschutz zur Folge. Die Entdeckung der Mutationen auslösenden Wirkung ionisierender Strahlen durch ***H. J. Muller*** im Jahre 1927 [Muller] und der durch sie bedingten Erbschäden machte es erforderlich, auch kleinste Dosen ionisierender Strahlung in die Beobachtung einzubeziehen, weil eine Schädigung nicht nur das Individuum selbst sondern im Falle eines genetischen Strahlenschadens auch dessen Nachkommenschaft betrifft und somit ein populationsgenetisches Risiko darstellt. Heute arbeiten eine Reihe internationaler und nationaler Kommissionen (ICRP: International Commission on Radiologi-

cal Protection, ICRU: International Commission on Radiation Units and Measurements, IAEA: International Atomic Energy Agency Wien, SSK: Deutsche Strahlenschutzkommission) an Empfehlungen, die als Grundlage für die nationalen Gesetzgebungen und Normungen der Mitgliedstaaten dienen. Dadurch wird ein international vernetzter einheitlicher Sicherheitsstandard und Strahlenschutz beim Umgang mit ionisierender Strahlung angestrebt.

Der untere "Grenzwert" für eine Strahlenexposition des Menschen ist durch die natürliche Strahlenexposition festgelegt, die durch vernünftige Maßnahmen nur in geringem Umfang verringert werden kann. Eine Zusammenstellung der mittleren natürlichen und zivilisatorischen Strahlenexpositionen befindet sich im Kapitel 13. Der obere "Grenzwert" ist der Bereich der für den Menschen letalen Dosen. Strahlenwirkungen werden aus administrativen und strahlenbiologischen Gründen am zweckmäßigsten nach der Höhe der Dosis in **deterministische** Wirkungen bei hohen Dosen und **stochastische** Wirkungen bei niedrigen Dosen eingeteilt. Genaue Definitionen zu diesen Begriffen finden sich in [DIN 6814/5] und im Abschnitt (9.1). Die Dosiswirkungsbeziehungen deterministischer und stochastischer Wirkungen unterscheiden sich grundsätzlich und werden deshalb in diesem Kapitel einzeln dargestellt.

12.1 Deterministische Strahlenwirkungen

Deterministische Strahlenwirkungen sind Strahlenwirkungen, die ab einer gewissen Dosis mit Bestimmtheit eintreten, also nicht vermeidbar (determiniert) sind. Deterministische Strahlenschäden können definitionsgemäß nur an dem strahlenexponierten Individuum auftreten. In vielen menschlichen Geweben besteht ein dynamisches Gleichgewicht zwischen Zelltod und Zellerneuerung. Zellen können durch Bestrahlung neben den bereits in Kap. (11.4) besprochenen subletalen Mutationen auch ihre Teilungs- und Funktionsfähigkeit einbüßen. Dadurch sterben sie über kurz oder lang ab. Das Gleichgewicht der Zellerneuerung wird gestört. Ist die diesbezügliche Schadensdichte in einer bestrahlten Region besonders hoch, führt sie zu massivem Untergang oder zu morphologischen Veränderungen des bestrahlten Gewebes.

Deterministische Wirkungen sind also immer durch eine zeitliche und räumliche Häufung von Strahlenschadensereignissen charakterisiert. Für sie existiert daher im Allgemeinen eine **Schwellendosis** (Fig. 12.1). Die Höhe der Dosisschwelle hängt von vielen gewebespezifischen Eigenschaften und den Bedingungen bei der Strahlenexposition wie Zeitmuster, Strahlenart und Bestrahlungsvolumen ab. Der Grund ist die durch diese Parameter beeinflusste unterschiedliche Regenerationsfähigkeit bestrahlter Gewebe durch Repopulation, Gefäßneubildung, Redistribution der Zellen im Zellzyklus und die DNS-Schadensreparatur in den Zellen. Erst wenn alle diese Mechanismen die untergegangenen Gewebeanteile nicht mehr ersetzen oder instand setzen können, kommt es zu klinisch, d. h. makroskopisch feststellbaren, also deterministischen Symptomen. Unterhalb der Schwellendosen werden keine deterministischen Strahlen-

schäden beobachtet. Die niedrigsten bisher beobachteten Schwellendosen liegen zwischen 0,1 und 0,5 Gy.

Der Zusammenhang zwischen deterministischer Strahlenwirkung und Energiedosis wird durch Dosiswirkungsbeziehungen beschrieben. Die dabei betrachteten Effekte betreffen den Untergang von in-vivo Zellkulturen, die lokalen Hautreaktionen bei unvorsichtigem Umgang mit Strahlenquellen wie Röntgenröhren oder radioaktiven Präparaten sowie die eher großvolumigen Wirkungen der Radioonkologie wie Verminderung von Tumorvolumina, die Nebenwirkungen auf mitbestrahlte gesunde Gewebe, Blutbildveränderungen oder den Strahlentod z. B. nach Strahlenunfällen.

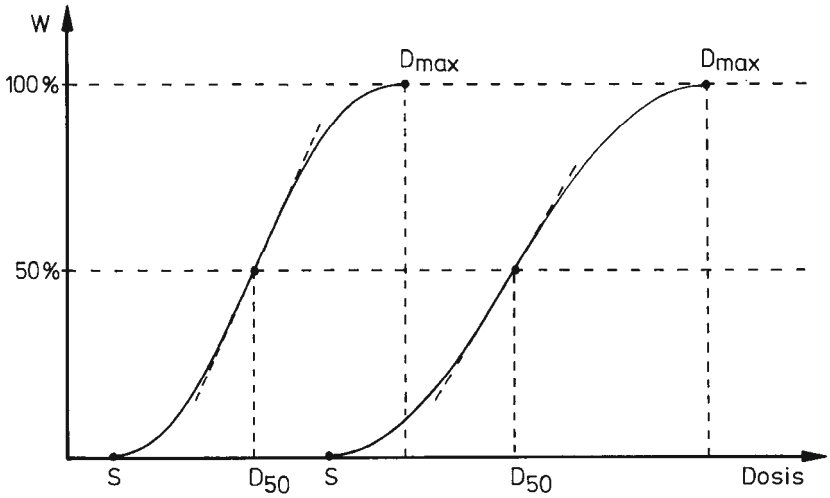


Fig. 12.1: Schematische Darstellung von Dosiswirkungskurven für deterministische Strahlenschäden. Typischer sigmoider (s-förmiger) Verlauf mit Schwellendosen S, unterhalb derer keine klinischen Wirkungen feststellbar sind, 50%-Wirkungsdosen D_{50} und den Sättigungsdosen D_{max} (100%-Wirkung). Individuelle Kurven unterscheiden sich je nach untersuchter Wirkung durch die Höhe der Dosisschwelle, die Steigungen im mittleren Kurvenbereich und die Sättigungsdosen.

Grafische Darstellungen dieser Dosiswirkungsbeziehungen werden als **Dosiswirkungskurven** oder **Dosiseffektkurven** bezeichnet. Diese Kurven zeigen einen typischen sigmoiden Verlauf (Fig. 12.1). Sie beginnen erst oberhalb eines bestimmten Dosiswertes, der Schwellendosis S, unterhalb derer die deterministische Wirkung klinisch nicht feststellbar ist. Im mittleren Dosisbereich der Wirkungskurven erhält man einen nahezu linearen Anstieg, also eine Dosisproportionalität. Die Wirkung nimmt mit steigender Dosis solange zu, bis es zum massiven Untergang der bestrahlten Gewebe oder zum Tod der exponierten Personen, also zu einer "Wirkungssättigung" kommt. Lage, Anstieg und Form der Kurven hängen von vielen Parametern wie bestrahlter Gewebe- oder Zellart, Proliferationsaktivitäten der Gewebe, Zellzyklusphase, Sauer-

stoffversorgung, der Anwesenheit intakter umgebender Zellen, dem LET der Strahlung und dem Zeitmuster der Strahlenexposition ab (s. Kap. 11.5). Neben der Schwellendosis und der Steigung der Kurve wird als charakterisierende Größe die "50%-Dosis" verwendet. Ein Beispiel ist die Angabe der letalen Dosis für 50% Todesfälle innerhalb von 30 Tagen nach einer einzeitigen Ganzkörperexposition des Menschen mit locker ionisierender Strahlung, die $LD_{50/30}$, die übrigens etwa 4,5 Gy beträgt (vgl. dazu Tab. 12.4).

Treten die Strahlensymptome unmittelbar oder innerhalb weniger Stunden nach der Strahlenexposition auf, so bezeichnet man sie als **Frühschäden**. Typische Beispiele sind die Hautrötungen und Erytheme. Strahlenwirkungen, die sich erst nach Monaten oder Jahren manifestieren, werden als **Spätschäden** bezeichnet. Bei dieser Art von Schäden handelt es sich meistens um Degeneration oder Atrophie von Geweben (Umbildungen, Funktionsverlust, Zerfall), Veränderungen der Gewebestruktur durch Fibrosen (Bindegewebswucherungen, Verengungen und Verhärtungen) oder um partielle oder vollständige Nekrosen (Gewebetod). Beispiele sind auch das Aussetzen von Drüsenfunktionen (Versagen der Speicheldrüsen, Sterilität von Keimdrüsen), der Katarakt der Augenlinsen und viele aus der Radioonkologie bekannte Strahlungsspätschäden. Dazu zählen ebenfalls Veränderungen der Struktur der Haut und des Blut bildenden Systems, Stenosen (Gefäßverengungen), Atrophie des Rückenmarks (mit der möglichen Folge der Querschnittslähmung) und die radiogenen Lungenfibrosen. Bei ihnen allen besteht ein Zusammenhang zwischen der applizierten Dosis und dem Schweregrad der Erkrankung bzw. Wirkung und eine Dosisschwelle. Deterministische Strahlenwirkungen können nach einer bestimmten Latenzzeit aber auch akut sogar noch während der Bestrahlung zum Tod des bestrahlten Individuums führen. Für administrative Zwecke wird übrigens eine abweichende Definition der Früh- und Spätschäden verwendet (s. Abschn. 9.1).

Die deterministischen Wirkungen ionisierender Strahlung unterscheiden sich wegen der in Kap. (11.5) angedeuteten Abhängigkeiten biologischer Wirkungen vom simultan mit bestrahlten Volumen erheblich bei Ganzkörper- und Teilkörperexpositionen. So werden in der Radioonkologie fraktionierte Teilkörperdosen in einer Höhe appliziert und toleriert, die bei Ganzkörperexposition der Patienten bereits nach wenigen Fraktionen letal wären.

Teilkörperexpositionen: Die für den Strahlenschutz wichtigsten Teilkörperexpositionen beim Menschen betreffen die Haut, die Augenlinsen, das Blut bildende System, den Verdauungstrakt und die Keimdrüsen. Kenntnisse darüber stammen vor allem aus der Analyse von Unfällen und aus der strahlentherapeutischen Anwendung ionisierender Strahlungen. Sie werden in den folgenden Abschnitten dargestellt. Daneben sind auch Wirkungen auf andere Teilkörpersysteme von Bedeutung wie die Exposition des Rückenmarks und innerer Organe (Nieren, Leber, Lunge, etc.), die für das bestrahlte Individuum zu erheblichen Beeinträchtigungen führen können.

Hautreaktionen: Wegen der guten Zugänglichkeit der Haut sind ihre deterministischen Strahlenreaktionen bisher am besten untersucht worden. Bei kurzzeitigen Hautexpositionen mit hohen β- oder γ-Dosen kommt es zur Ausbildung einer Hautrötung, dem strahlenbedingten **Erythem**. Die Schwelle für diesen Effekt liegt je nach sonstigen Bedingungen bei einigen Gray (2-6 Gy). Erytheme treten in zeitlichen Schüben auf, die durch Pausen ohne äußerlich sichtbare Reaktionen getrennt sind. Die Hautreaktionen werden daher in das Früherythem (Auftreten nach 1-4 Tagen, Dauer wenige Tage), das Haupterythem (Auftreten nach 1-4 Wochen) und die langfristigen Schäden eingeteilt. Die Gründe für die Erythembildung sind schubweise auftretende Veränderungen im Gefäßsystem sowie entzündliche Prozesse in den bestrahlten Hautgeweben.

Zeit	klinischer Schadensverlauf
Nach 24 h	**1. Welle der Schädigung:** Erythembildung (entzündliche Rötung der Haut)
Einige Tage	Ödembildung (schmerzlose, nicht gerötete Schwellung infolge wässriger Flüssigkeitsansammlung in den Gewebespalten, z. B. der Haut)
2 Wochen	Entzündung
3 Wochen	Schmierig belegtes Strahlengeschwür
5 Wochen	Deutliche Erholung
10 Wochen	**2. Welle der Schädigung:** erneut Epitheldefekte, anschließend Besserung bis etwa zur 20. Woche
24 Wochen	**3. Welle der Schädigung:** Auftreten von Geschwürbildungen
12-25 Monate	Amputation der bestrahlten Finger

Tab. 12.1: Typischer klinischer Verlauf der Strahlenschädigung einer Hand nach einer einzeitigen Exposition mit Röntgenstrahlung und Energiedosen von etwa 30 bis 60 Gy (in Anlehnung an [Sauter]).

Die Symptome der Erytheme ähneln denen eines schweren Sonnenbrandes. Sie sind allerdings, abhängig von der Dosis, stärker ausgeprägt und wesentlich langwieriger. Das Erythem beginnt mit der Ausbildung einer Rötung im Bestrahlungsfeld, der je nach Dosis eine Schwellung oder sogar Blasenbildung folgen kann. Während des Haupterythems kommt es zu einer trockenen Schuppung der Haut, die auf akute Schädigungen der Schweiß- und Talgdrüsen zurückgeht, oder zur feuchten Hautreaktion, die in schweren Fällen in Blasenbildung oder Strahlengeschwüre übergehen kann. In den schwersten Fällen kommt es zu flächenhaften Hautnekrosen, dem nekrotischen Strahlenulkus. In der Regel folgen dem Haupterythem eine lang anhaltende Pigmentierung der bestrahlten Hautregion und die Ausbildung sichtbarer radiogener Erweiterungen der peripheren Gefäße, der so genannten **Teleangiektasien**. Diese Gefäßerweiterungen beobachtet man oft auch bei Personen, die intensiver UV-Strahlung während

ihres Lebens ausgesetzt waren vor allem an exponierten Hautpartien wie Nasenrücken und Wangen ("Besenreiser"). Langfristig muss mit verminderter mechanischer Festigkeit und Belastbarkeit der Haut, einer Fibrosierung des Unterhautfettgewebes (in schweren Fällen so genannte "Fibrosebretter"), mit Keratosen und natürlich auch mit zusätzlichen stochastischen malignen Entartungen der Haut gerechnet werden.

Der Schweregrad der Strahlenschäden an der Haut hängt außer von der Dosis, der Strahlungsqualität und dem zeitlichen Dosismuster (einzeitige, protrahierte, fraktionierte Bestrahlung) auch von einer Vielzahl weiterer Begleitumstände ab. Dazu zählen die Größe der bestrahlten Hautfläche, die Grundpigmentierung der Haut, der Hauttyp (Rothaarige sind an der Haut strahlenempfindlicher als Menschen vom südländischen Typus), das Alter der exponierten Person und die Körperregion (Haut auf der Innenseite der Arme, in der Achselhöhle und auf der Innenseite der Oberschenkel ist empfindlicher als Gesichtshaut). Einen Einfluss hat auch der Hautzustand (Narben, chemische Reizung, mechanische Irritation, die Gefäßversorgung, Anwesenheit einer ausreichend dicken Rückstreuschicht unter der Haut). Einen Überblick über die typische klinische Symptomatik nach einzeitiger Bestrahlung einer Hand mit hohen Dosen einer Röntgenstrahlung zeigt die Tabelle (12.1).

Von den akuten Wirkungen des Strahlenerythems bei hohen einzeitigen oder kurzfristigen Dosen sind die Folgen langfristiger Strahlenexpositionen mit niedrigeren Dosen zu unterscheiden, die bei sorglosem Umgang in der medizinischen Radiologie oder bei Wartungs- und Reparaturarbeiten auftreten können. Die Zeitspanne bis zur klinischen Manifestation der Strahlenreaktionen kann einige Jahre bis Jahrzehnte betragen. Langfristige Strahlenreaktionen der Haut führen zu einer Verflachung des Hautprofils und zum dünner Werden der Haut durch mangelhafte Regeneration der Hautschichten. Die Haut erhält dadurch ein pergamentartiges Aussehen, weist Teleangiektasien auf und ist nur noch wenig mechanisch belastbar. Die Fingernägel sind brüchig und verfärbt. Diese Symptome bezeichnet man anschaulich und treffend als **Radiologenhaut**. Chronische berufliche Strahlenexposition der Hände führt nicht selten auch zur Entstehung von Strahlenkrebs in Form des Spinalioms, von Plattenepithelkarzinomen oder anderer Röntgenkrebsformen.

Augenlinse: Bestrahlungen des Auges führen in der Regel zunächst zur Ausbildung von Bindehautentzündungen (Rötungen der Schleimhaut), die sich nach einiger Zeit wieder zurückbilden. Das Auge selbst ist mit Ausnahme der Augenlinse vergleichsweise strahlenunempfindlich. Strahlenexpositionen mit ausreichend hoher einzeitiger Dosis, aber auch bei chronischer Strahlenexposition, können zu bleibenden Trübungen der Augenlinsen, dem **Strahlenkatarakt**, führen. Der Grund ist die bindegewebsartige, faserige Veränderung der regenerierenden Zellen, die am Linsenrand gebildet werden und von dort in den Linsenkörper wandern, um abgestorbene Zellen zu ersetzen. Bis zum Auftreten der Katarakte vergehen dosisabhängige Latenzzeiten zwischen 4 und 8 Jahren. Die Wirkung einzelner Dosen ist kumulativ, die Schwellen hängen vom zeitlichen Bestrahlungsmuster und der Strahlungsqualität (dem LET) ab. Gravierende

Wirkungen zeigt deshalb die Bestrahlung mit schnellen Neutronen. Die Schwellen für den Strahlenkatarakt liegen für einzeitige Niedrig-LET-Bestrahlung zwischen etwa 2 bis 10 Gy, bei protrahierter Exposition zwischen 4 und 5,5 Gy [Hall]. Bei Hoch-LET-Strahlung sind die Schwellen deutlich herabgesetzt und liegen typischerweise bei etwa 30-50% der Niedrig-LET-Werte. Besonders wirksam sind Neutronenbestrahlungen oder die Exposition mit Schwerionen, bei denen die RBW bei hohen Dosen etwa bei 20, bei sehr kleinen Neutronendosen bis zu 50 betragen kann. Der strahlenbedingte Katarakt (Augenlinsentrübung) wird anders als z. B. in ICRP60 zurzeit auch als stochastischer Strahlenschaden ohne Schwellendosis diskutiert. Extrem erhöhte Kataraktraten finden sich in der Raumfahrt. So sind Katarakte bei 48 von 295 Astronauten schon bei Dosen von wenigen 100 mSv aufgetreten, die sich in ihrem Ausmaß nicht allein auf den hohen LET der kosmischen Strahlung zurückführen lassen. Hinweise auf den stochastischen Charakter geben auch Untersuchungen russischer Arbeiter in der Uranindustrie. Als möglicher Wirkungsmechanismus wird ein stochastisches Schädigungsmodell der Stammzellen in der Äquatorialebene der Augenlinse vermutet, deren kernlose und mitochondrienfreie Tochterzellen den Linsenkörper aufbauen.

Andauernde chronische Bestrahlungen der Augenlinse erzeugen Katarakte schon ab jährlichen Dosisleistungen von nur 0,15 Gy/a. Solche Bedingungen können in der Medizin beispielsweise bei Durchleuchtungsuntersuchungen mit Obertischanordnung der Röntgenröhre auftreten und geringem Abstand zum Patienten (Quelle der Streustrahlung ist dessen Strahleintrittsseite) und machen daher den Einsatz von Röntgenschutzbrillen an solchen Arbeitsplätzen zur Pflicht.

Blutbildendes System: Das menschliche Blut setzt sich aus Blutkörperchen und dem Blutplasma zusammen. Das Plasma besteht aus dem Serum und in diesem gelösten Eiweißkörpern (Albumin, Globulin, Fibrinogen). Die Blutkörperchen unterteilt man in die roten und weißen Blutzellen.

Rote Blutkörperchen (Erythrozyten) werden in Milz, Leber, Lymphknoten und im roten Knochenmark gebildet. Sie haben Lebensdauern von etwa 120 d, enthalten den Blutfarbstoff Hämoglobin, sind im reifen Zustand zellkernfrei und vor allem für den Sauerstofftransport verantwortlich. Ein Mangel an roten Blutzellen wird als Anämie bezeichnet. Anämische Patienten weisen eine typische Blässe und in schweren Fällen Atemnot durch mangelnde Sauerstoffversorgung auf.

Weiße Blutkörperchen werden in Trombozyten und Leukozyten unterschieden. Trombozyten (oder Blutplättchen) dienen der Blutgerinnung. Sie haben einen eigenen Stoffwechsel, sind oval mit einem Durchmesser von 1-3 μm und haben Lebensdauern von ungefähr 6 - 11 d. Sie werden in der Leber abgebaut. Bei einer Verringerung der Trombozytenzahl (Trombopenie) kommt es zu Gerinnungsstörungen mit erhöhter Blutungsneigung (innere Blutungen, Blutergüsse). Bei massivem Stammzelluntergang der Trombozyten kommt es durch Störung der Hämatopoese im Knochenmark nach etwa einem Monat zu einer Blutgerinnungskrise, die nicht selten mit dem Tod endet.

Leukozyten sind verantwortlich für die Immunabwehr. Ihre Verminderung durch Bestrahlung oder andere Einflüsse (Leukozytopenie) führt daher zu erhöhter Infektionsgefahr. Man unterteilt sie in Lymphozyten (20-30%), Monozyten (6-8%) und Granulozyten (65 - 70%). Lymphozyten werden im lymphatischen System gebildet. Sie haben Lebensdauern von bis zu 1000 d und sind sehr strahlensensibel. Periphere Lymphozyten erleiden bei ausreichender Strahlendosis den Interphasentod. Ihre Zahl verringert sich dadurch innerhalb eines Tages je nach Dosis bis zu 10%. Monozyten entstammen dem RES (Reticulo-Endothelialen System). Granulozyten sind die wichtigsten Abwehrzellen des menschlichen Körpers. Sie entstehen vor allem im roten Knochenmark und werden nach ihrer Anfärbbarkeit in basophile (in alkalischen Medium anfärbbar, 0,5%), eosinophile (Affinität zu sauren Farbstoffen, 0,5%) und neutrophile Granulozyten (65-70%) eingeteilt. Die verschiedenen Leukozyten sind bei einem Infekt zu unterschiedlichen Zeiten hauptaktiv. Zunächst kommt es zur neutrophilen Kampfphase, nach ein paar Tagen beginnt die monozytäre Abwehr, die ihren Schwerpunkt auf dem Höhepunkt der Erkrankung hat. Im ausklingenden Stadium einer Infektion dominiert die lymphozytäre-eosinophile Phase. Zerstörung und Verminderung der weißen Blutkörperchen durch Eingriffe in das Blut bildende System durch Bestrahlung führen also zu einer zeitlich gestaffelten Wirkung auf die Infektabwehr mit symptomfreien Intervallen und überraschenden Krisen.

Gewebeart - Effekt	**Bemerkung**	**Schwellendosis (Gy) für einzeitige Exposition**	**Schwellendosisleistung für langzeitige Exposition (Gy/a) (Schwellendosis)***
Hoden Sterilität:	vorübergehend	0,15	0,4
	andauernd	3,5 – 6,0	2,0
Ovarien Sterilität:		2,5 – 6,0	> 0,20 (ab 6,0 Gy total)*
Augenlinsen**:	leichte Trübung	0,5 – 2,0	> 0,10 (ab 5 Gy total)*
	Katarakt	5,0	> 0,15 (ab 8 Gy total)*
Knochenmark***:	Unterdrückung der Hämatopoese	0,5	> 0,4

Tab. 12.2: Schätzungen für Schwellenenergiedosen und jährliche Schwellendosisleistungen für verschiedene Teilkörpereffekte bei einzeitiger oder lang anhaltender protrahierter oder hoch fraktionierter Bestrahlung, nach [ICRP 41], entnommen [ICRP 60]. *: Die klinische Symptomatik setzt bei Erreichen der in Klammern aufgeführten totalen Dosen ein. **: Der strahlenbedingte Katarakt (Augenlinsentrübung) wird anders als in ICRP60 zurzeit auch als stochastischer Strahlenschaden ohne Schwellendosis diskutiert. ***: Bildung und Reifung der Blutzellen im Knochenmark.

Die Schwelle für eine klinisch signifikante Knochenmarksdepression bei gleichförmiger Knochenmarksbestrahlung liegt bei 0,5 Gy, für Langzeitexpositionen über viele Jahre bei einer Dosisleistung von 0,4 Gy/a. Die letale Knochenmarksdosis $LD_{50/60}$, das ist die letale Dosis für 50% der bestrahlten Personen innerhalb zweier Monate nach der Exposition, liegt zwischen 3 und 6 Gy.

Lokale, also auf kleine Areale beschränkte Teilkörperbestrahlungen führen selten zu gravierenden Folgen für das Blutbild, da in den Depots ausreichende Reserven an Blutkörperchen vorhanden sind. Dennoch gehören laufende Blutbildkontrollen auch bei Teilkörperbestrahlungen zur strahlentherapeutischen Routine. Frühe Blutbildveränderungen sind dagegen hauptverantwortlich für die Symptome der frühen Strahlenkrankheit bei Ganzkörperbestrahlungen. Die Stammzellen der Blutkörperchen im Knochenmark sind empfindlicher als die peripheren Blutzellen. Beim erwachsenen Menschen befindet sich der Hauptteil des aktiven Knochenmarks in der Wirbelsäule (40%), den Rippen und dem Brustbein (etwa 25%). Der Rest verteilt sich auf flache Knochen wie Schädelkalotte, Becken und die sonstigen Knochen.

Keimdrüsen: Bestrahlungen der Hoden können zu einer vorübergehenden oder andauernden Verminderung der Spermienproduktion und zur Bildung abnormaler Spermien führen. Daraus resultiert entweder verminderte Fruchtbarkeit oder sogar andauernde Sterilität. Vorübergehende Sterilität tritt schon ab 0,15 Gy einzeitiger bzw. 0,4 Gy/a langzeitiger Bestrahlung auf. Die für eine andauernde Sterilität erforderlichen Schwellendosen liegen bei 3,5 - 6 Gy für einzeitige und bei 2,0 Gy/a für protrahierte Exposition. Bestrahlung von Ovarien führt altersabhängig ebenfalls zu vorübergehender oder dauerhafter Sterilität. Die für dauerhafte Sterilität erforderlichen Dosen in den Eierstöcken liegen bei 2,5 - 6 Gy einzeitiger Dosis und bei 0,2 Gy/a bei langzeitiger Exposition.

Ganzkörperexpositionen: Die Ganzkörperbestrahlung von Organismen führt zu einer komplexen Vielzahl unterschiedlicher Reaktionen, so dass es schwer wird, einen Überblick zu behalten. Oft werden die "reinen" Strahlensymptome durch weitere Einflüsse und Reaktionen des Körpers überdeckt. Eine Möglichkeit, die Vielfalt der Strahlenwirkungen zu ordnen, ist deren Einteilung nach der applizierten Dosis und der damit verbundenen klinischen Hauptsymptomatik [Herrmann]. Die Übergänge sind selbstverständlich fließend, da sich im konkreten Einzelfall verschiedene Strahlenwirkungen überlagern (vgl. dazu Tab. 12.3).

Bei Ganzkörperexpositionen zwischen 1 bis 10 Gy stehen die hämatologischen Symptome im Vordergrund. Die wichtigsten Folgen der Blutbildveränderungen sind eine Schwächung der Immunabwehr und Blutungen. Bei Dosen zwischen 10 und 50 Gray dominieren als Sofortwirkung die intestinalen Symptome. Sie entstehen durch Zerstörung der inneren Schleimhäute im Magen-Darmtrakt und Störung ihrer Regenerationsfähigkeit. Die Folge sind Übelkeit, Appetitlosigkeit, Durchfälle, blutige Ausscheidungen, Elektrolytverluste, mangelnde Resorption von Flüssigkeit und dadurch bedingtes

Austrocknen des Organismus. Durch den Epithelverlust im Darm können Darmbakterien in den Bauchinnenraum eindringen und dort Infektionen auslösen. Außerdem greifen die Verdauungsfermente die epithelfreie ungeschützte Darmwand an. Es kommt zur Selbstverdauung der Darmwand ähnlich wie bei Magen- oder Darmgeschwüren. Besonders problematisch ist auch die verminderte Aufnahmefähigkeit von Medikamenten über die geschädigte Darmwand.

Bei einzeitigen Ganzkörperdosen zwischen 50 und 100 Gy kommt es zu akuten toxischen Wirkungen durch zerfallende Eiweißkörper. Bei ausreichender Konzentration führt diese Intoxikation zu Schock, Kreislaufversagen und Tod. Oberhalb von 100 Gy dominieren die Strahlenwirkungen auf das Nervensystem. Diese bestehen aus akuten Nervenentzündungen und Nekrosen der Hirnsubstanz, begleitet von Hirnödembildung und Störungen der Nerven des Herz-Kreislaufsystems wie nervösbedingter Weitstellung der Gefäße und daraus folgendem Kreislaufkollaps. Die sichtbaren Hauptsymptome sind Übelkeit, Erbrechen, Krampfanfälle, Zittern, Apathie und Lethargie, Vernichtungsgefühl und der Tod, der schon nach Minuten oder wenigen Stunden eintritt. Bei entsprechend hohen Dosen (oberhalb von 1000 Gy) kann der zerebrale Tod bereits während der Bestrahlung durch sofortige Zerstörung der Synapsen des Zentralen Nervensystems (ZNS) und die dadurch bedingten Lähmungen auftreten.

Die Zusammenstellung in (Tab. 12.3) gibt einen Überblick über die deterministischen Strahlenwirkungen auf den Menschen nach einer kurzzeitigen Ganzkörperbestrahlung in Abhängigkeit von der Energiedosis in Anlehnung an [Jaeger/Hübner], [Pschyrembel/S] und [Fritz-Niggli]. Die geschilderten Effekte auf den Menschen werden als **Strahlensyndrom** (Strahlenkrankheit) bezeichnet. $LD_{100/30}$ und $LD_{50/30}$ sind die für 100% bzw. 50% eines bestrahlten Kollektivs innerhalb von 30 Tagen letalen Dosen. Die Übergänge zwischen den einzelnen Dosis-Wirkungsbereichen sind fließend.

Bei ausreichend hohen Dosen kommt es also über kurz oder lang zum Tod des bestrahlten Individuums. Die dazu benötigten Dosen, die so genannten **Letaldosen**, hängen sehr von den sonstigen Umständen wie Allgemeinzustand des Patienten, seinem Alter, der medizinischen Versorgung, dem Auftreten von Verletzungen usw. ab. Letaldosen werden durch die Wahrscheinlichkeit für den Strahlentod in einer bestrahlten Population und die Zeit bis zum Eintreten des Todes in Tagen gekennzeichnet.

0-0,25 Gy: Keine klinisch erkennbaren Sofortwirkungen, Spätwirkungen möglich

0,25-1 Gy: leichte vorübergehende Veränderung des Blutbildes (Rückgang von Lymphozyten und Neutrophilen). Betroffene Personen können in Notfällen ihre Tätigkeit fortsetzen, da eine unmittelbare Beeinträchtigung ihrer Arbeitsfähigkeit kaum zu erwarten ist. Spätwirkungen möglich, Wahrscheinlichkeit für ernste somatische Schäden gering.

1-2 Gy: Übelkeit und Müdigkeit bei Energiedosen von mehr als 1,25 Gy, eventuell mit Erbrechen verbunden. Akute Veränderungen des Blutbildes (Rückgang von Lymphozyten und Neutrophilen) mit verzögerter Erholung. Mögliche Spätfolgen: Anämien, Katarakte (Linsentrübungen), maligne Tumoren, insbesondere Leukämien, Fertilitätsstörungen, Wachstumsstörungen bei Kindern im Bereich des Skeletts, Mikrozephalie. Verringerung der statistischen Lebensdauer um ca. 1%. Bereich des subakuten/chronischen Strahlensyndroms mit überwiegend chronischen Strahlenschäden (0,8-2 Gy).

2-3 Gy: Übelkeit und Erbrechen am 1. Tag. Nach einer Latenzzeit bis zu 2 Wochen leichte Formen von Appetitmangel, allgemeiner Übelkeit, Halsschmerzen, Blässe, Durchfall, mittelmäßiger Gewichtsverlust. Falls Gesundheitszustand vor der Bestrahlung nicht beeinträchtigt war und keine Komplikationen durch überlagerte Schäden oder Infektionen zu erwarten sind, Erholung innerhalb von 3 Monaten wahrscheinlich.

3-6 Gy: Übelkeit, Erbrechen und Durchfall nach wenigen Stunden. Nach kurzer Latenzzeit (ca. 1 Woche) Haarausfall (Epilation), Appetitmangel, allgemeines Unwohlsein, während der zweiten Woche Fieber, danach Hämorrhagie (innere Blutungen), Purpura (purpurfarbene Flecken auf der Haut, bedingt durch subkutanen Austritt von Blut aus den Blutgefäßen), Petechie (punktförmige Hautblutung durch Zerreißen von Kapillargefäßen), Durchfall, mittlere Abmagerung in der dritten Woche, Entzündungen in Mundhöhle und Rachenraum, Sepsis ("Blutvergiftung"), Ulzerationen (Geschwürbildung). Ab vierter Woche gehäuft Todesfälle. Bei gleichförmiger Ganzkörperbestrahlungen mit einer Energiedosis von etwa 4,5 Gy muss bei 50% der exponierten Personen innerhalb von 30 Tagen mit dem Tod gerechnet werden. Bereich des akuten und subakuten Strahlensyndroms und der $LD_{50/30}$.

6-8 Gy: Übelkeit, Erbrechen und Durchfall nach wenigen Stunden. Nach kurzer Latenzzeit gegen Ende der ersten Woche kommt es zu Durchfall, Hämorrhagie, Purpura, Entzündung in Mund- und Rachenraum, Fieber, schneller Abmagerung, Blutdruckabfall, Abgeschlagenheit, Vernichtungsgefühl, Geistesverwirrung. Tod meistens in der Mitte der zweiten Woche. Ab der dritten Woche Mortalität 100%. Bereich des akuten Strahlensyndroms (6-8 Gy, $LD_{100/30}$).

50-100 Gy: Akute toxische Wirkungen durch zerfallende Eiweißkörper, Bereich des hyperakuten Strahlensyndroms mit Störungen des Nervensystems durch Reizleitungsstörungen, Krämpfen, ausgedehnten inneren Blutungen, wechselnde Übererregbarkeit und Mattigkeit.

Um 1000 Gy: Sofortige Zerstörung des Nervensystems, dadurch Tod teilweise noch während der Bestrahlung ("Sekundentod").

Tab. 12.3: Deterministische Strahlenwirkungen auf den Menschen nach einer einzeitigen Ganzkörperbestrahlung nach Daten aus [Jaeger/Hübner], [Pschyrembel/S], [Fritz-Niggli]).

Organismus	**$LD_{50/30}$ (Gy)**
Tabak-Mosaik-Virus	2000
Amöben, Wespen	1000
Schnecke	200
Fledermaus	150
Escherichia Coli	50
Forelle	15
Hamster	9-11
Goldfisch	8,5
Kaninchen, Ratte	6
Rhesusaffe	5,5
Hund	4-5,5
Mensch	**3-4,5***
Schwein	4-5,5
Ziege	3,5
Meerschweinchen	2,5-4

Tab. 12.4: $LD_{50/30}$ für verschiedene Organismen bei Ganzkörperbestrahlung und ohne medizinische Eingriffe oder Therapieversuche (nach Daten der IAEA umgerechnet aus der dort verwendeten Standardionendosis in Energiedosis mit dem Umrechnungsfaktor 1Gy/100R). *: Die angegebene $LD_{50/30}$ beim Menschen ist wie bei allen anderen deterministischen Strahlenschäden dosisleistungsabhängig.

Man schreibt beispielsweise die Kurzbezeichnung $LD_{50/30}$, wenn die Letaldosis für 50% Todesfälle innerhalb von 30 Tagen angegeben werden soll. Letaldosen für den Menschen unterscheiden sich erheblich von denen anderer bestrahlter Organismen. Eine Zusammenstellung von Anhaltswerten für die mittleren letalen Dosen für verschiedene Lebewesen nach Publikationen der International Atomic Energy Agency (IAEA) bei einzeitiger Bestrahlung mit locker ionisierender Strahlung enthält Tab. (12.4). Die Gründe für die unterschiedlichen Werte der $LD_{50/30}$ verschiedener Organismen werden in dem Gehalt an DNS im Zellkern und im Wassergehalt des Zellplasmas (indirekte Strahlenwirkung) vermutet.

Es ist überraschend, wie gering die $LD_{50/30}$ für den Menschen ist, wenn man diese Dosis mit Energien des Alltags vergleicht. Eine leichte Rechnung[1] zeigt, dass die halb-

[1] **Die $LD_{50/30}$** für den Menschen beträgt 4,5 Gy = 4,5 J/kg. Die Energie, die einem Kilogramm Wasser zugeführt werden muss, um seine Temperatur um 1°C zu erhöhen, ist $4{,}1868 \cdot 10^3$ J/kg. Diese Zahl wird als das mechanische Wärmeäquivalent bezeichnet. Der direkte Vergleich der beiden Zahlen ergibt bei einer Bestrahlung menschlichen Gewebes mit 4,5 Gy eine Temperaturerhöhung von $4{,}5/4{,}2 \cdot 10^3 \approx 0{,}001$°C.

letale Dosis von 4,5 Gy einer Energiezufuhr entspricht, die die Körpertemperatur um nur 1/1000 °C erhöht. Bei einer Zufuhr der Bestrahlungsenergie in Form von Wärme wäre deshalb keinerlei biologische Wirkung festzustellen. Gründe für dieses Missverhältnis sind die biologischen Verstärkungsmechanismen (vor allem in der DNS) und die kleinen auf atomarer Ebene benötigten Energien, die sich schon in den verwendeten atomaren und makroskopischen Energieeinheiten symbolisieren (die atomare Einheit 1eV entspricht nur $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ J).

Die zu 100% letale Dosis bei einer Ganzkörperbestrahlung des Menschen ohne medizinische Hilfe beginnt bei etwa 7 Gy ($LD_{100/30}$). Durch medizinische Eingriffe kann die $LD_{100/30}$ auf über 10 Gy verschoben werden. Ab Ganzkörperdosen oberhalb von 12-15 Gy ist der Strahlentod kaum zu vermeiden. Er kann allerdings durch geeignete Maßnahmen verzögert werden. Eine Zusammenstellung der Symptome, der Therapiemöglichkeiten und der Prognosen von Strahlenschäden nach akuter Ganzkörperbestrahlung des Menschen in Abhängigkeit von der Energiedosis sowie Ratschläge zum Verhalten der zuständigen Behörden befindet sich in einem Bericht der Internationalen Strahlenschutzkommission [ICRP 28].

Zusammenfassung

- **Deterministische Strahlenwirkungen treten bei ausreichender Dosis mit Bestimmtheit auf.**

- **Diese Strahlenwirkungen sind immer durch eine Häufung zellulärer Strahlenschäden in einem Gewebe oder dem Ganzkörper gekennzeichnet, die durch Reparaturen und die anderen Regelvorgänge in Geweben nicht mehr kompensiert werden können.**

- **Unterhalb der Dosisschwellen sind deterministische Schäden klinisch nicht feststellbar, dagegen treten schon häufig stochastische Schäden wie die Krebsinduktion und Erbschäden auf.**

- **Die Dosisschwelle hängt von der Gewebeart, dem Ernährungszustand (Vitaminversorgung, Hydrierung), dem allgemeinen Gesundheitszustand der bestrahlten Person und ihrer genetischen Disposition ab.**

- **Sie wird außerdem beeinflusst durch das Zeitmuster der Exposition, die Dosisleistung, die Strahlungsart (LET) und die biologische Wirksamkeit (RBW) dieser Strahlung.**

- **Man unterscheidet einzeitige Bestrahlungen, mehrzeitige (fraktionierte) Bestrahlungen und Dauerexpositionen jeweils mit hoher, mittlerer oder geringer Dosisleistung.**

- **Die Höhe der Dosisschwellen unterliegt einer individuellen Bandbreite.**
- **Oberhalb der Dosisschwellen ist der Schweregrad der Strahlenwirkung von der Dosis abhängig.**
- **Die Dosiswirkungskurven zeigen einen sigmoiden Verlauf mit einem Sättigungsbereich bei hohen Dosen.**
- **Deterministische Strahlenwirkungen können zu vorübergehenden oder andauernden Veränderungen von Gewebestrukturen und ihrer Funktion führen.**
- **Beispiele sind die seit langem bekannten Hautschäden (Hautverbrennungen und Rötungen, Radiologenhaut), der Katarakt (Linsentrübung), Blutbildveränderungen, Fibrosierungen von Geweben und Stenosen von Gefäßen.**
- **Deterministische Wirkungen können prompt einsetzen und sofort feststellbar sein oder erst nach einer Latenzzeit von vielen Jahren bis Jahrzehnten manifest werden.**
- **Alle diese Wirkungen können zur langfristigen Beeinträchtigung der Lebensqualität sowie in schweren Fällen zum Tod des Individuums führen.**

12.2 Stochastische Strahlenwirkungen

Stochastische Schäden gehen auf nicht zellletale Schädigungen des Erbgutes einzelner Zellen zurück. Diese Erbgutveränderungen können zum Ausgangspunkt einer malignen Entartung bei Körperzellen oder zu einer Mutation in der Keimbahn werden. Die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten mutagener, also das Erbgut verändernder Ereignisse, unterliegt den Regeln der Statistik, so dass auch bei sehr kleinen Dosen eine endliche wenn auch geringe Wahrscheinlichkeit für einen Strahlenschaden besteht bzw. unterstellt wird. Es wird deshalb angenommen, dass für stochastische Schäden keine Schwellendosis existiert, unterhalb derer stochastische Wirkungen ausbleiben. Der Zusammenhang von Dosis und stochastischer Schadensrate wird zudem als linear unterstellt. Zusammenfassend wird dies als **"linear no threshold model" (LNT)** bezeichnet.

Befindet sich die mutierte Zelle im Körper eines Individuums, so kann sie zur Ausgangszelle einer Tumorbildung oder Leukämie werden. Der Zeitraum bis zur Ausbildung eines klinisch manifesten Tumors beträgt je nach Tumor- und Zellart einige Jahre bis zu mehreren Jahrzehnten. Die Wahrscheinlichkeit einer Erbgutänderung in einer Zelle ist immer größer als die Wahrscheinlichkeit für die Entstehung einer entsprechenden Tumorerkrankung des Organismus. Gründe dafür sind u. a. die Redundanz der genetischen Informationen in der DNS, die Inaktivierung (Abschaltung) vieler Gene in hoch differenzierten spezialisierten Zellen, die in den Zellen wirkenden Reparaturmechanismen und die vielfältigen Einwirkungschancen des Immunsystems auf die Entwicklung, das Wachstum und die Ausprägung von Tumoren.

Mutierte Keimzellen führen zu genetischen Fehlern, die sich unter Umständen bei den Nachkommen der bestrahlten Individuen auswirken. Man unterscheidet dabei die **Punktmutationen**, das sind Änderungen von Erbmerkmalen in einzelnen Genen, und die **Chromosomenschäden**. Befinden sich die defekten Genloci auf den Geschlechtschromosomen, so werden sie als geschlechtsgebunden oder X-linked bezeichnet. Veränderungen von Genen auf den sonstigen 2 x 22 Chromosomen, den Autosomen, heißen autosomale Mutationen. Die Erbschäden an Genen können rezessiv oder dominant auftreten. Sie wirken sich im letzteren Fall unmittelbar beim betroffenen Individuum, dem Träger des ererbten Defektes, aus. Rezessive Defekte können sich eventuell erst nach vielen Generationen manifestieren. Da beim Menschen keine genetische Selektion stattfindet und stattfinden kann, kann die "Wirkungszeit" von Mutationen am Erbgut des Menschen Hunderte von Jahren, also viele Generationen betragen. Nicht alle strahleninduzierten Veränderungen des Erbgutes führen allerdings zu einer genetischen Belastung der menschlichen Population, da zur Realisierung die Mutationen zum einen an Nachkommen weitergegeben werden müssen, und zum anderen viele genetische Veränderungen wegen der hohen Redundanz des Erbgutes biologisch nicht von Bedeutung sind.

Die **chromosomalen** Schäden entstehen durch Doppelstrangbrüche oder Vernetzungen der Chromosomen, sie werden als **strukturelle** Schäden bezeichnet. Typische, auch im Lichtmikroskop sichtbare strukturelle Chromosomenveränderungen sind mehrzentrische oder nichtzentrische Chromosomen, die also mehrere oder keine Verbindungsstellen aufweisen, Ringchromosomen, die sich durch Zusammenschluss von abgetrennten Chromosomenendstücken gebildet haben, einzelne Teilstränge, Translokationen eines Teilchromosoms in andere Chromosomen usw. (s. Fig. 11.11). Chromosomenschäden können sich aber auch als **numerische** Aberrationen, also als erhöhte oder verminderte Chromosomenzahlen in der Zelle darstellen. Viele numerische Chromosomenaberrationen sind mit schweren Beeinträchtigungen ihrer Träger verbunden. So führt zum Beispiel die Trisomie 21, also das dreifache statt doppelte Auftreten des Chromosoms 21, zum Mongolismus. Andere numerische Aberrationen führen zu schwerem Kretinismus, Sterilität, Immunschwächen und Missbildungen.

Zu den stochastischen Schäden werden nach ICRP auch einige embryonale Entwicklungsanomalien (z. B. Entwicklungsstörungen des zentralen Nervensystems) gerechnet. Sehr umfassende Darstellungen der stochastischen somatischen und genetischen Schäden am Menschen befinden sich in [UNSCEAR 1986], [UNSCEAR 2000] und [UNSCEAR 2001], eine ausführliche Darstellung der diesbezüglichen internationalen Strahlenschutzphilosophie in [ICRP 60].

12.2.1 Dosis-Wahrscheinlichkeitskurven für stochastische Schäden

Dosiswirkungen im Niedrigdosisbereich sind in der Regel stochastische Wirkungen, da die meisten deterministischen Wirkungen eine Dosisschwelle aufweisen. Unterhalb dieser Schwellen sind also ausschließlich stochastische Schäden zu erwarten. Die Wahrscheinlichkeiten für stochastische Strahlenschäden wurden in der Vergangenheit meistens aus der Strahlenschadenshäufigkeit bei hohen Dosen durch Extrapolation zu niedrigen Dosiswerten berechnet, da dort die Wahrscheinlichkeiten für eine Tumorentstehung oder genetische Defekte größer als bei kleinen Dosen sind. Man ist für diesen stochastischen Bereich also auf Extrapolationen der Ergebnisse bei höheren Dosen angewiesen. Dies führt zu erheblichen Unsicherheiten bei der Vorhersage der stochastischen Strahlenwirkungen und kann so Risikoabschätzungen im Niedrigdosisbereich erschweren. In den letzten Jahren mehren sich jedoch zum Glück auch die experimentellen Ergebnisse bei kleineren Strahlendosen und die Literaturangaben dazu (so z. B. in [ICRU 36], [ICRU 40], [ICRP 92] und den dortigen Referenzen), so dass man für Schadensvorhersagen und Risikobeurteilungen inzwischen auf solidere wissenschaftliche Daten zurückgreifen kann.

Man findet nach diesen Untersuchungen je nach Strahlungsart und LET eine schwach sublineare oder linear-quadratische Zunahme der Strahlenschäden mit der Energiedosis (s. dazu die Ausführungen im Kap. 11). Zwei von vielen mathematisch möglichen Formen der Dosis-Wirkungsbeziehungen für stochastische Schäden sind die lineare Abhängigkeit (Proportionalität von Dosis und Wirkung) und der linear-quadratische

Zusammenhang (Fig. 12.2). Nach den heutigen Analysen der Daten der japanischen Atombombenopfer hängt die strahlenbedingte Karzinogenese für einzeitige Niedrig-LET-Strahlung höchstwahrscheinlich linearquadratisch von der Dosis ab. Eine Schwelle tritt dabei nicht auf. Das linearquadratische Modell wird deshalb von ICRP für Projektionsrechnungen stochastischer Schäden verwendet.

Werden die Dosen aus Niedrig-LET-Strahlung fraktioniert oder protrahiert verabreicht, so kommt es zu einer zeitlichen "Verdünnung" der Schadensereignisse in den relevanten Strukturen der Zellen. Die Wirkungskurven bleiben daher länger linear und verlaufen so flach wie bei einzeitiger Exposition mit kleinen Dosen. Man erhält rein lineare bis schwach quadratische Dosiswirkungskurven.

Hoch-LET-Strahlungen zeigen wegen der höheren Ionisationsdichten völlig andere Dosisabhängigkeiten. Sie verlaufen auch bei kleinen Dosen bereits wesentlich steiler (s. dazu Kap. 11.4.1). Der Kurvenverlauf ist in der Regel konkav, also zur Dosisachse hin geöffnet, was auf die oben erwähnten lokalen deterministischen Effekte bei hoher Schadensdichte hindeutet. Dosiswirkungskurven für Hoch-LET-Strahlungen erreichen auch früher die Sättigung. Werden die Hoch-LET-Expositionen protrahiert oder fraktioniert, so verlaufen nicht selten die Wirkungskurven sogar höher als bei einzeitiger Hoch-LET-Bestrahlung, da die Schadensdichte dann geringer ist und weniger schnell in die Sättigung übergeht (Fig. 12.3). Bei diesen modellhaften Überlegungen ist natürlich zu beachten, dass die Erzeugung eines Strahlenschadens in der Zelle nur der erste

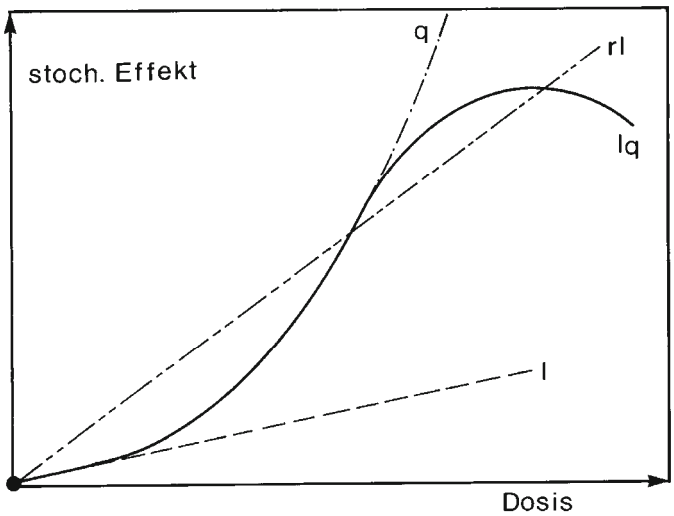


Fig. 12.2: Schematische Form von Dosiswirkungskurven für stochastische Wirkungen bei einzeitiger Exposition mit Niedrig-LET-Strahlung. lq: linear-quadratischer Kurvenverlauf, 1: Extrapolation des linearen Anteils bei kleinen Dosen, q: quadratischer Anteil bei mittleren Dosen. rl: rein linearer Zusammenhang, der bei den experimentellen Daten bei mittleren Dosen gemittelt wurde. Er überschätzt die Wirkung bei kleinen Dosen (zur weiteren Erläuterung s. Text).

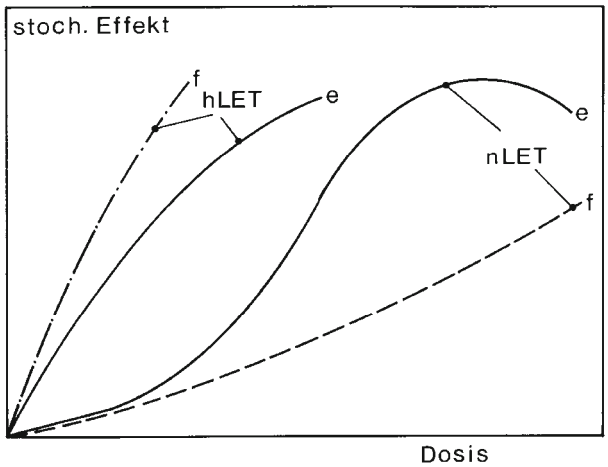


Fig. 12.3: Schematische Abhängigkeiten der Dosiswahrscheinlichkeitskurven für stochastische Wirkungen von LET und zeitlichem Bestrahlungsmuster. e: Einzeitexposition, f: fraktionierte oder protrahierte Bestrahlung. nLET: Niedrig-LET-Exposition, hLET: Hoch-LET-Strahlung (Erläuterungen s. Text).

Schritt zur Krebsentstehung ist. Ihm folgt eine bisher kaum verstandene Reihe von Reaktionen in der Zelle bis zur Manifestation des Tumors, die alle zusammen für die experimentelle Form der Dosiswahrscheinlichkeitskurven verantwortlich sind.

Die Wahrscheinlichkeit für stochastische Schäden hängt bei einer gegebenen Dosis in erheblichem Ausmaß von der Strahlungsart und der Art des betroffenen Gewebes ab. Besonders strahlensensibel sind schnell proliferierende Gewebe, also alle Gewebe mit hohen Zellteilungsraten wie das Blut bildende System, die inneren Schleimhäute und die Wachstumszonen im Körper von Kindern, Jugendlichen und die Leibesfrucht. Gründe dafür sind die schlechten Reparaturchancen in den Phasen kondensierter DNS z. B. in Zellen während der Mitose- oder G2-Phase (s. Abschnitt 11.5), in denen Zellen mit hoher Teilungsaktivität oft anzutreffen sind.

12.2.2 Abschätzungen des stochastischen Strahlenrisikos

Die Aufgabe des Strahlenschutzes ist es, durch Vorgabe wissenschaftlich begründeter Dosisgrenzwerte das Risiko für stochastische Strahlenschäden, also für die Karzinogenese und heriditäre Veränderungen in einem vertretbaren Rahmen zu halten. Da die Dosisschwellen für deterministische Strahlenschäden in der Regel höher sind als die Grenzwerte der Strahlenschutzgesetze, werden so automatisch auch diese erst oberhalb der Schwellen auftretenden Schäden vermieden. Bei Risikoanalysen müssen daher in erster Linie die stochastischen Risiken untersucht werden. Diese Aufgabe wird von vielen internationalen Gremien durchgeführt. Dazu zählen das entsprechende Kommittee der Vereinten Nationen **UNSCEAR** (United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation), Arbeitsgruppen der amerikanischen Akademie der Wis-

senschaften **NAS** (National Academy of Sciences) und ihre **BEIR**-Reports über Biological Effects of Ionizing Radiations), der nationale Rat für Strahlenschutz in Maryland USA **NCRP** (National Council on Radiation Protection and Measurements), die internationale Kommission über radiologische Einheiten **ICRU** (International Commission on Radiation Units and Measurements) und als wichtigste empfehlende Institution die Internationale Strahlenschutzkommission **ICRP** (International Commission on Radiological Protection). Ihre Empfehlungen haben zwar keinen bindenden Charakter für nationale Strahlenschutzregelungen, werden aber in aller Regel in die nationalen Gesetzeswerke eingearbeitet. Zu den stochastischen Strahlenwirkungen zählen nach ICRP die **Karzinogenese** (Krebsinduktion) für Leukämien und solide Tumoren, die **genetischen (vererbbaren oder heriditären) Schäden** und einige Einwirkungen auf die **Leibesfrucht** bei einer pränatalen Strahlenexposition.

12.2.2.1 Abschätzung des Krebsrisikos

Datenquellen für Risikoanalysen müssen wegen der statistischen Fehler große Populationen, eindeutige Dosimetrie, lange Beobachtungszeiten und sehr detaillierte Kenntnisse aller relevanten Randbedingungen aufweisen. Zur quantitativen Erfassung der durch ionisierende Strahlungen erzeugten Krebserkrankungsrate wird heute international vor allem das Kollektiv der Atombombenopfer von Hiroshima und Nagasaki herangezogen. Die Dosisfestlegung geschieht innerhalb von **Dosimetriesystemen**, die im Laufe der Zeit durch neuere Erkenntnisse zusammen mit den daraus gezogenen Schlussfolgerungen allerdings revidiert werden mussten. Die beiden letzten Dosimetriesysteme sind das TD65 (tentative dosimetry 1965) und das aktuelle DS86 (dosimetry system 1986), die sich vor allem in der Berechnung der Neutronendosen durch die Uranbombe in Hiroshima unterscheiden.

Im Beobachtungszeitraum von 1950 bis 1985 wurden im TD65 anfangs 91000 Personen, im DS86 immerhin noch 76000 Personen überwacht. Die Strahlenexposition der beobachteten Personen war eine einzeitige Ganzkörperbestrahlung mit einer Mischung aus locker ionisierender Photonenstrahlung und dicht ionisierender Neutronenstrahlung. Über 50000 Personen des untersuchten Kollektivs erhielten dabei Dosen unter 0,1 Sv, ca. 17000 Dosen von 0,1 - 1 Sv. 2800 Personen wurden mit 1 - 4 Sv und etwa 250 Personen mit höheren Dosen als 4 Sv bestrahlt. Naturgemäß wurden die meisten heute noch im Kollektiv vorhandenen Personen in jugendlichem Alter bestrahlt. Die Tumorerkrankungen können wegen der hohen Personenzahl teilweise zeitlich gestaffelt nach einzelnen Tumorarten aufgeschlüsselt werden. Im Beobachtungszeitraum sind von den 76000 Personen 5936 an Krebs verstorben (5734 solide Tumoren, 202 Leukämien). Dies bedeutet insgesamt ungefähr 340 Todesfälle mehr als die normale statistische Erwartung von etwa 5600 spontanen letalen Krebsfällen.

Daneben werden zur Vervollständigung der Daten und zu Vergleichszwecken zahlreiche weitere in Medizin, bei Strahlenunfällen oder auf sonstige Art exponierte Kollektive herangezogen ([UNSCEAR 1988], [UNSCEAR 2000], [ICRP 60]). Die wichtig-

sten Personengruppen entstammen der Medizin. Dazu zählen ein Kollektiv von etwa 14000 Patienten, die in England in 5 Jahrzehnten strahlentherapeutisch wegen degenerativer Wirbelsäulenerkrankungen (Morbus Bechterev) behandelt wurden, eine Gruppe gynäkologischer Patientinnen mit radioonkologisch behandelten Cervixcarcinomen und Thorotrastpatienten aus Europa. Die aus allen diesen Kollektiven abgeleiteten Risikokoeffizienten sind bei Berücksichtigung der jeweiligen Verhältnisse innerhalb der statistischen Fehler miteinander verträglich, wenn auch ICRP in Zweifelsfällen die Daten der japanischen Untersuchungen ausdrücklich vorzieht.

Das Ergebnis der aktuellen Analyse der japanischen Daten ist aus zwei Gründen bemerkenswert. Im bisherigen Dosimetrieprotokoll TD65 war der Anteil dicht ionisierender Neutronenstrahlung in Hiroshima und die entsprechende Strahlenexposition des Hiroshima-Teilkollektivs überschätzt worden, da u. a. der die Neutronen moderierende Wasserdampfgehalt der Atmosphäre nicht korrekt berücksichtigt worden war. Das neue Dosimetriesystem zeigt dagegen für Hiroshima und Nagasaki nur geringe Beiträge der Neutronen zur Gesamtdosis. Die ursprünglich der Neutronen- und nicht der Gammastrahlenexposition zugerechneten Effekte müssen heute deshalb fast ausschließlich der Photonendosis zugeordnet und die Risikoabschätzungen für letale Krebsraten durch Photonenexpositionen deutlich erhöht werden.

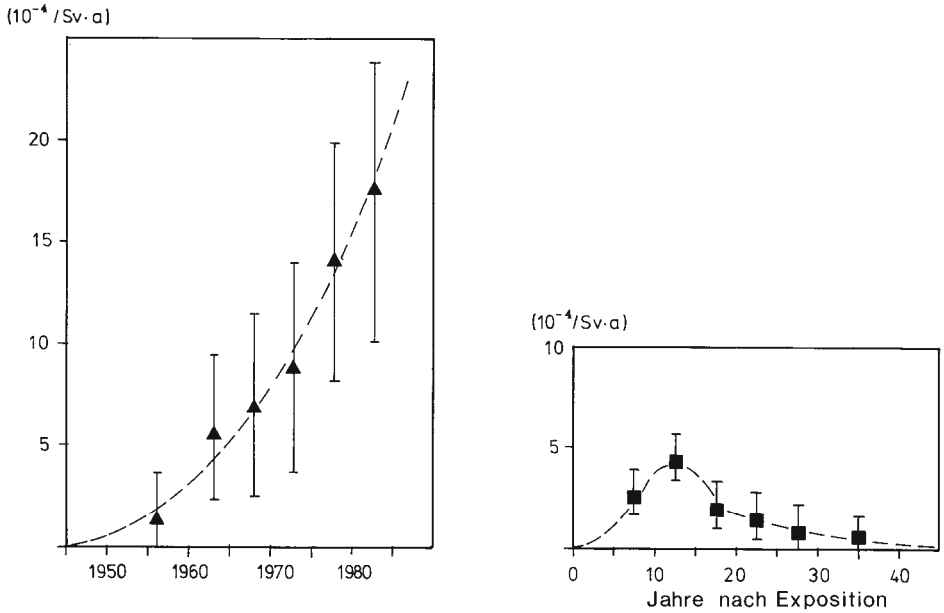


Fig. 12.4: Die zeitliche Variation der jährlichen zusätzlichen Krebsmortalitätsraten für je 10'000 Personen der japanischen Atombombenüberlebenden für Expositionen mit mehr als 0,2 Gy für den Beobachtungszeitraum 1950 - 1985 (nach Berechnungen von [Jacobi], in Anlehnung an eine Darstellung von [Jung]). Links: Alle Krebstodesfälle ohne Leukämien, rechts: nur Leukämien.

Organ	Krebsfälle pro 10^4 Personen und pro Sv ($10^{-4} \cdot Sv^{-1}$)	Risikokoeffizient (%/Sv)	Lebenszeitverlust (Jahre)	relativer letaler Anteil an allen Krebsfällen (%)
Blase	30	0,3	10	50
Brust	20	0,2	18	50
Colon	85	0,85	12,5	55
Haut	2	0,02	1,5	0,2
Knochenmark*	50	0,5	3,1	99*
Knochenoberfläche	5	0,05	15	70
Magen	110	1,1	12,5	90
Lunge	85	0,85	13,5	95
Leber	15	0,15	15	95
Ovarien	10	0,1	17	70
Schilddrüse	8	0,08	15	10
Speiseröhre	30	0,3	11,6	95
Restkörper	50	0,5	13,7	
Total:	**500**	**5,0**	**15**	**80**
Cervix				45
Hirn				80
Nieren				65
Pankreas				99
Prostata				55
Uterus				30

Tab. 12.5: Zusätzliches Lebenszeitrisiko für Krebserkrankungen für je 10'000 exponierte Personen bei einer Effektiven Dosis von 1 Sv bei niedriger Dosisleistung. Der Risikokoeffizient gibt das mittlere persönliche Risiko an, das zu dem natürlichen Lebenszeitkrebsrisiko von ca. 20% (in westlichen Industrienationen 25%) addiert werden muss. Der Verlust an Lebenszeit durch strahleninduzierten letalen Krebs beträgt im Mittel 15 Jahre. Aus dem relativen Anteil der Krebserkrankungen, die zum Tode führen, kann man die totale strahleninduzierte Krebsrate berechnen. Letalitätsanteile für die im unteren Teil der Tabelle aufgeführten Organe stammen nicht aus japanischen Daten, da für diese Tumorarten zuwenig Daten vorhanden sind, nach Daten aus [ICRP60]. *: Leukämien.

Diese Interpretation wird durch neueste Untersuchungen langlebiger Aktivierungsprodukte aus den Reaktionen $^{63}Cu(n,p)^{63}Ni$ für den Einfang schneller Neutronen und $^{40}Ca(n,\gamma)^{41}Ca$ für thermischen Neutroneneinfang unterstützt. Dazu wurden kupferhaltige Materialien wie Dachrinnen und Rohre auf ^{63}Ni und Zahnschmelz von Hiroshima-Opfern untersucht, die sich in Entfernungen vom Hypozentrum ("Ground Zero") der

Explosionen aufhielten, die ein Überleben ermöglichten ([Straume 2003], [Wallner 2002]).

Die zweite sehr viel bedeutendere Änderung ergibt sich aus der erst nach der langen Beobachtungszeit feststellbaren neuen zeitlichen Struktur der Krebsinzidenzen. Die zeitliche Entwicklung der Leukämien entspricht den bisherigen Kenntnissen. Danach treten erste strahleninduzierte Leukämien nach einer Latenzzeit von nur 2-5 Jahren

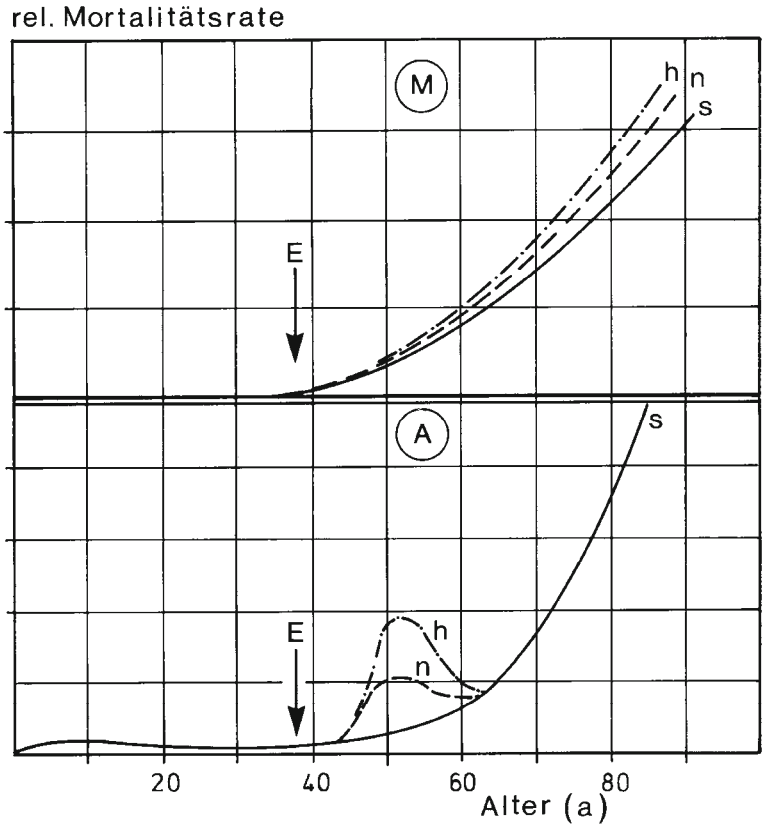


Fig. 12.5: Schematische Darstellung des additiven und multiplikativen Risikomodells für strahleninduzierte letale Krebsfälle. Aufgetragen sind jeweils die altersabhängigen spontanen Tumorraten (s) über dem Alter (durchgezogene Linien), und die induzierten letalen Krebsraten nach einer Strahlenexposition für niedrige (n) und höhere Dosen (h, durchbrochene Kurven). Im additiven Modell (A: unten) tritt nach einer Latenzzeit von wenigen Jahren eine dosisabhängige zusätzliche Krebsrate auf, die nach einer Zeit von 10-15 Jahren gegen Null strebt und in die Spontankurve übergeht. Das additive Modell ist nach heutiger Kenntnis gültig für Leukämien. Im multiplikativen Modell (M, oben) bewirkt eine Strahlenexposition (Pfeil) nach einer entsprechenden Latenzzeit eine dosisabhängige zusätzliche Krebsrate, die zudem zur natürlichen Rate proportional ist und deshalb bis zum Lebensende ständig zunimmt.

auf, erreichen das Maximum der Inzidenz nach etwa 10 Jahren und fallen danach stetig ab. Ab etwa 20 Jahren nach der Exposition ist kaum noch mit strahleninduzierten Leukämien zu rechnen, die Gesamtleukämieraten nähern sich wieder der natürlichen Rate, die wie die meisten Tumoren stetig mit dem Alter der beobachteten Personen anwächst (Fig. 12.5 unten). Strahleninduzierte Leukämien entstehen mit einer zur Dosis proportionalen Häufigkeit, die unabhängig von der natürlichen altersbedingten Leukämierate ist.

Je höher die Dosis ist, um so höher ist also auch der Beitrag an induzierten Leukämien, der sich dem natürlichen Anteil vorübergehend als additiver Beitrag überlagert. Diesen Sachverhalt bezeichnet man als **additives** oder **absolutes Risikomodell**. Es wird heute als gültig für die Leukämieinduktion betrachtet (Fig. 12.5 unten).

Die Manifestationsrate für alle anderen beobachteten Tumoren zeigt ein völlig anderes Zeitverhalten (Fig. 12.4 links). Bisher war Schulwissen, dass strahleninduzierte Tumoren nach einer Latenzzeit von 5-10 Jahren allmählich auftreten mit einer maximalen Rate nach etwa 20-25 Jahren. Nach dieser Zeit sollte die zusätzliche Tumorrate schnell abnehmen und sich wie bei den Leukämien dann nicht mehr von der natürlichen Rate unterscheiden. Die induzierte Rate sollte dosisproportional und additiv sein. Nach den Erkenntnissen des DS86 ist diese Vermutung falsch. Tatsächlich nahm die strahleninduzierte zusätzliche Tumorrate selbst 40 Jahre nach der Exposition noch ständig zu. Sie ist darüber hinaus nicht nur dosisabhängig sondern auch proportional zur spontanen altersbedingten Tumorrate. Dies gilt nicht nur für die totale Tumorinzidenz, sondern lässt sich aus der neuen Datenanalyse selbst für einzelne Tumorarten und Teilpopulationen nachweisen. Das entsprechende Risikomodell wird als **multiplikatives** oder **relatives Risikomodell** bezeichnet (Fig. 12.5 oben) und wird nach Expertenmeinung außer bei Leukämie als gültig für alle Tumorarten betrachtet. Die Bedeutung dieses Ergebnisses kann nicht hoch genug eingeschätzt werden. Wenn die Interpretationen des multiplikativen Modells korrekt sind, werden durch eine Strahlenexposition offensichtlich lebenslang andauernde "Tumorkeime" gelegt, die erst bedingt durch multifaktorielle Einflüsse wie die mit dem Lebensalter veränderliche Immunsystem- und Hormonlage, chemische oder thermische Einwirkungen u. ä. mit dem gleichen Zeitmuster wie die spontanen Tumoren zum Ausbruch kommen. Der menschliche Körper scheint also frühere Strahlenexpositionen auch nach vielen Jahrzehnten nicht zu vergessen.

Um aus den Rohdaten der japanischen Studien allgemeingültige Risikoabschätzungen für stochastische Strahlenwirkungen ableiten zu können, müssen die speziellen japanischen Ergebnisse auf die verschiedenen Expositionsbedingungen erweitert werden. Dies geschieht im Rahmen so genannter **Projektionsmodelle**. Zentrale Fragen sind dabei die Dosis- und Dosisleistungsabhängigkeit der stochastischen Strahlenwirkungen, Unterschiede in der Wirkung einzeitiger oder protrahierter Bestrahlung, der Einfluss des LET, Einflüsse von Teilkörper- und Ganzkörperexpositionen, populationstypische Parameter wie Lebensweise, genetische Dispositionen, geografische Einflüsse,

die Alters- und Geschlechtsabhängigkeit des Strahlenrisikos und vieles mehr. Mit Hilfe eines linear-quadratischen Dosiseffektmodells für stochastische Strahlenwirkungen wurden durch ICRP die japanischen und einige zusätzliche Daten aus anderen Quellen analysiert und auf andere Populationen projiziert. Dies führte zu einer Neueinschätzung des Strahlenkrebsrisikos und zu neuen Empfehlungen der internationalen Strahlenschutzgremien. Die Ergebnisse sind Tabellen oder Kurven für die mittleren Krebsmortalitäten (die Wahrscheinlichkeiten, an einem Strahlenkrebs zu sterben), die Gesamtzahl der durch Strahlung induzierten Krebsfälle, Lebenszeitverkürzungen durch induzierte letale Krebsfälle und eine Reihe von Skalierungsfaktoren für Alter und Geschlecht exponierter Personen, die entsprechende Abhängigkeiten der Krebsmortalitäten berücksichtigen sollen.

Auszüge aus den Datensammlungen der ICRP für eine mittlere Weltbevölkerung sind in Tabelle (12.5) zusammengestellt. Danach werden bei einer Strahlenexposition von 10'000 Personen mit einer Effektiven Dosis von 1 Sv bei niedriger Dosisleistung also 500 zusätzliche letale Krebsfälle induziert. Zusätzlich entstehen zwischen 90% (Schilddrüse) und l% (akute Leukämien) nicht letale Krebserkrankungen. Die Gesamtzahl an letalen und nichtletalen Krebsfällen für ein bestimmtes Organ erhält man, wenn man die letalen Krebsfälle durch den relativen letalen Anteil dividiert (Beispiel: Gesamtzahl der Colon Krebsfälle = 85/0,55 = 155). Für die arbeitende Bevölkerung kommt es wegen des kürzeren betrachteten Zeitabschnitts (18-64 Jahre = Lebensarbeitszeit) zu einer Verminderung der induzierten letalen Krebsfälle auf im Mittel (400/10000)/Sv (entsprechend 4%/Sv). Die in Tab. (12.5) aufgeführten Krebsraten sind nur etwa halb so groß, wie die beim japanischen Kollektiv tatsächlich beobachteten Raten. Dies ist eine Folge der oben angedeuteten Projektionsrechnung, die die damalige Exposition wegen der zum Teil höheren Dosisleistung gemäß der linear-quadratischen Dosiswirkungskurve um etwa den Faktor 2 nach unten korrigiert hat. Die relative Verteilung der organspezifischen Krebsraten ist wegen einiger Besonderheiten des japanischen Kollektivs umstritten. Es wurde darüber nachgedacht, sie vielleicht für die westlichen Industrienationen für Brustkrebs (Faktor 3 nach oben) und Magenkrebs (Faktor 1/3) zu revidieren [Jung].

Zusammenfassung zum stochastischen Strahlenrisiko

- **Stochastische Schäden können Krebserkrankungen, vererbbare genetische Defekte oder Schäden an der Leibesfrucht sein.**
- **Zur Abschätzung der stochastischen Risiken dienen vor allem die Daten der überlebenden Atombombenopfer von Hiroshima und Nagasaki.**
- **Die Wahrscheinlichkeiten für stochastische Risiken werden durch Risikokoeffizienten ausgedrückt, die üblicherweise pro Einheit der Effektiven Dosis angegeben werden.**

- **Das Risiko für die Induktion einer letalen Krebserkrankung durch Strahlenexposition mit niedriger Dosisleistung beträgt im Mittel für alle Krebsarten 5 %/Sv. Bei hoher Dosisleistung ist es wegen des linear-quadratischen Dosiswirkungsverlaufs etwa doppelt so hoch. Es beträgt also ca. 10 %/Sv.**
- **Das strahleninduzierte Krebsmorbiditätsrisiko liegt bei niedriger Dosisleistung bei 6 %/Sv.**

12.2.2.2 Heriditäres Schadensrisiko

Die Häufigkeit strahleninduzierter hereditärer genetischer Schäden wird auch heute noch meistens aus Tierexperimenten abgeleitet. Selbst in dem großen japanischen Kollektiv der Atombombenüberlebenden konnten keine statistisch einwandfrei gesicherten Daten für den Menschen abgeleitet werden. Als Methode wird das **Verdopplungsdosisverfahren** angewendet. Dabei wird die Dosis angegeben, bei der sich die Zahl der natürlichen genetischen Schäden in einer Population verdoppelt, die sich im genetischen Gleichgewicht befindet. Bei diesem Verfahren kann natürlich nicht die Anzahl aller genetischen Schäden der Beurteilung zugrunde gelegt werden, vielmehr werden bekanntermaßen genetisch bedingte Erkrankungen, Missbildungen und ähnliche Auswirkungen herangezogen. Es werden also nur solche genetischen Veränderungen erfasst, die zu feststellbaren Beeinträchtigungen (im Englischen: disorders) des Menschen führen.

genetische Schadensart	Häufigkeit (%)	Manifestationszeitpunkt
autosomal dominant	0,9	bei Erwachsenen
autosomal rezessiv	0,25	Kindheit, Jugend
X-linked	0,1	Kindheit, Jugend
chromosomal	0,38	Kindheit, Jugend
congenital	6,0	Geburt
multifaktoriell	6,5	bei Erwachsenen

Tab. 12.6: Relative Häufigkeiten spontan auftretender genetischer Schäden nach [ICRP 60].

Diese Schäden werden üblicherweise in die **Mendelschen Schäden** durch autosomal dominante, autosomal rezessive und X-linked (geschlechtsgebundene) Mutationen, in die **chromosomalen Schäden** durch numerische und strukturelle Aberrationen, die **multifaktoriellen genetischen Schäden**, die aus dem Wechselspiel von Mehrfachpunktmutationen mit der Umwelt entstehen, und in **angeborene,** also **congenitale Defekte** eingeteilt. Etwa 30-50 % aller genetischen Defekte werden als schwerwiegend betrachtet und in der Beeinträchtigung des menschlichen Lebens einer letalen Krebserkrankung gleichgesetzt. ICRP hat diesen Schäden daher sogar ähnlich wie bei den Tumoren einen Lebenszeitverlust von 20 Jahren zugeordnet. Eine wichtige

Grundlage genetischer Untersuchungen ist die Kenntnis der spontanen Schadensrate (Tab. 12.6). Die Zunahme der Zahl der genetischen Defekte durch Strahlenexposition wird als dosisproportional angenommen.

Die Erhöhung der genetischen Schadensrate durch Bestrahlung wird von ICRP für schwere genetische Schäden auf 0,01/Sv = 1%/Sv genetisch signifikanter Dosis geschätzt, die Wahrscheinlichkeit für einen sich manifestierenden strahleninduzierten schweren genetischen Schaden in den ersten beiden Generationen auf je 0,15%/Sv. Das mittlere genetische Risiko beträgt also nur 1/5 des strahleninduzierten Krebsmortalitätsrisikos von 5%/Sv. Wird nur die arbeitende Bevölkerung betrachtet, reduziert sich die genetische Schadensrate durch Strahlenexposition wieder wegen der kürzeren Zeitspanne auf 0,6%/Sv. Eine ausführliche Darstellung zu heriditären Schäden gibt [UNSCEAR 2001].

Zusammenfassung zu strahleninduzierten genetischen Schäden

- **Durch ionisierende Strahlung ausgelöste heriditäre, also vererbbare Schäden sind beim Menschen bisher nicht bewiesen.**

- **Sie werden aus Extrapolationen aus Tiermodellen jedoch erwartet und ihre Existenz deshalb aus Sicherheitsgründen und wegen der eventuell langwierigen Folgen für das menschliche Erbgut unterstellt.**

- **Die Wahrscheinlichkeit für schwere genetische Schäden beim Menschen wird zu 1%/Sv angenommen, von denen je 0,15%/Sv in Form dominanter Schäden in der ersten und der zweiten Folgegeneration auftreten.**

12.3 Risiken pränataler Strahlenexposition

Strahlenexpositionen der Leibesfrucht durch Strahlenanwendungen auf Schwangere sind wegen der erhöhten Zellteilungsraten der Leibesfrucht wesentlich kritischer als die Bestrahlung ausgewachsener Personen. Bei Embryonen oder Feten können im Prinzip die folgenden Strahlenrisiken auftreten: Letale Wirkungen auf den Embryo, Missbildungen und Wachstumsstörungen, geistige Retardierung, Intelligenzverlust, Induktion von soliden Tumoren oder Leukämien und vererbbare Defekte ([UNSCEAR 1986], [UNSCEAR 1993], [ICRP 49]). Die ersten vier Wirkungen sind deterministischer Natur und treten deshalb erst oberhalb einer Dosisschwelle auf, die drei letzteren sind dagegen stochastischer Art, werden also als "schwellenlos" angenommen.

Die Wahrscheinlichkeit der Strahleneffekte hängt von den Entwicklungsstadien der Leibesfrucht ab. Die angeführten Risikokoeffizienten entstammen Schätzungen der Vereinten Nationen. Die Präimplantationsphase dauert maximal bis zum 10. Tag nach der Empfängnis. Wird bis zu diesem Zeitpunkt ein Embryo mit ausreichend hohen Dosen bestrahlt, so ist mit einer Wahrscheinlichkeit von 100%/Sv mit dem Tod zu

rechnen. Die Dosisschwelle liegt bei 100 mSv. Ein der Strahlenexposition entsprechender Anteil der Embryonen stirbt ab, alle anderen entwickeln sich normal. Bestrahlung während der Organogenese im Zeitraum von der 2. bis zur 8. Woche führt oberhalb einer Schwelle von 100 mSv mit einer Wahrscheinlichkeit von 50%/Sv zu schweren Missbildungen. Die entsprechende spontane Rate beträgt 6% (s. Tab. 12.6). Strahlenexpositionen während der Bildung des zentralen Nervensystems von der 8. bis zur 25. Woche können schwerwiegende geistige Retardierung durch Störung des ZNS-Wachstums verursachen. Der Risikokoeffizient beträgt zwischen 40%/Sv und 10%/Sv, die Dosisschwelle wird bei 300 mSv angenommen [Otake]. Die mittlere spontane Rate für schwere geistige Retardierung beträgt 0,8% aller Lebendgeburten.

Effekt	**Zeitraum nach Konzeption**	**Dosisschwelle (mSv)**	**Risikokoeffizient* (1/Sv)**
Tod während Präimplantation	bis l0d	100	100%
Missbildungen	10d-8.Woche	100	50%
Schwere geistige Retardierung	8.-15. Woche	300	40%
	16.-25. Woche	300	10%
Intelligenzverlust	8.-15. Woche	-	30 IQ-Punkte
	16.-25. Woche	-	10 IQ-Punkte
Induktion maligner Erkrankungen		-	6%
Erzeugung vererbbarer Defekte		-	0,1-0,3% (w/m)

Tab. 12.7: Risikokoeffizienten bei pränataler Strahlenexposition nach [DGMP7] und [ICRP 49]. *: oberhalb der Schwelle

Exposition mit niedrigeren Dosen kann Intelligenzminderungen bewirken. ICRP gibt zwischen der 8. und 15. Woche einen Koeffizienten von 30 IQ-Punkten/Sv, von der 16. bis zur 25. Woche IQ-Verluste von 10 Punkten/Sv an. Für diesen Effekt existiert nach heutigem Wissen, anders als früher unterstellt, keine Schwellendosis ([UNSCEAR 1993], [UNSCEAR 2000]). Strahlenbedingte Intelligenzminderung zählt also zu den stochastischen Schäden. Diskutiert wird eine Schädigung der den Cortex aufbauenden Stammzellen. Strahleninduzierte Tumoren von Feten äußern sich nach [ICRP 60] in Form von Leukämien innerhalb der ersten 15 Lebensjahre. Danach ist mit keiner weiteren Erhöhung der spontanen kindlichen Leukämierate von 0,01% zu rechnen [UNSCEAR 1986]. Die Strahleninduktion von soliden Tumoren bei Feten ist umstritten, es wird vermutet, dass solide Tumoren wie auch die Leukämien vor allem im ersten Schwangerschaftstrimester auslösbar sind. Der Risikokoeffizient für die gesamte Induktion von Leukämien und soliden Tumoren durch intrauterine Strahlenexposition wird mit 6%/Sv neuerdings sogar um 1% höher eingeschätzt als der gesam-

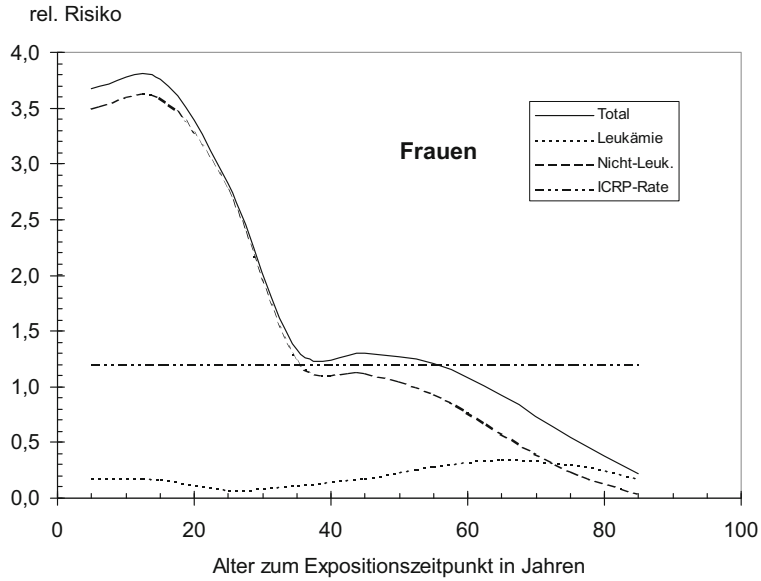
te Lebensrisikokoeffizient für strahleninduzierte Krebstodesfälle des Erwachsenen. Genetische Defekte in der ersten Generation sind bei Bestrahlung der Gonaden in utero doppelt so häufig zu erwarten wie bei der Strahlenexposition der durchschnittlichen Bevölkerung, der Risikokoeffizient beträgt 0,3%/Sv bei männlichen und 0,1%/Sv für weibliche Feten.

Zusammenfassung

- **Die Wahrscheinlichkeiten für Schäden an der Leibesfrucht hängen vom Schadenstyp ab.**
- **Zu den stochastischen Schäden zählen neben der Erzeugung von malignen Erkrankungen (vor allem Leukämien) auch der strahleninduzierte IQ-Verlust während der Entwicklung des Großhirns.**
- **Stochastische Schäden an der Leibesfrucht sind wahrscheinlicher als bei erwachsenen Personen, da Embryonen und Feten höhere Zellteilungs- und Wachstumsraten aufweisen.**
- **Zusätzliche Embryonalschäden sind deterministischer Natur. Sie betreffen die Missbildung von Organen und vermindertes zerebrales Wachstum.**
- **Die Dosisschwellen dafür liegen typisch bei 100-300 mSv.**

12.4 Altersabhängigkeit des stochastischen Strahlenrisikos

Abschätzungen stochastischer Schäden wie beispielsweise die in Tab. (12.5) berücksichtigen nicht das Alter der exponierten Personen. Die strahlenbiologische Bewertung z. B. radiologischer Maßnahmen ausschließlich nach den Risikokoeffizienten der ICRP (Tab. 12.5: 5% letaler Krebs/Sv bei niedriger Dosisleistung) ist daher aus mehreren Gründen fragwürdig. Erstens ist der genannte Risikofaktor der Effektiven Dosis über alle Altersstufen einer normal altersverteilten Population gemittelt. Aus strahlenbiologischen Gründen ist die Exposition junger Individuen mit ihren mitotisch aktiven und im Aufbau befindlichen Geweben jedoch mit einem wesentlich höheren Strahlenrisiko verbunden als vergleichbare Expositionen älterer Menschen. Wegen des zeitlichen Musters der Krebsentstehung (s. Fig. 12.3) ist zweitens die zu erwartende Krebsrate nach einer Strahlenexposition bei jüngeren Menschen wesentlich größer als bei älteren Personen mit ihrer geringeren Lebenserwartung. Ältere Personen "erleben" deshalb ihren strahleninduzierten Krebs oft nicht mehr.



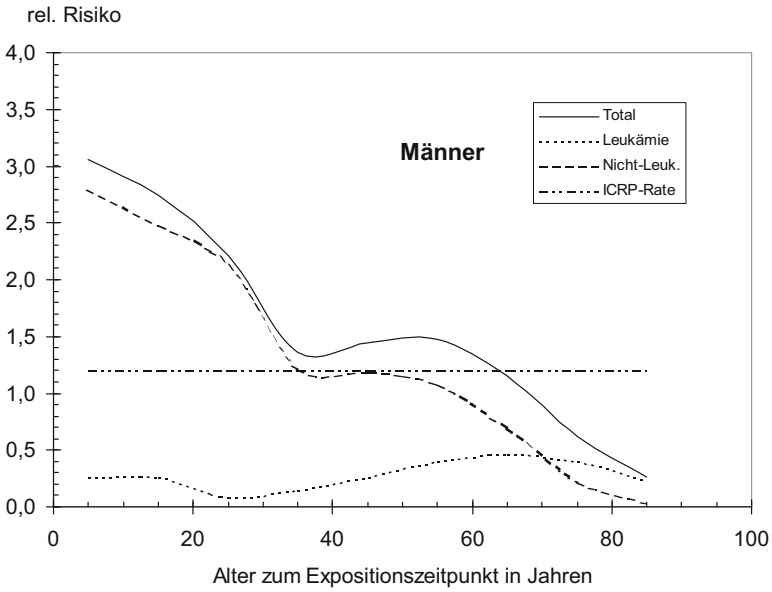


Fig. 12.6: Zeitlicher Verlauf der Krebsmortalitätsrate von Frauen und Männern für eine Strahlenexposition von 10^4 Personen mit einer Effektiven Dosis von 2,4 mSv (einer zusätzlichen Effektiven natürlichen Jahresdosis), berechnet für Niedrig-LET-Strahlung für die US-Bevölkerung nach Daten aus [ICRP 60]. Zum Vergleich ist die mittlere zusätzliche Krebsmortalität nach der ICRP-Schätzung (5%/Sv) eingezeichnet (ICRP-Rate nach Tab. 12.9).

Alter bei der Exposition	**Sterbewahrscheinlichkeit Männer pro 1000 Personen**						
(Jahre)	Summe	Leukämie	ohne Leukämie	Brust	Atemtrakt	Verdau-ungstrakt	Andere
5	12,76	1,11	11,65	-	0,17	3,61	7,87
15	11,44	1,09	10,35	-	0,54	3,69	6,12
25	9,21	0,36	8,85	-	1,24	3,89	3,72
35	5,66	0,62	5,04	-	2,43	0,28	2,33
45	6,00	1,08	4,92	-	3,53	0,22	1,17
55	6,16	1,66	4,50	-	3,93	0,15	0,42
65	4,81	1,91	2,90	-	2,72	0,11	0,07
75	2,58	1,65	0,93	-	0,90	0,05	-
85	1,10	0,96	0,14	-	0,17	-	-
Mittelwert	**7,70**	**1.10**	**6,60**		**1,90**	**1,70**	**3,00**

Alter bei der Exposition	**Sterbewahrscheinlichkeit Frauen pro 1000 Personen**						
(Jahre)	Summe	Leukämie	ohne Leukämie	Brust	Atemtrakt	Verdau-ungstrakt	Andere
5	15,32	0,75	14,57	1,29	0,48	6,55	6,25
15	15,66	0,72	14,94	2,95	0,70	6,53	4,76
25	11,78	0,29	11,49	0,52	1,25	6,79	2,93
35	5,57	0,46	5,11	0,43	2,08	0,73	1,87
45	5,41	0,73	4,68	0,20	2,77	0,71	1,00
55	5,05	1,17	3,88	0,06	2,73	0,64	0,45
65	3,86	1,46	2,40	-	1,72	0,52	0,16
75	2,27	1,27	1,00	-	0,72	0,26	0,03
85	0,90	0,73	0,17	-	0,15	0,04	-
Mittelwert	**8,10**	**0,80**	**7,30**	**0,70**	**1,50**	**2,90**	**2,20**

Tab. 12.8: Zusätzliche strahleninduzierte Krebsmortalität der amerikanischen Bevölkerung nach einer einzeitigen homogenen Ganzkörperexposition mit einer Effektiven Dosis von 100 mSv als Funktion des Lebensalters zum Expositionszeitpunkt, nach [ICRP 60]. Angegeben ist die Zahl der erwarteten Krebstodesfälle für je 1000 Personen.

Berücksichtigt man diese Expositionszeitabhängigkeiten der Krebsinduktion, so findet man sehr typische Zeitverläufe mit einer starken Abnahme der Sterberaten oberhalb von 20 und einer weiteren stetigen Reduktion ab etwa 50 Jahren. Die Verläufe zeigen allerdings geschlechtsspezifische Unterschiede und unterscheiden sich zudem in der Art der entstehenden Tumorerkrankungen (Tab. 12.8). Die Krebssterberaten dieser Tabelle sind für die Leukämien nach einem linearquadratischen Modell, die Nicht-

Leukämiefälle nach einem linearen Extrapolationsmodell für die Sterbetafeln der US-amerikanischen Bevölkerung berechnet. Die von ICRP neuerdings unterstellten totalen Krebsraten in Tab. (12.5) unterscheiden sich geringfügig von den mittleren Werten dieser amerikanischen Untersuchung, da hier eine andere Altersstruktur und Lebenserwartung der Populationen vorliegt.

Neben der Altersabhängigkeit der Strahlenrisiken ist bei der Risikobewertung medizinisch-radiologischer Strahlenexpositionen selbstverständlich auch der **individuelle medizinische Nutzen** zu beachten. Dabei müssen alternative Diagnoseverfahren ohne ionisierende Strahlungen wie Ultraschalluntersuchungen oder die Magnetresonanz-Verfahren (MR) und deren Komplikations- und Fehlerraten zum Vergleich herangezogen und bewertet werden. Solche Analysen wurden sowohl für Röntgenuntersuchungen als auch für die nuklearmedizinische Diagnostik durchgeführt.

Obwohl die Effektive Dosis das Strahlenrisiko wegen der Altersmittelung für ältere Patienten in der Regel deutlich überschätzt, wird die Angabe der Effektiven Dosen neben der Spezifikation von Organdosen zumindest als nützliche Vergleichsgröße in der medizinischen Radiologie herangezogen. Weitere Ausführungen zu Kosten-Nutzen-Analysen in der Radiologie befinden sich in [ICRP 60] und [SSK 30].

	Relatives Risiko (10^{-2}/Sv)			
Population	**totale Krebsinzidenz**	**nicht letaler Krebs**	**Erbschäden**	**Total**
Erwachsene	6,0	1,0	1,0	7,0
Leibesfrucht	6,0		0,1-0,3	6,1 – 6,3

Tab. 12.9: Relatives altersgemitteltes stochastisches Gesamtrisiko durch Strahlenexposition für niedrige Dosisleistungen nach [ICRP 60]. Bei den Erbschäden ist nur der Anteil schwerer Erbschäden, nicht aber der Anteil multifaktorieller Schäden berücksichtigt. Für hohe Dosisleistungen verdoppeln sich die Krebsrisiken.

Zusammenfassung

- **Pauschale Angaben über strahlenbedingte Krebsinduktionen berücksichtigen nicht das Alter betroffener Individuen.**
- **Kinder und Jugendliche weisen aus strahlenbiologischen Gründen bis zum Faktor 3 höhere Krebsrisiken auf als ältere Menschen.**

- **Aus Krebsstatistiken abgeleitete Grenzwerte sind sinnvoll für die Bevölkerung und beruflich exponierte Personen.**
- **Sie taugen aber nur bedingt zur Beurteilung von Risiken für Patienten bei einer medizinisch indizierten Strahlenexposition.**
- **Risikoanalysen in der medizinischen Radiologie sollten zum einen die Altersstruktur und die Lebenserwartung der Patienten berücksichtigen.**
- **Zum anderen sollten sie eine Kosten-Nutzen-Analyse für die jeweilige radiologische Maßnahme enthalten.**

Aufgaben

1. Was versteht man unter der LD50/30? Wie groß ist ihr Wert beim Menschen und beim Tabakmosaik Virus? Versuchen Sie eine Erklärung für den um fast 3 Größenordnungen unterschiedlichen Wert.

2. Bei welcher Art von Strahlenwirkungen wird der Schweregrad der Wirkung als Funktion der Dosis angegeben?

3. Erklären Sie den konkaven Kurvenverlauf der Dosis-Wahrscheinlichkeitskurven für stochastische Schäden bei Hoch-LET-Strahlung.

4. Woher stammen die wichtigsten Erkenntnisse über die stochastischen Strahlenwirkungen am Menschen?

5. Welche Krebsart wird bevorzugt bei einer Strahlenexposition des Fetus induziert? Geben Sie Wahrscheinlichkeit bei einer Langzeitexposition der Leibesfrucht für die Erzeugung dieses Krebses an. Vergleichen Sie diesen Wert mit der induzierten Krebswahrscheinlichkeit beim Erwachsenen.

13 Strahlenschutzphantome

Die Körperdosisgrößen Organdosis und Effektive Dosis sind definitionsgemäß rechnerische Größen und daher nicht unmittelbar zu messen. Man benötigt zu ihrer Berechnung deshalb Rechenmodelle des Menschen, die Phantome. Zur Simulation der menschlichen Anatomie werden unterschiedlich differenzierte Phantome verwendet, die entweder von einfacher geometrischer Form sind oder detailgetreue anatomische Modelle darstellen. In diesem Kapitel werden neben geometrischen Phantomen vor allem die realistischen Voxelphantome vorgestellt, die auf CT-Untersuchungen von lebenden Menschen beruhen.

Im Strahlenschutz verwendete Dosisgrößen sind zum einen die Dosismessgrößen wie Äquivalentdosis oder die Personendosen und zum anderen die nur rechnerisch ermittelbaren Körperdosisgrößen Organdosis und Effektive Dosis. Für die erste Gruppe der Dosismessgrößen benötigt man Anordnungen, mit denen man Strahlungsmesssonden für verschiedene Strahlungsfelder kalibrieren kann. Während viele frühere Dosisgrößen als Frei-Luft-Dosiswerte definiert wurden, zieht man heute die Bestimmung in realistischeren geeigneten Anordnungen vor. Da bis auf wenige Ausnahmen Dosismessungen am Menschen nicht unmittelbar durchgeführt werden können, ist man zur Bestimmung der menschlichen Strahlenexposition auf geeignete Ersatzsubstanzen, die so genannten **Phantome** angewiesen.

Die Bauweise solcher Phantome reicht von einfachen geometrischen Formen wie Quadern, Zylindern oder Kugeln bis zu mehr oder weniger differenzierten menschenähnlichen Phantomen. Diese Phantome sollen je nach zu bestimmender Dosisgröße das Strahlenfeld nicht nur schwächen und aufstreuen, sondern auch die energetischen Veränderungen der Strahlungsquanten durch Wechselwirkung korrekt beschreiben. Sie müssen außerdem realistische Geometrien und ausreichend rückstreuendes Medium bieten. Neben geeigneten Formen und Abmessungen der Phantome sind auch deren atomare Zusammensetzungen von Bedeutung. Der Grund ist die Abhängigkeit der Wechselwirkungsvorgänge und der Dosisentstehung von der Dichte, der Ordnungszahl und der Massenzahl der bestrahlten Substanzen (vgl. dazu die Ausführungen in den Kapiteln 4-7).

Die Differenzierung und Komplexität der eingesetzten Phantome hängt von den Genauigkeitsanforderungen der jeweiligen Dosimetrieaufgabe und der Kenntnis der Expositionsbedingungen ab. Sehr oft reichen einfache geometrische Phantome für die gestellten Messaufgaben völlig aus. Beispiel sind die in (Kap. 9) dargestellten rein geometrischen Formen wie die ICRU-Kugel (Fig. 9.1) oder die Kalibrierphantome aus ICRU-Weichteilgewebe zur Kalibrierung von Personendosimetern in Quader- oder Zylinderform (Fig. 9.2). Ähnlich einfache geometrische Phantome werden in der klinischen Basisdosimetrie eingesetzt wie die Plattenphantome aus gewebeäquivalentem Plastik und Zylinderphantome zur Messung der Strahlerstärke (Kenndosisleistung)

von Afterloadingstrahlern [Krieger Bd2] oder zur Bestimmung des CT-Dosisindexes bei Computertomografie-Untersuchungen (Kap. 17.2).

Höher entwickelte Phantome ähneln geometrisch der menschlichen Anatomie. Das realistischste "anfassbare" Mensch-Phantom ist das kommerziell verfügbare **Aldersonphantom**, das nicht nur korrekte menschliche Abmessungen aufweist, sondern sogar innere Organe mit naturidentischer Geometrie und atomarer Zusammensetzung sowie ein echtes menschliches Skelett enthält. Dieses Phantom existiert in männlicher und weiblicher Ausfertigung. Es wird vor allem in der klinischen Dosimetrie im Rahmen der radioonkologischen Aufgaben und zu Strahlenschutzmessungen verwendet.

Sollen die Körperdosisgrößen berechnet werden, werden keine physikalischen Festkörperphantome sondern Rechenphantome benötigt. Für Strahlenschutzberechnungen wurde deshalb von der Internationalen Strahlenschutzkommission ([ICRP 23], [ICRP 89], [ICRU 46]) ein durchschnittliches Menschmodell, der so genannte Standard- oder Referenzmensch entwickelt. Der heutige männliche Standardmensch in Mitteleuropa ist 1,76 m groß und wiegt 73 kg, seine weibliche Partnerin wiegt 60 kg und ist 1,63 m groß. Die äußeren und inneren Abmessungen und Massen des weiblichen Referenzmenschen betragen im Mittel nur 83 % des männlichen Modells (s. Anhang 18.15). Es dient als Grundlage physikalischer und physiologischer Rechenmodelle.

Moderne Beispiele solcher Referenzmodelle sind die bekannten geometrischen Röntgenphantome "Adam" und "Eva" der GSF [Kramer/GSF], bei denen versucht wurde, die Anatomie durch mathematische Beziehungen in Lage und Größe zu definieren (s. Fig. 13.5 und 13.6). Dazu zählt auch deren Vorläufer, das MIRD-Phantom des Medical International Radiation Dose Commitee [MIRD 1969], das auch heute noch zur Berechnung von Dosisverteilungen in der Nuklearmedizin eingesetzt wird.

Die am höchsten entwickelten Phantome sind die so genannten **Voxelphantome**. Sie basieren auf computertomografischen Ganzkörper-Messungen an realen Menschen, also den tatsächlichen Schwächungswerten (Hounsfield-Units: HU) lebender Personen. Sie existieren nicht nur für Frauen, Männer und Kinder sondern wurden mittlerweile auch für verschiedene Körpergrößen (durchschnittliche Größe, groß, klein) erstellt. Aus den Hounsfield-Units in den CT-Datensätzen wird dazu durch geeignete Algorithmen (Segmentierung) jedes einzelne Volumenelement (Voxel) einem bestimmten Organ bzw. Gewebe zugeordnet. Die zugehörigen Organkennzahlen werden zusammen mit den Lage-Koordinaten des Voxels in mehrdimensionalen Matrizen gespeichert. Diese Datenbasis ermöglicht die exakte Berechnung von Organdosen und der Effektiven Dosis für unterschiedliche Anatomien, Geschlecht und Alter für verschiedene Expositionsbedingungen.

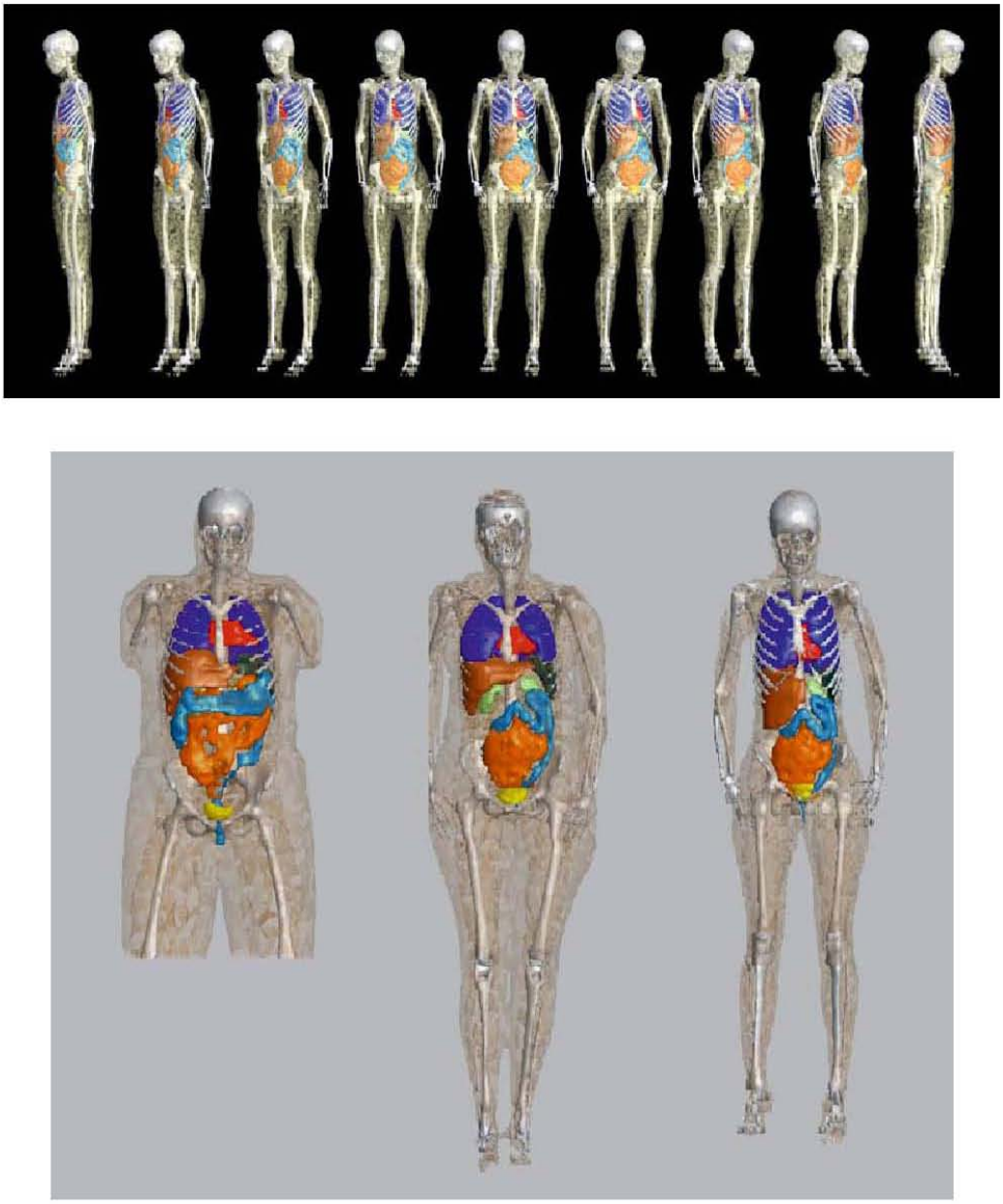


Fig. 13.1: Moderne weibliche Voxelphantome der GSF in Neuherberg. Obere Reihe: neun Ganzkörper-Ansichten des realistischen weiblichen Voxelphantoms "Irene" in halbtransparenter Darstellung. Untere Reihe: weibliche Voxel-Phantome unterschiedlichen Ernährungszustandes (von links Helga, Donna, Irene, [Fill 2004], mit freundlicher Genehmigung der Autoren).

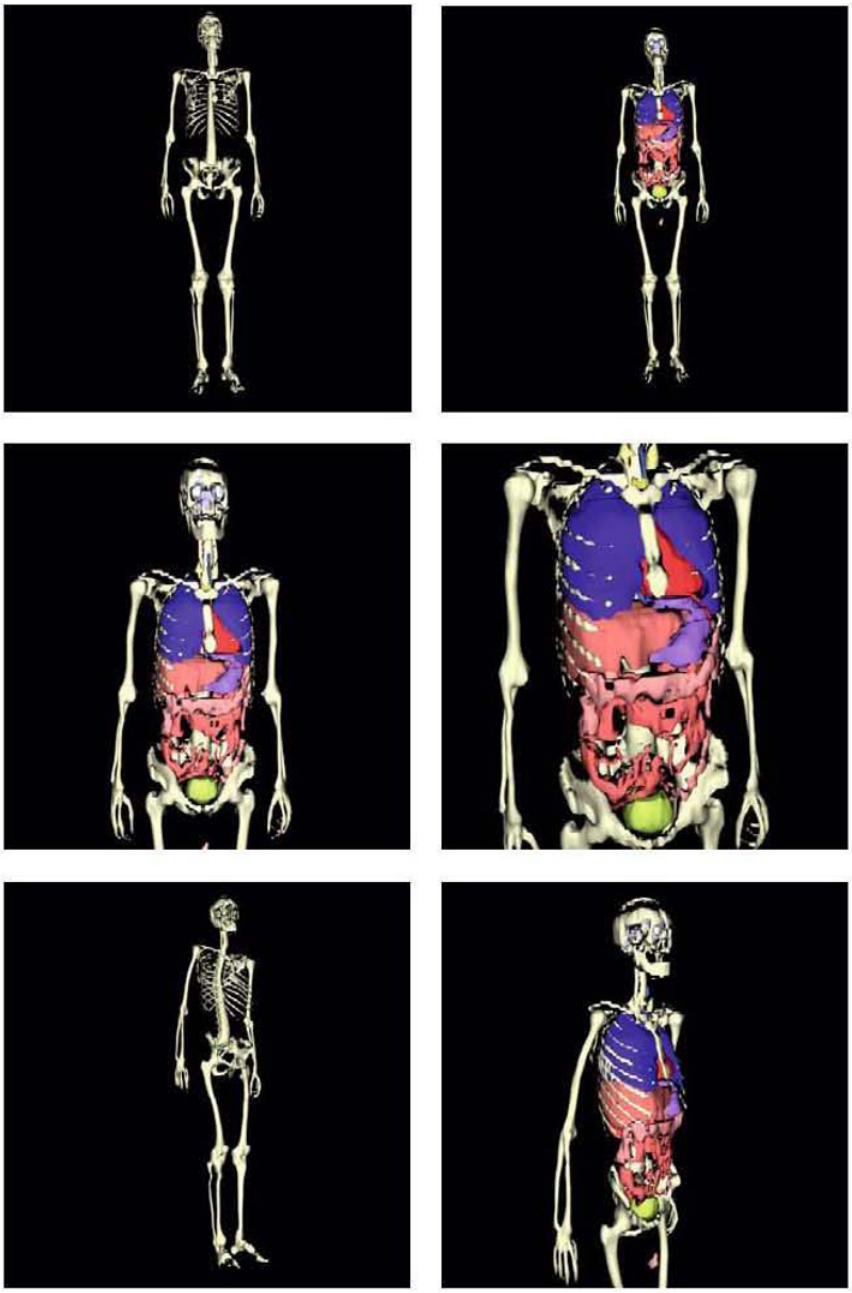


Fig. 13.2: Realistisches männliches Voxelphantom "Golem" der GSF in Neuherberg. Die Ansichten sind in der Größe und im Blickwinkel skalierbar und können durch Wahl der geeigneten Organziffern als leere Skelette oder mit inneren Organen gefüllt dargestellt werden nach [Zankl 2001], mit freundlicher Genehmigung der Autoren.

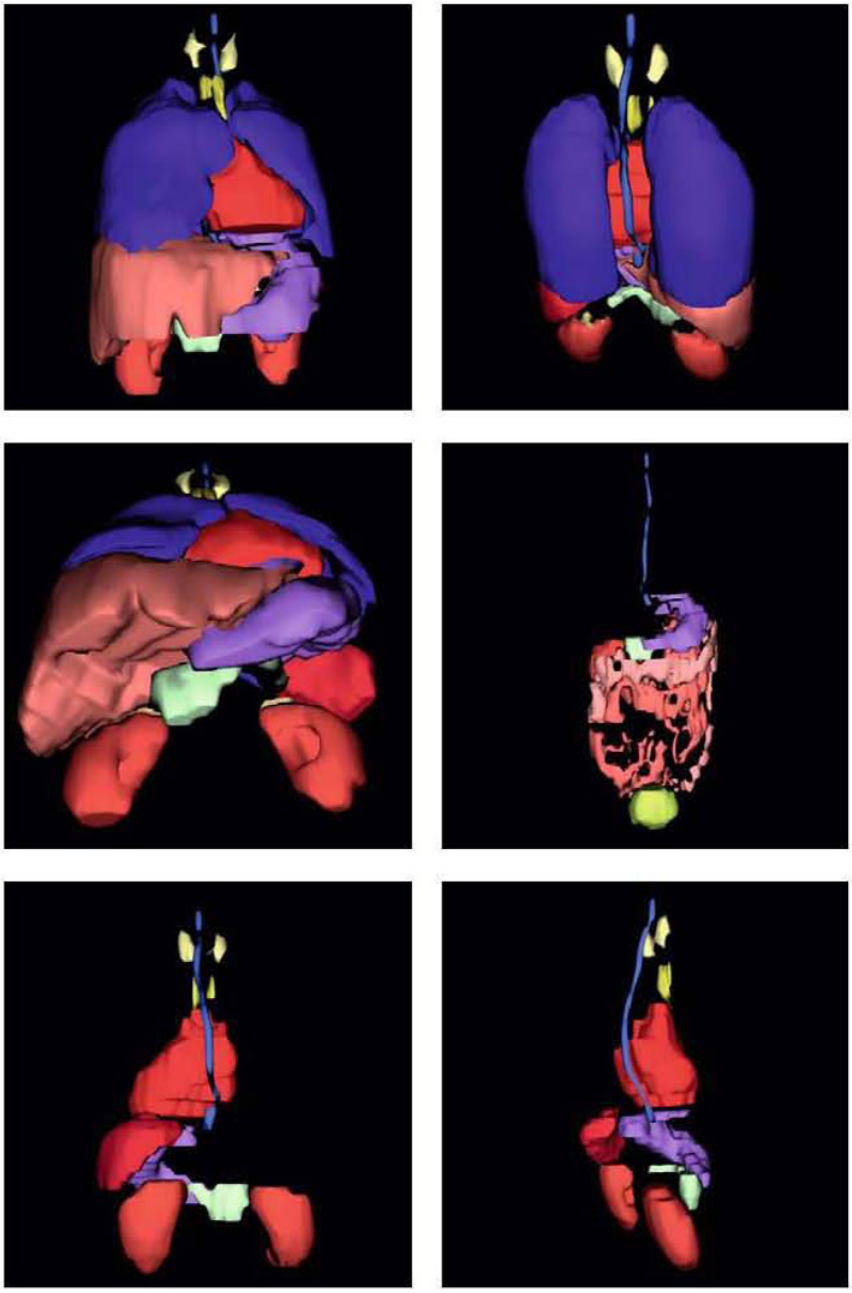


Fig. 13.3: Darstellungen der inneren Organe des GSF-Voxelphantoms "Golem". Oben und Mitte links: Thorax und oberes Abdomen, Mitte rechts: Verdauungstrakt (Speiseröhre, Magen, Dünn-, Dickdarm, Blase), unten: Schilddrüse, Herz, Nieren, Milz und Speiseröhre mit Magen in dorsaler und lateraler Sicht, [Zankl 2001], mit freundlicher Genehmigung der Autoren.

Zur Berechnung von Organdosen oder der davon abgeleiteten Effektiven Dosis werden die Voxel-Phantome rechnerisch verschiedenen Expositionssituationen unterzogen. Diese können einfache bildgebende Röntgenuntersuchungen wie Filmaufnahmen oder CT-Untersuchungen, Durchleuchtungen, Angiografien oder auch die Verabreichung von nuklearmedizinischen Radiopharmaka sein. Ihre Exposition kann auch für Streustrahlungsfelder beliebiger Strahlungsquellen oder für Strahlenunfälle berechnet werden. Die Abbildungen (13.1 bis 13.6) zeigen eine Reihe moderner, sehr ausgeklügelter Voxelphantome der GSF in Neuherberg im teilweisen Vergleich mit den mathematischen Phantommodellen (s. u. a. [Zankl 1988-2002]). Ergebnisse dieser Phantomrechnungen sind für den praktischen Strahlenschutz sehr wertvolle Tabellenwerke oder Rechenprogramme, die z. B. für die gängigen Expositionsbedingungen und Techniken der medizinischen Radiologie Organdosen und Effektive Dosiswerte liefern. Insbesondere erlauben sie mit erstaunlich hoher Präzision die Abschätzung von Uterusdosen und der Strahlenexposition der Leibesfrucht (s. z. B. [Zankl 2002], [Zankl 2002-2]). Voxel-Phantomdarstellungen ermöglichen wegen ihrer hohen räumlichen und Dichte-Auflösung selbst realistische Berechnungen der Strahlenexposition des roten Knochenmarks in den Plattenknochen des menschlichen Skeletts.

Fig. 13.4: Realistisches kindliches Voxelphantom "Child" der GSF in Neuherberg [Zankl 1988] mit detaillierter Darstellung der inneren Organe und Strukturen. Schilddrüse gelb, Lungen grün, Herz und Nieren rot, Leber violett, Colon (Dickdarm) türkis, Blase blau, mit freundlicher Genehmigung der Autoren.

Der unmittelbare Vergleich der realistischen Voxelphantome gegen die mathematisch-geometrischen Phantome in den Figuren (13.5 und 13.6) zeigt die teilweise deutlichen Fehllagen und Fehlgrößen innerer Organe in den mathematischen Modellen, die trotz großer geometrischer Sorgfalt kaum vermeidbar sind. Dies erschwert natürlich die realistische Berechnung Effektiver Dosen und der gegenseitigen Dosisbeiträge bei Nuklidinkorporationen oder durch im Körper entstehende Streustrahlung.

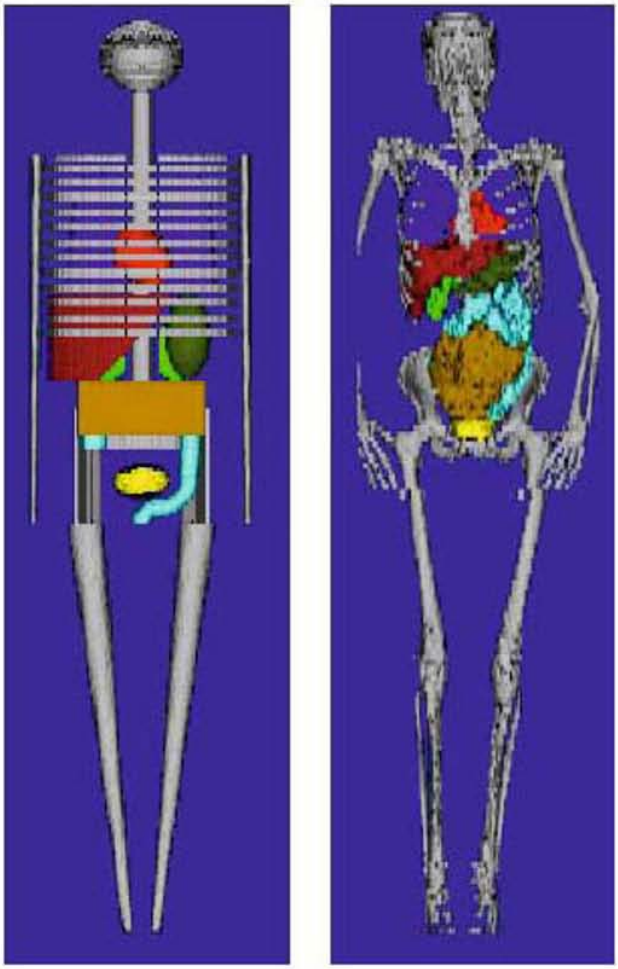


Fig. 13.5: Moderne weibliche Phantome der GSF zur Berechnung Effektiver Dosen: Links mathematisches Phantom "Eva" mit rein geometrischer Darstellung der inneren und äußeren Konturen (z. B. Blase, Sigma, Intestinum = Rechteck, Leber, Rippen, Herz etc., [Kramer/GSF]), rechts: Innenansicht des realistischen weiblichen Voxelphantoms "Donna" aus CT-Schnitten an einer realen Person [Fill 2004], mit freundlicher Genehmigung der Autoren.

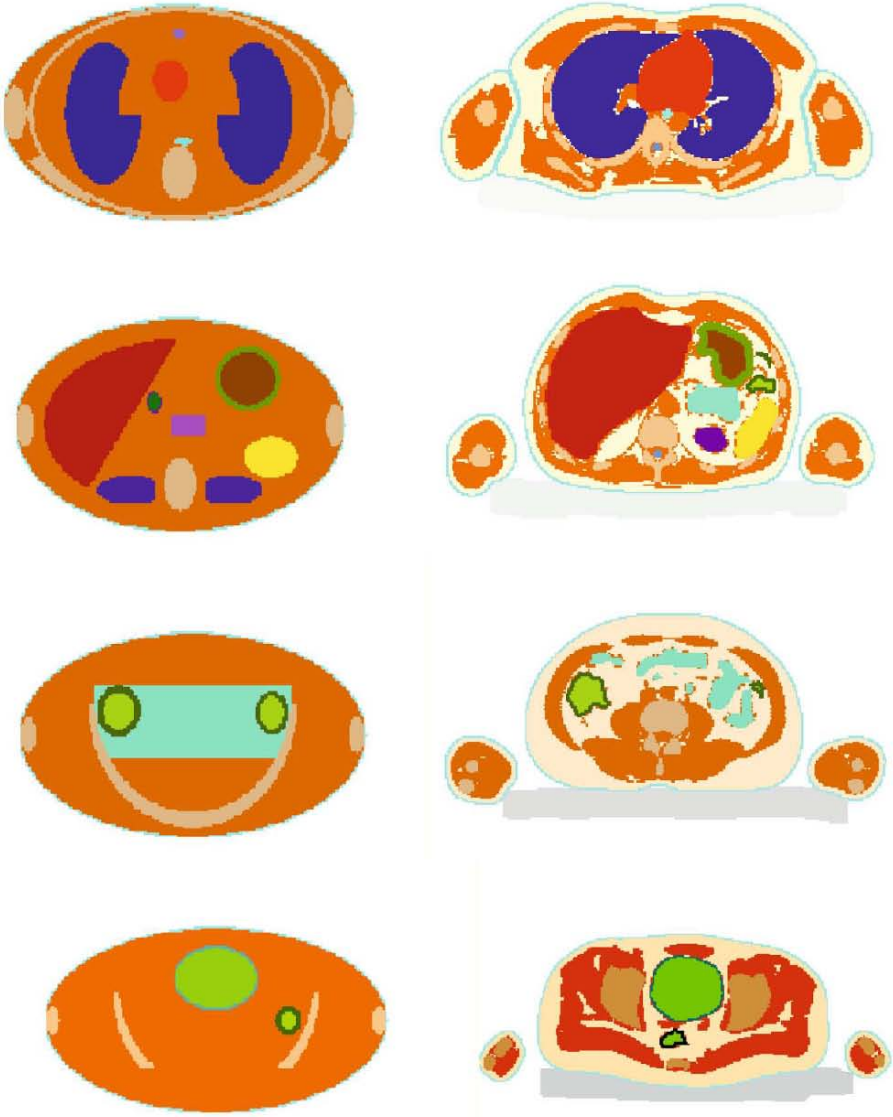


Fig. 13.6: Vergleich einiger Transversal-Sichten des mathematischen Phantoms Adam (links, [Kramer/GSF]) mit den entsprechenden CT-Schnitten des männlichen Phantoms "Golem" der GSF (rechts, [Zankl 2001]). Oben: Lunge und Herz, zweite Reihe: Leber, Milz, dritte Reihe: Colon und Dünndarm, unten: Blase und Becken. Man sieht deutlich die groben Vereinfachungen und teilweise Fehllagen und Fehlgrößen der mathematischen Organe (mit freundlicher Genehmigung der Autoren).

14 Strahlenexpositionen des Menschen mit ionisierender Strahlung

Die Strahlenexposition des Menschen besteht aus zwei Anteilen, der natürlichen und der zivilisatorisch erzeugten bzw. zivilisatorisch veränderten natürlichen Komponente. In diesem Kapitel werden die einzelnen Quellen dieser Strahlenexpositionen detailliert dargestellt. Der Hauptbeitrag zur natürlichen Strahlenexposition ist im Bevölkerungsmittel auf die interne Exposition mit dem radioaktiven Edelgas ^{222}Rn zurückzuführen. Den größten Beitrag zur mittleren zivilisatorischen Strahlenexposition liefert die medizinische Röntgenstrahlungsanwendung im Rahmen der radiologischen Diagnostik und Interventionen. Die geeignete Dosisgröße zur Beschreibung der in der Regel geringfügigen Strahlenexpositionen ist die Effektive Dosis.

Bei den üblichen natürlichen oder zivilisatorischen Strahlenexpositionen ist bis auf die Ausnahme von Strahlenunfällen, kriegerischen Auseinandersetzungen oder gezieltem therapeutischen Einsatz von Strahlung zur Krebsbehandlung im Rahmen der Strahlentherapie nur mit stochastischen Strahlenwirkungen zu rechnen. Die zur Bewertung von Strahlenrisiken benötigte Dosisgröße ist daher die Effektive Dosis, die die Krebsinduktion und heriditäre Wirkungen am durchschnittlichen Menschen adäquat beschreibt. Zur Abschätzung der Effektiven Dosen werden sehr erfolgreich menschenähnliche Phantome wie die mathematischen Phantome oder die realistischeren Voxelphantome verwendet, die in (Kap. 13) beschrieben wurden. In vielen Fällen reichen zur Dosisabschätzung auch einfache geometrische Anordnungen aus.

In diesem Kapitel werden mehrfach Ortsdosisleistungen oder Energiedosisleistungen angegeben. In der Regel müssen solche Dosisangaben natürlich zur Bewertung in Effektive Dosen umgerechnet werden. Dabei spielen neben der Bestrahlungsgeometrie auch die Größe der Personen und vor allem die Strahlungsart zentrale Rollen. Angaben von Energiedosen sind vor allem bei durchdringender Strahlung und Ganzkörperexpositionen wegen der nahezu gleichförmigen Bestrahlung der Menschen jedoch vom Zahlenwert oft mit den Effektiven Dosiswerten vergleichbar. Dies gilt beispielsweise für die kosmische Strahlung oder die terrestrische Gammastrahlung, bei denen die Energiedosisleistungen meistens schon korrekte Größenordnungen der möglichen Strahlenexposition des Menschen angeben. Ein wichtiger Einflussfaktor bei solchen Dosisabschätzungen sind auch die mittleren Aufenthaltsdauern der betrachteten Kollektive in umschlossenen Räumen, im Freien oder an bestimmten Arbeitsplätzen.

Schwieriger zu beurteilen sind dagegen isolierte Angaben von Aktivitätskonzentrationen in Baustoffen oder Nahrungsmitteln oder der Radonkonzentrationen in der Atemluft. Solche Daten müssen vor ihrer Beurteilung erst in Effektive Dosen oder zumindest in Organdosen umgerechnet werden. Dabei sind neben den unterschiedlichen Stoffwechselvorgängen und Anreicherungen in Organen und Geweben auch die biologischen Halbwertzeiten bestimmter Nuklide zu beachten. Auch die Reichweiten der

lokal emittierten Strahlungsarten in menschlichen Geweben müssen bei der Berechnung Effektiver Dosen berücksichtigt werden (s. dazu die Ausführungen in Kap. 10).

14.1 Natürliche Strahlenexposition

Die natürliche Strahlenexposition des Menschen setzt sich aus einer äußeren (externen) und einer inneren (internen) Komponente zusammen. Die externe Strahlung besteht aus der **terrestrischen** Strahlung aus dem Boden, den Baumaterialien und den Gasen der Atmosphäre sowie der **kosmischen** Strahlung aus dem Weltraum. Die interne Strahlenexposition rührt von den über die Nahrung und mit der Atemluft **inkorporierten** Radionukliden her. Alle Komponenten der natürlichen Strahlenexposition unterliegen starken lokalen Schwankungen durch geologische und geografische Umweltbedingungen. Wichtige Einflussgrößen sind die Höhe über dem Meeresspiegel sowie die geografische Breite, die dominierenden Gesteinsarten in der betrachteten Region, die überwiegend verwendeten Baumaterialien und nicht zuletzt bestimmte Lebens-, Wohn- und Ernährungsgewohnheiten der betrachteten Populationen.

14.1.1 Externe terrestrische Strahlenexposition

Die natürliche externe terrestrische Strahlenexposition entstammt zwei Quellen, den primordialen und den kosmogenen Radionukliden. Für die externe Strahlenexposition ist vor allem die Gammastrahlung dieser Radionuklide verantwortlich. Von den **kosmogenen** Radionukliden (Tab. 3.5) sind nur ^{3}H, ^{7}Be, ^{14}C und ^{22}Na wegen ihrer Konzentration wesentlich an der Strahlenexposition des Menschen beteiligt. Ihre Beiträge zur externen Strahlenexposition sind im Vergleich zu den primordialen Radionukliden zu vernachlässigen, da bis auf ^{22}Na alle zitierten Radionuklide keine durchdringende Gammastrahlung emittieren. In der Folge des Betazerfalls des ^{22}Na kommt es zwar zur Emission harter Gammastrahlung aus dem Tochternuklid ^{22}Ne (E_γ = 1,275 MeV), allerdings ist die Produktionsrate und die Konzentration des ^{22}Na auf der Erdoberfläche so gering, dass die externe Strahlenexposition durch die Gammastrahlung aus dem Zerfall dieses Nuklids ebenfalls keine Rolle spielt. Die erwähnten kosmogenen Radionuklide tragen wegen ihres Stoffwechselverhaltens allerdings erheblich zur internen Strahlenexposition bei.

Dosisbeiträge zur terrestrischen Strahlenexposition stammen also überwiegend von den **primordialen** Radionukliden. Sie sind im Allgemeinen unterschiedlich, wenn sie für den Aufenthalt im Freien oder in Gebäuden bestimmt werden. Dies liegt an den zusätzlichen Dosisbeiträgen aus dem Baumaterial bzw. an der Abschirmung durch diese Substanzen. Die Ortsdosisleistungen in den folgenden Tabellen werden im Freien in 1 m Höhe über dem Erdboden angegeben. Das wird als ein für Strahlenschutzzwecke repräsentativer Ort betrachtet (Rumpfmitte bzw. Gonadenhöhe). Die gemessenen oder berechneten Ortsdosisleistungen sind natürlich nicht exakt identisch mit der mittleren Strahlenexposition des Menschen, da zur Berechnung der für den Strahlenschutz signifikanten mittleren Effektiven Dosen selbstverständlich die Aufenthaltszei-

ten, die Dosisverteilungen im Körper und die Bevölkerungsdichte in dem untersuchten Gebiet berücksichtigt werden müssen.

Material	**Aktivitätskonzentration (Bq/kg)**			**Ortsdosisleistung**	
	^{40}K	**^{232}Th***	**^{238}U***	**(nGy/h)**	**(mGy/a)**
Gesteine:					
Granit	1000	80	60	82,9	0,73
Diorit	700	30	20	58,5	0,51
Basalt	250	10	10	21,6	0,19
Durit	150	25	0.4	23,2	0,20
Kalkstein	90	7	30	21,3	0,19
Sandstein	350	10	20	30,2	0,26
Tonschiefer	700	50	40	84,3	0,74
Bodenarten Deutschland:					
Grauerde (Fahlerde)	650	50	35		
Graubrauner Boden	700	40	30		
Kastanienfarbener Boden	550	40	25		
Schwarzerde	400	40	20		
Forstboden	400	25	20		
Rasenpodsolboden	300	20	15		
Bleicherde	150	10	7		
Moorboden	100	7	7		
Mittel:	400	30	20	**45,6**	**0,40**
UNSCEAR Weltmittel:	400	35	30		
populationsgewichtet:	420	33	45		
Dosisleistungsfaktoren ($nGy \cdot h^{-1}/Bq \cdot kg^{-1}$):	*0,0417*	*0,662**	*0,427**		
Luftenergiedosisleistung (nGy/h) bzw. (mGy/a)	17	16	18	**51,0**	**0,447**
populationsgewichtet:	18	15	27	**60,0**	**0,526**

Tab. 14.1: Oberer Tabellenteil: Aktivitätskonzentrationen der primordialen Radionuklide ^{40}K, ^{232}Th und ^{238}U in Gesteins- und Bodenarten in Deutschland nach einer Zusammenstellung von [Kiefer/Koelzer]. *: ^{232}Th und ^{238}U stehen im radioaktiven Gleichgewicht mit ihren Tochternukliden. Aus den Radionuklidkonzentrationen abgeschätzte Ortsdosisleistungen in Luft in 1m Höhe über dem Erdboden. Unterer Tabellenteil: gemittelte Weltdaten nach [UNSCEAR 2000].

Dosisleistungen im Freien: Der Hauptanteil der externen Strahlenexposition im Freien und an der Erdoberfläche ist "Bodenstrahlung" und stammt von dem primordialen Radionuklid ^{40}K und den Nukliden der Thorium- und der Uran-Radiumreihe (s.

dazu Abschnitt 3.3). Die externe Strahlenexposition hängt deshalb von den Konzentrationen dieser Nuklide im Boden ab. Mit Hilfe der Nuklidkonzentrationen und der Dosisleistungsfaktoren aus Tabelle (14.1) lässt sich abschätzen, dass im Mittel etwa 30% der terrestrischen Ortsdosisleistung vom ^{40}K, 25% von den Nukliden der ^{232}Th-Reihe und rund 45% von den Nukliden der Uran-Zerfallsreihe herrühren.

Land	**Ortsdosisleistungen**	**Mittelwerte**	
	(nGy/h)	**(nGy/h)**	**(mGy/a)**
Ägypten	8-93	32	
China	2-340	62	
Deutschland	4-350	50	0,44
Dänemark	35-70	52	0,463
Finnland	45-139	71	
Frankreich	10-250	68	0,60
Großbritannien	8-89	34	
Iran	36-130	71	
Irland	1-180	42	0,37
Japan	21-77	53	0,46
Kanada	43-101	63	
Mexiko	42-140	78	
Norwegen	20-1200	73	0,64
Österreich	2-150	43	0,38
Polen	18-97	45	0,39
Schweiz	15-120	45	0,39
Ungarn	15-130	61	
USA	14-118	47	0,41
Weltmittelwert:		**59***	**0,52***
(davon entfallen auf ^{40}K: 0,16, auf ^{232}Th: 0,13 und auf ^{238}U: 0,23 mGy/a)			

Tab. 14.2: Gemessene terrestrische Ortsdosisleistungen im Freien in verschiedenen Ländern nach Daten aus [UNSCEAR 2000] angegeben als Luftenergiedosisleistungen 1m über dem Boden. *:Bevölkerungsgewichteter Mittelwert.

Da die Boden- und Gesteinszusammensetzungen lokal sehr unterschiedlich sind, schwanken die externen terrestrischen Jahresdosisleistungen je nach geografischer Lage. Einen Überblick über die geografische Verteilung der Ortsdosisleistungen gibt Tab. (14.2). Signifikante Abweichungen der mittleren Dosisleistungen finden sich in Europa in einigen Gebieten Italiens (in Latium und Campanien), in Frankreich, in der Tschechoslowakei und in Deutschland. Die höchsten bekannten Ortsdosisleistungen aus terrestrischen Quellen wurden in Indien, Brasilien und im Iran gefunden (Tab.

14.3). Die Strände in Indien und Brasilien enthalten das Cermineral Monazit ($CePO_4$), in dem sich bis zu etwa einem Zehntel Thorium befindet.

Regionen hoher Dosisleistungen			**(nGy/h)**	**Bem.**
Brasilien	Guarapari	Monazitsand,Küstenregion	90-170 90-90000	Straßen Strände
China	Yangjiang,Quangdong	Monazitpartikel	370	Mittelw.
Ägypten	Nildelta	Monazitsand	20-400	
Frankreich	Centralregion Südwesten	Granit,Schiefer+Sandstein Uranmineralien	20-400 10-10000	
Indien	Kerala,Madras Ganges Delta	Monazitsand Küste(200km)	200-4000 1800 260-400	 Mittelw.
Iran	Ramsar Mahallat	Quellen	70-1700 800-4000	
Italien	Lazio Campanien Orvieto Stadt Südtoskana	Vulkanböden	180 200 560 150-200	Mittelw. Mittelw. Mittelw.
Niue Insel	Pazifik	Vulkanböden	100	Max.
Schweiz	Tessin,Alpen,Jura	Gneiss,^{226}Ra in Karstböden	100-200	

Tab. 14.3: Regionen erhöhter natürlich bedingter Dosisleistungen nach [UNSCEAR 2000].

Die hohen Dosisleistungen an den anderen Orten entstehen vor allem durch einen erhöhten Gehalt verschiedener Thorium- und Uranmineralien oder durch Radiumverunreinigungen in den entsprechenden lokalen Urgesteinen, so z. B. in Ramsar Iran [UNSCEAR 2000]. Als Faustregel kann man sich merken, dass die Strahlenexposition über Urgestein immer größer ist als die über Sedimenten, und dass zusammengesetzte Gesteine die gleichen Dosisleistungen aufweisen wie die Komponenten, aus denen sie zusammengesetzt sind (Beispiel Gneis). Natürlich existieren eine Reihe von Ausnahmen wie die Monazitstrände in Indien und Brasilien.

Eine Aufstellung der terrestrischen Äquivalendosisleistungen in 1m Höhe über dem Boden für die deutschen Bundesländer nach aktuellen Daten des Bundesamtes für Strahlenschutz [BFS 2003] zeigt Tabelle (14.4). Die Dosisleistungen korrelieren sehr gut mit den geologischen Gegebenheiten, also dem Gehalt an Urgesteinen in den Böden und zeigen im Mittel ein deutliches Süd-Nordgefälle. Besonders hohe Dosisleis-

tungen treten an Stellen auf, an denen die radioaktiven Materialien unmittelbar an der Oberfläche auftreten. Beispiele sind einige Stellen im Schwarzwald, am Katzenbuckel im Odenwald, im Erzgebirge und im Oberpfälzer- und Thüringerwald.

Bundesland	**mittlere Ortsdosis-leistung (nSv/h)**	**mittlere Ortsdosis-leistung (mSv/a)**
Baden-Württemberg	62	0,54
Schwarzwald (Menzenschwand)	2053	18,00
Kaiserstuhl	171	1,50
Katzenbuckel Odenwald	630	5,52
Bayern	69	0,61
Berlin	31	0,27
Bremen	42	0,37
Hamburg	56	0,49
Hessen	60	0,53
Mecklenburg-Vorpommern	36	0,32
Niedersachsen	48	0,42
Nordrhein-Westfalen	59	0,52
Rheinland-Pfalz	68	0,60
Saarland	79	0,69
Sachsen	57	0,50
Westerzgebirge Tannenbergstal	227	1,99
Wessel Oberlausitz	10	0,09
Sachsen-Anhalt	43	0,38
Schleswig-Holstein	52	0,46
Thüringen	63	0,55
Schwerborn	22	0,19
östl. Thüringerwald	202	1,77
Mittelwerte:		
neue Bundesländer	43	0,38
alte Bundesländer	60	0,53
BRD Mittelwert flächengewichtet	55	0,48
BRD Mittelwert populationsgewichtet	57	0,50

Tab. 14.4: Gemessene mittlere terrestrische Ortsdosisleistungen im Freien in Ländern und Orten der Bundesrepublik nach Daten des Bundesamtes für Strahlenschutz [BFS 2003], angegeben als Äquivalentdosisleistungen 1m über dem Boden.

Der Weltmittelwert der populationsgewichteten terrestrischen Ortsenergiedosisleistung beträgt 59 nGy/h bzw. 0,52 mGy/a. Zusätzliche externe Dosisbeiträge durch die in der Luft enthaltenen natürlichen Radionuklide werden zu etwa 0,01 mGy/a abgeschätzt [Sauter]. Sie sind deshalb im Vergleich zur sonstigen externen und vor allem internen Exposition durch primordiale Radionuklide zu vernachlässigen.

Dosisleistungen in Gebäuden: Die terrestrischen Ortsdosisleistungen im Inneren von Gebäuden spielen wegen der vergleichsweise großen Aufenthaltsdauern (in westlichen Industrienationen etwa 80% in Gebäuden und 20% im Freien) eine große Rolle für die Strahlenexposition des Menschen. Die relativen Anteile der Dosisleistungen im Freien und in Gebäuden hängen empfindlich von der Bauweise, den verwendeten Baumaterialien und der Auslegung der Gebäudefundamente ab. Holzhäuser ohne schwere Fundamente schwächen die äußere Dosisleistung praktisch überhaupt nicht, sie sind andererseits aber auch keine zusätzlichen Strahlungsquellen. Das Verhältnis von innerer zu äußerer Ortsdosisleistung liegt in diesem Fall knapp unter 1. Gebäude aus Naturstein, Beton oder Ziegeln haben zwar eine erhebliche Abschirmwirkung für äußere Strahlungsquellen, sie sind aber je nach verwendetem Material selbst eine Quelle für zusätzliche Strahlenexpositionen. Werden die gleichen Materialien zum Hausbau verwendet, die sich auch in der Umgebung befinden, so erhöht sich die Ortsdosisleistung wegen der veränderten Geometrie bis zum Faktor 2 (innen: allseitige Bestrahlung durch Wände, Böden, Decken, außen: nur Erdboden). Für die in Europa übliche Bauweise und bei der Verwendung von Beton und Ziegeln ergibt sich ein mittleres Verhältnis aus innerer und äußerer Dosisleistung von etwa 1,3:1. Populationsgewichtet erhöht sich dieser Wert auf 1,4:1. Die mittlere Gammaenergiedosisleistung in Innenräumen beträgt also 59 nGy/h · 1,4 ≈ 82,6 nGy/h (7,24 mGy/a). Beim Einsatz industrieller oder industriell veränderter Verbundmaterialien bestimmen eventuelle radioaktive Beimischungen dieser Materialien die Exposition. Weitere Ausführungen finden sich im Kapitel (14.2) über zivilisatorische Strahlenexpositionen. Eine Zusammenstellung der Aktivitäten von Baustoffen befindet sich u. a. in [UNSCEAR 1988] und auszugsweise im Kap. (14.2.6).

Luftdosisleistungen in 1m Höhe über dem Boden	**Innen**		**Im Freien**		
	(nGy/h)	(mGy/a)	(nGy/h)	(mGy/a)	
	82,6	0,72	59	0,52	
Effektive Dosisbeiträge	(nSv/h)	(mSv/a)	(nSv/h)	(mSv/a)	Total (mSv/a)
Kleinkinder	59,5	0,52	10,6	0,09	0,61
Jugendliche	52,9	0,46	9,4	0,08	0,54
Erwachsene	46,3	0,41	8,3	0,07	0,48

Tab. 14.5: Zusammenfassung der externen terrestrischen Dosisleistungen durch Gammastrahlung und ihre Beiträge zur Effektiven Dosis nach Daten aus [UNSCEAR 2000].

Effektive Dosen durch terrestrische externe Strahlenexposition: Um die für den Menschen bedeutsame mittlere Effektive Dosis zu erhalten, muss die Energiedosisleistung DL in Luft der externen terrestrischen Strahlungsfelder in die Effektive Dosis E umgerechnet werden. Dabei sind neben der Schwächung der Strahlungsfelder im Körper und den unterschiedlichen Aufenthaltszeiten im Freien und in umschlossenen Räumen auch die Umrechnungsfaktoren der Dosisleistungen in die Effektive Dosis zu berücksichtigen. Bisher wurde als Konversionsfaktor der Luftdosisleistung in die Effektive Dosis für alle Personen einheitlich ein mittlerer Faktor von $f_E = 0{,}7$ verwendet. Nach neueren Berechnungen [Saito 1998] ist dieser Umrechnungsfaktor nur für Erwachsene korrekt. Für 8 Wochen alte Kleinkinder beträgt der Umrechnungsfaktor dagegen $f_E = 0{,}9$, für siebenjährige Kinder $f_E = 0{,}8$. Diese höheren Faktoren sind wegen der kleineren Abmessungen der Kinder unmittelbar einleuchtend. Obwohl die berechneten Umrechnungsfaktoren für die Luftkermaleistung bestimmt wurden, werden sie in [UNSCEAR 2000] ohne Korrektur direkt zur Umrechnung der Luftenergiedosisleistung in die Effektive Dosis verwendet.

Als Faktoren f_A für die Aufenthaltsdauern werden 20% im Freien und 80% in Gebäuden verwendet[1]. Das ergibt eine mittlere jährliche Effektive Dosis für Erwachsene von 480 µSv/a (davon 410 µSv/a in Gebäuden und 70 µSv/a im Freien). Für Kleinkinder und Kinder sind die Effektiven Dosen wegen der neueren Konversionsfaktoren um 30% bzw. 10% höher. Man erhält aus ähnlicher Rechnung daher Effektive externe Dosisbeiträge von 620 µSv/a bzw. 550 µSv/a. Neben den gammastrahlenden natürlichen Radionukliden tragen auch die in der Luft enthaltenen natürlichen Betastrahler zur externen Strahlenexposition des Menschen bei. Ihr Beitrag zur Ortsdosisleistung beläuft sich auf etwa 10 µSv/a. Da Betas wegen der geringen Eindringtiefen nur die Haut bestrahlen, beträgt der Beitrag zur mittleren Effektiven Dosis nur 7 µSv/a und spielt daher im Vergleich zu sonstigen Expositionen und deren Unsicherheiten quantitativ kaum eine Rolle.

14.1.2 Externe kosmische Strahlenexposition

Kosmische Strahlung besteht aus zwei Komponenten, erstens der primären Strahlung aus dem Weltraum (galaktische Komponente) einschließlich der daraus in der Erdatmosphäre entstehenden sekundären kosmischen Strahlung und zweitens der solaren Strahlungskomponente.

Primäre galaktische Strahlung: Sie besteht zu 98% aus Nukleonen sowie aus etwa 2% Elektronen. Der nukleonische Anteil setzt sich aus 88% Protonen, 11% Alphateilchen und 1% schwereren Nukliden zusammen. Die Nuklidzusammensetzung ähnelt der stellaren Materie. Die schwersten nachgewiesenen Atome sind Aktinidenkerne. Galaktische Strahlung wird offensichtlich überall im Weltall - wahrscheinlich

[1] Effektive Dosisbeträge durch externe terrestrische Strahlung werden z. B. für Erwachsene in Innenräumen folgendermaßen berechnet: $E_{terr} = DL \cdot f_E \cdot f_A$, $E_{terr} = 82{,}6 \cdot 0{,}7 \cdot 0{,}8 = 46{,}3$ nSv/h = 0,41 mSv/a.

bei Super-Novae-Explosionen - erzeugt. Die die Erde exponierende primäre galaktische Strahlung kommt aber überwiegend aus unserer eigenen Galaxie. Nur Teilchen mit besonders hohen Energien sind extragalaktisch, sie stammen also aus der Tiefe des Weltraums. Der ungestörte primäre Fluss galaktischer Teilchen ist im Wesentlichen zeitlich konstant und isotrop. Der Grund für diese gleichförmige Verteilung ist die Wechselwirkung der kosmischen Partikel mit dem interstellaren Magnetfeld. Durch vielfache Ablenkung der Teilchen kann daher nicht auf die ursprüngliche Strahlungsquelle zurück geschlossen werden. Das Energiespektrum der primären galaktischen Strahlungsquanten reicht mit nahezu exponentiell abnehmender Häufigkeit bis zu Energien von 10^{20} eV (s. Fig. 14.1). Es wurde sogar einmal ein Höhenstrahlungsereignis mit der Energie von $0{,}3 \cdot 10^{21}$ eV nachgewiesen [O'Halloran 1998]. Die Protonen werden durch das intragalaktische Magnetfeld gebündelt und am Entweichen aus der Galaxie gehindert.

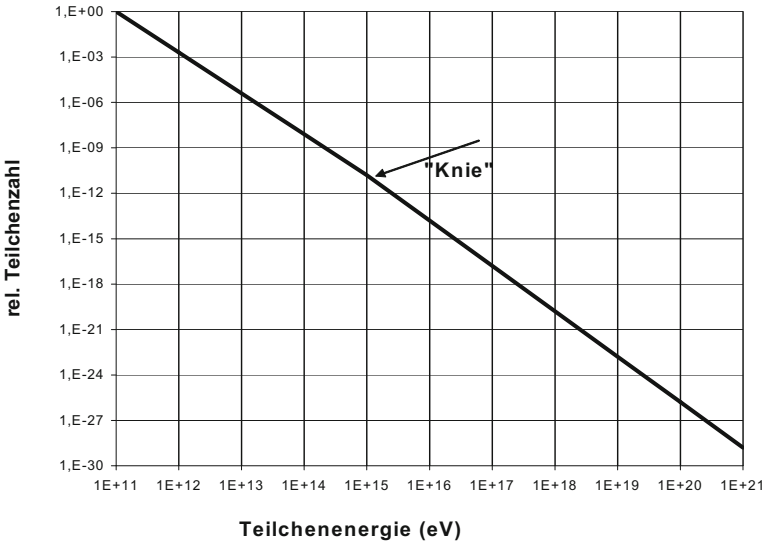


Fig. 14.1: Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung: Bis 10^{15} eV Teilchenenergie nimmt die Intensität mit $E^{-2,7}$ ab, oberhalb von 10^{15} eV folgt die Energieverteilung der Funktion E^{-3}. Der Übergangsbereich (Abknicken der Kurve) wird als "Knie" bezeichnet. Die Teilchenflüsse vermindern sich also etwa um den Faktor 1000 bei Zunahme der Energie um den Faktor 10.

Sekundäre kosmische Strahlung: Beim Auftreffen der primären kosmischen Strahlungsquanten auf die Luftmoleküle der Atmosphäre kommt es zu Elementarteilchenreaktionen. Die dabei entstehende Strahlung nennt man sekundäre kosmische Strahlung. Sie tritt in Form breiter Teilchenkaskaden auf und besteht aus geladenen

und ungeladenen Teilchen wie Pionen, Kaonen, Neutronen, Protonen, Myonen, Elektronen, Positronen und einigen leichten Nukliden. Vor allem die Neutronen und Protonen erzeugen bei weiteren Wechselwirkungen mit der Atmosphäre eine intensive nukleonische Kaskade, von der ein erheblicher Neutronenfluss ausgeht. Die Energien der Neutronen liegen zwischen 50 und 500 MeV mit einem Zusatzpeak bei etwa 1 MeV, der durch abgedampfte Neutronen hoch angeregter Luftatomkerne entsteht. Die Zusammensetzung der sekundären kosmischen Strahlung und ihr Teilchenfluss variiert mit der Höhe in der Atmosphäre. In 20 - 25 km Höhe dominieren noch die Protonen, Neutronen und Elektronen, in Höhen um 10 km bereits die Elektronen und Neutronen und in Meereshöhe die Myonen, da die Nukleonen durch nukleare Stöße und Ionisationsprozesse in der dichter werdenden Atmosphäre schnell ihre Energie verlieren (s. Fign. 14.2 und 14.3). Der Teilchenfluss nimmt von 10 km Höhe bis zur Meereshöhe um etwa zwei Größenordnungen ab. Bei der Wechselwirkung der sekundären kosmischen Strahlung mit der Atmosphäre entstehen durch Kernreaktionen auch eine Reihe weiterer kosmogener Radionuklide wie ^{3}H, ^{7}Be, ^{10}Be, ^{14}C und ^{22}Na (s. Abschnitt 3.3).

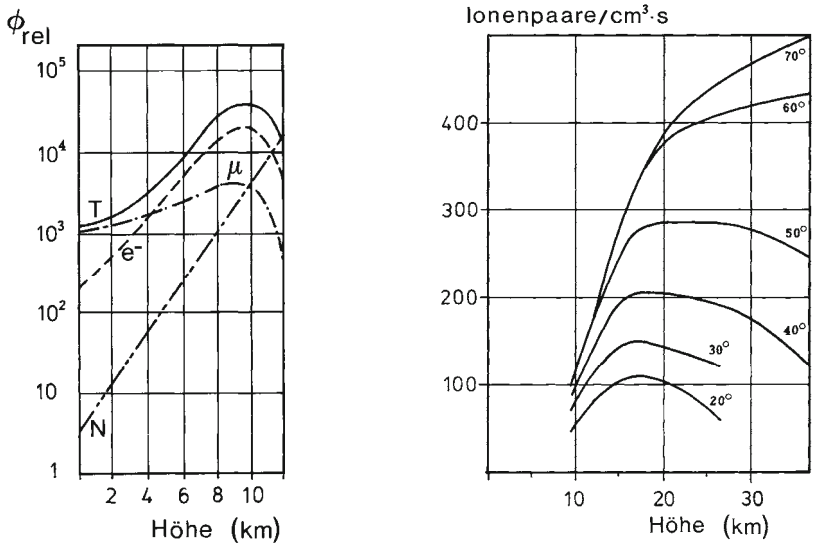


Fig. 14.2: Links: Zusammensetzung der rel. Teilchenflussdichte der sekundären kosmischen Strahlung und ihre Variation mit der Höhe für mittlere geografische Breiten. N: Nukleonen, μ: Myonen, e: Elektronen, T: Total, nach [Kiefer/Koelzer]. Rechts: Variation der Ionisierungsdichte mit der Höhe und der geografischen Breite nach [UNSCEAR 1982].

Solare Strahlung: Die zweite kosmische Strahlungskomponente ist die solare Strahlung, die auch anschaulich als "**Sonnenwind**" bezeichnet wird. Bei dieser Strahlungsart handelt es sich um von der Sonne wegströmendes Plasma, das vorwiegend aus

niederenergetischer Protonen-, Alpha- und Elektronenstrahlung besteht. Die Protonenenergien liegen bei wenigen keV, Elektronenenergien bei ungefähr 1 eV. Die weiche Teilchenstrahlung des Sonnenwindes wird bereits in den oberen Atmosphärenschichten absorbiert, sie trägt also nicht zur Strahlenexposition auf der Erde bei. Bei Raumflügen muss sie allerdings durch Schutzanzüge und entsprechende Kapselkonstruktionen abgeschirmt werden, da allein durch die niederenergetische Protonenkomponente Oberflächendosisleistungen bis zu 10'000 Gy/h entstehen können. Die Sonnenaktivität variiert langfristig mit einer Periode von 11 Jahren.

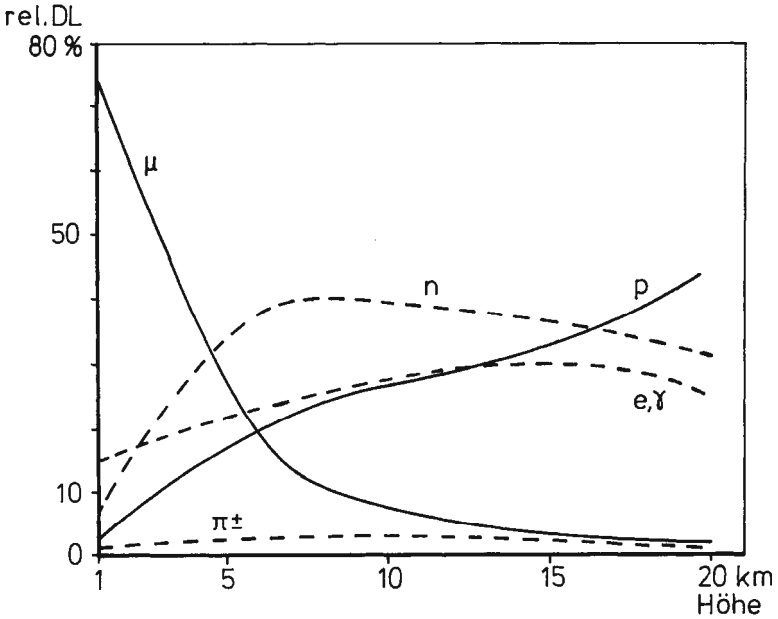


Fig. 14.3: Relative Äquivalentdosisbeiträge der primären und sekundären kosmischen Strahlungsteilchen in Abhängigkeit von der Höhe über dem Meeresspiegel nach [UNSCEAR 2000]. Auf Meereshöhe dominieren die Myonen, in Flughöhe (10 km) die Neutronen, Elektronen und Protonen. Bei noch größeren Höhen spielen auch die schwereren Nuklide eine Rolle.

Bei Sonneneruptionen, den so genannten **Flares**, werden dagegen große Mengen hochenergetischer Protonen und Heliumkerne explosionsartig aus der Sonnenoberfläche ausgestoßen. Flares dauern nur wenige Stunden bis Tage. Die emittierten Teilchen überlagern sich dem stetigen Sonnenwind und beeinflussen dadurch die mit dem Teilchenstrom transportierte elektrische Ladung. Das dabei entstehende Magnetfeld verändert den Fluss der primären galaktischen Strahlung. Obwohl die Teilchenenergien wesentlich größer als beim Sonnenwind sind (bis in den GeV-Bereich), tritt auf der

Erdoberfläche keine erhöhte Strahlung auf. In großen Höhen entsteht jedoch eine nicht unerhebliche Dosisleistung, die bei Astronauten zu merklichen Strahlenexpositionen führen kann. Raumflüge werden deshalb nicht zu Zeiten erhöhter Sonnenfleckenaktivität durchgeführt.

Bestimmung der Effektiven Dosis: Die Berechnung Effektiver Dosen geht wie üblich in mehreren Schritten vor sich. Zunächst muss aus den Strahlungsfeldern die Energiedosisleistung oder eine ähnliche Größe wie die Luftkerma bestimmt werden. Dann werden abhängig von der Strahlungsart und Teilchenenergie durch Wichtung mit den Strahlungswichtungsfaktoren Q oder w_R Äquivalentdosisleistungen oder Organdosen berechnet. In einem weiteren Schritt bestimmt man daraus die Effektiven Dosen, die zusätzlich mit der Bevölkerungsdichte und den Aufenthaltsdauern gewichtet werden müssen. Die Strahlenexposition kann für kosmische Strahlung beispielsweise aus dem **Energiedosisleistungsindex DLI** berechnet werden. Darunter versteht man die maximale Energiedosisleistung in einer gewebeäquivalenten Kugel von 30 cm Durchmesser, die als Modell für den menschlichen Körper verwendet wird.

Das kosmische Strahlungsfeld besteht aus einer Komponente **direkt ionisierender** Strahlung (Myonen, Elektronen, s. Fign. 14.2, 14.3) und einer **Neutronenkomponen-**

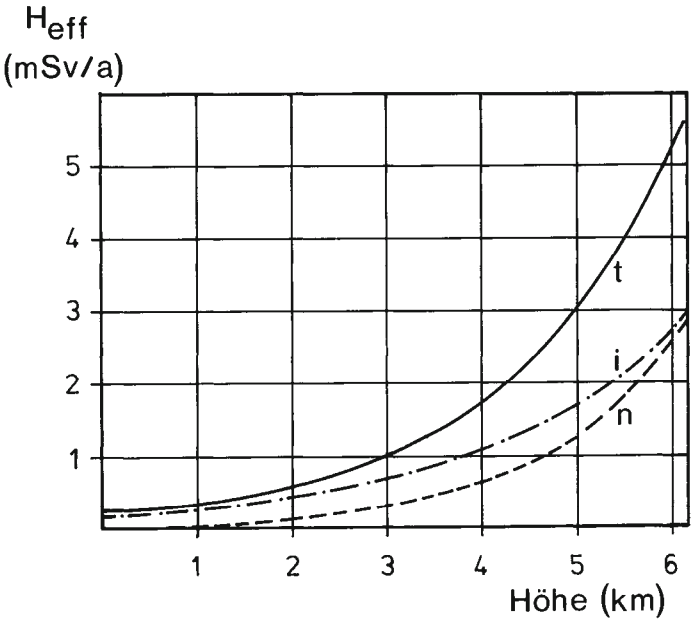


Fig. 14.4: Zunahme der durch kosmische Strahlung erzeugten Effektiven Dosisleistungen mit der Höhe über dem Meeresspiegel für mittlere geografische Breiten (nach [UNSCEAR 1988], i: direkt ionisierende Komponente, n: Neutronenkomponente, t: Summe). Die jährliche Dosisleistung auf dem höchsten deutschen Berg (Zugspitze 2962 m) beträgt effektiv etwa 1 mSv/a.

te. Beide Komponenten sind von der geografischen Breite und der Höhe über dem Meeresboden abhängig. Durch Wichtung mit geeigneten Strahlungswichtungsfaktoren erhält man höhenabhängige Äquivalentdosisleistungen (Fig. 14.3). Berücksichtigt man jetzt noch die Aufenthaltsdauern, die typischerweise bewohnten Höhen über dem Meeresspiegel, die Abschirmeffekte von Gebäuden und die jeweiligen Populationsdichten, so erhält man Abschätzungen für die mittlere jährliche Effektive Dosis aus kosmischer Exposition. Für die direkt ionisierende Komponente und die Photonenkomponente berechnet man einen Effektiven Dosiswert von 280 µSv/a. Dabei ist ein Abschirmfaktor von 20% und wie üblich eine Aufenthaltsdauer in Gebäuden von 80% unterstellt. Der Effektive Dosisbeitrag durch Neutronen wird zu 100µSv/a abgeschätzt. Dieser Wert ist deutlich höher, als in der Berechnung von UNSCEAR 1982, da man mittlerweile bessere Kenntnisse zu den Neutronenflüssen im kosmischen Strahlungsfeld durch bessere Detektoren und Messverfahren erworben hat. Zusammen erhält man eine mittlere jährliche Effektive Dosisleistung von 380µSv/a.

Den Verlauf der kosmischen Strahlendosen mit der Höhe zeigen die Figuren (14.3, 14.4). Die Erhöhung der kosmischen Effektiven Dosisleistung mit der Höhe führt in der Regel zu einer Zunahme der Strahlenexposition des Menschen. Dabei ist zu beachten, dass die Zunahme der kosmischen Dosis weit höher ist als die Variation der terrestrischen Dosisleistungen durch einen Wechsel des Aufenthaltsortes. Aus der Figur (14.4) entnimmt man außerdem, dass ein Wohnortwechsel von Meereshöhe auf den höchsten deutschen Berg, die Zugspitze (2962 m), mit einer Erhöhung der kosmischen Dosis von 0,38 mSv/a auf nur etwa 1 mSv/a verbunden ist. Bei Höhenunterschieden von wenigen hundert Metern spielt die Veränderung der kosmischen Strahlenexposition dagegen angesichts der großen Variabilität der terrestrischen Strahlungskomponente kaum eine Rolle.

Etwas andere Verhältnisse treten bei Flügen in großen Höhen auf. Interkontinentalflüge werden wegen der geringeren Turbulenzen und der Wetterunabhängigkeit in der Regel in der unteren Stratosphäre, also bei Höhen um 10000 m (7-12 km) durchgeführt. Auf der Nordhalbkugel führen viele Transatlantikflüge zudem über die Polarregion. Dies erhöht zusätzlich die Strahlenexposition wegen der Bündelung der kosmischen Strahlung im Erdmagnetfeld. Die Effektiven Dosisleistungen für solche Flüge betragen zwischen 5-8 µSv/h, ein 6-Stunden-Transatlantikflug exponiert also mit 30-48 µSv. Flüge in großen Höhen (um 16 bis 20 km), wie sie bis vor Kurzem noch bei kommerziellen Interkontinentalflügen üblich waren, führten zu kosmischen Dosisleistungen von etwa 10-12 µSv/h und abhängig von der Flugdauer zu zusätzlichen Strahlenexpositionen von typisch 40-50 µSv/Flug mit einer starken Erhöhung dieser Werte zu Zeiten erhöhter Sonnenaktivität.

14.1.3 Interne Strahlenexposition durch natürliche Radionuklide

Radionuklide aus der Biosphäre gelangen über die Ingestion von Nahrungsmitteln und Getränken und über die Inhalation in den menschlichen Körper. Dort verteilen sie sich entsprechend ihren biochemischen Eigenschaften in die verschiedenen Gewebe und Organsysteme. Die Stoffwechselmuster der radioaktiven Nuklide unterscheiden sich nicht von denen ihrer nicht radioaktiven Verwandten. Einige Nuklide wie das Kalium sind nahezu gleichförmig im Körper verteilt, andere bevorzugen wie das Thorium oder das Jod bestimmte Organe, in denen sie dann stark angereichert auftreten. Die fraglichen Radionuklide sind die gleichen, die auch für die natürliche externe Strahlenexposition des Menschen verantwortlich sind, also solche kosmogenen Ursprungs und die primordialen Radionuklide.

Die Berechnung der Strahlenexposition geht in mehreren Schritten vor sich. Zunächst müssen die physikalischen Eigenschaften wie Zerfallsart, Zerfallsenergie, Verzweigungsverhältnisse, die Aktivität und die physikalische Halbwertzeit der fraglichen Nuklide bekannt sein. In einem weiteren Schritt sind die Aktivitätskonzentrationen in Nahrungsmitteln und der Atemluft sowie die Ingestions- und Inhalationsraten zu ermitteln. Dann wird die Verteilung in verschiedenen Kompartimenten im menschlichen Körper untersucht oder modellhaft angenähert. Dazu zählt auch die experimentelle Untersuchung der Verweildauern der Radionuklide im Körper, die in einfachen Fällen zu Angaben der biologischen Halbwertzeiten, in komplizierteren Fällen zu Angaben komplexerer Auscheidungsfunktionen führen. Sind die Aktivitätskonzentrationen und ihr zeitlicher Verlauf für jedes Kompartiment und Radionuklid bekannt, werden in einem weiteren Schritt ausgehend von den physikalischen Daten der inkorporierten Radionuklide die Energiedosis- oder Energiedosisleistung im betroffenen Organ und seiner Umgebung berechnet.

Durch Bewertung mit der relativen biologischen Wirksamkeit der verschiedenen Strahlungsarten und -qualitäten erhält man die Äquivalentdosis und die Organdosen, durch Multiplikation mit den Organ-Wichtungsfaktoren w_T die Effektive Dosis. Mit Hilfe statistischer Methoden ist es möglich, daraus Risikoabschätzungen für die verschiedenen stochastischen Strahlenschäden vorzunehmen, die letztlich zu den Grenzwerten in den einschlägigen Gesetzen und Verordnungen führen. Strahlenschutzberechnungen für inkorporierte Radionuklide sind wegen der Vielzahl der zu beachtenden Parameter wesentlich schwieriger als die Berechnung externer Strahlenexpositionen. Sie werden seit vielen Jahren ausführlich von den internationalen Strahlenschutzgremien durchgeführt und publiziert (ICRP, UNSCEAR, ICRU). Wegen ihres Umfanges sollen in diesem Buch die Berechnungsmethoden nur modellhaft an zwei einfachen Fällen (^{14}C, ^{40}K) angedeutet werden, ansonsten werden lediglich die in der wissenschaftlichen Literatur dargestellten Ergebnisse zusammengefasst.

14.1.3.1 Interne Strahlenexposition durch kosmogene Radionuklide

Diejenigen kosmogenen Radionuklide, die spürbar zur natürlichen internen Strahlenexposition beitragen, sind ^{3}H, ^{7}Be, ^{14}C und ^{22}Na (physikalische Daten s. Abschnitt 3.3, Tab. 3.5).

Natürliches **Tritium** entsteht durch Wechselwirkungen der kosmischen Strahlung mit den Molekülen der Luft. Es wird bereits in der Luft zu 99% zu tritiumhaltigem Wasser THO gebunden und kontaminiert durch Niederschläge die Meere und kontinentalen Süßwasser. Seine Konzentration im Süßwasser liegt zwischen 200 und 900 Bq/m^3, im oberflächlichen Meerwasser etwa bei 100 Bq/m^3. Das meiste Tritium findet sich deshalb in Nahrungsmitteln als THO und verteilt sich im Körper des Menschen wie normales Wasser. Es kann auch in Form organischer Verbindungen auftreten, z. B. in DNS-Molekülen, wo es beim Zerfall zu unmittelbaren Strahlenschäden führen kann. Die pro Jahr durch Wasser zugeführte Tritiumaktivität beträgt ca. 500 Bq/a, die daraus entstehende Ganzkörperenergiedosis etwa 10 nGy/a. Der Effektive Dosisbetrag berechnet sich wegen der Gleichverteilung im Körper und dem Strahlungswichtungsfaktor w_R=1,0 zu 10 nSv/a.

Beryllium-7 befindet sich in geringer Konzentration in der Atemluft (ca. 3 mBq/m^3) und in deutlicher Konzentration im Regenwasser (≈ 700 Bq/m^3). Beryllium wird vom Menschen vor allem durch den Verzehr von Blattpflanzen (Salat, Gemüse) inkorporiert. Die mittlere inkorporierte Aktivität beträgt 1000 Bq/a, die daraus entstehende Effektive Dosis ungefähr 0,03 µSv/a.

Kohlenstoff-14: Die Aktivitätskonzentration des ^{14}C in einem natürlichen Kohlenstoff-Isotopengemisch beträgt nach experimentellen Untersuchungen 227 Bq/kg. Die Zerfallskonstante hat den Wert $\lambda = \ln 2/5730a = 3{,}836\cdot10^{-12}\ s^{-1}$. Für die Zahl der radioaktiven ^{14}C-Atome pro kg erhält man somit $N(C\text{-}14) = A/\lambda = 227\ Bq/3{,}836\cdot10^{-12}\ s^{-1}\ kg^{-1} = 5{,}92\cdot10^{13}\ kg^{-1}$. Die Zahl der ^{12}C-Atome in einem Kilogramm reinen Kohlenstoffs berechnet man als Quotienten von Avogadrokonstante und molarer Masse. Man erhält $N(C\text{-}12) = N_A/M = 1000\ g/kg \cdot (6{,}02\cdot10^{23}/mol)/(12\ g/mol) = 5{,}02 \cdot 10^{25}\ kg^{-1}$. Die relative Häufigkeit des Kohlenstoff-14 beträgt also:

$$N_{C\text{-}14}/N_{C\text{-}12} = 5{,}92\cdot10^{13}\ kg^{-1}/5{,}02\cdot10^{25}\ kg^{-1} = 1{,}2\cdot10^{-12} \qquad (14.1)$$

Zur Berechnung der durch ^{14}C im Körper bewirkten Energiedosisleistung benötigt man die Menge des Kohlenstoffs im Gewebe und den Zahlenwert der pro Zerfallsakt im Gewebe deponierten Energie. Der männliche Standardmensch enthält 16 kg Kohlenstoff. Dies entspricht 23% seiner Körpermasse (s. Anhang). Jedes Kilogramm Gewebe, das den entsprechenden relativen Anteil Kohlenstoff enthält, weist daher für ^{14}C die spezifische Aktivität 23%·227 Bq/kg = 52 Bq/kg auf. ^{14}C ist ein reiner β^--Strahler mit einer Zerfallsenergie von 156 keV (s. Tab. 3.5). Pro Zerfallsakt befindet sich im Mittel 1/3 der Zerfallsenergie beim Betateilchen (vgl. Abschnitt 7.4, Gl. 7.36). Die

Reichweite solcher Betateilchen in Weichteilgewebe beträgt nach Tab. (7.1) weniger als einen halben Millimeter. Man kann also in guter Näherung annehmen, dass die gesamte Betaenergie im Gewebe lokal absorbiert wird. Dies bedeutet pro Zerfallsakt eine Energiedeposition von 156 keV/3 ≈ 52 keV = $8{,}3\cdot10^{-15}$ J. In jedem Kilogramm Weichteilgewebe zerfallen pro Sekunde 52 ^{14}C-Kerne. Die Dosisleistung beträgt also:

$$dD/dt = 52\ \text{Bq/kg} \cdot 8{,}3\cdot10^{-15}\ \text{J} \approx 4{,}33\cdot10^{-13}\ \text{J/kg}\cdot\text{s} = 4{,}33\cdot10^{-13}\ \text{Gy/s} \qquad (14.2)$$

Da 1 Jahr $3{,}156\cdot10^{7}$ Sekunden hat, ergibt dies eine jährliche Energiedosis im Weichteilgewebe von $3{,}16\cdot10^{7} \cdot 4{,}33\cdot10^{-13}$ Gy/a ≈ 13,7 μGy/a. Bei dieser Abschätzung wurden die zeitliche Konstanz der ^{14}C-Aktivitätskonzentration in menschlichem Gewebe und die vollständige lokale Absorption der Zerfallsenergie vorausgesetzt, was wegen der vergleichsweise großen physikalischen Halbwertzeit und des reinen β^--Zerfalls in diesem Fall auch zulässig war. Ähnliche Rechnungen kann man übrigens für alle anderen Körpergewebe durchführen, wenn dort die ^{14}C-Konzentrationen bekannt sind. Die Berechnungen der Vereinten Nationen ergeben für ^{14}C in guter Übereinstimmung zum obigen Energiedosiswert eine mittlere Effektive Dosis von 12 μSv/a.

Natrium-22: Das durch kosmische Strahlungswechselwirkung erzeugte ^{22}Na befindet sich zu etwa 20% in der Biosphäre des Menschen und zu ungefähr 44% in den Ozeanen. Der Rest befindet sich in den höheren Atmosphärenschichten. Es wird überwiegend durch Ingestion in den Menschen verbracht. Die jährliche Aufnahme beträgt etwa 50 Bq. Obwohl die Gesamtaktivität des ^{22}Na weniger als 0,3% der Welt-Tritium-Aktivität beträgt, erhält der Mensch wegen der höheren Zerfallsenergie (E_β = 2,842 MeV, s. Tab. 3.5) und des Stoffwechselverhaltens des Natriums Energiedosen zwischen 0,1 und 0,3 μGy/a, die somit 10 bis 30 Mal größer als beim Tritium sind. Als mittlere Effektive Dosis gibt UNSCEAR 0,15 μSv/a an.

14.1.3.2 Interne Strahlenexposition durch primordiale Radionuklide

Bedeutend für die interne Strahlenexposition durch primordiale Radionuklide sind die Nuklide ^{40}K, ^{87}Rb und die Mitglieder der natürlichen Zerfallsreihen des Urans und des Thoriums.

Kalium-40 ist nach den Radonnukliden das wichtigste Radionuklid für die interne Ganzkörperexposition des Menschen. Nach Beispiel 6 in Abschnitt (3.2.1) befinden sich im Kilogramm Körpergewebe etwa 2 g Kalium und entsprechend dem natürlichen Isotopengemisch ungefähr 64 Bq/kg ^{40}K. Das Zerfallsschema des ^{40}K (Fig. 3.21) zeigt eine Verzweigung in einen β^--Zerfallszweig (Häufigkeit 89%) mit einer Zerfallsenergie von 1,31 MeV und einen Elektroneneinfang (11%, Zerfallsenergie 1,505 MeV). Dem Elektroneneinfang folgen ein Gammazerfall (E_γ=1,461 MeV = $2{,}34\cdot10^{-13}$ J) sowie Hüllenübergänge des Tochternuklids ^{40}Ar. Man erhält daher als partielle Aktivitätskonzentrationen im kg Weichteilgewebe für den Betazerfall 89%·64 Bq/kg = 57

Bq/kg und für den Elektroneneinfang 11%·64 Bq/kg = 7 Bq/kg. Kalium ist im Körper weitgehend gleichverteilt. Es ist also auch mit einer gleichförmigen Energiedeposition zu rechnen. Die einzige wichtige Ausnahme bildet das rote Knochenmark, in dem die Kaliumkonzentration doppelt so hoch wie im übrigen Gewebe ist.

Die Dosis aus der Betakomponente wird ähnlich wie beim ^{14}C-Beispiel berechnet. Der maximalen Betaenergie von 1,31 MeV entspricht eine mittlere Betaenergie von etwa 450 keV ($\approx 7{,}2\cdot10^{-14}$ J) und dieser nach Tab. (7.1) eine Reichweite in Weichteilgewebe von etwa 2 mm. Die Betaenergie wird also wieder lokal absorbiert. Die entsprechende Dosisleistung beträgt:

$$dD_\beta/dt = 57\ \text{Bq/kg}\cdot 7{,}2\cdot10^{-14}\ \text{J} = 4{,}1\cdot10^{-12}\ \text{Gy/s} \tag{14.3}$$

Für den Elektroneneinfang und den nachfolgenden Gammazerfall muss der Energieverlust durch solche Gammaquanten berücksichtigt werden, die die Oberfläche des Menschen ohne Energieübertrag verlassen. Die entsprechende dosimetrische Größe ist der Energieübertragungskoeffizient. Die mittlere freie Weglänge der Photonen (Schwächung auf 1/e) in Wasser erhält man nach Gl. (5.14) aus dem Schwächungskoeffizienten, dessen Wert für 1,461 MeV nach Fig. (4.15) $\mu \approx 0{,}05\ \text{cm}^{-1}$ beträgt, zu $R = 1/\mu = 20$ cm. Bei Gleichverteilung des Kaliums im Standardmenschen (Durchmesser 30 cm) kann der mittlere Energieübertrag deshalb konservativ zu etwa 50% der Photonenenergie abgeschätzt werden. Die entsprechende Dosisleistung berechnet man daher wie folgt:

$$dD_\gamma/dt = 7\ \text{Bq/kg}\cdot 0{,}5\cdot 2{,}34\cdot10^{-13}\ \text{J} = 0{,}82\cdot10^{-12}\ \text{Gy/s} \tag{14.4}$$

Für beide Strahlungskomponenten zusammen erhält man also als Dosisleistung:

$$dD_{tot}/dt = (4{,}1 + 0{,}82)\cdot10^{-12}\ \text{Gy/s} \approx 155\ \mu\text{Gy/a} \tag{14.5}$$

Exaktere Berechnungen nach den Modellen der ICRP ergeben eine Jahresenergiedosis um 180 μGy/a für großvolumiges Weichteilgewebe. Je nach Speichermuster, Organgröße und Kaliumgehalt der anderen Gewebe erhält man Dosen zwischen 100 μGy/a (Schilddrüse) und 270 μGy/a (rotes Knochenmark). Die Größe der Organe spielt vor allem eine Rolle für den im Kompartiment absorbierten Anteil der Photonenenergie. Die Oberflächen der Organe beeinflussen den durch die Oberflächen verloren gegangenen Betaenergieanteil. Die Effektiven Dosisbeiträge des ^{40}K betragen 165μSv/a für Erwachsene und 185 μSv/a für Kinder [UNSCEAR 2000].

Rubidium-87 ist mit einer mittleren Aktivität um 8 Bq/kg in menschlichem Gewebe enthalten. Da es ein reiner Betastrahler ist, deponiert es seine Zerfallsenergie lokal. Die Energiedosen schwanken je nach Organ zwischen 3 und 14 μGy/a, entsprechend einer jährlichen Effektiven Dosis von 6 μSv/a.

Natürliche Zerfallsreihen: Für die Strahlenexposition des Menschen spielen von den drei noch existierenden natürlichen Zerfallsreihen (s. Abschnitt 3.3) nur die Uran-Radium- und die Thoriumreihe eine Rolle. Die Uran-Actinium-Reihe ist wegen der niedrigen Konzentration des Mutternuklids ^{235}U und dessen geringer spezifischer Aktivität ohne große Bedeutung (s. Tab. 3.2). Die Radionuklide der natürlichen Zerfallsreihen befinden sich insgesamt zwar im radioaktiven Gleichgewicht mit ihren jeweiligen Startnukliden, ihr Vorkommen im Gestein und im Erdreich weicht dennoch durch Diffusions- und Anreicherungsprozesse teilweise von der Gleichgewichtskonzentration ab. Der Grund dafür sind die Beweglichkeit und die nach dem Zerfall erfolgende Umverteilung einiger Folgenuklide durch Ausschwemmung oder Lösung. In der Atmosphäre finden sich beispielsweise bis auf geringe Staubanteile der festen Nuklide nur die gasförmigen Nuklide des Radons, die durch Emanation aus dem Erdreich in die Atemluft übertreten. Organismen übernehmen durch Stoffwechselvorgänge die Mitglieder der Zerfallsreihen ebenfalls nicht in der durch das radioaktive Gleichgewicht bestimmten natürlichen Zusammensetzung, sondern selektieren bestimmte Radionuklide wegen ihrer biochemischen Eigenschaften. So sind einige verblüffende Anreicherungsmechanismen von Pflanzen und niedrigen Tieren bekannt. Tabakpflanzen, Seefische und -muscheln konzentrieren beispielsweise ^{210}Po, Paranüsse ^{226}Ra und Rentierflechten ^{210}Po und ^{210}Pb.

Für Inkorporationsberechnungen werden die Zerfallsketten aus methodischen Gründen in Teilabschnitte zerlegt, deren Startnuklide wegen ihrer chemischen Eigenschaften inkorporiert werden, und die dann im Körper die Konzentrationen ihrer Tochternuklide durch ihre Lebensdauer dominieren. Die Uran-Radiumreihe (Startnuklid ^{238}U) wird deshalb in 5 Teilreihen zerlegt, die aus den Nukliden ^{238}U - ^{234}U, ^{230}Th, ^{226}Ra, ^{222}Rn - ^{214}Po und ^{210}Pb - ^{210}Po bestehen (vgl. Fig. 3.23). Die Folgenuklide des ^{238}U, ^{222}Rn und ^{210}Pb haben erheblich kürzere Halbwertzeiten als ihre jeweiligen Startnuklide und stehen deshalb mit diesen im radioaktiven Gleichgewicht. Sie haben also die gleiche spezifische Aktivität wie die Startnuklide. Die Thoriumreihe wird aus den gleichen Gründen in drei Unterreihen (^{232}Th, ^{228}Ra - ^{224}Ra und ^{220}Rn - ^{208}Pb) unterteilt. Beide Reihen enthalten überwiegend α-emittierende Radionuklide, unter denen sich jeweils ein Radionuklid des gasförmigen Radons befindet. Die Zerfallsenergie wird wegen der sehr kleinen Reichweiten der Alphateilchen (wenige $\mu m \approx$ Zelldurchmesser) im Wesentlichen in den speichernden Organen lokal absorbiert. Wegen der völlig anderen Verteilungsprozesse der festen und der gasförmigen Radionuklide werden beide Gruppen getrennt behandelt.

Die Zufuhr der festen Radionuklide kann über Inhalation oder Ingestion von Nahrungsmitteln stattfinden. Verantwortlich für den Transfer der Radionuklide in die Atemluft sind anorganische und organische Staubpartikel, die von den Böden ausgehen und für eine mittlere spezifische Beladung der Atemluft von etwa 50 $\mu g/m^3$ sorgen. Da sich in den Böden zwischen 20 und 50 $\mu Bq/kg$ finden, führt diese Staubbelastung zu Aktivitätskonzentrationen von 1-2 μBq pro m^3 Atemluft. Das für die Strahlen-

exposition dominierende Radionuklid ist ^{210}Pb gefolgt von seinem Tochternuklid ^{210}Po. Eine Zusammenstellung der mittleren Radionuklidkonzentrationen und der dadurch verursachten Effektiven Dosen für Kleinkinder (1 Jahr), Kinder (10 Jahre) und Erwachsene zeigt Tabelle (14.5). Insgesamt beträgt der Dosisbeitrag durch inhalierte radioaktive Staubpartikel effektiv nur zwischen 5-6 µSv/a.

Nuklid	**spez. Luftaktivität (µBq/m^3)**	**Effektive Dosis (µSv/a)**			
		Kleinkinder	**Kinder**	**Erwachsene**	**Altersmittel**
^{238}U	1	0,018	0,022	0,021	0,021
^{234}U	1	0,021	0,027	0,026	0,026
^{230}Th	0,5	0,033	0,045	0,051	0,048
^{226}Ra	1	0,021	0,027	0,026	0,026
^{210}Pb	500	3,5	4,2	4,0	4,0
^{210}Po	50	1,0	1,3	1,2	1,2
^{232}Th	0,5	0,048	0,073	0,091	0,084
^{228}Ra	1	0,019	0,026	0,019	0,021
^{228}Th	1	0,25	0,31	0,29	0,29
^{235}U	0,05	0,001	0,001	0,001	0,001
Summe:		**5,0**	**6,0**	**5,8**	**5,8**
Jährliches Atemvolumen:		*1900 m^3/a*	*5600 m^3/a*	*7300 m^3/a*	

Tab. 14.6: Effektive jährliche Dosisbeiträge durch Inhalation für die Nuklide der natürlichen Zerfallsreihen (ohne Radonnuklide) nach [UNSCEAR 2000].

Radionuklide, die sich in Lebensmitteln befinden, führen abhängig von den zur Verfügung stehenden Nahrungsmitteln (pflanzliche Kost, Fleisch, Fisch), Nahrungsgewohnheiten und dem altersgemäßen Konsum bestimmter Kost (z. B. Milch bei Kindern und Kleinkindern) zu deutlich höheren Strahlenexpositionen als die inhalierten Radionuklide.

Die jährliche Aufnahme an **Uran-238** beträgt in Gebieten normaler Bodenaktivität etwa 5-6 Bq/a. Vergleichbare Aktivitäten treten für die Folgenuklide auf, sofern diese im radioaktivem Gleichgewicht stehen. ^{238}Uran wird zu etwa 70% in den Knochen und zu 30% in Weichteilgeweben gespeichert. Die Inkorporationswege des **Thorium-230** sind nicht genau bekannt. Die Aufnahme über den Magen-Darmtrakt ist jedenfalls

gering. Befindet sich Thorium jedoch erst im Körper, so wird es vorwiegend im Knochen und dort bevorzugt an der Knochenoberfläche abgelagert. Thorium ist also ein Knochensucher. Es bleibt dort praktisch lebenslang gespeichert, was zu einer allmählichen Anreicherung des Thoriumgehaltes der Knochen mit dem Alter führt. **Radium-226** wird in der Regel ebenfalls über Nahrungsmittel zugeführt, Inkorporation über das Trinkwasser ist nur in Gebieten erhöhter natürlicher Aktivität von Bedeutung. Radium ist chemisch verwandt mit Kalzium und wird deshalb ähnlich verstoffwechselt. Etwa 70 - 90% des Radiums befinden sich daher im Knochen. Die daraus entstehende Effektive Dosis wird altersgemittelt zu 8µSv/a geschätzt.

	Aktivitätszufuhr über Ingestion (Bq/a) / Eff. Dosis (µSv/a)						**E (µSv/a)**
Nuklid	**Kleinkinder**		**Kinder**		**Erwachsene**		**Altersmittel**
^{238}U	*1,9*	0,23	*3,8*	0,26	*5,7*	0,25	0,25
^{234}U	*1,9*	0,25	*3,8*	0,28	*5,7*	0,28	0,28
^{230}Th	*1,0*	0,42	*2,0*	0,48	*3,0*	0,64	0,58
^{226}Ra	*7,8*	7,5	*15*	12	*22*	6,3	8,0
^{210}Pb	*11*	40	*21*	40	*30*	21	28
^{210}Po	*21*	180	*39*	100	*58*	70	85
^{232}Th	*0,6*	0,26	*1,1*	0,32	*1,7*	0,38	0,36
^{228}Ra	*5,5*	31	*10*	40	*15*	11	21
^{228}Th	*1,0*	0,38	*2,0*	0,30	*3,0*	0,22	0,25
^{235}U	*0,1*	0,011	*0,2*	0,012	*0,2*	0,012	0,011
Summe:	**260**		**200**		**110**		**140**

Tab. 14.7: Mittlere jährliche Effektive Dosisbeiträge durch Ingestion für die Nuklide der natürlichen Zerfallsreihen nach [UNSCEAR 2000].

Pb-210 und **Po-210** sind auch für die Ingestion die die Effektive Dosis dominierenden Radionuklide (s. Tab. 14.7). Die jährliche mittlere Aufnahme an Pb-210 wird auf 40 Bq/a geschätzt. Die Dosen der ^{210}Pb-Serie entstehen zu ungefähr 90% durch den α-Zerfall des ^{210}Po, die Betadosen betragen nur etwa 10%. Pb-210 und Po-210 gelangen vor allem über Nahrungsmittel in den menschlichen Körper. Blei ist wie Thorium ein Knochensucher, es befindet sich zu etwa 70% im Knochen und zu 30% in Weichteilgeweben. Polonium wird bei der Inkorporation dagegen gleichmäßig im Körper verteilt. Beide Nuklide finden sich in deutlich höherer Konzentration als im Mittel unter-

stellt in Muscheln, Krustentieren und Seefisch. In Regionen, in denen diese Meeresfrüchte bevorzugt verspeist werden, sind deshalb auch deutlich höhere Effektive Dosisbeiträge durch diese beiden Radionuklide zu erwarten. Bei Menschen in arktischen Regionen, die hauptsächlich von Rentierfleisch leben, beträgt die mittlere ^{210}Pb-Aufnahme bis zu 140 Bq/a und für ^{210}Po bis zu 1400 Bq/a. Die mittlere jährliche Effektive Dosis für Erwachsene liegt weltweit bei 110 µSv/a.

Eine überraschende Strahlungsquelle ist der Tabakgenuss. Tabakpflanzen nehmen aus dem Boden über die Wurzeln ^{210}Pb und über die Blätter ^{222}Rn aus der Atmosphäre auf, die beide durch Zerfall in das extrem radiotoxische ^{210}Po übergehen. In der Zigarettenglut verdampft das Polonium und gelangt so mit dem Zigarettenrauch in das Bronchialsystem, wo es bei Gewohnheitsrauchern je nach Herkunft des Tabaks jährliche Organdosen in der Lunge bis zu 40 mSv, in Extremfällen sogar bis 400 mSv bewirkt.

Radonnuklide: ^{222}Rn und seine kurzlebigen Tochternuklide deponieren ihre Zerfallsenergie überwiegend in den oberflächlichen Gewebeschichten des Atemtraktes. Die Energie des ^{222}Rn-Zerfalls beträgt 5,59 MeV, die Summation der Alphaenergien der kurzlebigen Folgeprodukte ^{218}Po bis ^{214}Po ergibt eine Gesamtenergie von 13,7 MeV. Diese Zerfallsprodukte lagern sich an Staubteilchen und Aerosole der Atemluft an. Sie werden anders als das Radongas beim Ausatmen nicht mehr ausgeschieden sondern im Atemtrakt deponiert. Aus den Gleichgewichtskonzentrationen des Radons und seiner Töchter im oberen und unteren Atemtrakt kann nach einem dosimetrischen Modell der ICRP [ICRP 32] die jährliche Effektive Dosis pro Aktivitätskonzentration (Bq/m^3) abgeschätzt werden. Die Gleichgewichtskonzentrationen des Radons und seiner Tochternuklide im Lungentrakt hängen vom Atemvolumen und der mittleren Radonkonzentration in der Luft ab. Sie unterscheiden sich deshalb je nach Bewegungsmuster und Aufenthaltsort. Als Gleichgewichtskonzentrationen werden beim Aufenthalt in Innenräumen 40% und bei Aufenthalt im Freien 60% der in der Luft vorhandenen Radonkonzentration im Atemtrakt unterstellt. UNSCEAR geht von einem Umrechnungsfaktor von 9 nSv/(Bq·h·m^{-3}) und wie üblich von relativen Aufenthaltszeiten von 20% im Freien und 80% in Innenräumen aus. Es ergibt sich daher folgende Bilanz für die jährlichen Effektiven Dosisbeiträge durch Exposition des Bronchialepithels mit ^{222}Rn und seinen Tochternukliden in Innenräumen und im Freien:

$$E_{innen} = 40\text{Bq/m}^3 \cdot 0{,}4 \cdot 0{,}8 \cdot 9\text{nSv/(h}\cdot\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}) \cdot 8760\ \text{(h/a)} = 1{,}0\ \text{mSv/a} \qquad (14.6)$$

$$E_{außen} = 10\text{Bq/m}^3 \cdot 0{,}6 \cdot 0{,}2 \cdot 9\text{nSv/(h}\cdot\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}) \cdot 8760\ \text{(h/a)} = 0{,}095\ \text{mSv/a} \qquad (14.7)$$

Ähnliche Berechnungen müssen für das zweite Radonnuklid ^{220}Rn durchgeführt werden. Der entsprechende jährliche Effektive Dosisbeitrag ergibt 0,09 mSv/a. Daneben gibt es noch zwei weitere Expositionsmöglichkeiten, die allerdings für die Effektive Dosis ebenfalls nur geringere Beiträge liefern (s. Tab. 14.8). Der erste Teil stammt von Radongas, das vor allem aus der Lunge direkt in das Blut diffundiert, ohne vorher im Luftvolumen zu zerfallen. Der zweite Beitrag rührt vom Radongas her, das im Trink-

wasser gelöst ist und kleinere Dosisbeträge durch Ingestion und Inhalation erzeugt. Der inhalierte Anteil ist bereits bei der Radonaktivität der Raumluft mit erfasst.

Alle Dosisangaben zur Radonexposition stellen populations- und altersgewichtete Weltmittelwerte dar. Bei geografischen Besonderheiten wie hohem Gehalt an Urgestein in der natürlichen Umgebung und dessen Verwendung als Baumaterial kann die durch Radon bewirkte Effektive Dosis allerdings um mehr als eine Größenordnung nach oben abweichen. Die höchsten Radonkonzentrationen in der Atemluft wurden in einigen Gebieten in Schweden (bis 85000 Bq/m^3), Norwegen (50000 Bq/m^3), Finnland (20000 Bq/m^3), Tschechien (20000 Bq/m^3) und Spanien (15400 Bq/m^3) gefunden. Bei sehr hohen Radonkonzentrationen z. B. in der Nähe von Abraumhalden von Uranbergwerken kann die Effektive Dosis (Luft-Radonkonzentrationen in Häusern um 1700 Bq/m^3) sogar auf Werte bis 40 mSv/a ansteigen. In einigen Gegenden in den USA und in Finnland wurden Radonspitzenkonzentrationen in der Innenraumluft festgestellt, die bei üblichem Aufenthalt zu Effektiven Dosen von ungefähr 200 mSv/a führen können. Solche Spitzenexpositionen spielen allerdings für das mittlere Krebsrisiko wegen der geringen Bevölkerungsdichten und der insgesamt kleinen Populationszahlen kaum eine Rolle.

	^{222}Rn		**^{220}Rn**	
	Bq/m^3	**mSv/a**	**Bq/m^3**	**mSv/a**
Lungenepithel				
in Häusern	40	1,0	0,3	0,084
im Freien	10	0,095	0,1	0,007
Blut				
in Häusern	40	0,048	10	0,008
im Freien	10	0,002	10	0,002
Wasser				
Inhalation*	10^4	0,025		
Ingestion	10^4	0,002		
Summe:		**1,15**		**0,1**

Tab. 14.8: Weltmittel der Effektiven jährlichen Dosisbeiträge durch die beiden Radonnuklide ^{222}Rn und ^{220}Rn und ihre kurzlebigen Folgenuklide nach [UNSCEAR 2000]. Neben der Exposition des Bronchialepithels sind auch die Effektiven Dosisbeiträge durch im Blut gelöstes Radon und das aus dem Trinkwasser inhalierte und durch Ingestion in den Körper verbrachte Radon berücksichtigt. *: Dieser Beitrag ist bereits beim Lungenepithel-Wert enthalten.

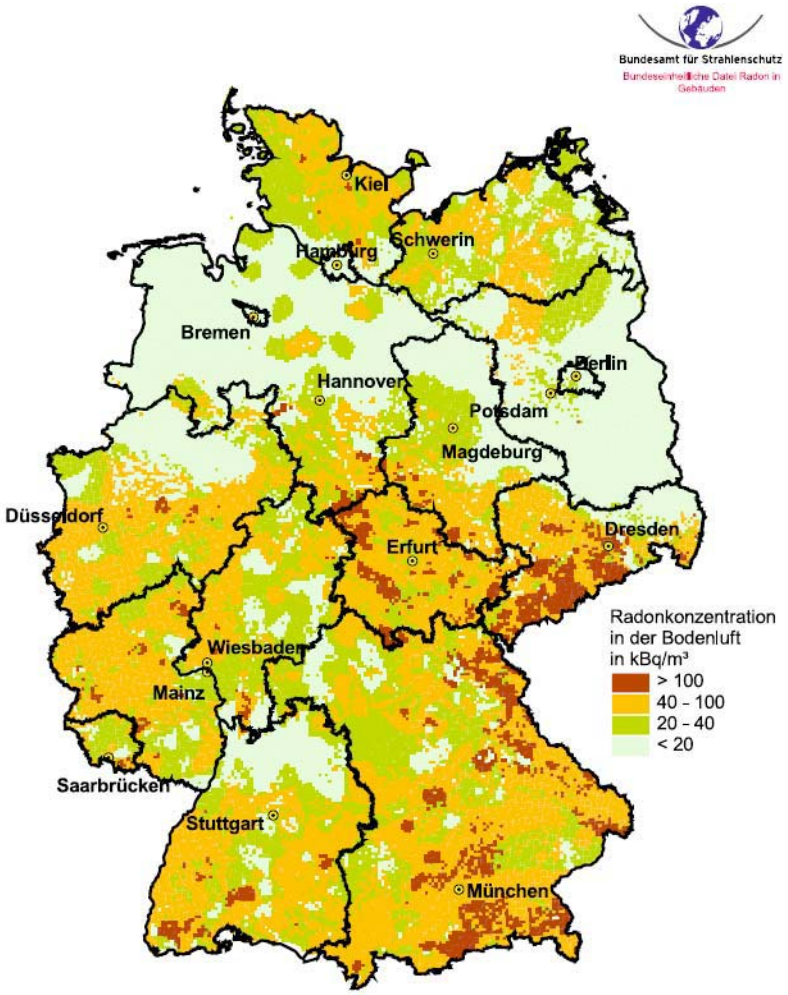


Fig. 14.5: Durchschnittliche experimentell bestimmte Radonkonzentration in der Bodenluft in 1 m Tiefe in Deutschland (Quelle für die Grafik: Bundesamt für Strahlenschutz, mit freundlicher Genehmigung des BFS, Erläuterungen s. Text).

Die von UNSCEAR berechneten Mittelwerte sind auch typisch für die durchschnittliche Radonexposition in der Bundesrepublik Deutschland. Seit 2005 besteht das weltweite WHO-Radon-Projekt. In der Bundesrepublik ist das Bundesamt für Strahlenschutz (BFS) an diesen Untersuchungen beteiligt. Danach ist die Hauptquelle für die Radonkontamination nicht das Ausgasen aus Baumaterialien oder Wasser, sondern das Eindiffundieren der im Boden befindlichen Radonkonzentrationen durch Risse und Fugen in den Gebäudewänden. Fig. (14.5) zeigt eine aktuelle Karte der Bodenluft-Radonkonzentrationen in Deutschland. Darunter versteht man die Radonkonzentration in den luftgefüllten Poren des Erdbodens in 1 m Tiefe. Die Messungen zeigen eine Bandbreite von weniger als 10 kBq/m^3 bis über 100 kBq/m^3. Hohe Bodenluftkonzen-

trationen korrelieren deutlich mit den dominierenden Gesteinsarten der jeweiligen Region. So finden sich besonders hohe Werte an Radonkonzentrationen in den Regionen über Urgestein (Alpen, Erzgebirge, Thüringerwald, Schwarzwald, Eifel) aber auch in den eiszeitlichen Ablagerungen von Gesteinen aus Skandinavien in norddeutschen Gebieten.

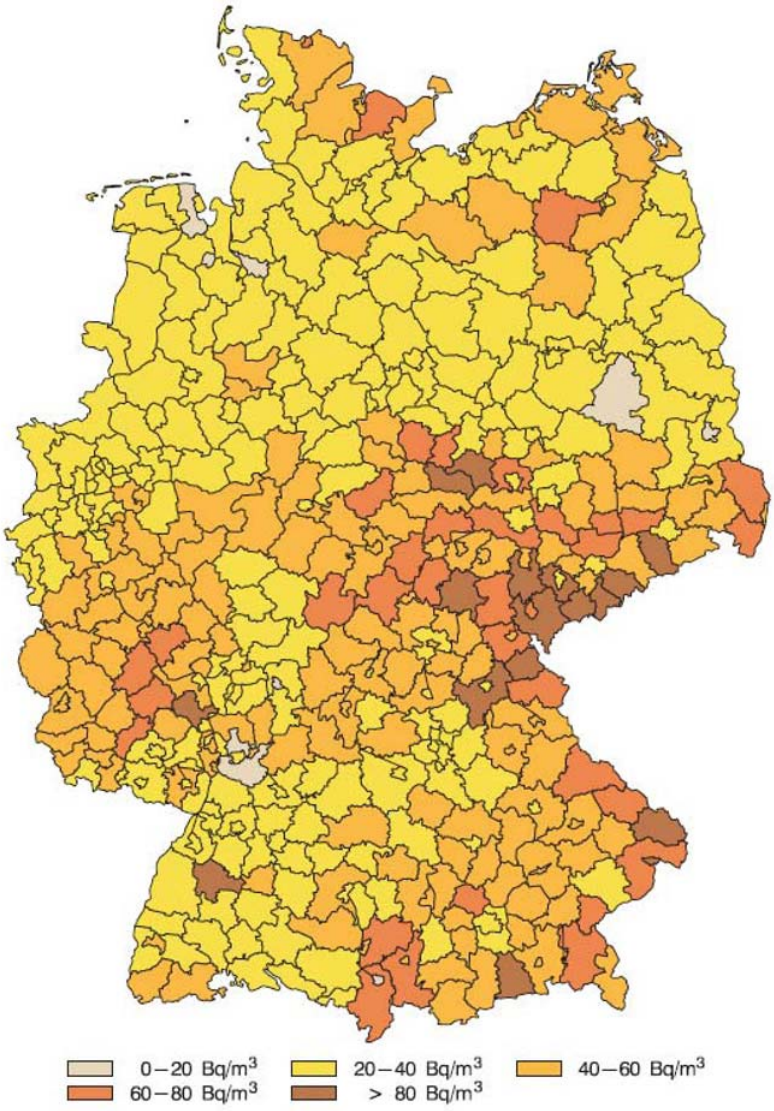


Fig. 14.6: Durchschnittliche Radonkonzentrationen in der Raumluft von Wohnungen in Deutschland ([Menzler 2006], Quelle für die Grafik: Bundesamt für Strahlenschutz, mit freundlicher Genehmigung des BFS).

Die Radonkonzentrationen in der Bodenluft korrelieren allerdings nicht automatisch mit hohen Raumluftkonzentrationen an Radon, da der Transfer vom Boden in die Innenluft von Wohnräumen sehr stark von der Bauausführung, den verwendeten Baumaterialien und der Sorgfalt bei der Abdichtung von Fugen oder Rissen abhängt. Eine Faustregel besagt, dass Häuser modernerer Bauart bei gleichen Bodenluftkonzentrationen deutlich weniger belastet sind als Häuser älterer Bauart. Fig. (14.6) zeigt eine Karte experimentell bestimmter Raumluftkonzentrationen in Regionen der Bundesrepublik. Gezeigt sind die mittleren regionalen Raumluftkonzentrationen von Radon in Landkreisen und kreisfreien Städten. Individuelle Raumluftkonzentrationen einzelner Standorte und insbesondere einzelner Gebäude können deutlich von den dargestellten Mittelwerten abweichen. Gründe sind die unterschiedliche Bauweise und die das Auftreten kleinräumiger lokaler Konzentrationsunterschiede in der Bodenluft. Eine Möglichkeit zur Minimierung der Raumluftkonzentration an Radon ist die Abdichtung von Rissen und Fugen und häufiges Lüften der Wohnräume (Stoßlüften).

Zusammenfassung zur natürlichen Strahlenexposition

- **Die natürliche Strahlenexposition des Menschen besteht aus einer externen und einer internen Komponente. Sie wird am besten mit Hilfe der Effektiven Dosis beschrieben.**

- **Angaben der Effektiven Dosis beziehen sich immer auf die mittlere Exposition des betrachteten Kollektivs.**

- **Dabei wird sowohl über das Alter dieses Personenkreises gemittelt als auch über die Wohnhöhe (Höhe über dem Meeresspiegel), über den Aufenthalt im Freien und in umschlossenen Räumen sowie über das Ernährungsverhalten.**

- **Die externe Strahlenexposition macht im Mittel nur knapp die Hälfte der natürlichen internen Exposition aus. Die externe Strahlenexposition entsteht zu ungefähr gleichen Teilen aus kosmischer Strahlung und terrestrischer Strahlung.**

- **Bei der internen Strahlenexposition dominieren die Effektiven Dosisbeiträge der radioaktiven Edelgase ^{222}Rn und ^{220}Rn und ihrer Folgeprodukte. Sie belasten vor allem den Atemtrakt.**

- **Die nächst wichtigen Radionuklide für die Effektive Dosis sind 40K und 210Po, die sich gleichmäßig im Körper verteilen.**

- **Signifikante Teilkörperdosen an den Knochenoberflächen entstehen durch 232Th und 210Pb, da diese sich aufgrund ihres Stoffwechselverhaltens bevorzugt in Knochen ablagern.**

- **Zivilisatorische Veränderungen der natürlichen Strahlenexposition entstehen in erster Linie durch Inhalation von Radonisotopen in den Innenräumen von Wohngebäuden und durch Flugreisen. Bei den in der Bundesrepublik üblichen Höhen von Siedlungen spielt die Variation der kosmischen Strahlung mit der Höhe über dem Meeresspiegel nur eine geringe Rolle.**

- **Ein Transatlantikflug in ca. 10000 m Flughöhe über die Nordpolarroute exponiert die Passagiere und das fliegende Personal mit ungefähr einer natürlichen Wochendosis zusätzlich.**

Quelle		**Effektive Dosisbeiträge (mSv/a)**		
extern durch terrestrische Strahlung:			**Mittel**	(typ. Bereich)
Erwachsene		0,48		
Kleinkinder		*0,61*		
Jugendliche		*0,54*		
Weltmittel (β)		*0,007*		
Summe extern terrestrisch			**0,48**	(0,3-1,0)
extern durch kosmische Strahlung				
Neutronenkomponente		0,10		
direkt ionisierende Strahlung		0,28		
Summe kosmisch extern			**0,38**	(0,3-0,6)
intern durch kosmogene Radionuklide				
^{3}H, ^{7}Be, ^{14}C, ^{22}Na			**0,012**	
intern durch primordiale Nuklide				
^{40}K	Ingestion	0,17		
^{87}Rb	Ingestion	0,006		
^{238}U – ^{226}Ra, ^{232}Th - ^{224}Ra	Ingestion	0,11		
^{238}U – ^{226}Ra, ^{232}Th - ^{224}Ra	Inhalation	0,006		
^{222}Rn – ^{214}Po	Inhalation	1,15		(0,2-10)
^{220}Rn- ^{208}Tl	Inhalation	0,1		
Summe intern primordial			**1,54**	
Summe intern + extern			**≈2,4**	(1-10)

Tab. 14.9: Beiträge zur mittleren Effektiven Dosis des Menschen durch natürliche externe und interne Strahlenexposition sowie durch zivilisatorisch beeinflusste natürliche Strahlung nach Abschätzungen der Vereinten Nationen [UNSCEAR 2000]. Kosmische Strahlung und terrestrische Strahlung sind auf die mittlere Höhe über dem Meeresspiegel bezogen. Die Werte sind über die Populationsdichte, die Wohnorte und die Ernährungsgewohnheiten gemittelt. Für die Bundesrepublik erhält man wegen geografisch bedingter geringfügig unterschiedlicher Einzelbeiträge im Mittel etwa eine natürliche jährliche Effektive Dosis von 2,1 mSv/a.

- **Einige Nahrungsmittel (Seefisch, Rentierfleisch, Paranüsse) und Genussmittel (Tabak) können zu deutlichen individuellen Erhöhungen der natürlichen Strahlenexposition durch Ingestion oder Inhalation der enthaltenen Radionuklide führen**

- **Das Gleiche gilt für den Aufenthalt in Gegenden, die viel Urgestein aufweisen. Überdurchschnittliche Radonpegel und Gamma-Ortsdosisleistungen können deutlich höhere Strahlenexpositionen bewirken.**

- **Einige Nahrungsmittel (Seefisch, Rentierfleisch, Paranüsse) und Genussmittel (Tabak) können zu deutlichen individuellen Erhöhungen der natürlichen Strahlenexposition durch Ingestion oder Inhalation der enthaltenen Radionuklide führen.**

- **Das Gleiche gilt für den Aufenthalt in Gegenden, die viel Urgestein aufweisen. Überdurchschnittliche Radonpegel und Gamma-Ortsdosisleistungen können deutlich höhere Strahlenexpositionen bewirken.**

- **Die durchschnittliche jährliche Effektive Dosis aus natürlicher Strahlenexposition beträgt im Weltmittel etwa 2,4 mSv/a, für die Bundesrepublik etwa 2,1 mSv/a.**

- **Durch lokale Bedingungen variiert die natürliche Effektive Jahresdosis mit Werten zwischen 1-10 mSv/a. Diese Veränderungen sind vor allem durch unterschiedliche Radonexpositionen, in geringerem Ausmaß auch durch veränderte terrestrische Ortsdosisleistungen bewirkt.**

14.2 Zivilisatorisch bedingte Strahlenexposition

Zur natürlichen Strahlenexposition, die die Individuen einer Population mehr oder weniger gleichmäßig betrifft, kommt die zivilisatorische Strahlenexposition durch vom Menschen modifizierte, künstlich erzeugte oder verbreitete Strahlung hinzu. Quellen zivilisatorischer Strahlenexposition sind die Anwendung medizinisch-radiologischer Maßnahmen auf Patienten in Diagnostik und Therapie, einschlägige berufliche Betätigung (Medizin, Kerntechnik, Bergbau, Forschung, Luft- und Raumfahrt), Produktion und Einsatz von Baumaterialien, Energiegewinnung aus fossilen Brennstoffen und in kerntechnischen Anlagen, Kernwaffentests, der Betrieb von Störstrahlern, Erzeugung von Düngemitteln und deren Einsatz in der Landwirtschaft sowie eine Reihe industrieller, wissenschaftlicher und kleintechnischer Anwendungen der Radioaktivität.

Zivilisatorische Strahlenexpositionen stellen in der Regel wegen der niedrigen Dosen für den Einzelnen ein erhöhtes stochastisches Risiko in Form möglicher Krebserkrankungen, für die Population ein genetisches Risiko dar. Bei hohen Dosen durch gewollte oder im Rahmen von Unfällen oder kriegerischen Auseinandersetzungen mit Atomwaffen auftretenden Strahlenexpositionen besteht das kurzfristige Risiko vor allem aus

den die Lebenszeit verkürzenden deterministischen somatischen Schäden der betroffenen Individuen; das langfristige Risiko betrifft wieder die stochastischen Schäden (Krebsinduktion, heriditäre Erbgutveränderungen).

Die ersten zivilisatorisch bedingten Strahlenschäden entstanden durch den unvorsichtigen Umgang mit Röntgenröhren und Radiumpräparaten bei Wissenschaftlern und Ärzten um die Jahrhundertwende, die vielen Anwendern das Leben kostete. Aus dieser Zeit stammt eine Vielzahl von Informationen über die Wirkung der Röntgenstrahlung auf den Menschen. Das wohl prominenteste Opfer der Radioaktivität war M. Curie, die ihren unbesorgten Umgang mit radioaktiven Substanzen wie viele andere mit dem Leben bezahlen musste. Sie starb 1934 wie später auch ihre Tochter an perniziöser Anämie. Gehäufte Strahlenexpositionen fanden auch bei den Zifferblattmalerinnen in den zwanziger Jahren statt. Die verwendeten Farben enthielten Radiumsalze, die durch ihren Zerfall die Ziffern zum Leuchten brachten. Durch Anspitzen und Anfeuchten der Pinsel mit den Lippen kam es zu erheblichen Radiuminkorporationen, die gehäuft zu Knochentumoren führten.

Eine medizinische Quelle gravierender zivilisatorischer Strahlenexposition war der jahrzehntelange Einsatz thoriumhaltiger Röntgenkontrastmittel (Thorotrast: wässrige kolloidale Lösung mit etwa 20% Thoriumdioxid). Obwohl entsprechende wissenschaftliche Warnungen schon 1932 in den USA ausgesprochen worden waren, wurden thoriumhaltige Kontrastmittel in Deutschland bis in die 50er Jahre verwendet. Sie führten zu signifikant erhöhten induzierten Krebsraten (Sarkome, Leukämien, Leber-, Milz- und Lymphknotenkrebs). Besonders dramatisch waren die Strahlenfolgen der Atombombenabwürfe in Hiroshima (Uranbombe mit ca. 13 kt Sprengkraft am 6. 8. 1945) und Nagasaki (Plutoniumbombe mit 20 kt am 9. 8. 1945), deren Folgen noch heute zur Beurteilung von Strahlenrisiken dienen, sowie Folgen der Exposition von Freiwilligen bei oberirdischen Atomwaffenversuchen in den 50er Jahren in den USA. Alle diese ungewollten oder gewollten "Großversuche" am Menschen haben zum heutigen Kenntnisstand über Strahlenwirkungen beigetragen. Im Vergleich zur Frühzeit der Radiologie nehmen sich heutige zivilisatorische Strahlenexpositionen geradezu bescheiden aus.

14.2.1 Medizinische Strahlenexpositionen

Röntgendiagnostik und interventionelle Radiologie: Den wichtigsten Beitrag zur mittleren medizinischen Strahlenexposition liefert die Röntgendiagnostik. Die genetisch signifikante Strahlendosis für die bundesdeutsche Bevölkerung aus röntgendiagnostischen und interventionellen Maßnahmen beträgt etwa 0,5 mSv/a, die über die gesamte Population gemittelte Effektive Dosis betrug im Jahr 2005 etwa 1,8 mSv/a [BFS JB2007]. Sie entspricht also im Mittel etwa der natürlichen Strahlenexposition und steigt trotz moderner Dosis sparender bildgebender Systeme und verbesserter Qualitätssicherung wegen der simultanen Zunahme der Untersuchungsfrequenzen und

der Zahl der interventionellen Maßnahmen sowie durch die Verlagerung der konventionellen Techniken auf dosisintensive Untersuchungsmethoden (CT, Angiographien) stetig an.

Der individuelle Patient muss bei Röntgenuntersuchungen natürlich mit erheblich höheren effektiven Strahlenexpositionen pro Untersuchung rechnen als das Populationsmittel. Dabei ist zwischen Röntgenaufnahmetechniken, dem Durchleuchtungsbetrieb, der CT-Untersuchung und der Dentalradiologie zu differenzieren, da diese sehr unterschiedlich zur Strahlenexposition beitragen. Insbesondere im Rahmen der interventionellen Radiologie können wegen der erheblichen Durchleuchtungszeiten hohe Effektive Dosen zustande kommen.

Bei konventionellen Röntgenaufnahmen wird der Patient pro Aufnahme nur von einer Seite her bestrahlt. Die Einstrahlrichtung wird üblicherweise mit "ap" (anterior-posterior), "pa" (posterior-anterior) oder lateral (seitlich) bezeichnet. Üblich sind Aufnahmen in zwei Ebenen z. B. "ap" und "lateral". Die Ausleuchtung des Patienten ist sehr inhomogen, da diagnostische Röntgenstrahlung in Weichteilgewebe Halbwertschichtdicken von typischerweise 3-4 cm bei Röhrenspannungen um 70-80 kV aufweist. Die Patientendosis ist neben der Spannung und Filterung natürlich abhängig von der Empfindlichkeit des Bildaufnahmesystems (der Empfindlichkeitsklasse der Film-Folien-Kombination bzw. dem Dosisindikator bei digitalen Systemen) und vom Patientendurchmesser. Die niedrigsten Patientendosen entstehen bei der Thoraxübersicht in Hartstrahltechnik mit hochempfindlichen Film-Folien-Kombinationen und bei der Dentalradiologie. Die höchsten Einfallsdosiswerte erhält man bei der Diagnostik von Weichteilgeweben, da dort mit vergleichsweise niedrigen Röhrenspannungen zur ausreichenden Gewebedichteauflösung bei gleichzeitig hoher räumlicher Detailauflösung also unempfindlichen Film-Folien-Kombinationen gearbeitet werden muss. Das wichtigste Beispiel dieser für den Strahlenschutz problematischen Expositionsbedingungen ist die Mammografie, bei der sowohl besonders niedrige Röhrenspannungen (typisch 28-35 kV) als auch wegen der erforderlichen hohen räumlichen Auflösung wenig empfindliche Film-Folien-Kombinationen bzw. Festkörperdetektoren eingesetzt werden.

Die höchsten Energiedosen und Effektiven Dosen entstehen bei der interventionellen Radiologie am Herzen (Herzkatheter) oder peripheren Gefäßen (endovasale Techniken mit interventionellem Eingriff), der Nieren-Angiografie, bei interventionellen Maßnahmen wie der Embolisation von erkrankten Geweben (Beispiel Embolisation von Uterusmyomen) und bei der Computertomografie am Körperstamm. Verantwortlich dafür sind die durch die Untersuchungstechniken insbesondere bei konventionellen Durchleuchtungsanlagen ohne Pulstechnik oder digitaler Speichermöglichkeit der Bilder bedingten langen Durchleuchtungszeiten. Eine Faustregel besagt, dass 1 Minute Durchleuchtungszeit die gleiche Strahlenexposition wie eine Röntgenfilmaufnahme

mit der Empfindlichkeitsklasse 100 erzeugt[2]. Da heute am Körperstamm mit "200-400er"-Filmen bzw. entsprechend empfindlichen digitalen Detektoren wie Speicherfolien oder Halbleiterdetektoren gearbeitet wird, entspricht eine Minute Durchleuchtung bei sonst gleicher Geometrie und Röntgenstrahlungsqualitäten 2-4 Filmaufnahmen. Erzeugt eine Röntgenfilmuntersuchung des Abdomens eine Effektive Dosis von 1 mSv, so belastet eine 30-minütige Durchleuchtung bereits mit 30 mSv, also wie 60-120 Filmaufnahmen mit EK 200-400.

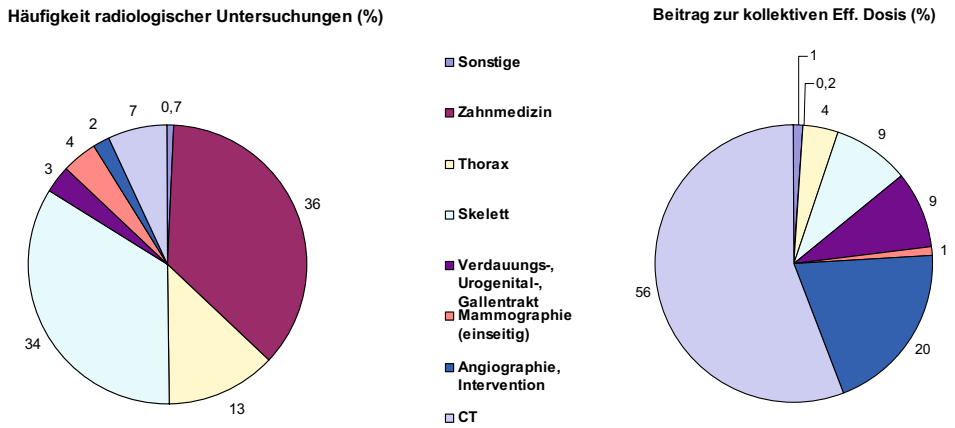


Fig. 14.7: Häufigkeitsverteilung der verschiedenen radiologischen Untersuchungsarten und entsprechender relativer Beitrag zur kollektiven Effektiven Dosis in der Bundesrepublik im Jahr 2005 (nach Daten des BMU [BFS JB2007]).

Die hohen Dosen bei CT-Untersuchungen entstehen dagegen durch die nahezu homogene Ausleuchtung des diagnostischen Zielvolumens, die durch eine "Quasi Mehrfelder-Technik" über einen Winkel von 270-360 Grad erreicht wird. Dadurch unterscheiden sich die Energiedosen in 1 cm Tiefe und in der Körpermitte des Patienten bei CT-Untersuchungen nur um etwa 20-30%. Eine Faustregel für die Energiedosen bei CT-Untersuchungen am Körperstamm besagt, dass die repräsentativen Energiedosen bei einem Röhrenstromzeitprodukt von 100 mAs (der CT-Dosis-Index) zwischen 5-20 mGy betragen. Typische mAs-Werte bei CT-Untersuchungen liegen zwischen 240-500 mAs, bei Spezialuntersuchungen treten auch mAs-Werte bis 1000, also Energie-

[2] Die Empfindlichkeitsklasse EK nach [DIN 6867/10] ist der Bereich des Dosisbedarfs in der Bildebene für die optische Dichte 1 auf dem Film für bestimmte Film-Folien-Kombinationen (EK 100: 10µGy, EK 200: 5 µGy, EK 400: 2,5 µGy). Die EK ist definiert als das Verhältnis von 1 mGy und der für die optische Dichte 1 über Grundschleier im Mittel erforderlichen Kerma auf dem Film: EK = (1 mGy/K_B). Die Empfindlichkeitsklassen für Röntgenfilm-Folien-Kombinationen entsprechen der auch bei photografischen Filmen üblichen Notation ("ASA").

dosen bis 100 mGy auf. Einige Hinweise zur Abschätzung von Organdosen und typischen Effektiven Dosen für die Radiologie unter günstigen Bedingungen (moderne Bildtechnik, keine Fehlaufnahmen) finden sich in Tab. (17.8).

Untersuchung	Häufigkeit (%)	Kollektive Eff. Dosis (%)
Radiologie		
Sonstige	0,7	1
Zahnmedizin	36	0,2
Thorax	13	4
Skelett	34	9
Verdauungs-, Urogenital-, Gallentrakt	3	9
Mammographie (einseitig)	4	1
Angiographie, Intervention	2	20
CT	7	56
Nuklearmedizin		
Schilddrüse	39	10
Sonstige	4	7
Entzündungsherde	1	2
Tumoren	1	3
Magen-Darm-Trakt	1	1
Gehirn	2	3
Niere	7	1
Lunge	6	3
Herz	14	38
Skelett	26	33

Tab. 14.10: Numerische Daten der relativen Häufigkeitsverteilungen der verschiedenen radiologischen und nuklearmedizinischen Untersuchungsarten und relative Beiträge zur kollektiven Effektiven Dosis in der Bundesrepublik im Jahr 2005 (nach Daten des BMU [BFS JB2007]).

Einen aktuellen Vergleich der relativen Häufigkeiten radiologischer Untersuchungen und Maßnahmen und der dadurch bewirkten kollektiven Effektiven Dosisbeiträge für die deutsche Bevölkerung zeigt (Fig. 14.7). Die häufigsten Röntgenanwendungen mit etwa 36% liefert die Zahn- und Kiefermedizin, die wegen der speziellen Technik und der an Risikoorganen armen Untersuchungsregion nur 0,2% der kollektiven Effektiven Dosis erzeugt. Fast ebenso häufig sind die Untersuchungen des Skeletts mit ebenfalls einem Drittel der Anwendungen aber Effektiven Dosisbeiträgen von nur 9%. Die Computertomografie (7% Häufigkeit) und die Angiografien/Interventionen (2% der Fälle) erzeugen dagegen die höchsten effektiven Dosisbeiträge (CT 56%, Angiogra-

fien 20%) mit einer seit Jahren ansteigenden Tendenz. Seit 1996 hat sich die mittlere Effektive Dosis pro Kopf der Bevölkerung durch CT-Untersuchungen von 0,5 mSv/a auf etwa 1 mSv/a verdoppelt. Insgesamt wurden in der Bundesrepublik im Jahr 2005 132 Millionen Röntgenuntersuchungen, davon 84,5 Millionen Untersuchung in der Zahnmedizin vorgenommen. Im Mittel erhielt jeder Deutsche 1,6 Röntgenuntersuchungen pro Jahr [BFS JB2007].

Land	**Mittlere jährliche Effektive Dosis pro Kopf der Bevölkerung**	
	Datenstand bis 2004	Datenstand Okt. 2008
Japan	etwa 2,2*	3,7 - 6,0
USA	0,5	3,2
Luxemburg	-	1,98
BRD Röntgen NUK Diagn.	2,0 0,15	1,8
Belgien	-	1,78
Kanada	-	0,94
Schweiz	1,0	1,2
Frankreich	1,0	1,0
Norwegen	0,8	
Russland	-	0,9
Australien	-	0,8
Polen	-	0,8
Schweden	0,68	0,68
Niederlande	0,51	0,51
UK	0,33	0,4

Tab. 14.11: Weltweiter Vergleich der Effektiven Dosen durch radiologische Untersuchungen im Bevölkerungsmittel und ihrer zeitlichen Entwicklung [Regulla 2008]. *: Geschätzter Wert [Regulla 2003].

Ähnliche Entwicklungen zeigen die Röntgenanwendungen und die kollektiven Effektiven Dosen im internationalen Vergleich [Regulla 2008]. Weltweit werden pro Jahr über 3 Billionen Röntgenuntersuchungen vorgenommen. Tab. (14.10) zeigt einen Überblick über die Entwicklung der Effektiven Dosen pro Kopf der Bevölkerung aus radiologischen Untersuchungen in den letzten Jahren. Absolute "Spitzenreiter" sind

Japan und die USA, dicht gefolgt von BRD, Belgien und Luxemburg. Besonders auffällig ist die Verdreifachung der Dosisbeiträge in Japan seit dem Jahr 2000 und die um den Faktor 6,3 angestiegenen Dosen in den USA seit 2003, die in beiden Ländern vor allem auf den vermehrten Einsatz der Computertomografie zurück zu führen sind.

Nuklearmedizinische Diagnostik und Therapie: In der bildgebenden nuklearmedizinischen Diagnostik werden reine Gammastrahler oder kombinierte Beta-Gammastrahler eingesetzt. Die Gammastrahlung wird in der Regel mit ortsauflösenden Detektoren wie den Gammakameras oder speziellen Organsonden nachgewiesen. Das wichtigste Radionuklid ist das ^{99m}Tc. Es ist ein reiner Gammastrahler mit einer Halbwertzeit von etwa 6 h und einer Photonenenergie von 140 keV (s. Kap. 3.2). Die kurze physikalische und durch schnelle Ausscheidung bedingte geringe biologische Halbwertzeit verursachen auch bei hohen applizierten Aktivitäten eine nur geringe Strahlenexposition der Patienten (s. Tabellen 17.10, 17.11). Bei Skelettszintigrafien liegen die Strahlenexpositionen mit im Mittel 4,8 mSv/Untersuchung ungefähr bei einer doppelten natürlichen Jahresdosis (2,4 mSv/a). Die Hirnszintigrafie mit ^{99m}Tc ergibt individuelle Effektive Dosen in der gleichen Größenordnung (6,5 mSv). Bei der funktionellen Szintigrafie am Herzen (Myocard-Szintigrafie mit ^{201}Tl) werden ebenfalls signifikante Effektive Dosen erzeugt. ^{201}Tl ist ein reiner Elektronenfänger mit einer physikalischen Halbwertzeit von 73,1 h und Gammaenergien von 135 und 167 keV. Für die Szintigrafie wird für eine höhere Ausbeute zusätzlich die K-Strahlung bei etwa 80 keV mit verwendet. Typische Effektive Dosiswerte bei der Tl-Herz-Szintigrafie liegen bei 17-20 mSv/Untersuchung (7-8 natürliche Jahresdosen).

Eine sehr moderne Variante ist die Szintigrafie mit Positronenstrahlern. Das wichtigste Radionuklid ist ^{18}F, das vor allem in der Onkologie verwendet wird (chemische Form: FDG Fluoro-Desoxy-Glukose, $T_{1/2}$ = 109,7 min, nachgewiesene Strahlung 511 keV Vernichtungsquanten). Alle anderen heute noch üblichen nuklearmedizinischen Untersuchungen erzeugen deutlich geringere individuelle Strahlenexpositionen.

Obwohl die individuellen Dosen im Bereich einiger mSv/Untersuchung liegen, ist die nuklearmedizinische Diagnostik im Bevölkerungsmittel nicht von großer Bedeutung. Der Beitrag der nuklearmedizinischen Diagnostik zur mittleren Effektiven Dosis der Bevölkerung wird auf etwa 0,13 – 0,15 mSv/a geschätzt, ist also im Vergleich zur Röntgendiagnostik zu vernachlässigen ([Regulla 2008], [BFS JB2007]).

Strahlentherapeutische Radionuklidanwendungen im Bereich der Nuklearmedizin betreffen in erster Linie die Therapie von benignen und malignen Schilddrüsenerkrankungen. Die dabei verabreichten Energiedosen in den Organen liegen typischerweise bei einigen Hundert Gray. Die Radiojodtherapie führt wegen der selektiven Anreicherung des Radionuklids im Zielorgan trotz der hohen therapeutischen Dosen nur zu geringen effektiven Belastungen der Patienten. Eine weitere wichtige Nuklidtherapie ist die Behandlung erkrankter Gelenke nach Entzündungen, die so genannte Radiosy-

noviorthese RSO, und von schmerzhaften Knochenmetastasen. Noch nicht so sehr verbreitet ist die Radioimmuntherapie mit radioaktiv markierten Antikörpern in der Krebstherapie. Wegen der insgesamt geringen Fallzahlen spielen diese Behandlungsarten trotz der individuell hohen Dosen im Bevölkerungsmittel nur eine nachgeordnete Rolle.

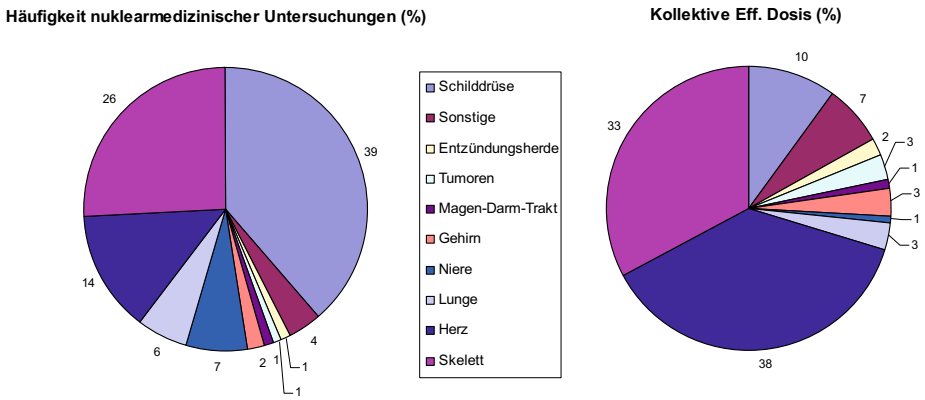


Fig. 14.8: Häufigkeitsverteilung der verschiedenen nuklearmedizinischen Untersuchungsarten und entsprechender relativer Beitrag zur kollektiven Effektiven Dosis in der Bundesrepublik im Jahr 2005 (nach Daten des BMU [BFS JB2007]).

Zwischen 1996 und 2005 wurden in Deutschland jährlich 4,2 Millionen nuklearmedizinische Untersuchungen vorgenommen, d. h. jeder Zwanzigste erhielt eine Untersuchung pro Jahr. Eine Abschätzung der aktuellen Häufigkeitsverteilung und der relativen kollektiven Dosisbeträge zeigt (Fig. 14.8) nach Daten des BMU [BFS JB2007].

Radioonkologie und Strahlentherapie gutartiger Erkrankungen: Die in der Radioonkologie verwendeten Methoden sind die perkutane Therapie mit Beschleunigeranlagen und die Anwendungen der Brachytherapie mit ferngesteuerten Anlagen oder implantierten radioaktiven Dauerstrahlern (Seeds). Wie die nuklearmedizinische Nuklidtherapie setzt auch die Radioonkologie deterministische Strahlendosen ein. In den behandelten Zielvolumina ist daher kaum mit stochastischen Strahlenwirkungen zu rechnen. Die Induktion von Krebserkrankungen durch diese therapeutischen Strahlenexpositionen ist in der Regel nur außerhalb der eigentlichen Zielvolumina, also beispielsweise außerhalb der Strahlenfelder, d. h. im Streustrahlungsbereich zu erwarten.

Im Bevölkerungsmittel sind die so entstehenden Effektiven Dosisbeiträge der Strahlentherapie im Vergleich zur Röntgendiagnostik zu vernachlässigen. Obwohl die therapeutischen Dosen der Patienten wegen der beabsichtigten deterministischen Strahlenwirkungen teilweise sehr hohe Werte annehmen (typisch 45- 70 Gy je nach Tumorart), spielen die konventionelle Strahlentherapie (Radioonkologie) zur kurativen oder palliativen Behandlung von Krebserkrankungen für die kollektiven Dosisbeiträge nur eine nachgeordnete Rolle.

Nutzen und Strahlenrisiko in der medizinischen Diagnostik: Die Verwendung der Effektiven Dosis zur Beschreibung des Strahlenrisikos radiologischer Patienten und zur Ableitung individueller Risikokoeffizienten ist umstritten. Zum einen ist die aus der Effektiven Dosis abgeleitete zusätzliche Krebssterblichkeitsrate über alle Lebensalter gemittelt, sie berücksichtigt also nicht die unterschiedliche Strahlensensibilität und die Lebenserwartung der Menschen zum Zeitpunkt der Exposition (s. dazu Kap. 12.4, Fig. 12.6). Tatsächlich werden die meisten Röntgenuntersuchungen naturgemäß an älteren Menschen vorgenommen, deren verminderte Lebenserwartung die Erkrankungsraten an strahleninduzierten Krebserkrankungen im Vergleich zum Bevölkerungsmittel deutlich verringert.

Dies gilt insbesondere für die dosisintensiven CT-Untersuchungen und Angiografien. Der Anteil der Krebspatienten an allen CT-Untersuchungen wird zu 15 – 20% geschätzt [BFS JB2007]. Zum anderen enthalten ausschließlich auf die Krebsinduktion ausgerichtete Risikobeurteilungen keinerlei Aussagen zum Nutzen radiologischer Expositionen. Dies ist unmittelbar einleuchtend bei lebenserhaltenden strahlentherapeutischen Maßnahmen an Krebspatienten oder bei der Therapie und Diagnose von lebensbedrohenden Herzerkrankungen mit Hilfe der Cardangiografie und ähnlichen Strahlenanwendungen. Es ist also bei Strahlenanwendungen immer eine Art Kosten-Nutzen-Analyse vorzunehmen. Die Strahlenschutzgesetzgebung (RöV, StrlSchV) spricht dabei von "rechtfertigender Indikation".

Da für Patienten deshalb bewusst keine Grenzwerte in der Röntgen- oder Strahlenschutzverordnung angegeben werden, wurden von den radiologischen Fachgesellschaften (Deutsche Röntgen Gesellschaft DRG, Gesellschaft für Nuklearmedizin DGN, Deutsche Gesellschaft für Radioonkologie DEGRO) zusammen mit dem Bundesamt für Strahlenschutz orientierende Leitlinien für medizinische Strahlenexpositionen und Verfahren erarbeitet [BFS LL 2003]. Diese werden als Empfehlungen zur Minimierung der Strahlenexposition von Patienten an die Mediziner weitergegeben. Ihre Einhaltung wird durch die zuständigen Behörden oder von diesen ermächtigten Institutionen wie den Landesärztekammern oder den kassenärztlichen Vereinigungen überwacht.

Zusammenfassung zur medizinischen Strahlenexposition

- **Der höchste Beitrag zur mittleren zivilisatorischen effektiven Dosis entsteht bei radiologischen Untersuchungen mit CT und bei der interventionellen Radiologie.**

- **Die durchschnittliche medizinische Strahlenexposition in den westlichen Industrienationen entspricht etwa einer zusätzlichen natürlichen Jahresdosis.**

- **Nuklearmedizinische Anwendungen tragen nur zu etwa 10% zur mittleren Effektiven Jahresdosis der Bevölkerung bei, strahlentherapeutische Anwendungen spielen im Bevölkerungsdurchschnitt nur eine nachgeordnete Rolle.**

- **Bei der Analyse medizinischer Strahlenexpositionen ist zu beachten, dass die meisten medizinisch strahlenexponierten Menschen eine medizinische Indikation aufweisen.**

- **Hochrechnungen, die die Anzahl von Krebstoten aus den Effektiven Dosen untersuchter oder behandelter Patienten berechnen, berücksichtigen nicht den Nutzen, also die rechtfertigende Indikation, der radiologischen Strahlenexpositionen.**

- **Da sich die meisten Patienten darüber hinaus bei ihren medizinischen Strahlenexpositionen naturgemäß im höheren Alter befinden, erleben sie in der Regel die stochastischen Schäden wegen ihrer verminderten Lebenserwartung nicht mehr.**

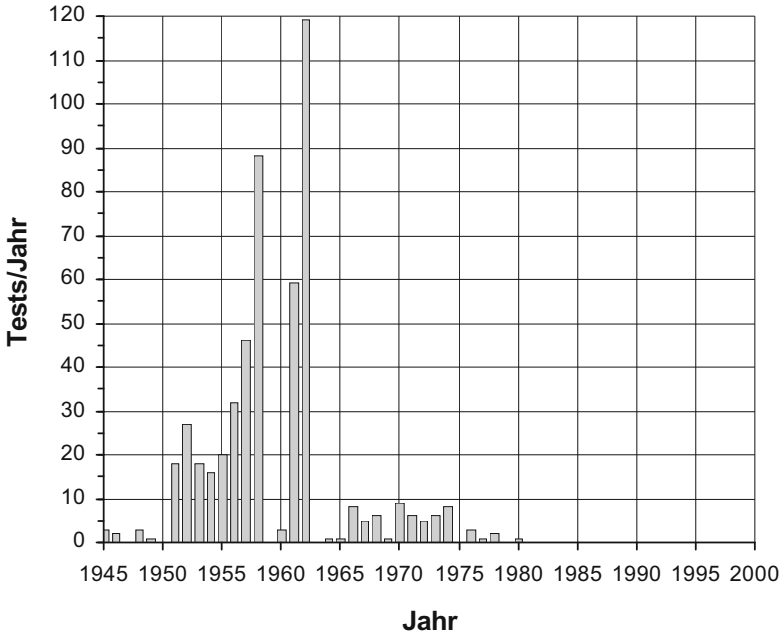
14.2.2 Kernwaffentests

Seit der ersten Zündung einer Atombombe durch die Amerikaner am 16. Juli 1945 bis ins Jahr 1980 wurden weltweit oberirdische Atomwaffenversuche und zivile Atomtestexplosionen durchgeführt. Seither werden die Testexplosionen unterirdisch vorgenommen, um die Kontamination der Atmosphäre und der Erdoberfläche durch Fall-out zu verringern. Die bei nuklearen Explosionen entstehenden Radionuklide sind direkte Spaltfragmente und deren Zerfallsprodukte, erbrütete oder nicht gespaltene Aktinidenkerne des Plutoniums und des Urans, sowie durch Kernreaktionen entstandenes ^{14}C und Tritium. Je höher die Sprengkraft einer Bombe ist, umso höher ist auch die Ausbeute an Spaltprodukten. Eine besonders schmutzige Variante war die "Kobalt-Bombe", die mit ^{59}Co umhüllt war, um das langlebige ^{60}Co zu erbrüten.

Radionuklid	$T_{1/2}$	Spaltausbeute (%)	Gesamtaktivität (PBq)
^{3}H	12,33 a		186000
^{14}C	5730 a		213
^{54}Mn	312,3 d		3980
^{55}Fe	2,73 a		1530
^{89}Sr	50,53 d	3,17	117000
^{90}Sr	28,78 a	3,50	622
^{91}Y	58,51 d	3,76	120000
^{95}Zr	64,02 d	5,07	148000
^{103}Ru	39,26 d	5,20	247000
^{106}Ru	373,6 d	2,44	12200
^{125}Sb	2,76 a	0,40	741
^{131}J	8,02 d	2,90	675000
^{140}Ba	12,75 d	5,18	759000
^{141}Ce	32,5 d	4,58	163000
^{144}Ce	284,9 d	4,69	30700
^{137}Cs	30,07 a	5,57	948
^{239}Pu	24110 a		6,52
^{240}Pu	6563 a		4,35
^{241}Pu	14,35 a		142

Tab. 14.12: Daten der wichtigsten bei oberirdischen nuklearen Tests von 1945 bis 1980 erzeugten Radionuklide nach [UNSCEAR 2000].

Oberirdische Testexplosionen hoher Intensität verbringen einen Großteil der Spaltprodukte in die Stratosphäre, von wo aus sie mit den atmosphärischen Bewegungen über die ganze Erde verteilt werden. Die höchsten Anteile des Fallouts gingen in der nördlichen Hemisphäre und dort in den gemäßigten Breiten nieder. Bis heute sind 543 oberirdische und 1876 unterirdische Atomtests bekannt.



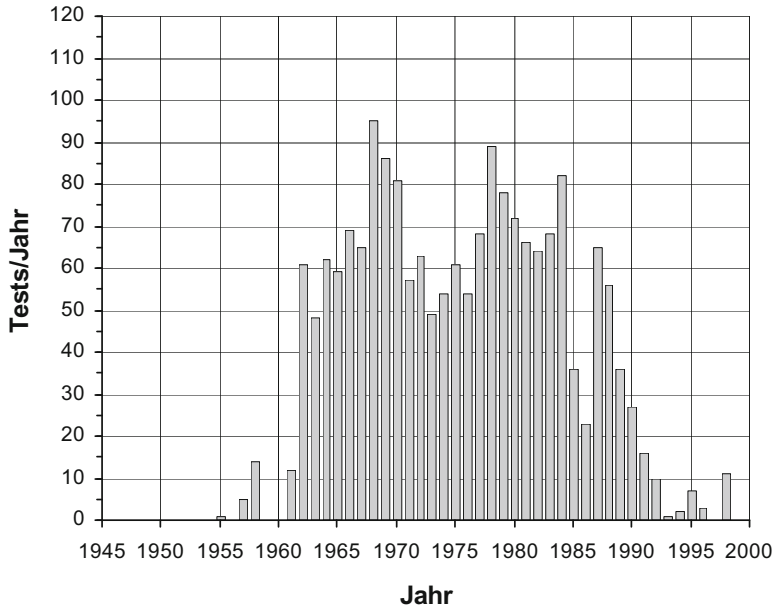


Fig. 14.9: Anzahl der oberirdischen (oben) und unterirdischen (unten) Atomwaffentests nach Daten der Vereinten Nationen [UNSCEAR 2000].

Jahr	Tests	Fission (Mt)	Fusion (Mt)	^{90}Sr (PBq/a)	^{131}J (PBq/a)	^{137}Cs (PBq/a)
1945	3	0,06	-	0,2	13,6	0,3
1946	2	0,04	-	0,1	9,8	0,2
1947	0	-	-	0,0	0,0	0,0
1948	3	0,10	-	0,2	15,9	0,3
1949	1	0,02	-	0,0	3,3	0,1
1950	0	-	-	0,0	0,0	0,0
1951	18	0,51	0,08	1,2	96,5	1,7
1952	11	6,08	4,95	1,2	94,9	1,8
1953	18	0,35	0,36	5,7	72,6	8,6
1954	16	30,90	17,40	17,4	145,0	26,1
1955	20	1,18	0,88	24,0	70,1	35,9
1956	32	10,00	12,90	22,6	331,0	33,9
1957	46	5,25	4,37	24,0	529,0	36,0
1958	88	26,50	30,30	32,7	1110,0	49,1
1959	0	-	-	45,8	0,3	68,6
1960	3	0,07	-	15,9	10,4	23,9
1961	59	18,20	68,30	19,4	395,0	29,2
1962	119	71,80	98,50	63,2	1900,0	94,8
1963	0	-	-	108,0	40,7	163,0
1964	1	0,02	-	76,9	3,0	115,0
1965	1	0,04	-	41,8	11,0	62,7
1966	8	0,94	0,20	19,8	121,0	29,7
1967	5	1,88	1,30	10,3	32,4	15,5
1968	6	4,16	3,44	11,0	17,1	16,5
1969	1	1,90	1,10	10,7	11,4	16,0
1970	9	3,38	2,40	12,4	46,4	18,5
1971	6	0,84	0,62	12,5	24,4	18,8
1972	5	0,13	-	6,7	33,9	10,1
1973	6	1,42	1,10	2,3	13,4	3,5
1974	8	0,75	0,46	5,9	64,7	8,9
1975	0	-	-	3,4	0,0	5,1
1976	3	2,32	1,80	1,8	34,0	2,7
1977	1	0,02	-	3,8	6,7	5,7
1978	2	0,04	-	4,4	5,5	6,6
1979	0	-	-	1,6	0,5	2,3
1980	1	0,50	0,10	1,5	35,6	2,3
Total	**504***	**189,4**	**250,6**	**612,1**	**5299,2**	**918,8**

Tab. 14.13: Daten oberirdischer Kernwaffentests 1945-1980 nach [UNSCEAR 2000]. Zusätzlich wurden noch 39 Sicherheitstests vorgenommen, die Summe beträgt also 543 Tests. Mt: Sprengkraft in Megatonnen des konventionellen Sprengstoffes TNT, PBq: Fallout-Aktivitäten 10^{15} Bq. Die weltweiten Nuklid-Summen (nördliche und südliche Hemisphäre) enthalten auch die kleineren Fallout-Beiträge bis 1999.

Die meisten oberirdischen Tests wurden Ende der 50er Jahre und zu Beginn der 60er Jahre durchgeführt. Personen, die zu dieser Zeit dem Fallout ausgesetzt waren, haben merkliche Mengen langlebigen ^{90}Sr in ihre Knochen eingebaut, die heute noch nachzuweisen sind.

Die wichtigsten Radionuklide für die langfristige Strahlenexposition des Menschen durch Fallout sind in absteigender Bedeutung ^{14}C, ^{137}Cs, ^{95}Zr, ^{90}Sr, ^{106}Ru, ^{144}Ce und ^{3}H. Heute spielen wegen ihrer vergleichsweise großen Lebensdauern nur noch die Nuklide ^{90}Sr, ^{137}Cs, ^{3}H und ^{14}C eine spürbare Rolle für die langfristige menschliche Strahlenexposition. Ein sehr geringer Beitrag von weniger als 0,1% ist, allerdings für viele Tausende von Jahren, von den Aktiniden ^{239}Pu, ^{240}Pu und ^{241}Am zu erwarten. Die momentane mittlere jährliche Effektive Dosis durch externe und interne Strahlenexposition durch Kernwaffenfallout wird in der Bundesrepublik wie weltweit auf unter 10µSv/a geschätzt, die Folgedosen bis zum Abklingen der Radionuklide auf etwa 3,5 mSv [UNSCEAR 2000].

Deutlich höhere Expositionen ergaben sich lokal und regional um die oberirdischen Testorte. So wurden maximale lokale Effektive Dosen um 2 mSv und maximale Schilddrüsendosen bei Kindern von bis zu 200 Sv in Nevada USA ermittelt. In der näheren Umgebung beliefen sich die Effektiven Dosen durch regional transportierte und deponierte Radionuklide zwischen 0,2 und 90 mSv mit einem Bevölkerungsmittel von 2,8 mSv. Bei den Tests auf den Marshallinseln entstanden lokale Effektive Dosen zwischen 1,9 Sv und 0,1 Sv. Die mittleren Schilddrüsendosen der dortigen Bevölkerung lagen bei 12 Gy (maximal 42 Gy bei Erwachsenen, 82 Gy bei Kindern bis 9 Jahren und Dosen bis 200 Gy bei Einjährigen). Ähnliche Dosen traten in den sowjetischen Testsites in Semipalatinsk in Kasachstan, im chinesischen Lop Nor und an den Testorten der Franzosen im Südpazifik auf. Die lokalen Dosen überschritten in vielen Fällen die deterministischen Schwellen, führten also zu Symptomen der Strahlenkrankheit und teilweise selbst zu akuten Verbrennungen.

Trotz der erheblich höheren Anzahl unterirdischer nuklearer Tests spielen diese für die weltweite mittlere Strahlenexposition kaum eine Rolle, da die produzierten und freigesetzten Radionuklide im Wesentlichen im Erdreich gebunden blieben.

14.2.3 Kernenergie

Möglichkeiten zur Strahlenexposition im Rahmen der Verwendung von Kernbrennstoffen bestehen bei der Gewinnung der Erze und ihrer Aufbereitung, der industriellen Herstellung von Brennelementen, der Erzeugung der Kernenergie in Reaktoren, der Wiederaufarbeitung ausgebrannter Brennelemente und bei der Zwischen- oder Endlagerung radioaktiven Abfalls. Die Strahlenexpositionen unterscheiden sich erheblich je nach betrachtetem Personenkreis. Während die mit dem Kreislauf von Kernbrennstoff unmittelbar befassten Personen bei mangelnder Sorgfalt einem zum Teil erheblichen

Risiko ausgesetzt sind, ist im Regelbetrieb der Kernanlagen nur mit geringfügigen Strahlenexpositionen der Bevölkerung zu rechnen. Die Vereinten Nationen befassen sich seit vielen Jahren mit den Risiken der Kernenergie und möglichen Strahlenexpositionen der Bevölkerung. Ausführliche Darstellungen der Problematik und der Analysemethoden finden sich daher in den Reports der Vereinten Nationen [UNSCEAR 1982], [UNSCEAR 1988], [UNSCEAR 1993] und [UNSCEAR 2000].

Abbau und Trennung von Uranerzen: Die vor allem mit der Uranerzgewinnung befassten Nationen sind Australien, Kanada, Kazachstan, Namibia, Niger, die Russische Föderation, die Vereinigten Staaten und Uzbekistan. Während der Gewinnung von Uranerz werden große Mengen an Radongasen freigesetzt. Das Ausmaß ist allerdings sehr stark abhängig von der Gewinnungsmethode. Unterirdische Bergwerke setzen deutlich weniger Radon frei als oberirdische Anlagen. Das Gleiche gilt für die Aufbereitung der Erze. Radonexpositionen sind von den Erzresten (Abfallhalden) und den chemischen Substanzen während der Extraktion des Urans zu erwarten. Hier sind es vor allem die langlebigen Radionuklide ^{226}Ra ($T_{1/2}$ = 1602 a) und ^{230}Th ($T_{1/2}$ = 80000a), die als Vorläufer des ^{222}Rn für eine langfristige Radonexposition sorgen können. Die Erzgewinnung und Trennung exponiert die Menschen im 100 km-Umkreis der entsprechenden Anlagen im Mittel mit jährlichen Effektiven Dosen um 40 µSv/a. Diese Dosisabschätzung wurde von UNSCEAR unter günstigen Voraussetzungen (abgedeckte Abraumhalden, dünn besiedelte Region um die Gewinnungsstätten) errechnet. Sie kann je nach regionalen Bedingungen um eine Größenordnung nach oben oder unten abweichen.

Urananreicherung und Fabrikation von Brennelementen: Werden angereicherte Brennstoffe benötigt wie bei Leichtwasserreaktoren oder gasgekühlten und graphitmoderierten Anlagen, so muss der natürliche Gehalt an ^{235}U auf etwa 2-5% erhöht werden. Dazu wird zunächst das Uran in Oxidform überführt (U_3O_8), chemisch umgewandelt in Urantetrafluorid (UF_4) und anschließend in gasförmiges Uranhexafluorid UF_6 umgewandelt. Diese Substanzen werden nach der Anreicherung (z. B. in Ultrazentrifugen) wie auch die nur schwach angereicherten Uranverbindungen für Schwerwasserreaktoren zu UO_2-Pellets verarbeitet und mit Zirkonium-Legierungen und Edelstahlhüllen umgeben. Möglicherweise freigesetzte Substanzen bei der Pelletproduktion sind Uranisotope. Im Regelbetrieb der Brennelementefabriken ist nur mit vernachlässigbaren Strahlenexpositionen der Bevölkerung zu rechnen.

Betrieb der Kernreaktoren: Beim Regelbetrieb von Kernkraftwerken entstehende Radionuklide können über die Abluft und über das Kühlwasser in die Umwelt gelangen. Die wichtigsten beteiligten Radionuklide sind gasförmige Aktivierungssubstanzen wie ^{14}C, ^{16}N, ^{35}S und ^{41}Ar, bei der Kernspaltung entstehende radioaktive Edelgase des Krypton und Xenon, sowie Tritium und Jodisotope. Sie können durch Inhalation oder Ingestion in den Körper von Menschen gelangen, die sich im Immissionsgebiet kerntechnischer Anlagen befinden. Modellrechnungen ergaben mittlere Effektive Do-

sen zwischen 1 und maximal 10 μSv/a. Umfangreiche Messungen der Abluft, der Abwässer und der Deposition von Radionukliden in der Umgebung von Kernkraftwerken ergeben für die Bundesrepublik mittlere Effektive Dosen unter 1 μSv/a.

Kernunfälle: Bei Unfällen, bei denen Inventar der Reaktoren freigesetzt wird, kann es zu wesentlich höheren auch nicht lokalen oder regionalen Strahlenexpositionen kommen. Durch den bisher größten Reaktorunfall im 1500 km entfernten Kernreaktor in Tschernobyl 1986 erhielt die süddeutsche Bevölkerung z. B. im Mittel Effektive Dosen von 0,2-1,2 mSv im ersten Jahr und 50-Jahres-Folgedosen bis 4 mSv. Der lokal mit dem Reaktorunfall befasste Personenkreis hat dagegen so hohe Strahlendosen erhalten, dass deterministische Schäden bis zum Strahlentod vieler Menschen ausgelöst wurden. Innerhalb weniger Tage und Wochen kam es zu schweren Symptomen der akuten Strahlenkrankheit bei 134 der 237 beteiligten Personen und zum Strahlentod von 28 Menschen, die versucht haben, die Auswirkungen der Katastrophe durch lokale Maßnahmen zu verringern ("Terminatoren").

Bis 1998 sind weitere Todesfälle in diesem Personenkreis als langfristige deterministische Folge dokumentiert. Ungefähr 600000 zivile und militärische Personen waren bis 1990 mit Aufräumarbeiten beschäftigt ("Liquidatoren"). Anders als die direkt während der Katastrophe exponierten Mitarbeiter des Kernkraftwerkes und die Feuerwehrleute war dieser Personenkreis dosimetrisch überwacht, so dass präzise Informationen über deren Strahlenexposition zur Verfügung stehen. Insgesamt mussten etwa 116 Tausend Menschen dauerhaft evakuiert werden. Bis 2000 wurden 1800 Fälle von Schilddrüsenkrebs bei Kindern diagnostiziert, die dem Reaktorunfall zugeschrieben werden. Eine Erhöhung weiterer Krebserkrankungen wie Leukämien oder sonstige solide Tumoren konnten bisher nicht signifikant festgestellt werden, was natürlich auch auf die großen Latenzzeiten bis zur klinischen Manifestation der Krebserkrankungen zurückzuführen ist. Die Vereinten Nationen haben einen sehr informativen und detaillierten Report zum Tschernobyl-Unfall erstellt (Annex J des Reports [UNSCEAR 2000]).

Deterministische Schäden, allerdings nur für wenige Personen im unmittelbaren Umkreis hatte der durch krasses Fehlverhalten provozierte Kritikalitätszwischenfall in einer Wiederaufarbeitungsanlage im japanischen Tokaimura 1999. Die unmittelbar beteiligten Arbeiter erhielten Dosen zwischen 1- 4,5 Gy, 6-10 Gy und 16-20 Gy, Personen im Umkreis bis 350 m vom Unfallort erhielten stochastische Dosen bis 21 mSv.

14.2.4 Energie- und Wärmeerzeugung durch fossile Brennstoffe

Steinkohle enthält im Mittel 50 Bq/kg ^{40}K und je 20 Bq/kg ^{232}Th und ^{238}U und deren Folgenuklide. Bei der Verbrennung von Steinkohle zur Energie- und Wärmeerzeugung werden diese radioaktiven Bestandteile freigesetzt. Sie reichern sich in der Asche an. Flugasche enthält vor allem die Nuklide der Uran- und Thoriumreihe, die mit dem Abgas in die Atmosphäre entweichen können. In Großanlagen, deren Rauch-

gas gefiltert wird, befindet sich die Aktivität anders als beim Hausbrand vor allem in der festen Asche und dem Filtrat. Werden die industriellen Filtrate von Kohlekraftwerken in Baustoffe eingearbeitet, so erhöhen sie auf dem Umweg über die Gebäudestrahlung die externe und interne Strahlenexposition. Die im Rauchgas emittierten Radionuklide erhöhen durch Gammastrahlung die externe und nach Inkorporation die interne Strahlendosis (Knochenoberfläche). Für die Bundesrepublik wird der Beitrag zur Effektiven Dosis durch Kraftwerksemissionen auf etwa 1 µSv/a geschätzt, in der Nähe von Großfeuerungsanlagen werden in ungünstigen Fällen Effektive Dosen bis 0,7 mSv/a erreicht. Wegen der mangelnden Filterung sind die Strahlenexpositionen in der Nähe von kohlegeheizten Wohngebäuden unter Umständen höher als in der Nähe von modernen Kohlekraftwerken.

Die Verbrennung von Erdgas, die Koksfabrikation und die Verwendung von Erdöl tragen nicht wesentlich zur Erhöhung des natürlichen Strahlenpegels bei. Bei einer genaueren Analyse stellt sich sogar heraus, dass die Verbrennung fossiler Energieträger zu einer Verringerung der Strahlenexposition durch natürliches ^{14}C führt. Fossile Brennstoffe enthielten zum Zeitpunkt ihrer Entstehung ^{14}C in der damaligen Gleichgewichtskonzentration. Da die Aufnahme mit der Ablagerung beendet war, ist der Anteil des ^{14}C durch radioaktiven Zerfall mittlerweile nahezu verschwunden. Fossile Brennstoffe sind also weitgehend C-14-frei. Das im Rauchgas in riesigen Mengen emittierte fossile CO_2 verdünnt daher den ^{14}C-Anteil in der heutigen Atmosphäre. Die entsprechende Dosisreduktion von knapp 1µSv/a kompensiert fast den Dosisbeitrag durch die anderen bei der fossilen Energiegewinnung freigesetzten Radionuklide.

14.2.5 Weitere zivilisatorische Strahlungsquellen

Neben den bisher erwähnten "wichtigen" Quellen für die menschliche Strahlenexposition gibt es eine Reihe nicht so bedeutender Strahlungsquellen, die entweder nur wenige Personen betreffen oder von der Dosisleistung her im Vergleich zur natürlichen Strahlenexposition zu vernachlässigen sind. Dazu zählen die so genannten Störstrahler. Das sind Geräte oder Anlagen, bei denen Strahlung als Nebenprodukt entsteht. Typische Vertreter dieser Kategorie von Strahlern sind Fernsehröhren, Hochfrequenzgeneratoren, Rechnerbildschirme u. ä.. In ihnen entsteht weiche Röntgenstrahlung, die bei direktem Kontakt vor allem bei älteren nicht abgeschirmten Geräten zu einer Exposition führen kann. Die Anforderungen an Störstrahler sind in der Röntgenverordnung geregelt. Durch Fernsehgeräte oder Bildschirmarbeitsplätze neuerer Bauart erzeugte Dosisleistungen sind heute so gering, dass sie selbst von hochempfindlichen Messgeräten kaum noch nachgewiesen werden können.

Viele industrielle Produkte enthielten und enthalten radioaktive Substanzen. Bekannt sind die kräftig leuchtenden uranhaltigen Farben, die häufig für Keramiken verwendet wurden. Sie sind bei uns heute nicht mehr zugelassen, da sie beim Gebrauch sowohl Ortsdosisleistungen von einigen hundert µSv/h erzeugten als auch die Möglichkeit zur

Inkorporation der alphastrahlenden Nuklide der Uranzerfallsreihen bei Beschädigungen der Glasuren bestand. Verwendet werden radioaktive Stoffe heute noch als Leuchtfarben für Instrumentenskalen oder Uhren, für Rauchmelder nach dem Ionisationsprinzip, für Füllstandskontrollen in Silos (Absorption der Strahlung durch den Inhalt) und an sonstigen unzugänglichen Stellen, in Leuchtröhren und einigen elektronischen Bauelementen sowie in Geräten zur Dichte- und Dickenmessung. Die wichtigsten dazu verwendeten Radionuklide sind das Tritium, der Alphastrahler ^{241}Am, und das betastrahlende ^{147}Pm, deren Strahlungen schon in den Gehäusen der Uhren und Geräte weitgehend absorbiert werden. Die von solchen Produkten ausgehenden Strahlenexpositionen sind daher im Regelbetrieb unerheblich, es sei denn entsprechende Geräte werden mutwillig geöffnet oder zerstört. Der Beitrag der besprochenen Industrieprodukte zur mittleren Effektiven Dosis liegt unter 1 μSv/a.

Eine nicht zu unterschätzende Quelle radioaktiver Strahlung ist die industrielle Verarbeitung von natürlichen Phospatgesteinen zur Erzeugung von Kunstdünger oder sonstigen Phosphorverbindungen. Phosphatgesteine enthalten bis 1500 Bq/kg Nuklide der Uran-Radium-Reihe, die bis zum Faktor 50 über dem normalen Gehalt angereichert sind, die Nuklide der Thoriumreihe und das ^{40}K in der für Gesteine üblichen Konzentration (s. Tab. 14.1). Neben Düngemitteln ist Phosphatgips ein typisches industrielles Phosphorprodukt, das teilweise auch als Baumaterial verwendet wird. Strahlenexpositionen entstehen bei der Phosphatgewinnung, bei der industriellen Verarbeitung und durch Ausbringen der Düngemittel. Die jährlichen Dosen durch Phosphat betragen für landwirtschaftliches Personal bis zu 20 μSv/a, für die Industriearbeiter bis 0,5 mSv/a. Für die Bevölkerung entsteht eine Strahlenexposition vor allem durch die phosphathaltigen Baumaterialien.

14.2.6 Baumaterialien*

Strahlenexpositionen durch natürliche Baumaterialien können vor allem durch ^{40}K und die Radionuklide der natürlichen Zerfallsreihen des ^{238}U und des ^{232}Th entstehen. Von besonderer Bedeutung ist dabei das ^{226}Ra und sein Folgenuklid ^{222}Rn. Diese Nuklide exponieren perkutan über die durchdringende Gammastrahlung und intern durch Inhalation des freigesetzten Radons. Werden statt natürlicher lokal vorkommender Baumaterialien industriell hergestellte oder veränderte Werkstoffe verwendet, in die Fremdsubstanzen wie Schlacken oder sonstige Abfälle der Industrie eingemischt wurden, so kommt es unter Umständen zu gravierenden Änderungen der Aktivitätskonzentrationen in den verwendeten Baumaterialien.

Die neue deutsche Strahlenschutzverordnung (2001) regelt daher die Verwendung solcher Rückstände zu Bauzwecken. Zusammenstellungen der typischen Aktivitätskonzentrationen von Baumaterialien wie Fliesen, Steinen und sonstigen Substanzen wie Beton, Gips und Ähnlichem findet man in [BFS 2003], [Oldenburg 2003] und in [UNSCEAR 2000].

Material	Radionuklidkonzentrationen					
	^{226}Ra (Bq/kg)		^{232}Th (Bq/kg)		^{40}K (Bq/kg)	
Granit	100	30-500	120	17-311	1000	600-4000
Gneis	75	50-157	43	22-50	900	830-1500
Diabas	16	10-25	8	4-12	170	100-210
Basalt	26	6-36	29	9-37	270	190-380
Granulit	10	4-16	6	2-11	360	9-730
Kies, Sand, Kiessand	15	1-39	16	1-64	380	3-1200
Nat. Gips, Anhydrit	10	2-70	<5	2-100	60	7-200
Tuff, Bims	100	<20-200	100	30-300	1000	500-2000
Ton, Lehm	<40	<20-90	60	18-200	1000	300-2000
Ziegel, Klinker	50	10-200	52	12-200	700	100-2000
Beton	30	7-92	23	4-71	450	50-1300
Kalksandstein, Porenbeton	15	6-80	10	1-60	200	40-800
Kupferschlacke	1500	860-2100	48	18-78	520	300-730
Gips aus Rauchgasentschwefelung	20	<20-70	<20		<20	
Braunkohlefilterasche	82	4-200	51	6-150	147	12-610

Tab. 14.14: Typische Radionuklidkonzentration in verschiedenen Baumaterialien nach einer Zusammenstellung des Bundesamtes für Strahlenschutz [BFS 2003].

Zur Bewertung der Radionuklidgehalte verschiedener Baustoffe wird empfohlen, so genannte **Bewertungszahlen B** aus den Aktivitätskonzentrationen C_{Ra} für ^{226}Ra, C_{Th} für ^{232}Th und C_K für ^{40}K zu errechnen und nur solche Baustoffe einzusetzen, bei denen die Aktivitätskonzentrationen und die daraus berechnete Bewertungszahl bestimmte Grenzen nicht überschreiten. Die Europäische Kommission schlägt die gerundeten Nuklidfaktoren in (Gl. 14.8) vor [RP112].

$$B = C_{Ra}/300 + C_{Th}/200 + C_K/3000 \qquad (14.8)$$

Andere Arbeitsgruppen bevorzugen wegen modifizierter biologischer Bewertungen der Strahlenpegel und der akzeptierbaren Zusatzdosen leicht unterschiedliche Zahlenwerte für Nuklidfaktoren (370/259/4810 [Oldenburg 2003]) oder (1000/1000/670 [Steger 1999]). Als Dosisgrenzen für die Bewertungszahlen nach (Gl. 14.8) schlägt die Europäische Kommission je nach national tolerierter Jahresdosis für Wandmaterialien Bewertungszahlen $B \leq 0{,}5$ - 1,0 vor, für oberflächliche Substanzen Werte zwischen $B \leq 2 - 6$, die bei üblichem Aufenthalt Effektive Jahresdosen in Innenräumen zwischen 0,3 mSv/a und 1 mSv/a erzeugen würden. Ausnahmen sollen nur bei bestimmten lokal

verfügbaren natürlichen Baumaterialien zugelassen werden. Da massive Wände von Gebäuden die natürliche Bodenstrahlung schwächen, muss für eine radiologische Bewertung von Baumaterialien dieser Abschirmeffekt mit berücksichtigt werden.

Spezifische Dosisleistungsfaktoren DF (nGy/h)/(Bq/kg)

Bauform	**^{226}Ra**	**^{232}Th**	**^{40}K**
allseits umschlossene Räume	0,92	1,1	0,08
Boden + Wände Beton, Decke Holz	0,67	0,78	0,057
Holzhaus mit massiven Böden	0,24	0,28	0,02
Oberflächenmaterialien (3cm, 2,6 g/cm^3)	0,12	0,14	0,0096

Tab. 14.15: Spezifische Dosisleistungsfaktoren DF für das EU-Referenzhaus nach [RP112], berechnet wurden diese in der finnischen Originalarbeit [Markkanen 1995].

Die Nuklidfaktoren zur Berechnung der Bewertungszahlen werden unter den folgenden Randbedingungen berechnet (s. Beispiele 1 und 2 unten). Unterstellt wird ein quaderförmiger Referenzraum von 4·5·2,8 m^3 Volumen, mit Wandstärken von 20 cm Beton mit der Dichte von 2,3 g/cm^3. Als Aufenthaltszeit in Gebäuden werden 70000 h/a angesetzt und ein Konversionsfaktor von 0,7 Sv/Gy für die Umrechnung der Ortsenergiedosisleistung in die Effektive Dosis dort befindlicher Personen verwendet. Als natürliche Ortsdosisleistung in unverbauter Umgebung wird 50 nSv/h angenommen. Die Umrechnung der Aktivitätskonzentrationen in Ortsdosisleistungen ist wegen der Abschirmeffekte der Wandmaterialien schwierig. Die in [RP112] verwendeten Umrechnungsfaktoren sind in (Tab. 14.15) für verschiedene Bauarten des Referenzhauses zusammengestellt.

Beispiel 1: Die Dosisleistungsbeiträge in einem allseits umschlossenen Referenzraum sind zu berechnen. Das verwendete Baumaterial Beton enthalte 40 Bq/kg Radium, 40 Bq/kg Thorium und 400 Bq/kg Kalium. Man erhält mit den Faktoren in (Tab. 14.15) als Ortsdosisleistungen DL(Ra) = 40·0,92 nGy/h = 36,8 nGy/h, DL(Th) = 40·1,1 nGy/h = 44 nGy/h und DL(K) = 400·0,08 nGy/h = 32 nGy/h, zusammen also 112,8 nGy/h. Für die Effektive Jahresdosis erhält man daraus E = 112,8nGy/h·7000h/a·0,7 Sv/Gy = 0,55 mSv/a. Soll unter den gegebenen Bedingungen die Dosis von 1 mSv/a nicht überschritten werden, könnten also fast die doppelten Aktivitäten zugelassen werden.

Beispiel 2: Bestimmung der Bewertungszahlen bei einer zulässigen Effektiven Jahresdosisleistung von 1 mSv/a. Dazu stellt man für jedes Radionuklid die folgende Gleichung auf:

$$1\ \text{mSv/a} = \text{DF(nuklid)} \cdot C_{nuklid}\ 0{,}7\ \text{Sv/Gy} \cdot 7000\text{h/a}$$

Man löst diese Gleichung nach den Radionuklidkonzentrationen C_{nuklid} auf und erhält nach Einsetzen der numerischen Werte die folgenden zulässigen Aktivitäten für die drei betrachteten Radionuklide:

$$C_{Ra} = 276\ \text{Bg/kg} \qquad C_{Th} = 231\ \text{Bq/kg} \qquad C_K = 3176\ \text{Bq/kg.}$$

Da jedes einzelne Radionuklid schon für sich allein die Jahresdosis von 1 mSv/a erzeugen würde erhält man bei einer zulässigen Gesamtdosis von 1 mSv/a und Beiträgen aller drei Radionuklide die folgende Bedingung für die zulässigen Radionuklidkonzentrationen:

$$C_{Ra}/276 + C_{Th}/231 + C_K/3176 \leq 1\ \text{mSv/a}$$

Auf- und Abrundung der Nenner ergibt unmittelbar die Beziehung in (Gl. 14.8).

14.2.7 Berufliche Strahlenexposition

Beruflich strahlenexponierte Personen sind Personen, die bei ihrer Berufsausübung oder bei ihrer Berufsausbildung ionisierender Strahlung ausgesetzt sind und dabei Körperdosen akkumulieren können, die bestimmte in den gesetzlichen Strahlenschutzregelungen vorgegebene Grenzwerte überschreiten können. Dazu zählen in erster Linie alle in der medizinischen Radiologie beschäftigten Personen. Sie stellen beispielsweise in der Bundesrepublik zwei Drittel der beruflich strahlenexponierten Personen, erhalten in der Summe allerdings nur etwa 20% der beruflich bedingten kollektiven Strahlendosen.

Da beruflich strahlenexponierte Personen zur gesetzlich überwachten Personendosimetrie verpflichtet sind, hat man über ihre Strahlenexposition die vollständigsten Kenntnisse, vorausgesetzt die Dosimeter wurden bei der Berufsausübung tatsächlich getragen und führten nicht ein Schattendasein in den Schreibtischschubladen oder Spinden der Beschäftigten. In der Bundesrepublik wird die berufliche Strahlenschutzüberwachung von der Röntgen- und der Strahlenschutzverordnung geregelt. Die vorgeschriebenen Dosimeter sind an einer für die jeweilige Strahlenexposition repräsentativen Stelle zu tragen. In der Regel ist das die Vorderseite des Rumpfes. In vielen Fällen muss aber auch an anderen Körperregionen gemessen werden, z. B. an den Händen von Radiologen oder Technikern, die Strahlungsquellen hantieren oder in den Nutzstrahl einer Röntgenanlage fassen. Die mit den amtlichen Strahlenschutzdosimetern gemessenen Personendosen stellen allerdings wegen der unvollständigen Erfassung der Strahlenexpositionen naturgemäß nur Schätzwerte der tatsächlichen Äquivalentdosen bzw. Effektiven Dosen dar.

Weitere beruflich Strahlenexponierte sind Arbeitnehmer in der gesamten Kernindustrie, Bergleute, fliegendes Personal der Luftfahrtgesellschaften und sonstige Beschäftigte in der Industrie oder Wissenschaft, die ionisierender Strahlung ausgesetzt sein können. Die mittlere berufliche Strahlenexposition ausgedrückt als Äquivalentdosis in Deutschland ist kleiner als 0,5 mSv/a [Martignoni/Nitschke]. Allerdings kommt es in

einigen Fällen zu erheblichen höheren Expositionen einzelner Beschäftigter. Hohe berufliche Strahlenexpositionen erhalten in der Bundesrepublik die Mitarbeiter von Leistungskernkraftwerken. Ihnen folgen die in sonstigen kerntechnischen Anlagen Beschäftigten. Beide zusammen erhalten etwa zwei Drittel der kollektiven Effektiven Dosis. Nach Informationen der Vereinten Nationen [UNSCEAR 2000] beträgt die mittlere jährliche Effektive Strahlenexposition der in Kernkraftwerken und der Zulieferindustrie weltweit Beschäftigten im Mittel 1,8 mSv. Dazu kommt die industrielle Nutzung radioaktiver Substanzen mit 0,5 mSv/a, die mittlere jährliche Strahlenexposition für in der Medizin beschäftigte Personen von 0,3 mSv/a mit einem individuellen Dosisbereich bis 3 mSv/a. Umgerechnet auf die Welt-Gesamtbevölkerung erhält man aus den offiziellen Messdaten der beruflich strahlenexponierten Personen mittlere genetisch signifikante Strahlenexpositionen von nur wenigen µSv/a.

Fliegendes Personal erhält im Weltmittel jährliche Effektive Dosen von 3 mSv/a, bei 40 Tagen Flugzeit pro Jahr auf der Nordhalbkugel können Werte bis knapp 6 mSv/a erreicht werden. Eine ähnliche Größenordnung erreichen die Minenarbeiter in Erzbergwerken (im Mittel 2,7 mSv/a), die Arbeiter in Kohlebergwerken (0,7 mSv/a) und in der Mineral verarbeitenden Industrie (1 mSv/a). Mittlere Effektive Dosen von bis zu 4,8 mSv/a erhalten Personen, die beruflich Radonpegeln ausgesetzt sind.

14.3 Zusammenfassung natürliche und zivilisatorische Strahlenexposition

Die durchschnittliche natürliche Effektive Strahlenexposition der Weltbevölkerung beträgt 2,4 mSv/a, Der Hauptbeitrag zur natürlichen Strahlenexposition von etwa 50% (1,2 mSv/a) entstammt der Inkorporation des radioaktiven Radonnuklids ^{222}Rn. Kosmische und terrestrische Strahlenexposition tragen zu etwa gleichen Teilen bei (je ca. 0,4 mSv/a). Einen merklichen Beitrag leistet auch das ^{40}K, das auch natürlich in Nahrungsmitteln vorkommt.

Von der natürlichen Exposition zu unterscheiden sind individuelle Expositionen durch berufliche Strahlenexposition, die zwar für das Individuum erhöhte Strahlenbelastungen darstellen, im Bevölkerungsmittel aber unerheblich sind. Den Hauptbeitrag zur zivilisatorischen Strahlenexposition liefern die radiologischen Anwendungen in der Medizin mit einem weltweiten Jahresmittelwert von 0,35 mSv/a. In westlichen Industrienationen beläuft sich der medizinische Dosisbeitrag mittlerweile auf über 2 mSv/a mit nach wie vor zunehmender Tendenz. Daneben gibt es noch eine Reihe kleinerer Dosisbeiträge aus der Kernenergiegewinnung, aus Kernunfällen und den oberirdischen Atomwaffenversuchen.

Strahlungsquelle	**mittlere Effektive Dosis**	**individueller Bereich**
	(mSv/a)	(mSv/a)
natürl. Strahlenexposition	2,4	1 – 10
mediz. Röntgen Weltmittel	0,4	0,1 – 10
mediz. Röntgen BRD**	2,0	
nuklearmed. Diagnostik	0,1 - 0,3	bis 1000
nuklearmed. Therapie	0,01	bis 800 Gy/Therapie
berufliche Exposition	0,002	0,5 – 5
Kernenergieproduktion	0,0002	0,001 – 0,1
fossile Energie BRD	0,001	0,001 – 0,7
Kernenergie BRD	0,001	
Tschernobyl-Unfall	0,002	0,2 – 1,2*, bis 4
Kernwaffentests	< 0,01	0,01
Industrieprodukte	0,001	0,02 - 0,5
Summe zivilisatorisch:	≈ 0,5 – 1,0	
Total Weltmittel:	**2,9 - 3,4**	**-**
Total westl. Industrienationen:	**4,4**	**-**

Tab. 14.16: Mittelwerte der Effektiven Dosen aus zivilisatorischer und natürlich bedingter Strahlenexposition und individuelle Dosisbereiche nach Daten der Vereinten Nationen [UNSCEAR 2000]. *: mittlere Strahlenexposition in Deutschland West im ersten Jahr nach dem Unfall. **: gilt auch für andere westliche Industrienationen.

- **Die natürliche Strahlenexposition führt im Weltmittel einschließlich der durch Baumaterialien entstehenden Strahlenexposition zu einer Effektiven Dosis von 2,4 mSv/a mit einer typischen individuellen Streubreite zwischen 1 und 10 mSv/a.**
- **Die wichtigste Quelle zivilisatorischer Strahlenexpositionen von knapp 0,4-2,1 mSv/a ist auf die medizinische Radiologie zurückzuführen, die sowohl für die Gesamtbevölkerung als auch für das medizinische Personal erhebliche Dosisbeiträge liefert.**
- **Weniger bedeutend als Strahlungsquelle ist die industrielle Erzeugung fossiler oder nuklearer Energie, die aber messbar zur regionalen Exposition der Bevölkerung und der einschlägig Beschäftigen führt.**
- **Eine nicht zu unterschätzende Quelle für zivilisatorisch bedingte und modifizierte Strahlendosen sind die verschiedenen natürlich vorkommenden oder industriell erzeugten Baumaterialien, die neben ^{40}K oft erhebliche Beimengungen der Nuklide der Uran-Radium- und der Thoriumreihe enthalten.**

- **Diese tragen über die Emanation radioaktiver Edelgase und die emittierte Gammastrahlung zur externen und internen Exposition der Bevölkerung bei.**
- **Durch unsachgemäßes Hantieren verschiedener industrieller Produkte kann es im Einzelfall zu Strahlenexpositionen kommen, die für das Individuum erheblich sein können. Sie spielen für die mittlere Effektive Dosis oder die genetisch signifikante Dosis allerdings kaum eine Rolle.**
- **Die Bedeutung der Radonexposition wurde lange Zeit unterschätzt. Sie wird heute als eine der wesentlichen Quellen für die zivilisatorisch bedingte bzw. modifizierte Strahlenexposition betrachtet. Ihr Beitrag zur natürlichen Effektiven Dosis beträgt etwa 50%.**

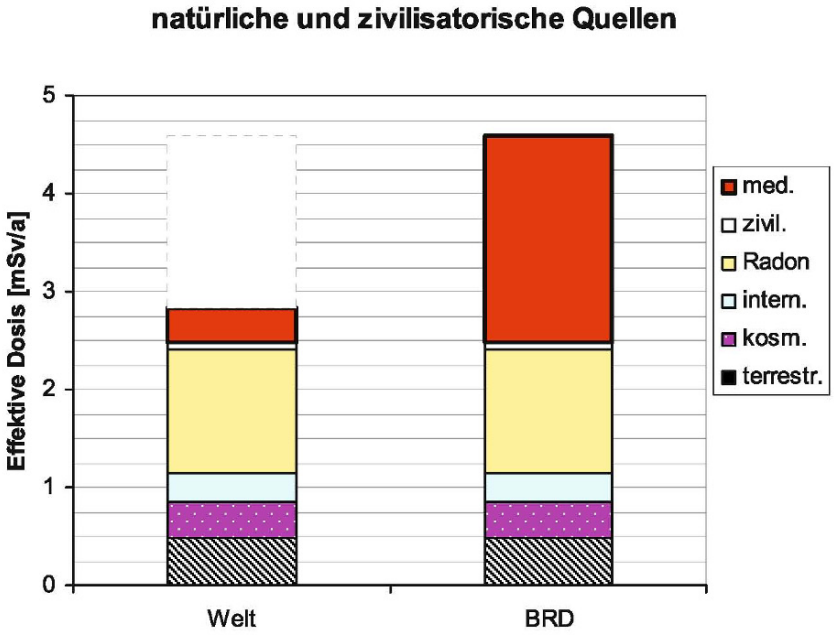


Fig. 14.10: Mittlere jährliche Effektive Dosen aus natürlichen und zivilisatorischen Quellen. Links: Weltmittel. Rechts: BRD (typisch für westliche Industrienationen). Insbesondere ist der fast 50%ige Anteil des Radons zur effektiven natürlichen Dosis zu beachten. Die mittlere Effektive Dosis aus medizinischer Exposition beträgt in der Bundesrepublik wegen der intensiveren medizinischen Versorgung ca. 2,1mSv/a, liegt also um den Faktor 6 höher als im Weltmittel. Der medizinische Anteil hat mittlerweile vor allem durch die Zunahme der interventionellen Techniken nahezu die natürliche Strahlenexposition von 2,4 mSv/a erreicht. Die genetisch signifikante Dosis aus medizinischer Exposition beträgt in der BRD 0,5 mSv/a.

- **Die durch externe und interne Strahlenexposition in Gebäuden entstehenden Effektiven Dosen unterliegen einer durch individuelle Bedingungen beeinflussten breiten Streuung.**

Aufgaben

1. Geben Sie die jährlichen Beiträge zur effektiven natürlichen Strahlenexposition an. Welcher Anteil ist der dominierende Beitrag und warum?

2. Ist es richtig, dass bei Flügen in den üblichen Flughöhen (10 km) die Strahlenexposition durch die mit der Höhe über dem Meeresspiegel zunehmende Höhenstrahlung gerade durch die verminderte terrestrische Strahlenexposition kompensiert wird und Transatlantikflüge über den Nordpol daher neutral bezüglich der Strahlenexposition sind?

3. Was ist der Grund für die höhere effektive terrestrische Strahlenexposition von Kleinkindern? Ist es die geringere Körpergröße und damit verbundene geringere Aufenthaltshöhe über dem Boden und die wegen des Abstandsquadratgesetzes dadurch vergrößerte Strahlenexposition?

4. Vergleichen Sie die zusätzliche innere Strahlenexposition eines Erwachsenen, der ein Pilzgericht mit 1 kg radioaktiv kontaminierter Maronenröhrlinge mit 1 kBq ^{137}Cs verzehrt hat, mit der natürlichen jährlichen Strahlenexposition durch ^{40}K und ^{14}C. Wie groß ist die zusätzliche Strahlenexposition eines Säuglings durch eine Tagesration von 400 ml Muttermilch, wenn diese eine Radionuklidkontamination von 100 Bq/l ^{137}Cs aufweist?

5. Erklären Sie die Entstehung der so genannten Polarlichter.

6. Was ist im Jahresmittel der größte Beitrag zur zivilisatorischen Effektiven Strahlenexposition in den westlichen Industrienationen?

15 Strahlenschutzrecht

In diesem Kapitel wird das System des Strahlenschutzrechts vorgestellt. Neben den grundlegenden nationalen Gesetzen und den europäischen Richtlinien sind die Vorschriften in der deutschen Röntgenverordnung und der Strahlenschutzverordnung zusammengefasst. Beide Verordnungen wurden aus Gründen der europäischen Harmonisierung in den letzten Jahren aktualisiert. Praktische Hinweise zum Vollzug der Vorschriften beider Verordnungen finden sich in einschlägigen nationalen Richtlinien und den Normen des DIN.

15.1. Das System des Strahlenschutzrechts

Das nationale deutsche Atom- und Strahlenschutzrecht ist stark durch internationales Recht beeinflusst. Historische Gründe dafür sind die weltweiten Transporte der für die Erzeugung von Kernbrennstoffen erforderlichen Rohstoffe, die wegen der wenigen Erzlagerstätten erforderlich sind, sowie die wegen der Kosten notwendige internationale Beteiligung bei einschlägigen Entwicklungsvorhaben und bei der Entsorgung nuklearer Abfälle. Nicht zuletzt spielt auch die grenzüberschreitende Auswirkung ionisierender Strahlungen bei Kernunfällen, nuklearen Katastrophen und beim Fall-Out aus Kernwaffenerprobung und -einsatz eine wichtige Rolle.

In den letzten Jahrzehnten haben internationale, nationale und regionale Institutionen deshalb eine Vielzahl von Gesetzen, Verordnungen, Richtlinien, Normen und Empfehlungen erarbeitet, die sich alle mit Strahlenschutzfragen befassen. Grundlage der deutschen gesetzlichen Regelungen des Strahlenschutzes ist vor allem **das "Gesetz über die friedliche Verwendung der Kernenergie und den Schutz gegen ihre Gefahren"** vom 23. Dez. 1959, das so genannte Atomgesetz (AtG), das auf der im Grundgesetz getroffenen Grundsatzentscheidung zur friedlichen Nutzung der Kernenergie beruht (Art. 74 Nr. 11a, 87c GG). Das Atomgesetz trat zum 1. Jan. 1960 in Kraft und hat zurzeit nach §1 AtG den Zweck:

- **die Nutzung der Kernenergie zur gewerblichen Erzeugung von Elektrizität geordnet zu beenden und bis zum Zeitpunkt der Beendigung den geordneten Betrieb sicherzustellen,**
- **Leben, Gesundheit und Sachgüter vor den Gefahren der Kernenergie und den schädlichen Wirkungen ionisierender Strahlen zu schützen und durch Kernenergie oder ionisierende Strahlen verursachte Schäden auszugleichen,**
- **zu verhindern, dass durch Anwendung oder Freiwerden der Kernenergie die innere oder äußere Sicherheit der Bundesrepublik Deutschland gefährdet wird,**

- **die Erfüllung internationaler Verpflichtungen der Bundesrepublik Deutschland auf dem Gebiet der Kernenergie und des Strahlenschutzes zu gewährleisten.**

Neben den in §1 AtG definierten Aufgaben regelt das Atomgesetz die Zuständigkeiten der Behörden, legt Regeln für die Genehmigungspraxis fest und definiert die Aufgaben der staatlichen Aufsicht. Zuständig für die staatliche Aufsicht und atomrechtliche Genehmigungen sind grundsätzlich Landesbehörden, die im Rahmen der Bundesauftragsverwaltung ihre Zuständigkeiten wahrnehmen. Das Atomgesetz enthält auch Haftungsvorschriften und zwar in Form der so genannten Gefährdungshaftung, bei der der Betreiber unabhängig von einem Verschulden für entstehende Schäden haften muss. Darüber hinaus ermächtigt das Atomgesetz die Bundesregierung bzw. den für die kerntechnische Sicherheit und den Strahlenschutz zuständigen Bundesminister zum Erlass von Rechtsverordnungen. Aus diesem Grund sind weite Teile des Strahlenschutzrechtes außerhalb des Atomgesetzes durch Verordnungen z. B. durch die Strahlenschutzverordnung [StrlSchV] und die Röntgenverordnung [RöV] geregelt.

Die **Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlen** (Strahlenschutzverordnung: StrlSchV vom 20. Juli 2001) legt in §§1+2 ihren sachlichen Geltungsbereich fest. Der Zweck ist, die Umwelt vor der schädlichen Wirkung ionisierender Strahlung zu schützen. Sie trifft Regelungen für **Tätigkeiten** wie den Umgang und den Verkehr mit radioaktiven Stoffen, einschließlich des Transportes, der Gewinnung, der Aufbereitung und Lagerung von Kernbrennstoffen sowie die Errichtung und den Betrieb von Anlagen zur Erzeugung ionisierender Strahlen und von Störstrahlern mit Ausnahme der in der Röntgenverordnung erfassten Anlagen (s. u.). Sie regelt außerdem die Bestimmung bei **Arbeiten**, bei denen Personen natürlichen Strahlungsquellen so ausgesetzt werden können, dass die Strahlenexpositionen aus der Sicht des Strahlenschutzes nicht außer Acht gelassen werden dürfen.

Die **Verordnung über den Schutz vor Schäden durch Röntgenstrahlen** (Röntgenverordnung: RöV, Inkrafttreten Juli 2002) ist dagegen nach §1 RöV zuständig für Röntgeneinrichtungen und Störstrahler, mit denen Röntgenstrahlen mit einer Energie von mindestens 5 keV durch beschleunigte Elektronen erzeugt werden können und die Energie der Elektronen auf 1 MeV begrenzt ist. Sie ist nicht zuständig für Störstrahler, die zur Erzeugung anderer ionisierender Teilchenstrahlung betrieben werden. Die Röntgenverordnung ist ausdrücklich nicht auf medizinische Anwendungen oder die Erzeugung von Röntgenstrahlung für die Medizin beschränkt.

Neben den gesetzlichen Vorschriften gibt es noch die so genannten nationalen **Richtlinien**, wie z. B. die "Richtlinie Strahlenschutz in der Medizin" [RL-StrlSchMed], die Richtlinie über die Maßnahmen bei einer Hautkontamination mit radioaktiven Substanzen [KontamHaut] oder die Fachkunderichtlinie über die Anforderungen zur Fachkunde für die Anwendung von Röntgenstrahlung am Menschen [FachkundeRL-

Röntgen]. Sie werden in Übereinkunft mit Landesbehörden von der obersten für den Strahlenschutz zuständigen Bundesbehörde erlassen und enthalten Konkretisierungen der im Strahlenschutzrecht enthaltenen Vorschriften. Sie sollen ein einheitliches Vorgehen der zuständigen Behörden und der mit dem Strahlenschutz befassten Verwaltungen gewährleisten. Für den Betreiber einer Anlage oder den Bürger sind solche Richtlinien nicht unmittelbar bindend. Ihre Inhalte können es aber auf dem Umweg über das Genehmigungsverfahren und die einschlägigen Verwaltungsvorschriften werden und haben zumindest eine informierende und orientierende Wirkung.

Einer ähnlichen Aufgabe dienen die **DIN-Normen**, die als unverbindliche Übereinkunft von nichtstaatlichen Organisationen z. B. bestimmten Industrieverbänden verabschiedet werden. Die Inhalte der DIN-Normen repräsentieren in der Regel den aktuellen Stand der Technik auf dem jeweils behandelten Sachgebiet. Solche Normen haben große Bedeutung für die Vereinheitlichung beispielsweise in der industriellen Produktion. Soweit DIN-Normen zum Strahlenschutz und zur Radiologie nicht ausdrücklich in Verordnungen erwähnt werden oder in diesen auf sie verwiesen wird, haben sie primär ebenfalls keinen rechtlich bindenden Charakter. Die Verwendung der Normen erleichtert bei Streitfällen jedoch die Beweislage, da ihre Aussagen als antizipierte Sachverständigengutachten aufgefasst werden können. Bei Beachtung der in den Normen festgehaltenen Regeln ist daher davon auszugehen, dass der Anwender sich nach den Regeln von Wissenschaft und Technik verhält. Als von den Strahlenschutzvorschriften Betroffener tut man daher gut daran, sowohl Richtlinien als auch Normen für die praktische Arbeit heranzuziehen.

Die einschlägigen nationalen und internationalen Fachgesellschaften für Strahlenschutz und Radiologie wie die Deutsche Röntgengesellschaft (DRG), die Deutsche Gesellschaft für Radioonkologie (DEGRO), die Deutsche Gesellschaft für Nuklearmedizin (DGN) und die Deutsche Gesellschaft für Medizinische Physik (DGMP) veröffentlichen in unregelmäßigen Abständen Empfehlungen für bestimmte Teilgebiete der Radiologie. Sie sind ebenfalls nicht rechtsverbindlich aber sehr informativ und hilfreich bei der praktischen Arbeit.

Von besonderer grundlegender Bedeutung für die nationalen Strahlenschutzgesetzgebungen ist die Arbeit wissenschaftlicher nationaler und internationaler Fachgremien, die sich mit der Radiologie und dem Strahlenschutz befassen. Die wichtigsten von ihnen sind die Weltgesundheitsorganisation (WHO), die schon mehrfach in diesem Buch zitierte Internationale Strahlenschutzkommission (ICRP), die einschlägigen Gremien der Vereinten Nationen (UNSCEAR), die Internationale Atom-Energie Agentur (IAEA in Wien) und die Deutsche Strahlenschutzkommission (SSK). Die Ergebnisse ihrer Arbeit werden in Form unverbindlicher Empfehlungen oder Reports publiziert. Sie dienen in der Regel als wissenschaftliche Grundlage für die nationale Gesetzgebung der Mitgliedstaaten dieser Organisationen und ermöglichen über Normen und Richtlinien einen gemeinsamen Sicherheitsstandard beim Umgang mit ionisierender Strahlung.

StrlSchV und RöV enthalten eine Vielzahl von Vorschriften und Regelungen, die im Rahmen dieses Buches nicht detailliert dargestellt werden können. Einige Vorschriften sind aber von so grundlegendem Interesse, dass sie hier kurz erläutert werden sollen. Dazu zählen die Aufgaben und die Stellung der Strahlenschutzverantwortlichen und der Strahlenschutzbeauftragten, die Fach- und Sachkundeanforderungen sowie die Definitionen der Strahlenschutzbereiche. Andere Regelungen der beiden Verordnungen sind unmittelbar aus den Verordnungstexten verständlich oder werden durch die einschlägigen Richtlinien erklärt. Auch die deutschen DIN-Normen enthalten viele Erläuterungen und Begriffsbestimmungen zum Strahlenschutzrecht und für die praktische Arbeit.

15.2 Strahlenschutzverantwortliche und Beauftragte, Anwender

Sowohl die Strahlenschutzverordnung als auch die Röntgenverordnung kennen Strahlenschutzverantwortliche und Strahlenschutzbeauftragte, die zusammen für die Einhaltung der Strahlenschutzvorschriften verantwortlich sind. Sie sind also die Hauptadressaten der beiden Verordnungen.

Strahlenschutzverantwortliche: Nach §13 RöV ist Strahlenschutzverantwortlicher, wer eine Röntgeneinrichtung oder einen Störstrahler betreibt, dessen Betrieb der Genehmigung bedarf oder anzuzeigen ist. Nach §31 StrlSchV ist Strahlenschutzverantwortlicher, wer entweder einer Genehmigung nach dem Atomgesetz oder nach der StrlSchV bedarf, wer der Planfeststellung bedarf oder wer nach der StrlSchV Anzeigen zu erstatten hat. Die einschlägigen Bestimmungen in StrlSchV und RöV sind nahezu wortgleich und auch inhaltlich weitgehend identisch, so dass im Weiteren nicht mehr nach den einzelnen Verordnungen differenziert werden soll. Der Betreiber kann eine natürliche oder juristische Person sein. Ist der Betreiber eine juristische Person, muss der zuständigen Behörde eine natürliche Person benannt werden, die für die juristische Person die Aufgaben des Strahlenschutzverantwortlichen wahrnimmt. Ist beispielsweise ein kommunaler Verband der Betreiber eines Krankenhauses, so wird in der Regel der Verwaltungsleiter als Strahlenschutzverantwortlicher benannt. In Arztpraxen ist es der Praxisinhaber, in kerntechnischen Anlagen oder sonstigen Unternehmen eine von der Firmenleitung benannte natürliche Person. Der Strahlenschutzverantwortliche hat nach der RöV unter Beachtung des Standes der Technik, nach der StrlSchV unter Beachtung des Standes von Wissenschaft und Technik zum Schutz einzelner und der Allgemeinheit dafür zu sorgen, dass alle einschlägigen Schutzvorschriften der beiden Verordnungen eingehalten werden (§15 RöV, §33 StrlSchV). Dazu hat er geeignete Räume, Schutzvorrichtungen, Geräte und Schutzausrüstungen zur Verfügung zu stellen, ausreichend fachkundiges Personal bereitzustellen und in geeigneter Weise die Betriebsabläufe zu regeln. Der Verantwortliche kann seinerseits einen Bevollmächtigten ernennen, was in großen Häusern oft sinnvoll ist, ihn selbst aber nicht von seinen Pflichten entbindet.

Strahlenschutzbeauftragte: Wenn der Betrieb der genehmigungspflichtigen Einrichtungen dies erfordert, haben Strahlenschutzverantwortliche einen oder mehrere Strahlenschutzbeauftragte schriftlich zu bestellen. Sofern dies von den betrieblichen Abläufen her möglich ist und der Strahlenschutzverantwortliche die nötige Fachkunde besitzt, kann er auch selbst als Strahlenschutzbeauftragter benannt werden. Dem Strahlenschutzbeauftragten dürfen nur solche Aufgaben übertragen werden, die er auf Grund seiner betrieblichen Stellung und seiner Befugnisse auch erfüllen kann. Als Strahlenschutzbeauftragte sind solche natürlichen Personen zu bestellen, gegen deren Zuverlässigkeit keine Bedenken bestehen und die die notwendige Fachkunde besitzen. Dem Strahlenschutzbeauftragten ist bei seiner Bestellung sein innerbetrieblicher Entscheidungsbereich schriftlich mitzuteilen, der Aufsichtbehörde ist von der Bestellung und der Festlegung dieses innerbetrieblichen Entscheidungsbereiches Mitteilung zu machen. Gemäß §31 Abs. 2 StrlSchV bleiben die Pflichten des Strahlenschutzverantwortlichen in vollem Umfang bestehen, auch wenn Strahlenschutzbeauftragte bestellt sind. Diese Formulierung ist nicht wörtlich zu verstehen, da sonst die Bestellung von Strahlenschutzbeauftragten sinnlos wäre. Vielmehr liegt ihre Bedeutung darin, dass die Verantwortlichkeit des Strahlenschutzverantwortlichen durch die Bestellung von Strahlenschutzbeauftragen zwar nicht eingeschränkt aber doch inhaltlich verändert wird. So hat er nicht mehr die Aufgaben des praktischen Strahlenschutzes, wie Unterweisungen, Messungen u. ä. zu erfüllen; ihn treffen aber weiterhin die bereits genannten Organisations- sowie die materiellen und personellen Bereitstellungspflichten. Darüber hinaus gehen Mängel und Unterlassungen in der Form, in der Auswahl und Überwachung des Beauftragten, die zu geringe Zahl von Beauftragten und vor allem eine unzureichende Kompetenzübertragung an den Beauftragten stets zu seinen Lasten.

Die Pflichtenkataloge der Strahlenschutzbeauftragten finden sich in §15 RöV und §33 StrlSchV. Sie umfassen u. a. folgende Aufgaben: Unterweisung, Aufzeichnung, Kennzeichnung, Überwachung und Kontrollen, Wartung und Beachtung von Tätigkeitsverboten und -beschränkungen. In der RöV zählen dazu auch die Aufgaben der Qualitätssicherung und -kontrolle, in der StrlSchV alle Maßnahmen zur Lagerung und Beseitigung radioaktiver Abfälle. Der wesentliche Teil der Aufgaben des Strahlenschutzbeauftragten besteht darin, die in den Verordnungen durch Grenzwerte festgelegten maximal zulässigen Strahlenexpositionen von Bevölkerung, Umwelt und beruflich strahlenexponierten Personen zu überwachen und wegen des Minimierungsgebotes wenn möglich zu unterbieten.

Die Stellung des Strahlenschutzverantwortlichen und des Strahlenschutzbeauftragten wird ausdrücklich und textgleich in §14 RöV und §32 StrlSchV geregelt. Beauftragte sind danach nur verpflichtet, die durch die Verordnungen bestimmten Aufgaben im Rahmen ihrer innerbetrieblichen Entscheidungsbereiche zu erledigen. Sie sind diesbezüglich nicht weisungsgebunden, sondern unmittelbar den Vorschriften der Verordnungen unterworfen. Darüber hinaus sind sie verpflichtet, alle Mängel, die den Strah-

lenschutz beeinträchtigen, sofort dem Strahlenschutzverantwortlichen mitzuteilen. Kommt es zwischen dem Beauftragtem und dem Verantwortlichem zu keiner Einigung über eine vom Beauftragten angeordnete Strahlenschutzmaßnahme oder Einrichtung, so muss der Verantwortliche dem Beauftragten die Ablehnung schriftlich mitteilen und begründen und zudem dem Betriebsrat oder Personalrat und der zuständigen Behörde je eine Abschrift übersenden. Der Verantwortliche ist auch verpflichtet, jeden Beauftragten über alle Verwaltungsakte oder Maßnahmen, die dessen Aufgaben oder Befugnisse betreffen, unverzüglich zu informieren. Beide haben außerdem mit den Personalvertretungen der Betriebe und den Fachkräften für Arbeitssicherheit zusammenzuarbeiten und den Personal- oder Betriebsrat auf dessen Wunsch hin zu beraten.

Damit dem Beauftragten durch seine, manchmal den wirtschaftlichen Interessen des Betriebes vordergründig zuwiderlaufenden Pflichten keine Nachteile erwachsen, sprechen die beiden Verordnungen ein ausdrückliches Behinderungs- und Benachteiligungsverbot wegen seiner Strahlenschutztätigkeit aus. Kann ein Beauftragter wegen eines unzureichenden Entscheidungsbereiches oder aus anderen Gründen seine Aufgaben nur unzureichend wahrnehmen, so kann die Aufsichtsbehörde den Strahlenschutzbeauftragten von seinen Pflichten entbinden. Die gesamte Strahlenschutzverantwortung fällt dann auf den Verantwortlichen zurück. Der Sinn dieser Regelung ist es, den Genehmigungsinhaber zu zwingen, entweder den Entscheidungsbereich des einzelnen Beauftragten so zu erweitern, dass er seinen Pflichten nachkommen kann, oder ausreichend viele Strahlenschutzbeauftragte zu bestellen. Tut er dies nicht, kann die atomrechtliche Genehmigung durch die Behörden widerrufen werden.

Anwender: Beide Verordnungen regeln die medizinische Anwendung ionisierender Strahlung am Menschen durch ausführliche Vorschriften (RöV §§23-25, StrlSchV §§80-86). Gefordert wird in beiden Regelwerken neben einer medizinischen Ausbildung die Fachkunde und Sachkunde im Strahlenschutz (s. Kap. 15.2).

Der Kreis der berechtigten Personen zur Anwendung von Röntgenstrahlung am Menschen in der Heilkunde oder Zahnheilkunde ist in §24 RöV geregelt. Selbständige Anwender dürfen approbierte Ärzte sein, wenn sie die Strahlenschutzfachkunde als Teil- oder Vollradiologe besitzen (§24 Abschnitt 1, Satz 1,2). Falls sie die Fachkunde nicht besitzen, dürfen sie nur unter ständiger Aufsicht und Verantwortung fachkundiger Ärzte anwenden, wenn sie darüber hinaus Kenntnisse im Strahlenschutz verfügen (§24 Abschnitt 1, Satz 3). Die technische Durchführung ist nach §24 RöV Abschn. 2 neben den Ärzten examinierten Medizinisch-Technischen Radiologie-Assistenten (MTRA) erlaubt. In der entsprechenden Ausbildung befindlichen MTRA dürfen nur unter ständiger Aufsicht und Verantwortung fachkundiger berechtigter Personen Röntgenstrahlung am Menschen anwenden. Medizinisch-Technische Assistenten (MTA) benötigen zusätzlich zu ihrer Ausbildung wie die so genannten Assistenzberufe (Arzthelferinnen, Pflegekräfte und andere Personen mit einer medizinischen Ausbildung) Kurse zum Erwerb der erforderlichen Kenntnisse im Strahlenschutz. Der Kreis der berechtigten Personen zur Anwendung ionisierender Strahlung am Menschen nach der

Strahlenschutzverordnung ist in §§80ff StrlSchV nahezu wortgleich zu den Bestimmungen der RöV geregelt.

15.3 Fachkunde im Strahlenschutz

Die in der Röntgenverordnung und der Strahlenschutzverordnung geforderte Fachkunde für Strahlenschutzbeauftragte und Personen, die Strahlung am Menschen anwenden oder auf andere Weise mit Strahlung umgehen, ist neuerdings textgleich in beiden Verordnungen geregelt. Danach besteht diese Fachkunde aus drei Teilen, einer für den jeweiligen Anwendungsbereich geeigneten **Berufsausbildung**, aus praktischer **Erfahrung** im einschlägigen Tätigkeitsfeld (Sachkunde) und aus **Strahlenschutzkenntnissen**, die in anerkannten Strahlenschutzkursen vermittelt werden.

- **Berufsausbildung**
- **praktische Erfahrung (Sachkunde)**
- **Strahlenschutzfachkunde durch Kurse**

Die Berufsausbildung für Mediziner bedeutet die Approbation als Arzt, für Physiker das Physikexamen, für MTRA das nach 3 Jahren abgelegte Staatsexamen und für die Assistenzkräfte eine sonstige medizinische Ausbildung. Die Sachkunde umfasst die praktische Erfahrung. Sie muss daher durch geeignete Tätigkeit im einschlägigen Fachgebiet erworben werden. Im Bereich der medizinischen Anwendung von Röntgenstrahlung am Menschen bedeutet das für Ärzte praktisches Arbeiten in der Radiologie unter der Verantwortung und Kontrolle von fachkundigen Radiologen. Diese Arbeiten sind zu testieren. Die Anforderungen im Röntgen sind in der Fachkunderichtlinie Röntgen [FachkundeRL-Röntgen] einschließlich der erforderlichen Fallzahlen bzw. Zeiten für jede Untersuchungstechnik festgehalten. Je nach Anwendungsgebiet wird zwischen Vollradiologen und Teilradiologen unterschieden. Für den medizinischen Geltungsbereich der Strahlenschutzverordnung gelten die Ausführungen der Richtlinie Strahlenschutz in der Medizin [RL-StrlSchMed], die auch Anforderungen an die Kursinhalte und die praktische Erfahrung enthält. Details sind in der erwähnten Richtlinie beschrieben.

Strahlenschutzkenntnisse werden in so genannten "Strahlenschutzkursen" anerkannter Kursstätten vermittelt. Die Inhalte dieser Kurse sind ebenfalls in den einschlägigen Richtlinien vorgeschrieben. Für Ärzte im Bereich der medizinischen Radiologie besteht das Kurssystem aus einem **Kenntniskurs** (8-h-Unterweisung), der am Ort der praktischen Tätigkeit durchgeführt werden kann. Diese 8h-Unterweisung muss sowohl praktische Aspekte als auch theoretische Lerninhalte enthalten. Sie wird ohne Prüfung abgeschlossen. Ohne Erwerb der Kenntnisse in dieser Unterweisung dürfen die angehenden Radiologen oder Teilradiologen keine praktischen radiologischen Tätigkeiten vornehmen. Zusätzlich sind ein **Grundkurs,** ein **Spezialkurs** und weitere Kurse für

die **Computertomografie** und das **interventionelle Röntgen** bei der Untersuchung mit Röntgenstrahlung zu besuchen. In letzter Zeit werden von den meisten Veranstaltern die Kenntniskurse in die Grundkurse integriert. Für den Gültigkeitsbereich der Strahlenschutzverordnung in der Medizin besteht das Kurssystem für Mediziner aus einem Grundkurs und Spezialkursen je nach Anwendungsgebiet (Nuklearmedizin, verschiedenen Sparten der Strahlentherapie). Medizinphysiker müssen einen Grundkurs und einen Spezialkurs absolvieren. Alle diese Strahlenschutzkurse sind mit einem Wissenstest (meistens in Form von Multiple-Choice-Fragen) zu überprüfen.

Medizinisch-technische Radiologieassistenten erwerben sowohl die praktische Erfahrung als auch das erforderliche theoretische Wissen im Strahlenschutz nach RöV und StrlSchV automatisch mit ihrem Examen. MTA nach dem alten MTA-Gesetz benötigen zu ihrer Ausbildung dagegen zusätzliche Kenntnisse im Strahlenschutz. Sie müssen also Kurse besuchen. Medizinische Assistenzkräfte müssen ausführliche Strahlenschutzkurse absolvieren, in denen auch umfangreiche Kenntnisse zur praktischen Arbeit vermittelt werden.

Die Fachkunde im Strahlenschutz muss mindestens alle 5 Jahre durch eine erfolgreiche Teilnahme an einem anerkannten Kurs aktualisiert werden (Fachkundeerhalt in "Refresherkursen"). Falls diese Aktualisierung nicht glaubhaft belegt wird oder berechtigte Zweifel an der Fachkunde bestehen, können die zuständigen Aufsichtsbehörden die Fachkunde entziehen oder Auflagen erteilen und gegebenenfalls die Überprüfung der Fachkunde anordnen. Für die Zeitpunkte der Fachkunde-Erneuerung waren Übergangsregeln bis 2007 in der RöV und StrlSchV enthalten. Die Inhalte der Refresherkurse nach der RöV sind in einer gesonderten Richtlinie [FachkundeRL-Röntgen] geregelt.

15.4 Strahlenschutzbereiche

Strahlenschutzbereiche sind räumliche Bereiche, in denen entweder eine bestimmte Ortsdosisleistung überschritten wird, oder in denen Personen beim Aufenthalt bestimmte Körperdosen erhalten können. Die StrlSchV definiert die Strahlenschutzbereiche im §36, die RöV in den §§19-20. Die Definitionen sind in beiden Verordnungen inzwischen textgleich.

Überwachungsbereiche grenzen unmittelbar an die Kontrollbereiche. Überwachungsbereiche sind nicht zum Kontrollbereich gehörende betriebliche Bereiche, in denen Personen im Kalenderjahr eine Effektive Dosis von mehr als 1 mSv oder höhere Organdosen als 15 mSv für die Augenlinse oder 50 mSv für die Haut, die Hände, die Unterarme, die Füße und die Knöchel erhalten können.

Ein **Kontrollbereich** ist ein Bereich, in dem Personen im Kalenderjahr eine Effektive Dosis von mehr als 6 mSv oder höhere Organdosen als 45 mSv für die Augen oder 150 mSv für die Haut, die Hände, die Unterarme, die Füße und die Knöchel erhalten

können. Kontrollbereiche können ortsfest oder ortsveränderlich sein. Sie sind abzugrenzen und eindeutig zu kennzeichnen. Die Kennzeichnung und Abgrenzung kann je nach Strahlerart nur während der Einschaltzeit oder der Betriebsbereitschaft einer Anlage oder auch permanent vorgeschrieben sein. Bei Kontrollbereichen nach der StrlSchV muss die Kennzeichnung mindestens ein Strahlenwarnzeichen (schwarzes Flügelrad auf gelbem Grund) und den Textzusatz "Kontrollbereich" enthalten. Bei Kontrollbereichen muss die Kennzeichnung nach der RöV im Einschaltzustand der Anlage mindestens die Worte "Kein Zutritt Röntgen" enthalten. Der Zutritt zu Kontrollbereichen ist beschränkt auf Personen, die zur Durchführung oder Aufrechterhaltung der vorgesehenen Betriebsvorgänge und zu Ausbildungszwecken darin tätig werden müssen, oder deren Anwesenheit als Patient oder Begleitperson eines Patienten nach Ansicht eines Strahlenschutzbeauftragten erforderlich ist. Maßgeblich für die Festlegung der Grenzen von Überwachungsbereichen und Kontrollbereichen ist eine Aufenthaltszeit von 40 h je Woche und 50 Wochen im Kalenderjahr, also 2000 Arbeitsstunden pro Jahr, soweit keine anderen begründeten Angaben über die Aufenthaltszeit vorliegen.

Bereich	**StrlSchV + RöV**	**Bemerkung**
Überwachungsbereich	Effektive Dosis mehr als 1 mSv, mehr als 15 mSv für die Augenlinse und mehr als 50 mSv für die Haut, Hände, Unterarme, Füße, Knöchel	bei 40 Stunden Aufenthalt je Woche und 50 Wochen im Kalenderjahr
Kontrollbereich	Effektive Dosis mehr als 6 mSv, mehr als 50 mSv für die Augenlinse und mehr als 150 mSv für die Haut, Hände, Unterarme, Füße, Knöchel	bei 40 Stunden Aufenthalt je Woche und 50 Wochen im Kalenderjahr
Sperrbereich	Ortsdosisleistung größer als 3 mSv/h	unabhängig von Aufenthaltsdauer

Tab. 15.1: Einheitliche neue Definitionen der Strahlenschutzbereiche nach StrlSchV und RöV.

Sperrbereiche sind nach StrlSchV Teile eines Kontrollbereiches, in denen die Ortsdosisleistung höher als 3 mSv/h sein kann. Sie sind dauerhaft abzugrenzen und mit der Kennzeichnung "Sperrbereich - kein Zutritt" zu versehen. In der RöV wird der Sperrbereich nicht mehr explizit erwähnt, aber de facto in §20 Absatz 4 für Bestrahlungsräume mit der gleichen Dosisleistungsgrenze von 3 mSv/h verwendet. Wie der Name schon sagt, ist der Zutritt zu Sperrbereichen bis auf wenige Ausnahmen untersagt.

Dies gilt auch für Teilkörperexpositionen wie beispielsweise beim Hineinlangen in ein Strahlungsfeld mit den Händen oder Unterarmen. Für medizinische Behandlungen von Patienten oder dringende betriebliche Abläufe ist der Zutritt ausnahmsweise gestattet.

Die RöV kennt noch einen weiteren Bereich, den so genannten **Röntgenraum**. Röntgeneinrichtungen dürfen nur in einem allseitig umschlossenen Raum betrieben werden, der in der Genehmigung oder in der Bescheinigung des Sachverständigen bezeichnet ist. Ausnahmen sind nur zugelassen, wenn der Zustand der untersuchten Person oder des untersuchten Tieres dies zwingend erfordert.

15.5 Grenzwerte

In den ersten Jahrzehnten seit der Entdeckung der Radioaktivität und der Röntgenstrahlung wurde aus Unkenntnis der biologischen Strahlenwirkungen ziemlich sorglos mit Strahlenquellen umgegangen. Die ersten bekannten Strahlenschäden waren Hautverbrenungen und Blutbildveränderungen. Sie würden heute zu den deterministischen Strahlenwirkungen gerechnet. Die ersten Versuche, eine Schadensbegrenzung durch Strahlenexpositionen zu erreichen, gingen folgerichtig davon aus, dass für Strahlenschäden Toleranzschwellen existieren, unterhalb derer keine kurzfristig sichtbaren Strahlenschäden vorkommen. Schon 1913 hat die Deutsche Röntgengesellschaft ein Merkblatt mit Richtlinien für den Strahlenschutz herausgegeben, das allerdings nur somatische, nichtstochastische Schäden berücksichtigte. Der amerikanische Radiologe ***Mutscheller*** schlug 1924 einen Grenzwert für die jährliche Strahlenexposition durch Röntgenstrahlung (die so genannte Toleranzdosis für Hauterytheme SED: Skin erythema dose) vor, der deterministische Schäden mit Sicherheit vermeiden sollte [Mutscheller1925].

1928 wurde auf dem zweiten Internationalen Kongress für Radiologie in Stockholm die erste internationale Strahlenschutzkommission ICRP gegründet. Sie hieß damals **International X-ray and Radium Protection Committee** und bestand aus den 5 Gründungsmitgliedern [Taylor]. Ihre Vorschläge zum Strahlenschutz basierten auf einer Ausarbeitung des Britischen Strahlenschutzkommittees und berührten wie alle Vorschläge zuvor nur die deterministischen Strahlenwirkungen. Heute ist die ICRP das wichtigste internationale Gremium für den Strahlenschutz. Ihre Vorschläge werden in Form wissenschaftlich begründeter Empfehlungen herausgegeben. Die Mitglieder der ICRP sind ausgewiesene Strahlenschutzexperten und werden auf Vorschlag der bereits bestehenden Mitglieder und mit Genehmigung der internationalen Radiologenvereinigung gewählt.

Datum	Grenzwert	Bemerkung
1924/1925	Toleranzdosis pro Jahr: 1/10 der Erythemdosis	Vorschlag A. Mutscheller und R. M. Sievert. Dieser Grenzwert war ausschließlich biologisch definiert, da die Einheit Röntgen noch nicht existierte. Der Grenzwert entspricht einer Ionendosis von etwa 30 R/a für 100 keV Röntgenstrahlung und 70 R/a für 200 keV Röntgenstrahlung.
1928		Gründung der ICRP in Stockholm
1934	Toleranzdosis 0,2 R/d	Empfehlung der ICRP, entspricht exakt dem Vorschlag Mutschellers von 1925
1935	0,1 R/d	Empfehlung der NCRP USA
1938		Entdeckung der Kernspaltung
1950	0,3 R/Woche für blutbildende Organe, 0,6 R/Woche für die Haut	erste Empfehlung zu Grenzwerten bei der Inkorporation von 10 Radionukliden
1952	10 R genetisch	Durch ICRP diskutierter aber nicht empfohlener Grenzwert für die Gonadendosis
1956	50 mSv/a = 1 mSv/Woche	Empfehlung ICRP
bis 2001	50 mSv/a eff. + Gonaden, 500 mSv/a Haut, 150 mSv/a Augenlinse	ICRP, StrlSchV(alt), RöV(alt) für berufl. Exponierte
ab 2001	1 mSv/a effektiv	Einzelpersonen der Bevölkerung, Jugendliche, Schwangere
ab 2001	20 mSv/a effektiv	bei sonstiger beruflicher Strahlenexposition

Tab.15.2: Zeittafel zur Entwicklung der Strahlenschutzgrenzwerte. Die Ionendosis von 1 R entspricht etwa einer Äquivalentdosis von 10 mSv (Dosisdefinitionen s. Kap. 9).

Bereits Ende der zwanziger Jahre war durch genetische Untersuchungen an Fruchtfliegen (Drosophila melanogaster) durch ***H. J. Muller***[1] [Muller] bekannt geworden, dass neben den deterministischen Strahlenschäden auch genetische Schäden ohne Dosisschwelle auftreten können. Der Begriff der Toleranzdosis wurde deshalb in der Folge aufgegeben. Durch ständig zunehmende Kenntnis und Erfahrung über Strahlenwirkungen kam es in den folgenden Jahren zu immer weiter verschärften Grenzwertempfehlungen für beruflich exponierte Personen (Tab. 15.2). Die Diskussion über Grenzwerte ist auch heute noch nicht abgeschlossen (s. Kap. 12.4).

Deterministische Strahlenwirkungen können leicht durch Einhalten geeigneter Grenzwerte vermieden werden. Anders ist dies bei den stochastischen Strahlenwirkungen, für die keine Schwellen existieren. Werden Grenzwerte so festgelegt, dass sie mit Sicherheit deterministische Schäden verhindern, bleibt deshalb immer noch das "schwellenlose" stochastische Risiko. Auch bei Verkleinerung der Strahlenexpositionen durch beliebig aufwendige Maßnahmen ist dieses Risiko nicht auf Null zu reduzieren. Um das Restrisiko auf vernünftige Weise zu begrenzen, müssen wie bei allen sonstigen menschlichen Aktivitäten - nicht unbedingt materiell zu verstehende - "Kosten-Nutzen-Abwägungen" durchgeführt werden, die auf wissenschaftlich begründeten Risikoabschätzungen basieren.

Die Forderung, Strahlenexpositionen um jeden Preis auf Null zu reduzieren, ist daher wenig sinnvoll. Weitverbreitetes Missverständnis und Missbrauch ist es, gesetzliche Grenzwerte für die Strahlenexposition als Abgrenzung zwischen gefährlicher und ungefährlicher Strahlenexposition zu betrachten. Diese Einteilung ist nach den vorhergehenden Ausführungen zu den stochastischen Strahlenwirkungen offensichtlich Unsinn. Gesetzliche Grenzwerte sind auch kein generell taugliches Mittel, um die Strahlenexpositionen niedrig zu halten oder besondere Fortschritte im Strahlenschutz zu erzielen. Insbesondere stellen sie nach den internationalen und nationalen Vorstellungen nur eine letzte Orientierungshilfe für wissenschaftlich und gesellschaftlich anerkannte Beeinträchtigungen von Mitgliedern der Gesellschaft durch die Folgen des Umgangs mit ionisierenden Strahlungen dar. Um stochastische Strahlenwirkungen gering zu halten, sind von der Internationalen Strahlenschutzkommission drei Strahlenschutzprinzipien aufgestellt worden, die sinngemäß auch in die deutsche Strahlenschutzgesetzgebung (StrlSchV §§4-6, RöV §2a-c) übernommen wurden.

- **Jede unnötige Strahlenexposition oder radioaktive Kontamination von Personen, Sachgütern oder der Umwelt ist zu vermeiden (Rechtfertigungsprinzip).**

---

[1] **Herrmann Joseph Muller** (1890 – 1967), sehr vielseitiger amerikanischer Genetiker, der unter anderem Genmutationen und chromosomale Veränderungen durch Röntgenstrahlung untersuchte. Er erhielt 1946 den Nobelpreis für Medizin "für die Entdeckung, dass Mutationen mit Hilfe von Röntgenstrahlen hervorgerufen werden können".

- **Notwendige Strahlenexpositionen oder Kontaminationen von Personen, Sachgütern oder der Umwelt sind unter Beachtung des Standes von Wissenschaft und Technik und unter Berücksichtigung aller Umstände des Einzelfalles auch unterhalb der in den Verordnungen festgelegten Grenzwerte so gering wie möglich zu halten (Optimierungsgebot).**

- **Bei Strahlenexpositionen beruflich strahlenexponierter und sonstiger Personen sind die gesetzlichen Grenzwerte wenn möglich zu unterschreiten.**

Expositionsart	Grenzwert (mSv/a)	Bemerkungen
aus Tätigkeiten nach §2 StrlSchV und §2 RöV		
Effektive Dosis	1,0	Grenzwerte nach §46 StrlSchV für Einzelpersonen der Bevölkerung sowie §32 RöV
Augenlinse	15	
Haut	50	
Begrenzung der Ableitungen		
1. Effektive Dosis	0,3	gilt nach §47 StrlSchV für Ableitungen radioaktiver Stoffe für Einzelpersonen der Bevölkerung
2. Keimdrüsen, Gebärmutter, rotes Knochenmark	0,3	
3. Dickdarm, Lunge, Magen, Blase, Brust, Leber, Speiseröhre, Schilddrüse, ...	0,9	
4. Knochenoberfläche, Haut	1,8	

Tab. 15.3: Basisgrenzwerte für Körperdosen für die Bevölkerung nach [StrlSchV] und [RöV].

Jede Strahlenexposition ist also zunächst zu rechtfertigen. Rechtfertigung ist möglich, wenn der Nutzen das Risiko übertrifft. Dieses Prinzip der Verhältnismäßigkeit (engl.: reasonability) wird gut vom Schlagwort *"do more good than harm"* beschrieben. Neben der Rechtfertigung einer Strahlenexposition wird im zweiten Satz ausdrücklich die Optimierung des Strahlenschutzes gefordert. Dabei wird heute nicht mehr davon ausgegangen, dass eine Strahlenexposition unter Aufwand aller Mittel grundsätzlich so klein wie möglich gehalten werden muss, sondern dass bei der Strahlenschutzoptimierung, wie oben schon angedeutet, auch eine Abwägung wirtschaftlicher, technischer und sozialer Argumente durchgeführt werden soll. Dieses Prinzip wird als **ALARA-Prinzip** bezeichnet (abgekürzt aus dem Englischen: as low as reasonably achievable) und bildet seit einigen Jahren die Grundlage der internationalen Strahlenschutzphilosophie. Im letzten Satz wird gefordert, das Strahlenrisiko auch von Einzelpersonen,

also nicht nur das mittlere Risiko von Mitgliedern einer Population, klein zu halten. Dies soll durch Einhaltung von personenbezogenen Grenzwerten erreicht werden.

Berufliche Strahlenexposition: (§§54, 55, 56 StrlSchV, §§31, 31a, 31b RöV)

1. Effektive Dosis	20 mSv/a	
2. Keimdrüsen, Gebärmutter, rotes Knochenmark	50 mSv/a	
3. Dickdarm, Lunge, Magen, Blase, Brust, Leber, Speiseröhre, ...	150 mSv/a	
4. Schilddrüse, Knochenoberfläche	300 mSv/a	
5. Haut, Hände, Unterarme, Füße, Knöchel	500 mSv/a	
6. Berufslebensdosis	400/40a	Eff. Lebenszeitdosis*

Gebärfähige Frauen (§55 StrlSchV, §31a RöV)

Gebärmutter	2 mSv/Monat	
ungeborenes Kind	1 mSv	gesamte Schwangerschaft
zusätzliche Bedingung:	keine innere Strahlenexposition	z. B. durch Radionuklidinkorporation

Personen zwischen 16 und 18 Jahren (§55 StrlSchV, §31a RöV, mit Genehmigung der Behörde**)**

1. Effektive Dosis	1 mSv/a	6 mSv/a
2. Augenlinse	15 mSv/a	45 mSv/a
3. Haut, Hände, Unterarme, Füße, Knöchel	50 mSv/a	150 mSv/a

Tab. 15.4: Basisgrenzwerte für Körperdosen beruflich strahlenexponierter Personen nach [StrlSchV] und [RöV]. *: Die Summe der in allen Kalenderjahren ermittelten Effektiven Dosen beruflich strahlenexponierter Personen darf 400 mSv nicht überschreiten. Aus Gründen der Vereinfachung dürfen die alten Personendosiswerte (eff. Äquivalentdosen) und die neuen Effektiven Dosiswerte ohne Korrektur addiert werden.

Die Verhinderung deterministischer Schäden (z. B. durch Strahlenunfälle) und die Verminderung der Häufigkeit stochastischer Schäden durch Strahlenexposition der Bevölkerung und der beruflich strahlenexponierten Personen auf ein vertretbares Maß sind also die Hauptaufgaben des Strahlenschutzes. Strahlenexpositionen, die zu deterministischen Wirkungen führen, können heute nur noch bei Unfällen oder bei gezielter medizinischer oder nichtmedizinischer Anwendung ionisierender Strahlungen auf den Menschen vorkommen. Die Probleme der Einschätzung der Wirkungen niedriger Strahlenexpositionen sind dagegen bis heute und wohl auch in der Zukunft von einer wirklich befriedigenden Lösung weit entfernt. Der offizielle Strahlenschutz im Niedrigdosisbereich orientiert sich deshalb nicht an der beim Individuum "nachgewiesenen" oder vermuteten Strahlenwirkung, sondern an bestimmten Dosisgrenzwerten, die durch Vergleich der Strahlenwirkungen mit den Risiken sonstiger zivilisatorischer Schädigungen ermittelt werden.

Für beruflich Strahlenexponierte wurden bis in die Mitte der 80er Jahre durch die ICRP die Wahrscheinlichkeiten für die induzierte Krebsmortalität durch berufliche Strahlenexposition mit dem Todesrisiko durch Arbeitsunfälle verglichen. Die Grenzwertfindung hing also von der Qualität des Arbeitsschutzes und der Einschätzung des Krebsmortalitätsrisikos ab. Sowohl Änderungen der Arbeitsunfallzahlen durch bessere Gewerbeaufsicht oder neue Techniken als auch die Neubewertung des Strahlenrisikos durch die Internationale Strahlenschutzkommission brachten diese Grenzwerte in Bewegung (s. dazu Kap. 9, Dosisbegriffe im Strahlenschutz). Man unterscheidet zwei Arten von Grenzwerten, die **Basisgrenzwerte** und die **abgeleiteten Grenzwerte**. Basisgrenzwerte entstehen durch Risikoabschätzungen, sie sind also Dosisgrenzwerte für bestimmte Personengruppen. Abgeleitete Grenzwerte dienen dem vereinfachten Umgang im praktischen Strahlenschutz. Sie können zum Beispiel Angaben zulässiger maximaler Arbeitsplatzkonzentrationen von Radionukliden sein oder Grenzwerte über Ortsdosisleistungen.

Als Basisgrenzwerte werden die in geltenden Rechtsvorschriften oder anerkannten Strahlenschutzempfehlungen festgelegten Körperdosiswerte für Personen bestimmter Personenkreise verwendet. Sie dürfen innerhalb einer bestimmten Zeitspanne durch zivilisatorische Strahlenexpositionen von außen und/oder von innen nicht überschritten werden. Bei der Ermittlung der Körperdosen dieser Personen sind anderweitige berufliche Strahlenexpositionen mit einzubeziehen. Natürliche Strahlenexpositionen oder die als Patient durch medizinische Maßnahmen erhaltenen Strahlendosen sowie andere außerhalb der Berufstätigkeit liegende Strahlenexpositionen sind nicht zu berücksichtigen.

Für die Bundesrepublik sind die Grenzwerte in Anlehnung an die bisherigen Empfehlungen der ICRP in der Strahlenschutz- und der Röntgenverordnung festgelegt. Sie sind in den Tab. (15.3) und (15.4) zusammengefasst. Dabei wird zwischen der allgemeinen Bevölkerung, der Umwelt und den beruflich strahlenexponierten Personen unterschieden. Beruflich exponierte Personen werden nach den erwarteten Dosen in

die Kategorien A und B eingeteilt. Bei diesem Personenkreis sind jedoch nicht nur die Jahresdosen begrenzt. Darüber hinaus wird eine Begrenzung der beruflich bedingten "Lebensalterdosis" vorgeschrieben. Die Summe der in allen Kalenderjahren ermittelten Effektiven Dosen beruflich Strahlenexponierter darf 400 mSv nicht überschreiten.

Für einige besonders schutzwürdige Personen werden erniedrigte Körperdosisgrenzwerte vorgeschrieben. Personen unter 18 Jahren dürfen mit maximal 1 mSv/a exponiert werden. Befinden sie sich unter Aufsicht eines Strahlenschutzbeauftragten zu Ausbildungszwecken in Kontrollbereichen, so dürfen mit Genehmigung der Behörden 6 mSv/a Effektiver Dosis erreicht werden. Bei gebärfähigen Frauen darf die über einen Monat kumulierte Körperdosis an der Gebärmutter 2 mSv, die Dosis am Ungeborenen seit Bekanntwerden der Schwangerschaft 1 mSv nicht überschreiten. Zusätzlich ist jede innere Strahlenexposition der Leibesfrucht zu vermeiden.

Eine Ausnahme von den Körperdosisgrenzwerten der Tab. (15.4) lässt die Strahlenschutzverordnung allerdings zu. Bei Strahlenexpositionen aus besonderem Anlass, z. B. zur Beseitigung von Störfallfolgen oder bei Gefährdungen von Personen, können beruflich strahlenexponierte Personen über 18 Jahre abweichend von den Grenzwerten einer erhöhten Strahlenexposition ausgesetzt werden. Die Strahlenexposition ist dazu im Voraus zu rechtfertigen. Die in einem Kalenderjahr erhaltene Effektive Dosis darf dann 100 mSv, die Organdosen dürfen für die Augenlinse 300 mSv und für Haut, Hände usw. 1 Sv nicht überschreiten. Bei Personengefährdung und Hilfeleistungen soll ausnahmsweise auch eine Effektive Dosis von mehr als 100 mSv, allerdings nur einmal im Kalenderjahr, eine Effektive Dosis von mehr als 250 mSv einmal im Leben erlaubt sein (§§58-59 StrlSchV). Die Möglichkeit der außergewöhnlichen Strahlenexposition bei besonderem Anlass wird für schwangere oder stillende Frauen eingeschränkt bzw. untersagt. Patientenbergungen bei Defekten von Strahlentherapieanlagen mit Dauerstrahlern zählen nicht zu diesen außergewöhnlichen Strahlenexpositionen, da die Personendosen dabei erfahrungsgemäß selbst unter ungünstigen Umständen unterhalb der gesetzlichen Grenzwerte bleiben.

Zusammenfassung

- **Der Strahlenschutz ist in der Bundesrepublik im Atomgesetz und in den aufgrund der Ermächtigungsvorschriften (§§ 12 ff AtG) erlassenen Rechtsverordnungen (Strahlenschutzverordnung, Röntgenverordnung etc.) geregelt.**
- **Der Vollzug dieser Verordnungen und die Rechtsaufsicht obliegen den Ländern. Für Genehmigungen und den "amtlichen" Strahlenschutz sind daher die Landesbehörden der einzelnen Bundesländer zuständig.**
- **Sowohl die RöV als auch die StrlSchV enthalten Dosisgrenzwerte für die Bevölkerung und beruflich strahlenexponierte Personen, die das stochastische Strahlenrisiko dieser Personengruppen begrenzen sollen.**

- **Für den Umgang mit bzw. die Anwendung von ionisierenden Strahlungen sind Fachkunde und Sachkunde erforderlich.**
- **Diese werden in der einschlägigen Berufsausbildung, in der praktischen Arbeit und in Strahlenschutzkursen erworben.**
- **Die Strahlenschutzfachkunde (Mediziner, MTA, MTRA, Physiker) und die Kenntnisse im Strahlenschutz (Hilfskräfte) muss für alle Personen, die als Strahlenschutzbeauftragte bestellt sind oder Strahlung am Menschen anwenden, alle 5 Jahre erneuert werden.**

Aufgaben

1. Ab welcher Energie zählt Photonenstrahlung nach der Röntgenverordnung zur ionisierenden Strahlung?

2. Dürfen Schwangere in Kontrollbereichen beschäftigt werden und wenn ja, unter welchen Voraussetzungen und Bedingungen?

3. Wie hoch sind die Grenzwerte für Patienten bei medizinischen Strahlenanwendungen?

4. Was besagt das ALARA-Prinzip?

5. Welche Bedingungen müssen für den Erwerb der medizinischen Fachkunde für die Anwendung ionisierender Strahlung am Menschen erfüllt werden und wo finden sich die entsprechenden Vorschriften?

6. Erklären Sie die beiden Strahlenschutzkategorien A und B und die damit verbundenen Bedingungen.

7. Dürfen die gesetzlichen Personendosisgrenzwerte nach der Strahlenschutzverordnung überschritten werden?

8. Wie hoch sind die Jahresgrenzwerte für die Strahlenexposition der Bevölkerung durch den Betrieb von Anlagen zur Erzeugung ionisierender Strahlungen? Sind in diesen Grenzwerten die Expositionen aus natürlicher Strahlung enthalten?

16 Praktischer Strahlenschutz

Beim praktischen Strahlenschutz ist zwischen den allgemeinen Maßnahmen zur Verringerung einer Strahlenexposition von Personen und den speziellen Abschirmaufgaben bei der Errichtung oder dem Einsatz von Strahlungsquellen zu unterscheiden. In diesem Kapitel werden zunächst die praktischen allgemeinen Maßnahmen zur Verringerung einer Strahlenexposition, die "AAA" des praktischen Strahlenschutzes, diskutiert. Im zweiten Teil werden für verschiedene Strahlungsquellen Berechnungen von Strahlenabschirmungen durchgeführt.

16.1 Allgemeine Regeln zur Verringerung der Strahlenexposition

Anliegen des praktischen Strahlenschutzes ist, die Personendosen beruflich exponierter Personen und der Bevölkerung niedrig zu halten. Für die externe Strahlenexposition ergibt sich die Personendosis aus den Ortsdosisleistungen H_i und den Expositionszeiten t_i bei allen Expositionen für die verschiedenen Strahlungsquellen "i".

$$\overset{\circ}{H}_{pers} = \sum_i \overset{\circ}{H}_i \cdot t_i \tag{16.1}$$

Dies bietet drei formale Lösungswege der Strahlenschutzaufgabe für externe Strahlungsquellen an:

- **Verminderung der Aufenthaltsdauer t im Strahlenfeld**
- **Vergrößerung des Abstandes der exponierten Person zur Strahlenquelle**
- **Verminderung der Ortsdosis H durch Abschirmungen des Strahlenfeldes.**

Anschaulich werden diese drei Maßnahmen als die **"AAA"** des praktischen Strahlenschutzes bezeichnet. Beim Umgang mit offenen Radionukliden ist zusätzlich die Kontamination, die Verschleppung und die Inkorporation zu vermeiden. Eine Verkürzung der Aufenthaltsdauer lässt sich vor allem dadurch erreichen, dass Arbeitsabläufe zunächst im strahlungsfreien Raum eingeübt werden, damit sie später unter Strahlungseinfluss reibungsfrei, routiniert und schnell ablaufen. Dies gilt auch für den Umgang mit offenen Radionukliden oder das Verhalten in radiologischen Notfallsituationen. Bei radioaktiven Dauerstrahlern kann die Verkürzung der Expositionszeit nur durch Beschränkungen der Aufenthaltszeiten erreicht werden. Bei schaltbaren Systemen wie den Röntgendiagnostikanlagen oder Beschleunigern können dagegen die Einschaltzeiten klein gehalten werden. Durch eine Verkürzung der Durchleuchtungszeiten, gepulste Durchleuchtungen und die Vermeidung von Fehlbelichtungen kann beispielsweise in der Röntgendiagnostik viel Dosis für Patient und Personal eingespart werden.

Um die Ortsdosisleistung am Aufenthaltsort des Exponierten zu vermindern, gibt es die Möglichkeit, den Abstand zwischen Strahler und exponierter Person zu vergrößern und/oder Abschirmungen zwischen Person und Strahlenquelle anzubringen. Bei vielen Strahlenquellen gilt mit ausreichender Genauigkeit das **Abstandsquadratgesetz** für die Dosisleistungen (s. dazu Kap. 10). Dieses geometrische Gesetz ist besonders wirksam bei kleinen Distanzen. Zur Vermeidung einer Strahlenexposition von Händen und Armen beim Umgang mit radioaktiven Strahlern ist es daher empfehlenswert, Greifwerkzeuge wie Pinzetten, Zangen oder sogar fern bediente Manipulatoren zu verwenden. Allerdings muss das Hantieren geübt werden, da die mangelnde Geschicklichkeit sonst zu unerwünschten Verlängerungen der Expositionszeiten und dadurch wieder zu höheren Strahlenexpositionen führen kann.

Wenn immer möglich, sollte der Abstand zwischen Strahler und exponierter Person vergrößert werden. Personen, die sich nicht unbedingt in der Nähe des Strahlers aufhalten müssen, sollten deshalb den Nahbereich des Strahlers verlassen. So erkennt man strahlenschutzgeübte medizinische Teams an Röntgendurchleuchtungsanlagen an der ständigen Bewegung relativ zum Strahler und der Beschränkung der Personenzahl im Röntgenraum. Auch durch geeignete planerische und bauliche Maßnahmen kann dafür Sorge getragen werden, dass sich Unbeteiligte weit genug entfernt vom Strahler aufhalten können. Fernbedienungen, durchsichtige Bleiglaswände, Videoübertragungseinrichtungen und Schaltanlagen außerhalb des Strahlenbereiches sind geeignete Mittel zur Personenzahlbeschränkung in Bestrahlungsräumen.

Die zweite Möglichkeit, die Ortsdosisleistung zu vermindern, ist die Verwendung von **Strahlenabschirmungen**. Diese können entweder ortsfest oder mobil um Strahlenquellen herum angeordnet oder als persönlicher Strahlenschutz am Körper der Exponierten ausgelegt werden (z. B. Röntgenschürzen). Bautechnische Strahlenschutzmaßnahmen werden vor allem dann nötig sein, wenn Ortsdosisleistungen um intensive Strahlenquellen so hoch sind, dass mobile oder persönliche Abschirmungen zu unhandlich und zu schwer würden. So käme kein vernünftiger Mensch auf die Idee, das Bedienungspersonal einer ^{60}Co-Bestrahlungsanlage durch Bleischürzen vor der Co-Gammastrahlung abschirmen zu wollen. Die wichtigsten bautechnischen Strahlenschutzmaßnahmen sind die Installation von Strahlenschutzwänden, der Einbau von Strahlenschutztresoren, von abgeschirmten Arbeitsplätzen und von so genannten "heißen Zellen" für den Umgang auch mit offenen Strahlern hoher Aktivität.

Bei Strahlern mit besonders hoher Ortsdosisleistung wird der Bau komplett gekapselter, d. h. allseitig umschlossener Bestrahlungsräume vorgezogen und vorgeschrieben (s. Abschnitt 16.4). In diesen Fällen wird der Zugang durch massive Strahlenschutztüren ermöglicht, deren Betrieb in der Regel mit Strahlüberwachungsmonitoren gekoppelt ist. Der Raum zwischen Strahlenschutztüren und Strahler wird häufig als Streustrahlungslabyrinth ausgelegt, um so die Türen weniger schwer werden zu lassen und direkte Bestrahlungen des Eingangs mit dem Nutzstrahlenbündel der Anlagen zu vermeiden. Strahlenschutztüren an Bestrahlungsräumen werden außerdem mit elektri-

schen Sicherheitskontakten versehen, die beim Öffnen sofort den Strahlbetrieb unterbrechen. In den Bestrahlungsräumen finden sich außerdem Bewegungsmelder oder Videoanlagen, die bei Feststellen einer Bewegung den Notausschalter betätigen, um so unbeabsichtigte Strahlenexpositionen von Personen zu verhindern[1].

Bautechnische Maßnahmen dienen auch dem Schutz vor Kontamination und Verschleppung radioaktiver Substanzen. Dazu werden Personen- und Materialschleusen an den Zugängen zu Radionuklidlaboratorien, Abfall- und Abwassersammelanlagen sowie Dekontaminations- bzw. Abklinganlagen eingerichtet. Die Verwendung mobiler Strahlenabschirmungen (Bleischutzwände, Bleiglaskabinen u. ä.) ermöglicht etwas flexiblere Anordnungen, ist aber bezüglich eventueller Streustrahlungsexpositionen nicht so wirksam wie raumfeste Abschirmungen.

Wenn sich Personen gelegentlich in der Nähe von Strahlern aufhalten müssen, müssen Abschirmungen auch geräteseitig durchgeführt werden. Die DIN-Vorschriften sehen dazu Strahlenschutzgehäuse für Röntgenröhren, Gammastrahlungsquellen, Beschleunigerröhren und -strahlerköpfe vor. Dazu zählen auch die Blenden, Tubusse und Verschlussvorrichtungen zum Begrenzen von Strahlenbündeln und zur Abschirmung der Störstrahlung, Abstandshalter, die eine unzulässige Annäherung an den Strahler mechanisch verhindern, sowie Sicherheits- und Schutzschaltungen, die bei unzulässigem Betrieb, Funktionsstörungen oder zu dichter Annäherung an die Strahler die Strahlenquelle abschalten oder automatisch in die abschirmende Umhüllung zurückfahren.

Unter **Strahlenschutzzubehör** versteht man alle Gegenstände, die dem Strahlenschutz dienen, und die nicht bei den bauseitigen oder geräteseitigen Vorkehrungen erfasst sind. Hierzu zählen vor allem die schon erwähnten ortsveränderlichen Abschirmungen, Behälter und Verpackungen für die Beförderung radioaktiver Stoffe im öffentlichen Verkehr, die innerbetrieblichen Aufbewahrungs- und Transportbehälter, alle Formen von Strahlenschutzkleidung (Bleischürzen, Bleihandschuhe, Schutzbrillen, Gonadenabdeckungen), Kleidungen zur Vermeidung von Kontaminationen der Haut oder von Inkorporationen (Anzüge, Arbeitsmäntel, Handschuhe, Schutzmasken) sowie die Einrichtungen zur Fernbedienung und Manipulation von Strahlern (Fernbedienungsgeräte, Handschuhboxen, Greifwerkzeuge wie Zangen und Pinzetten).

Neben den rein apparativen Strahlenschutzmaßnahmen gibt es eine Reihe **organisatorischer** und **planerischer** Vorkehrungen, deren Nutzen für den Strahlenschutz nicht unterschätzt werden sollte. Dazu zählen die strahlenschutzgerechte Raum- und Anlagenplanung, die Planung und Anordnung der Betriebsabläufe und Betriebsbeschränkungen, eine sachgerechte Arbeits- und Personaleinteilung, Aufenthaltsbeschränkungen und -verbote für bestimmte Personengruppen, theoretische und praktische Schu-

[1] Manche Überwachungssysteme sind nur wenige Sekunden nach dem Schließen der Türen aktiv, um Patientenbewegungen vom Abschalten auszuschließen. Andere Anlagen arbeiten mit geschickt angeordneten Winkelbeschränkungen für das Sichtfeld, um Patientenbewegungen nicht zu erfassen.

lungen für die Betriebsabläufe, die gesetzlich vorgeschriebenen Strahlenschutzunterweisungen und die Strahlenschutzüberwachung aller beruflich exponierten Personen.

Obwohl die meisten mit dem Strahlenschutz befassten Personen nur wenig Interesse an "bürokratischen" Maßnahmen haben, ist die ordentliche Aufbewahrung, Organisation und Führung der **Strahlenschutzdokumente** nicht ohne Bedeutung für einen wirksamen praktischen Strahlenschutz. Zu den Strahlenschutzdokumenten zählen schriftliche Unterlagen über getroffene Strahlenschutzvorkehrungen wie Ausbildungsnachweise, Genehmigungen für den Umgang, die Beförderung, die Ein- und Ausfuhr von Strahlern, die in der Regel spezielle Auflagen für den Strahlenschutz enthalten, Sicherheitsberichte und Strahlenschutzpläne mit Berechnungsunterlagen für bautechnische Strahlenschutzvorkehrungen. Weitere wichtige Dokumente sind die Strahlenschutzbauzeichnungen für Anlagen im Zustand nach ihrer Errichtung, aus denen die Strahlenschutzbereiche, deren Abgrenzungen nach Dosisleistung und Aufenthaltsberechtigung, darin liegende Räume, Gebäude und Bodenflächen, deren Nutzung sowie das Material und die Bemessungen der bautechnischen Strahlenschutzeinrichtungen hervorgehen. Dazu zählen auch alle Bauzeichnungen und Konstruktionspläne für Einrichtungen, Geräte und Geräteteile, aus denen die Bemessung und die räumliche Anordnung der für den Strahlenschutz maßgeblichen Teile hervorgeht, sowie die Unterlagen über die Bauartzulassung und Bauartprüfung, die Begleitpapiere und Bedienungsanleitungen, die Prüfberichte über eigene oder fremde Strahlenschutzprüfungen von Strahlern oder Anlagen (Abnahmeprüfungen, Dichtheitsprüfungen umschlossener radioaktiver Stoffe). Zu den personenbezogen Dokumenten zählen die Aufzeichnungen über die Ergebnisse der Personendosisüberwachung und der ärztlichen Überwachung durch strahlenschutzermächtigte Ärzte sowie der Strahlenpass für beruflich strahlenexponierte Personen

Nach den Bestimmungen der Röntgen- und Strahlenschutzverordnung sind Personen, denen aus beruflichen Gründen der Zutritt zu Kontrollbereichen oder Sperrbereichen gestattet werden soll, vor dem erstmaligen Zutritt über die Arbeitsmethoden, die möglichen Gefahren, außergewöhnliche Strahlenexpositionen, die anzuwendenden Sicherheitsvorkehrungen und Schutzmaßnahmen sowie alle den konkreten Umgang mit Strahlung betreffenden Vorschriften der einschlägigen Verordnungen zu belehren. Dies gilt auch für Personen, die außerhalb eines Kontrollbereiches eine genehmigungspflichtige Tätigkeit wahrnehmen, mit radioaktiven Stoffen umgehen oder diese am Menschen anwenden. Diese **Strahlenschutzunterweisungen** sind mindestens jährlich zu wiederholen. Ihr Umfang, der Zeitpunkt und die Namen der belehrten Personen sind schriftlich festzuhalten. Strahlenschutzunterweisungen sollten trotz der durch die Verordnungen vorgeschriebenen Inhalte nicht nur "formal" erledigt werden, sondern in Form konkreter und auf den Einzelfall zugeschnittener Schulungen durchgeführt werden. Sie müssen z. B. für den Medizinbetrieb nach der Strahlenschutzrichtlinie [RL-StrlSchMed] insbesondere das praktische Training für Notfallsituationen wie

beispielsweise bei "Quellenhängern" von Gammabestrahlungsanlagen oder Afterloading-Anlagen enthalten.

Neben den regelmäßigen Unterweisungen fordern die einschlägigen Verordnungen und Genehmigungsbehörden die schriftliche Ausarbeitung und Verbreitung innerbetrieblicher **Strahlenschutzanweisungen**. Diese Forderung kann schon während des Genehmigungsverfahrens oder auch nach Genehmigung im Aufsichtsverfahren geschehen. Schriftlich fixierte Strahlenschutzanweisungen schaffen klare Verhältnisse für die Beschäftigten. Die betriebsinternen Strahlenschutzanweisungen sollen auch Festlegungen der innerbetrieblichen Entscheidungsbereiche für jeden einzelnen Strahlenschutzbeauftragten enthalten. Die Ausarbeitung solcher Strahlenschutzanweisungen ist eine willkommene Gelegenheit, betriebstypische Abläufe, Probleme und mögliche Störfälle vorab zu durchdenken und zu regeln.

Bei der Auswahl und Auslegung geeigneter Schutzeinrichtungen gegen ionisierende Strahlungen sind wegen der unterschiedlichen Wechselwirkungen vor allem die Strahlungsart und die Strahlungsqualität des abzuschirmenden Strahlungsfeldes von Bedeutung. Direkt ionisierende Strahlung ist wegen der vergleichsweise geringen Reichweiten verhältnismäßig leicht abzuschirmen. Schwieriger ist die Abschirmung der indirekt ionisierenden Strahlungsarten (Photonen, Neutronen), die ein völlig anderes Verhalten in Absorbern zeigen als die geladenen Teilchen (vgl. dazu die Ausführungen in den Kapiteln 4-7). In einer Schutzwand soll ionisierende Strahlung möglich vollständig oder zumindest soweit absorbiert werden, dass die von ihr herrührende Strahlungsintensität sich nicht mehr wesentlich von der natürlichen Strahlungsintensität unterscheidet. Um eine praktikable Vorgabe zu machen, werden selbstverständlich nicht die regional veränderlichen natürlichen Ortsdosisleistungen sondern die Vorgaben der RöV bzw. StrlSchV für öffentlich zugängliche Bereiche verwendet (1 mSv/a, s. Tab. 16.8).

16.2 Abschirmungen direkt ionisierender Strahlungen

Bei direkt ionisierender Strahlung handelt es sich um elektrisch geladene, energiereiche Teilchenstrahlung wie Elektronen, Protonen, Alphastrahlung und Ähnliches. Um diese abzuschirmen, müssen die Stärken (Wanddicken) der Abschirmungen immer größer sein als die maximale Reichweite der Strahlung. Dabei müssen natürlich alle Sekundärprozesse wie Streuung und die Erzeugung durchdringender Photonen- oder Neutronenstrahlung beachtet werden. Informationen und Ausführungen über Reichweiten von Elektronen und anderen geladenen Teilchen befinden sich in den Kapiteln über die Wechselwirkungen (Fig. 7.17, 7.20 und im Tabellenanhang). Für Energien bis zu etwa 1 MeV sind lediglich die Reichweiten von Elektronen in Luft groß genug, um auch Personen in einigen Metern Abstand exponieren zu können. In Wasser oder Weichteilgewebe betragen die Reichweiten aller geladenen Teilchen höchsten einige Millimeter bis Zentimeter. Ein Aluminiumblech von nur 2 mm Dicke schirmt bereits vollständig Elektronenstrahlung bis 1,5 MeV ab. Protonen, Alphateilchen oder schwe-

rere geladene Teilchen sind schon mit wesentlich geringeren Absorberdicken abzuschirmen.

Bei der Wahl des Abschirmmaterials für eine Schutzwand gegen direkt ionisierende Strahlungen muss man beachten, dass bei der Wechselwirkung auch Sekundärstrahlung mit größerer Reichweite als die der Primärstrahlung entstehen kann. Dies gilt vor allem für Elektronen und Positronenstrahlung, deren Wechselwirkungen mit dem Absorber zu charakteristischer Röntgenstrahlung, Bremsstrahlung und Vernichtungsstrahlung führen können. Der Wirkungsquerschnitt für die Bremsstrahlungsproduktion ist (nach Gl. 7.15) proportional zum Quadrat der Ordnungszahl des Absorbers. Zur Konstruktion von Abschirmwänden gegen Elektronenstrahlung empfiehlt sich deshalb die Verwendung von Niedrig-Z-Materialien wie Plexiglas, Aluminium und eventuell Beton für die primäre Abschirmung. Dies hat zugleich den Vorteil der niedrigen Ausbeuten für charakteristische Röntgenstrahlung, da im Massenzahlbereich dieser Materialien der Augereffekt dominiert (s. Kap. 2.2.3). Dennoch produzierte charakteristische Röntgenstrahlung ist wegen der niedrigen Ordnungszahlen vergleichsweise niederenergetisch (s. Tab. 2.2). Sie kann zusammen mit der Bremsstrahlung leicht durch auf der strahlabgewandten Seite angebrachte zusätzliche Sekundärabschirmungen aus Blei absorbiert werden. Protonen und schwerere geladene Teilchen produzieren wegen ihrer großen Massen praktisch keine Bremsstrahlung; für die Erzeugung und Produktion der charakteristischen Röntgenstrahlung gilt das bereits oben Gesagte.

max. Betaenergie (MeV)	**3**	**1**	**0,6**	**0,3**
Material	**minimale Abschirmdicke (mm)**			
Platin	0,3	0,09	0,05	0,02
Gold, rein	0,4	0,10	0,05	0,02
Gold 585	0,5	0,12	0,07	0,03
Blei	0,6	0,17	0,09	0,04
Silber	0,8	0,23	0,12	0,05
nicht rostender Stahl	1,4	0,35	0,18	0,07
Aluminium	4,5	1,25	0,63	0,25

Tab. 16.1: Mindestkapselungen für Betastrahlung nach [DIN 6804/1].

Bei betaaktiven Prüfstrahlern oder umschlossenen radioaktiven Betastrahlern für die Medizin steht man oft vor der Aufgabe, die Betastrahlung durch Strahlerumhüllungen völlig zu absorbieren, die gleichzeitig emittierte Gammastrahlung jedoch so wenig wie möglich zu schwächen, da diese für Messzwecke oder therapeutische Zwecke verwen-

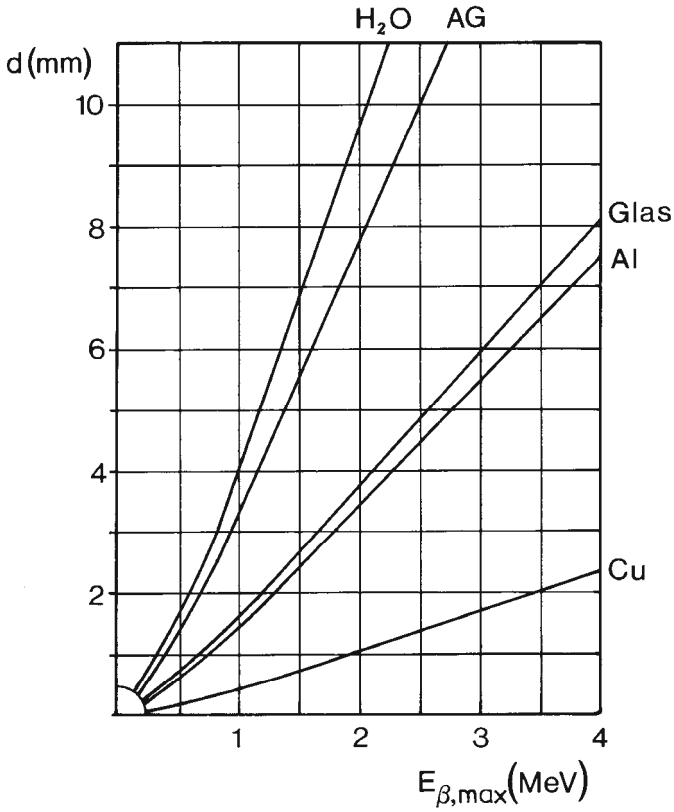


Fig. 16.1: Mindestabschirmdicken verschiedener Materialien zur vollständigen Abschirmung der Betateilchen für offene Betastrahler, nach [DIN 6843]. AG: Acrylglas (Plexiglas), Al: Aluminium, Cu: Kupfer.

det werden soll. Die Beta-Abschirmungen müssen deshalb zwar ausreichend, aber so dünn wie vertretbar ausgelegt werden. Dazu orientiert man sich an der maximalen Reichweite der Betateilchen. Die zur Kapselung erforderlichen Mindestdicken verschiedener technisch üblicher Materialien sind in Tab. (16.1) zusammengefasst. Soll die Betastrahlung offener betastrahlender Radionuklide abgeschirmt werden, wie z. B. beim nuklearmedizinischen Umgang mit entsprechenden Stoffen, werden meistens typische Labormaterialien wie Plastik, Glas, Plexiglas o. ä. verwendet. Die entsprechenden erforderlichen Mindestabschirmdicken finden sich in Fig. (16.1).

Zusammenfassung

- **Abschirmungen für direkt ionisierende Strahlungsarten wie Elektronen, Positronen oder Protonen sollten aus Niedrig-Z-Materialien bestehen, um die vor**

allem bei leichten Teilchen entstehende Bremsstrahlungsausbeute zu minimieren.

- **Die Materialstärken müssen mindestens der maximalen Reichweite der geladenen Teilchen-Strahlungen im jeweiligen Material entsprechen.**

- **Die bei den Wechselwirkungen geladener Teilchen entstehenden Sekundärstrahlungen wie Bremsstrahlung, Fluoreszenzstrahlung oder Vernichtungsstrahlung müssen mit zusätzlichen Abschirmungen aus Hoch-Z-Materialien vermindert werden.**

- **Die richtige Anordnung der Abschirmungen ist: Strahler → Niedrig-Z-Material → Hoch-Z-Abschirmung.**

16.3 Abschirmung von Neutronenstrahlung

Auch bei der Abschirmung von Neutronenstrahlung müssen die besonderen Wechselwirkungen der Neutronen beachtet werden (s. Kap. 6). Schnelle Neutronen müssen zunächst abgebremst (moderiert) werden. Dies kann durch unelastische oder elastische Streuung geschehen. Die höchsten Moderationswirkungen erhält man bei Wechselwirkungen mit Protonen, da dann die möglichen Energieüberträge bei Stößen maximal sind. Zur Moderation verwendet man daher leichte Materialien mit guten Moderatoreigenschaften wie Kohlenstoff (Graphit) oder wasserstoffhaltige Substanzen (Paraffin). Nach der Moderation diffundieren die niederenergetischen Neutronen thermisch durch den Absorber. Sie müssen daher von geeigneten Substanzen eingefangen werden. Eine Möglichkeit ist die Verwendung borhaltiger Verbindungen (z. B. Borparaffin) und der Neutroneneinfang nach der Reaktion in Gl. (6.22). Dabei entstehen ein leicht abzuschirmendes Alphateilchen und ein Einfanggamma von 0,48 MeV. Noch effektiver ist wegen des extremen Einfangquerschnittes der Einsatz des allerdings teuren Kadmiumbleches. Nach dem Neutroneneinfang wird hier besonders hochenergetische Photonenstrahlung frei. Diese Einfanggammas müssen in einer letzten Schicht aus Photonen absorbierendem Material (in der Regel Blei) abgeschirmt werden. Will man den aufwendigen Schichtaufbau vermeiden, so kann bei ausreichendem Platz auch Barytbeton (Schwerbeton) oder preiswerterer Normalbeton als Abschirmung verwendet werden. Diagramme zur Entnahme der erforderlichen Betondicken und weiter führende Literaturhinweise finden sich in [Reich].

16.4 Auslegung von Gamma-Abschirmungen und Schutzwänden

Schutzwände gegen die indirekt ionisierende Photonenstrahlung müssen bei gleicher Energie wesentlich dicker als diejenigen für geladene Teilchen sein. Eine Abschätzung dafür liefert die mittlere freie Weglänge der Photonenstrahlung, die (nach Gl. 5.14) gerade der Kehrwert des Schwächungskoeffizienten ist. Für eine Photonenenergie von etwa 1 MeV beträgt der Massenschwächungskoeffizient für Blei etwa 0,07 cm^2/g (s.

Tab. 18.4). Mit der Dichte ρ = 11,3 g/cm^3 errechnet man den linearen Schwächungskoeffizienten zu μ = 0,8 cm^{-1} und die mittlere freie Weglänge zu ungefähr 1,3 cm. Durch eine Abschirmwand von 1,3 cm wäre unter diesen vereinfachten Voraussetzungen der Photonenstrahl aber erst auf etwa 37% (1/e) geschwächt. Um beispielsweise eine Schwächung auf 1/1000 der Primärintensität zu erreichen, benötigt man bereits eine über 10 cm dicke Bleiwand (s. Beispiel 1 unten).

Wegen der Ordnungszahlabhängigkeit und der Dichteproportionalität des Schwächungskoeffizienten werden für Photonenabschirmungen schwere Materialien mit hoher Dichte bevorzugt. Meistens handelt es sich um Blei oder verschiedene Betonarten. Auch für Photonenstrahlung gilt, dass die bei der Wechselwirkung mit dem Absorber entstehenden Sekundärstrahlungen beachtet werden müssen. Ein zusätzliches Problem ist die Streustrahlung, die zu einer Verbreiterung der Bestrahlungsgeometrie führt. Dem zusätzlichen Streustrahlungsanteil kann, wie früher schon in Abschnitt (5.4) ausgeführt wurde, durch Verwendung von Aufbaufaktoren wenigstens teilweise Rechnung getragen werden.

Die Deutsche Norm sieht ein vereinfachtes, standardisiertes Verfahren für Abschirmungsberechnungen vor. Bei nahezu punktförmigen Photonenstrahlern, deren Photonenenergien hoch genug sind, um in der Luft zwischen Strahlenquelle und Aufpunkt nicht merklich absorbiert oder gestreut zu werden, kann die Ortsäquivalentdosisleistung ausreichend genau mit Hilfe der Dosisleistungskonstanten Γ_H beschrieben werden (zur Definition s. Kap. 10.1). Die Wirkungen von Schutzwänden werden durch vorberechnete tabellierte oder grafisch dargestellte Schwächungsgrade F berücksichtigt, die sowohl die Schwächung in senkrechter Transmission als auch den Streustrahlungsaufbau durch die offene Strahlgeometrie berücksichtigen ([DIN 6804/1], [DIN 6844/3], Beiblatt zu [DIN 25425/2], [DIN 6812]), Fig. 16.2, 16.4).

Die "abgeschirmte" Ortsäquivalentdosisleistung $\dot{H}$ im Abstand r vom Strahler berechnet man mit dem Schwächungsgrad F aus der "freien, unabgeschirmten" Äquivalentdosisleistung $\dot{H}_0$ zu:

$$\dot{H} = \frac{1}{F} \cdot \dot{H}_0(r) = \Gamma_H \cdot \frac{A}{F \cdot r^2} \tag{16.2}$$

Zur Berechnung einer Photonenabschirmung bestimmt man zunächst die am fraglichen Punkt zulässige bzw. erwünschte Ortsdosisleistung. Dann berechnet man mit Hilfe des Abstandsquadratgesetzes (Gl. 16.2) und der Äquivalentdosisleistungskonstanten die "freie" Äquivalentdosisleistung am Ort r. Der Quotient der beiden Dosisleistungen ist der erforderliche Schwächungsgrad F, der übrigens gerade der Kehrwert der Transmission in offener Geometrie ist. Die benötigten Schichtdicken entnimmt man dann für die fragliche Strahlungsqualität den Diagrammen (z. B. in Fig. 16.2). Dabei sind neben den strahlenphysikalischen Bedingungen auch Kosten und Gewicht der Abschirmungen zu berücksichtigen.

Beispiel 1: Abschirmung eines Bestrahlungsraumes mit einem ^{60}Co-Strahler hoher Aktivität. Zur Abschirmung eines Raumes, in dem eine Co-Bestrahlungsanlage betrieben wird, soll eine Schutzwand in 3 m Entfernung so ausgelegt werden, dass bei der Aktivität des offenen Strahlers von $A = 5 \cdot 10^{13}$ Bq hinter der Schutzwand nicht mehr als 0,6 µSv/h = $1{,}6 \cdot 10^{-10}$ Sv/s Äquivalentdosisleistung erzeugt wird. Die unabgeschirmte Äquivalentdosisleistung in 3 m Entfernung vom Strahler beträgt nach (Gl. 10.16) mit $\Gamma_H = 0{,}35\ \mathrm{mSv \cdot m^2 \cdot h^{-1} \cdot GBq^{-1}}$ (s. Tab. 10.4):

$$\dot{H}_0(3\mathrm{m}) = \Gamma_H(\mathrm{Co}) \cdot \frac{A}{r^2} = 0{,}973 \cdot 10^{-16} \cdot \frac{5 \cdot 10^{13}}{3^2} \frac{\mathrm{Sv}}{\mathrm{s}} = 5{,}4 \cdot 10^{-4} \frac{\mathrm{Sv}}{\mathrm{s}} \tag{16.3}$$

Den erforderlichen Schwächungsgrad F erhält man damit zu:

$$F = \frac{\dot{H}(3\mathrm{m})}{\dot{H}} = \frac{5{,}4 \cdot 10^{-4}}{1{,}6 \cdot 10^{-10}} \approx 3 \cdot 10^6 \tag{16.4}$$

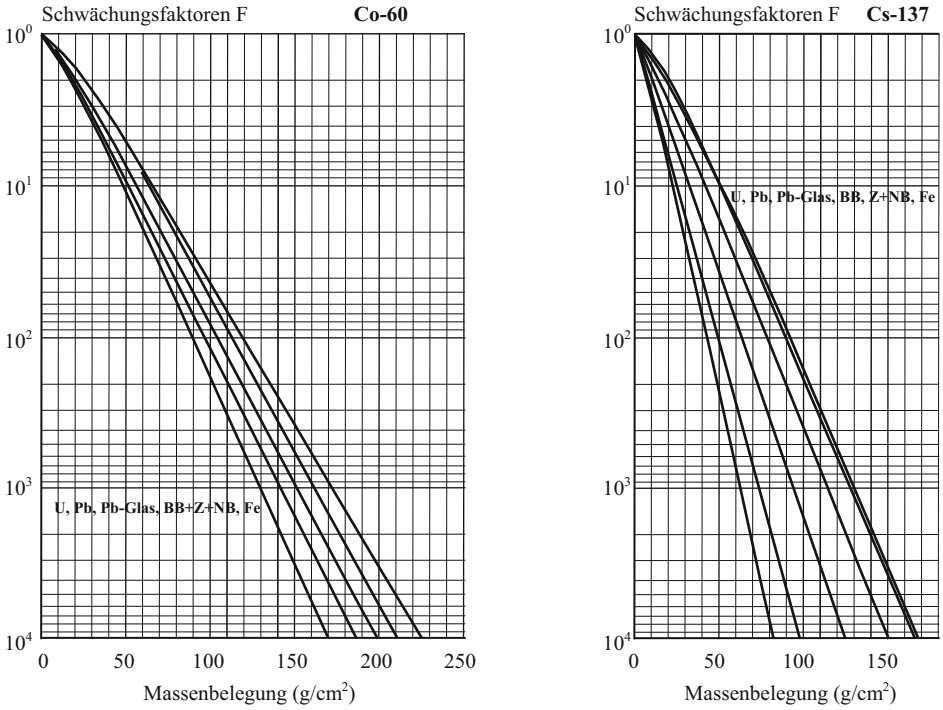


Fig. 16.2: Schwächungsgrade F für ^{137}Cs- und ^{60}Co-Gammastrahlung als Funktion der Massenbedeckung ($\rho \cdot d$) in verschiedenen Materialien für den technischen Strahlenschutz (nach [DIN 6804/1]). Die Schwächungskurven sind von links: Uran, Blei, Bleiglas, Barytbeton, Ziegel , Normalbeton, Eisen. Die Dichten ρ der verwendeten Materialien sind: ρ(Ziegel) = 1,8 (g/cm^3), ρ(Beton)= 2,3 (g/cm^3), ρ(Barytbeton) = 3,2 (g/cm^3), ρ(Blei) = 11,35 (g/cm^3), ρ(Uran) = 18,95 (g/cm^3).

Ein Blick auf die Schwächungsgradkurven in Fig. (16.2) zeigt, dass dort und übrigens auch in DIN nur Schwächungsgrade bis 10^4 entnommen werden können. Man ist daher auf Extrapolationen angewiesen. Da die Schwächungskurven bei großen Materialdicken in sehr guter Näherung einem Exponentialgesetz folgen (linearer Teil der Kurven in Fig. 16.2), kann man aus dem linearen Teil der Grafiken die Zehntelwertdicken (also die Schichtdicken für den Schwächungsgrad 10) entnehmen. Den Gesamtschwächungsgrad F zerlegt man dann wie folgt:

$$F = 3 \cdot 10^6 = 3 \cdot 10^3 \cdot 10 \cdot 10 \cdot 10 \tag{16.5}$$

Die erforderlichen Schichtdicken müssen dann nur noch addiert werden. Für eine Bleiabschirmung des gewünschten Schwächungsgrades in Beispiel 1 erhält man aus Fig. (16.2) für die ^{60}Co-Strahlung entsprechend Gl. (16.5) die folgende totale Massenbelegung:

$$(\rho \cdot d)_{Blei,tot} = (\rho \cdot d)_{3000} + 3 \cdot (\rho \cdot d)_{10} = (164 + 3 \cdot 52)\frac{g}{cm^2} = 320\frac{g}{cm^2} \tag{16.6}$$

Wegen der Dichte von Blei von 11,35 g/cm^3 erhält man für die erforderliche Blei-Wandstärke:

$$d = \frac{(\rho \cdot d)_{tot}}{\rho_{Blei}} = \frac{320}{11{,}35}\,cm \approx 28\,cm \tag{16.7}$$

Die Ergebnisse der gleichen Berechnungen für die Materialien Ziegel, Beton und Barytbeton sind in Tabelle (16.2) zusammengefasst, zusammen mit den für eine Wandhöhe von 2,5 m berechneten Wandmassen pro laufendem Meter.

Material	**$(\rho \cdot d)_{3000}$**	**$(\rho \cdot d)_{10}$**	**$(\rho \cdot d)_{tot}$**	**Dicke**	**Masse/Meter**
	(g/cm^2)	(g/cm^2)	(g/cm^2)	(cm)	kg/m
Blei	164	52	320	28	7945
Ziegel	185	55	350	194	8730
Beton	185	55	350	152	8740
Barytbeton	185	55	350	109	8720

Tab. 16.2: Materialstärken zur Abschirmung eines ^{60}Co-Strahlers nach Beispiel 1, Wandmassen pro laufendem Meter bei einer Wandhöhe von 2,5 m.

Wie Beispiel 1 zeigt, sind für Abschirmungen von Co-Bestrahlungsräumen erhebliche Materialstärken technisch üblicher Materialien nötig. Dies hat seinen Grund in der besonders geringen Schwächung der ^{60}Co-Photonenstrahlung, da zwischen 1 und 4 MeV für die meisten Materialien der Schwächungskoeffizient minimal ist (s. z. B. Fign. 4.18, 4.19), und in dem großen Streustrahlungsanteil, der durch überwiegende Comptonwechselwirkung gerade im Photonen-Energiebereich um 1 MeV entsteht.

Beispiel 2: Abschirmung eines ^{60}Co-Strahlerkopfes für die Strahlentherapie. Der gleiche Strahler wie in Beispiel 1 (Aktivität $5 \cdot 10^{13}$ Bq) soll in einem Strahlerkopf so abgeschirmt werden, dass die Oberflächendosisleistung auf dessen Außenseite nicht mehr als H = 7,5 µSv/h = $2{,}1 \cdot 10^{-9}$ Sv/s beträgt. Die Strahlenquelle befindet sich im Inneren des Strahlerkopfes in einem kugelförmigen Volumen mit dem Radius R = 5 cm. Die Schwierigkeit dieser Abschirmberechnung liegt darin, dass der Abstand r der Oberfläche des Strahlers von der eingesetzten Abschirmdicke abhängig ist und deshalb mit in die Rechnung als Unbekannte eingebracht werden muss. Die unabgeschirmte Äquivalentdosisleistung hängt also vom zunächst unbekannten Abstand r ab. Dieser Abstand setzt sich aus der Abschirmdicke d und dem Radius des kugelförmigen Hohlraums R zusammen (r = d + R).

$$\dot{H}_0(r) = \frac{\Gamma_H \cdot A}{(d+R)^2} \tag{16.8}$$

Für den Schwächungsgrad F erhält man mit den Zahlenwerten aus Bsp. 1 und den Radien in m:

$$F = \frac{\dot{H}_0(r)}{\dot{H}} = \frac{0{,}973 \cdot 10^{-16} \cdot \dfrac{5 \cdot 10^{13}}{(d+R)^2}}{2{,}1 \cdot 10^{-9}} = \frac{2{,}317 \cdot 10^{6}}{(d+0{,}05)^2} \tag{16.9}$$

	Blei			Uran		
n	$\mathbf{d_n}$ (m)	$\mathbf{F_n/10^6}$	$\mathbf{(\rho/d)_{n+1}}$ (g/cm^2)	$\mathbf{d_n}$ (m)	$\mathbf{F_n/10^6}$	$\mathbf{(\rho/d)_{n+1}}$ (g/cm^2)
1	0,45	9,2	183+156	0,45	9,2	166+150
2	0,30	18,9	154+208	0,17	49,2	155+200
3	0,32	16,9	152+208	0,19	41,0	153+200
4	0,32	17,1	152+208	0,19	41,4	154+200

Tab. 16.3: Ergebnisse der Iterationsrechnung zur Berechnung der Strahlerkopfabschirmung in Beispiel 2. Zur Entnahme der Schwächungsgrade wurden die Daten wie in Beispiel 1 in Fig. (16.2) extrapoliert. Die Zehntelwertdicke für Blei ist 52 g/cm^2, die für Uran 50 g/cm^2. n: Iterationsschritt.

Je größer der Durchmesser der Strahlerumhüllung ist, umso mehr hilft das Abstandsquadratgesetz bei der Herabsetzung der Ortsdosisleistung. Es wird also mit größerem Abstand ein kleinerer Schwächungsgrad benötigt, umso schwerer wird aber auch der Strahlerkopf. Aus Gewichtsgründen und da der Strahlerkopf klein und beweglich bleiben soll, muss ein Optimum von Geometrie und Abschirmdicke gefunden werden. Es werden außerdem nur die Materialien Blei und Uran in Betracht gezogen. Zur Lösung des Problems setzt man probehalber eine be-

stimmte Materialdicke in Gleichung (16.9) ein. Mit dem so berechneten Schwächungsgrad bestimmt man die neue Abschirmdicke und damit wieder einen neuen Schwächungsgrad usf.. Verändern sich die Schwächungsgrade und die Abschirmdicken nicht mehr, ist das gesuchte Ergebnis iterativ gefunden. Die gerundeten Ergebnisse der verschiedenen Iterationsschritte sind in Tab. (16.3) zusammengefasst.

Die erforderlichen Abschirmdicken sind also 32 cm für Blei und 19 cm für Uran. Der Durchmesser des Strahlerkopfes wird somit 74 cm für Blei (10 cm + 2·32 cm) und 48 cm für Uran. Die Strahlerkopfmassen betragen 2434 kg Blei bzw. 1087 kg Uran (Masse = $\rho \cdot V = \rho \cdot 4\pi/3 \cdot [(d+R)^3 - R^3)]$). Uran scheint also das vorteilhaftere Material zu sein. Unglücklicherweise ist Uran selbst radioaktiv. Die Aktivität der gesamten Abschirmung kann man aus der spezifischen Aktivität des Urans abschätzen, sie beträgt 12342 Bq/g (s. Tab. 3.2). Für 1087 kg Uran erhält man eine Aktivität von etwa 13,5 GBq (für reines ^{238}U). Dazu kommt noch die Aktivität von je 9 GBq der beiden Tochternuklide ^{234}Th und ^{234}Pa, mit denen das ^{238}U schon nach 100 Tagen im Gleichgewicht steht (s. Fig. 3.24, Abschn. 3.3.2). Die Alphastrahlung dieser Nuklide muss also zusätzlich abgeschirmt werden, was allerdings in der Regel leicht durch eine dünne Edelstahlumhüllung erreicht werden kann.

16.5 Abschirmungen für Röntgenstrahlung

Die Energiespektren der Röntgenbremsstrahlung sind heterogen. Ihr energetischer Verlauf hängt außer von der Erzeugerspannung auch von der Filterung des Strahlenbündels ab. Abschirmungsberechnungen nach dem Schwächungsgesetz sind daher selbst bei Berücksichtigung der Streuprozesse äußerst schwierig. Das Strahlenfeld in der Nähe einer Röntgenröhre besteht aus dem Nutzstrahlenbündel (dem Direktstrahl), dem Streustrahlungsfeld, das im Patienten und im Aufbau (Tisch, Halterungen usw.) entsteht, und der Schutzgehäuse-Durchlassstrahlung (Störstrahlung). Alle drei Komponenten müssen gesondert beachtet werden, wobei die höchsten Strahlenexpositionen im Nutzstrahl zu erwarten sind. Die Deutsche Norm [DIN 6812] schlägt wegen der erwähnten Schwierigkeiten der Schwächungsberechnungen wieder ein halbempirisches Verfahren zur Berechnung von Abschirmungen vor, das experimentell ermittelte Schwächungsgrade benutzt.

In formaler Analogie zu den radioaktiven Strahlern wird auch bei Röntgenröhren - die Gültigkeit des Abstandsquadratgesetzes für die Dosisleistung vorausgesetzt - die Äquivalentdosisleistung im **Nutzstrahl** in der Entfernung r vom Brennfleck mit Hilfe einer Dosisleistungskonstanten Γ_R definiert.

$$\dot{H}_X = \frac{\Gamma_R \cdot i_E}{r^2} \tag{16.10}$$

Statt der Aktivität der radioaktiven Strahler ist hier als "Strahlerstärke" der Röhrenstrom i_E zugrunde gelegt. Die praktische Einheit dieser Röntgen-Äquivalentdosisleistungskonstanten Γ_R ist ($mSv \cdot m^2 \cdot min^{-1} \cdot mA^{-1}$). Γ_R hängt sowohl von der Röhren-

spannung als auch von der Filterung des Spektrums ab. Werte finden sich in grafischer Form in [DIN 6812] und auszugsweise in Fig. (10.2).

Röntgenuntersuchungsmethode	**Nennspannung / Filterung**	**W (mA.min/Woche)**
Röntgenaufnahmen	90kV/2,5mm Al	400
Durchleuchtung		
Untertisch	90kV/2,5 mm AL	1'200
Obertisch	90kV/2,5 mm AL	3'000
DSA, Kardiol. Arbeitsplatz	90kV/2,5 mm AL	4'000
Therapiesimulator	90kV/2,5 mm AL	1'000
Mammografie	35kV/0,5mm Al bzw. 0,03mm Mo	1'000
Chirurgischer Bildverstärker	80kV/3,0mm Al	400
Computertomografie	125kV/2,5mm Al	20'000
Röntgentherapie	≤100kV/≤2,5mm Al	1'500
	200kV/0,5mm Cu	6'000
	250kV/1,0mm Cu	6'000
	300kV/3mm Cu	6'000

Tab. 16.4: Typische Betriebsbelastungen W für verschiedene Betriebsarten und Hochspannungen von medizinischen Röntgenanlagen nach [DIN 6812].

Da Röntgenstrahler anders als radioaktive Strahlenquellen nur während ihrer Einschaltzeit strahlen, muss die tatsächliche Betriebsdauer der Röntgenröhre zusätzlich berücksichtigt werden. Statt des Röhrenstromes i_E im eingeschalteten Zustand (Gleichung 16.11) wird in deshalb die Betriebsbelastung W verwendet. Sie setzt sich aus der Röhrenstromstärke I (mA), der Einschaltzeit t_E (min) und dem betrachtetem Bezugszeitraum t (in Wochen) zusammen (Gl. 16.11). Sie hat die praktische Einheit (mA·min/Woche) und stellt den mittleren Röhrenstrom während des betrachteten Zeitintervalls dar. Die in DIN vorgeschlagenen numerischen Werte für die üblicherweise zu erwartende Betriebsbelastung dürfen nur in begründeten Ausnahmen verändert werden. Datenauszüge befinden sich in Tab. (16.3). Die mittlere freie, also unabgeschirmte Äquivalentdosisleistung im Nutzstrahl einer Röntgenröhre beträgt daher:

$$\dot{H}_X = \frac{\Gamma_R \cdot W}{r^2} \qquad \text{mit} \qquad W = \frac{I \cdot t_E}{t} \tag{16.11}$$

Die zu erwartende Aufenthaltsdauer der zu schützenden Personen wird über eine Korrektur, den Aufenthaltsfaktor T, berücksichtigt. Er ist dimensionslos und hat in den meisten Strahlenschutzsituationen den Wert T = 1. Außerhalb des Strahlenbetriebes hat er Werte zwischen T = 0 (kein Aufenthalt möglich) bis T = 0,3 (Verkehrsflächen wie Grünflächen, Wege unter Verfügungsgewalt des Betreibers). Bei vielen Röntgenanlagen ist die Strahlrichtung mechanisch starr festgelegt. Für den Schutzbereich kann deshalb ein Richtungsfaktor U berücksichtigt werden. Auch dieser Richtungsfaktor hat in den meisten Fällen den Wert U = 1 und wird nur in begründeten Ausnahmen auf Werte kleiner 1 festgelegt. Die in Strahlenschutzberechnungen für den freien Nutzstrahl zu verwendende mittlere Äquivalentdosisleistung eines Röntgenstrahlers ergibt sich mit allen Korrekturen deshalb zu:

$$\dot{H}_X = \frac{\Gamma_R \cdot W \cdot T \cdot U}{r^2} \tag{16.12}$$

Erforderliche Schwächungsgrade erhält man ähnlich wie bei der Gammastrahlung von Radionukliden als Verhältnis der tatsächlichen zur erwünschten Äquivalentdosisleistung. Die zulässige Ortsdosisleistung an Röntgenarbeitsplätzen wird meistens als zugelassene "Wochendosis" H_W ausgewiesen. Sie wird aus den zulässigen Grenzwerten berechnet und ist in [DIN 6812] tabelliert. Die für einen gewünschten Schwächungsgrad benötigte Bleidicke findet sich als Funktion der Röhrenspannung und Filterung in Fig. (16.3).

$$F_N = \frac{\dot{H}_X(r)}{H_W} = \Gamma_R \cdot \frac{W \cdot T \cdot U}{r^2 \cdot H_W} \tag{16.13}$$

Die Äquivalentdosisleistung durch **Streustrahlung** wird in zwei Schritten bestimmt. Da die Streustrahlungsintensität nicht identisch mit der Intensität im Nutzstrahlenbündel ist, wird zunächst die Streustrahlungsausbeute k benötigt. Sie wird aus einem Vergleich von Äquivalentdosisleistung $H_{X,P}$ am Ort der Mitte des streuenden Materials (Patient oder Phantom) ohne Anwesenheit dieses Streukörpers und der Dosisleistung durch Streustrahlung im Abstand a zu diesem Punkt $H_{X,streu}$ berechnet.

$$\dot{H}_{X,streu} = \frac{k \cdot \dot{H}_{X,P}}{a^2} \tag{16.14}$$

Diese Gleichung bedeutet, dass die Mitte des streuenden Phantoms als punktförmiger Ausgangsort für das Streustrahlungsfeld betrachtet wird. Die Intensität der Streustrahlung nimmt darüber hinaus wie bei einem Punktstrahler quadratisch mit dem Abstand

ab, obwohl das streuende Medium Abmessungen hat, die mit den üblichen Abständen von Personal und Streukörper vergleichbar sind.

Der physikalische Grund dafür ist die Tatsache, dass die Streustrahlung in einem kleinen Volumen vor allem auf der "heißen" Eintrittsseite des Röntgenstrahlenbündels in den Streukörper entsteht. Streustrahlungsbeiträge aus der Tiefe des Phantoms werden wegen der geringen Halbwertschichtdicken von Röntgenstrahlung in gewebeähnlichen Materialien weder mit großer Intensität erzeugt noch können sie ungeschwächt den Streukörper verlassen und so zum Streustrahlungsfeld beitragen. Der Ausbeutefaktor k hat die Einheit einer Fläche (m^2) und kann nach experimentellen Untersuchungen für die meisten Fälle durch einen Wert von k = 0,002 m^2 angenähert werden. Dieser Wert bedeutet, dass die Streustrahlungsintensität in 1 m seitlichem Abstand vom Zentralstrahl etwa 0,2% der ungeschwächten Nutzstrahlintensität am Ort der Phantommitte

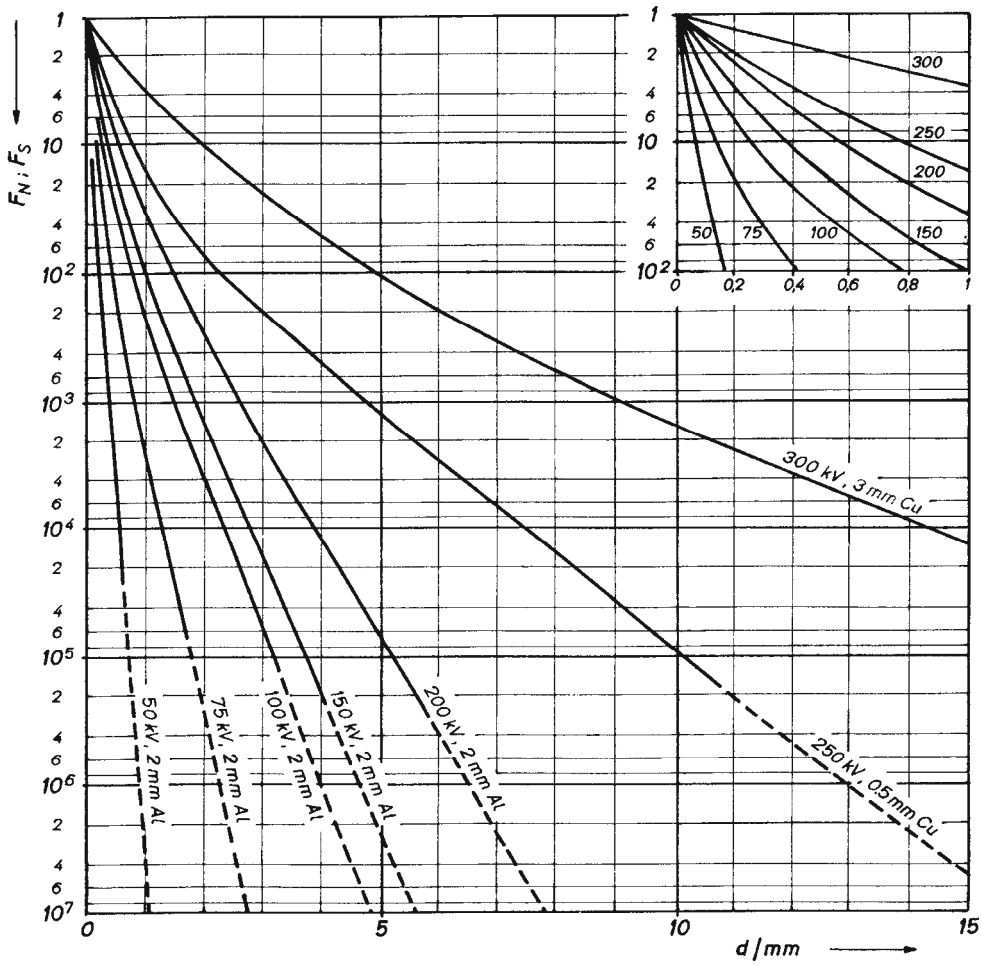


Fig. 16.3: Schwächungsgrade von Blei für Nutzstrahlung (FN) und Streustrahlung (FS) zur Berechnung von Strahlenschutzwänden an Röntgenanlagen (nach [DIN 6812 alt]).

beträgt. Die Dosisleistung durch Streustrahlung wird im zweiten Schritt wieder mit Hilfe der Äquivalentdosisleistungskonstanten, dem Abstand a und der Röhrenstromstärke i_E nach dem Abstandsquadratgesetz berechnet.

$$\dot{H}_{X,streu} = \Gamma_R \cdot \frac{i_E \cdot k}{a^2} \tag{16.15}$$

Strahlenschutzzubehör für das Personal	
Strahlenschutzschürze, Vorderseite (schwer)	0,35 mm Pb
Strahlenschutzschürze, Rückseite (schwer)	0,25 mm Pb
Strahlenschutz-Operationsschürze (leicht)	0,25 mm Pb
Handschuhe (incl. Halber Unterarm)	0,25 mm Pb
Strahlenschutzzubehör für den Patienten	
Patienten-Gonaden-Schutzschürze	0,5 mm Pb*
Hodenschutz leicht	0,5 mm Pb
Hodenschutz schwer	1,0 mm Pb
Ovarienschutz, indirekter Gonadenschutz	1,0 mm Pb
Ortsveränderliche Abschirmungen zur Erweiterung von Schutzzonen	
Strahlenschutz-Wände, -Kanzeln	0,5 mm Pb
Strahlenschutzvorhänge	0,25 mm Pb

Tab. 16.5: Bleigleichwerte (vorgeschriebene Bleistärken) für Strahlenschutzzubehör in der Röntgendiagnostik nach [DIN 61331-3]. *: mindestens 0,4 mm Pb.

Mit den gleichen Begründungen wie bei der Berechnung im Nutzstrahlenbündel werden Aufenthaltsdauer T und Richtungskorrektur U eingeführt. Man erhält also:

$$\dot{H}_{X,streu} = \Gamma_R \cdot \frac{W \cdot T \cdot U \cdot k}{a^2} \tag{16.16}$$

Bildet man den Quotienten aus dieser Dosisleistung und der zulässigen Wochendosis H_W so erhält man wie oben den erforderlichen Schwächungsgrad F_S:

$$F_S = \frac{\dot{H}_{X,streu}(a)}{H_W} = \Gamma_R \cdot \frac{W \cdot T \cdot U \cdot k}{a^2 \cdot H_W} \tag{16.17}$$

Die dazu benötigten Bleimaterialstärken sind ebenfalls in Fig. (16.3) enthalten. Einige Berechnungsbeispiele und weitere Einzelheiten sind in [DIN 6812] dargestellt.

Das hier vorgestellte und von DIN verwendete Verfahren geht von einer isotropen Streustrahlungsverteilung um den Patienten oder Streukörper aus. Dies ist wegen der bekannten Richtungscharakteristik der Comptonstreuung aus strahlenphysikalischer Sicht sicherlich eine grobe, aber für Strahlenschutzzwecke dennoch ausreichende Näherung. Bezüglich der dritten Strahlungskomponente, der **Gehäusedurchlassstrahlung**, sei auf die oben zitierte Norm verwiesen.

Bleigleichwert	**50 kV**	**75 kV**	**100 kV**	**150 kV**	**200 kV**
mm Pb	**Durchgelassene Strahlungsintensität in %**				
0,13	2,0	10	25	40	55
0,25	0,35	3,0	10	20	30
0,35	0,05	1,5	5,5	11	22
0,4	0,03	1,0	4,5	8,0	17
0,5	0,01	0,7	3,0	5,5	12,5
1,0	-	0,05	0,5	1,0	2,5

Bleigleichwert (mm Pb)	**Flächenbelegung (kg/m^2)**	**Schwächung (%) 80 kV Nutzstrahl**	**Schwächung (%) 80 kV Streustrahlung**
0,13	1,6	70	85
0,25	3,3	80	96
0,35	5,1	94	98
0,5	7,5	97	99

Tab. 16.6: Oben: Richtwerte für den Schwächungsgrad von Strahlenschutzmitteln für Röntgen-Streustrahlung als Funktion der Röhrenspannung (nach [DIN 6813 alt]). Unten: Unterschiedliche Schwächungen für 80 kV Nutzstrahlung und Streustrahlung nach [Eder priv].

Um solche umständlichen Berechnungen im Alltag zu vermeiden, sind die bleiäquivalenten Stärken mobiler Abschirmungen für die verschiedenen Abschirmungszwecke in der Röntgendiagnostik vom DIN [DIN 61331-3] vorgeschrieben und in der Tabelle

(16.5) zusammengefasst. Danach müssen Bleischürzen für das Personal auf der strahlzugewandten Vorderseite eine bleiäquivalente Stärke von 0,35 mm, auf der Rückseite von 0,25 mm aufweisen. Strahlenschutzhandschuhe müssen ebenfalls 0,25 mm Blei enthalten. Gonadenabschirmungen für Patienten sollen mindestens 0,5 mm (normaler Gonadenschutz) und 1 mm Blei (schwerer Gonadenschutz), entsprechende Schürzen mindestens 0,4 mm Bleiäquivalent aufweisen. Strahlenschutzzubehör muss regelmäßig auf seine Unversehrtheit geprüft werden (Risse, verrutschtes Bleigummi) und gegebenenfalls getauscht werden.

Die Schwächung der Strahlenbündel ist wegen der Energieabhängigkeit der Photonenwechselwirkungen abhängig von der verwendeten Strahlungsqualität. Prozentuale Schwächungswerte der Röntgenstrahlung durch diese Bleischutzmittel sind in der nächsten Tabelle (16.6) aufgelistet (ebenfalls DIN 6813 entnommen). Für eine übliche Röhrenspannung von 75 kV und die vorgeschriebene Schürzendicke von 0,35 mm Blei erhält man beispielsweise eine Schwächung des Strahlenbündels oder der Streustrahlung von 100% auf 1,5%. Eine Strahlenschutzkanzel mit einem Bleiäquivalent von 0,5 mm oder eine entsprechende Bleischürze mit ebenfalls 0,5 mm Bleiäquivalent würde bereits bei gleicher Hochspannung auf sogar 0,7% Restintensität schwächen. Diese Schwächungswirkung entspricht ziemlich genau der Schwächung des Strahlenbündels durch einen "Standardpatienten" (Durchmesser 21 cm, 70-75 kV). Tatsächlich wirkt unter diesen Bedingungen ein im Strahlengang stehender Mitarbeiter also bezüglich der Strahlungsschwächung wie eine 0,5 mm Bleischürze.

Bei der Berechnung von erforderlichen Abschirmdicken für Röntgenstrahlungen wird von senkrechter Transmission durch Wände oder Bleiabdeckungen ausgegangen. Es wird darüber hinaus Nutzstrahlung und Streustrahlung bezüglich der Transmission energetisch gleichgestellt. Tatsächlich kommt es bei gestreuter Strahlung wegen der isotropen Verteilung, also der schrägen Auftreffwinkel der Streustrahlung auf das Schutzmittel, im Mittel zu größeren "gesehenen" Dicken der Abschirmungen, so dass die senkrechte Transmission, wie sie bei Nutzstrahlung auftritt, die Abschirmwirkung unterschätzt. Tab. (16.6) zeigt im unteren Teil eine experimentelle Untersuchung dieser Unterschiede in der Transmission von 80 kV Röntgenstrahlung (gemessen an einem Untersucher, [Eder priv]). Durch die Vernachlässigung der schrägen Transmission mit der damit verbundenen höheren Abschirmfaktoren befindet man sich somit *"auf der sicheren Seite"*.

16.5.1 Bleigleichwerte von Strahlenschutzschürzen im Röntgen

Wegen der hohen Dichte (11,3 g/cm^3), der hohen Ordnungszahl (Z = 82) und der hohen Werte der Schwächungskoeffizienten für typische Röntgenenergien ist Blei das ideale Material zur Abschirmung in der Röntgendiagnostik. Allerdings ist Blei toxisch und muss bei der Entsorgung alter Bleischürzen als Sondermüll kostenpflichtig entsorgt werden. Außerdem sind Bleischürzen schwer und werden vor allem bei längerer Tragezeit zur körperlichen Belastung für das betroffene Personal. Es hat daher schon

früh Versuche gegeben, Blei durch leichtere und weniger toxische Substanzen zu ersetzen. Technisch eingesetzte Materialien sind Zinn, Wismut, Antimon und Wolfram sowie Mischungen dieser Elemente mit unterschiedlichen Mengen Bleianteil. Man unterscheidet je nach Zusammensetzung der Abschirmungen bleifreie, ausschließlich bleihaltige und Komposit-Materialien. Von der Verwendung leichterer Materialien hat man sich wegen der erhöhten Werte ihrer Schwächungskoeffizienten im Bereich der K-Kanten größere Schwächungsfaktoren bei mittleren Photonenenergien und somit geringere Materialstärken und leichtere Röntgenabschirmungen erhofft.

Zum Vergleich der Schwächungswirkungen verschiedener Materialien wurde der Begriff des "Bleigleichwerts" geschaffen, der eine objektive Beurteilung der Schwächungseigenschaften dieser Materialien unabhängig von ihrer Zusammensetzung ermöglichen sollte (s. Tab. 16.5, 16.6). Hat ein Material beispielsweise einen Bleigleichwert von 0,35 mm Blei, so wird erwartet, dass seine Abschirmwirkung für die typischen radiologischen Energien mit der Wirkung von 0,35 mm Blei übereinstimmt.

Material	**Z**	**ρ (g/cm³)**	**E_K (keV) / E_L (keV)**	**$E_{\gamma K}$ (keV)***	**Rel. Intensitäten (%)***
Zinn	50	7,31	29,2 / 3,93 – 4,46	25,27/25,04/28,49	100 / 53 / 17
Antimon	51	6,69	30,49 / 4,13 – 4,7	26,36/26,11/29,73	100 / 54 / 18
Wolfram	74	19,3	69,525 / 10,2 – 13,0	59,32/57,98/67,24	100 / 58 / 22
Blei	82	11,35	88 /13 – 15,8	74,97/72,80/84,93	100 / 60 / 23
Wismut	83	9,75	90,53 / 13,4 – 16,4	77,11/74,81/87,34	100 / 60 / 23

Tab. 16.7: Materialeigenschaften (Ordnungszahlen Z, Bindungsenergien der K- und L-Elektronen E_K, E_L, [Hubbel 1996]) sowie Energien und Intensitäten der charakteristischen K-Fluoreszenzstrahlungen in Abschirmmaterialien (*: Daten nach [X-Ray 2001]). Die Bindungsenergien entsprechen den K- und L-Kanten der Schwächungskoeffizientenverläufe. Alle L-Fluoreszenzstrahlungen haben so geringe Photonenenergien (zwischen 3,4 und 10,8 keV), dass sie für die Abschirmung der Röntgenstrahlung wegen der speziellen Spektralform der klinischen Röntgenspektren (Wegfiltern der weichen Strahlungsanteile) keine Rolle spielen.

Das einen Absorber verlassende Strahlenfeld besteht aus durchgelassener Primärstrahlung sowie im Absorber erzeugter Streustrahlung und angeregter Fluoreszenzstrahlung, also charakteristischer Photonenstrahlung nach Photoeffekten der eingeschossenen Röntgenquanten an inneren Elektronen des exponierten Materials. Streustrahlungen und Fluoreszenzstrahlungen werden weitgehend isotrop emittiert, während Pri-

märstrahlung nur in Richtung des ursprünglichen Strahlenbündels den Absorber verlässt.

Bindungsenergien der inneren Elektronen unterscheiden sich deutlich je nach Ordnungszahl der Absorber (s. Tab. 16.7). Bei schweren Materialien wie Blei, Wismut

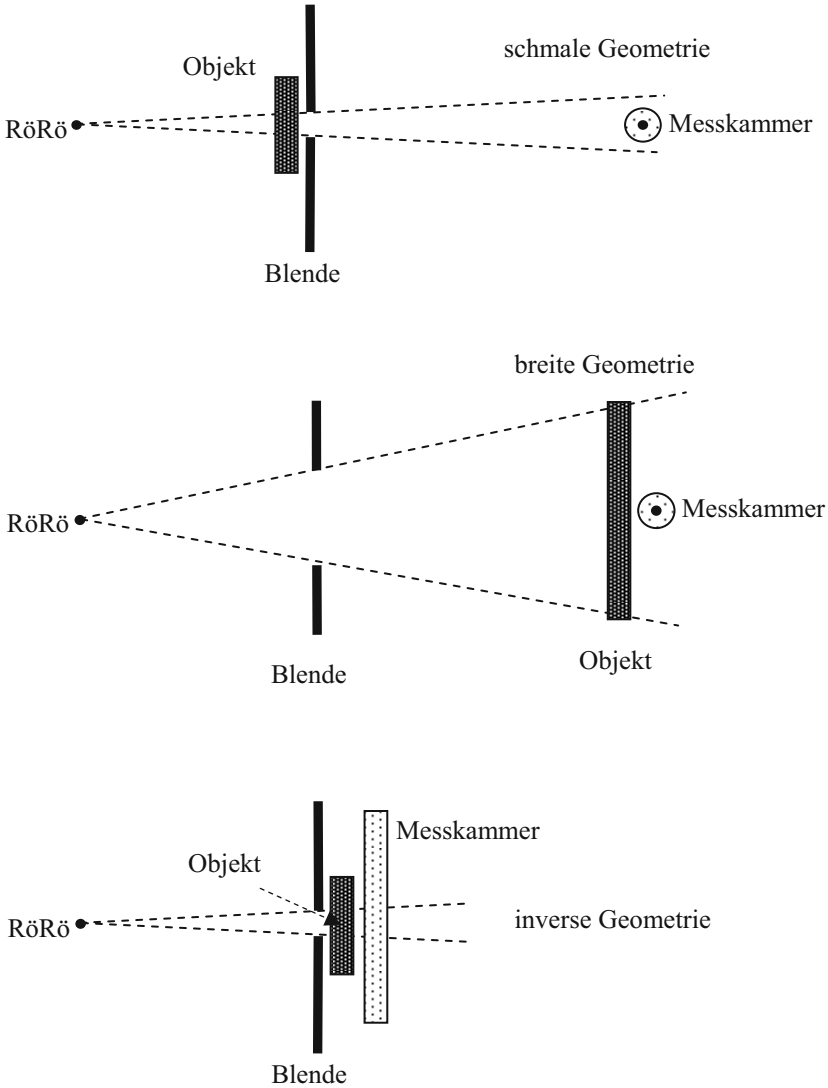


Fig. 16.4: Messanordnungen zur Messung der Schwächungseigenschaften von Abschirmmaterialien in schmaler, breiter und inverser Geometrie (in Anlehnung an [PTB 2006]).

oder Wolfram sind sie so hoch (70 - 90 keV), dass die Erzeugungsraten charakteristischer Strahlung wegen der in den Röntgenspektren in diesem Energiebereich nur noch geringen Intensität zu vernachlässigen sind.

Bindungsenergien der K-Elektronen von Absorbern mit Ordnungszahlen um Z = 50 liegen dagegen im mittleren Energiebereich der Röntgenspektren. Wegen der dort hohen Röntgenintensitäten kommt es daher zu erheblichen Fluoreszenzausbeuten bei der Bestrahlung dieser leichten Materialien. Diese Fluoreszenzstrahlung erhöht also deutlich die Dosisleistungen hinter den Abschirmmaterialien im Vergleich zu schweren Absorbern. Halbwertschichtdicken dieser charakteristischen Strahlungen liegen bei 12 – 15 mm Weichteilgewebe, so dass exponierte Personen nicht nur Oberflächendosen sondern auch Expositionen in der Tiefe erhalten.

Um die Bleiäquivalenz einer Abschirmung experimentell zu überprüfen, werden von den nationalen und internationalen Normen Messverfahren vorgegeben (DIN EN 61331-1, DIN 6857-1). Man unterscheidet dabei Messungen in schmaler, in breiter und in inverser Geometrie (s. Fig. 16.4 oben). Wird in schmaler Geometrie untersucht, so wird im wesentlichen nur die transmittierte Primärstrahlung nachgewiesen, da Streustrahlungen und Fluoreszenzstrahlungen der exponierten Materialien durch Blenden weitgehend vom Detektor ferngehalten werden. Zur experimentellen Bestimmung muss ein möglichst kleinvolumiger Kugeldetektor in großer Entfernung vom Untersuchungsobjekt angeordnet werden, so dass die Messkammer die in den Absorbern entstehenden Sekundärstrahlungen (Fluoreszenzstrahlung und Streustrahlung) nicht mit erfasst. In der Vergangenheit wurde der Bleigleichwert von Abschirmmaterialien ausschließlich durch Messungen in dieser schmaler Geometrie bestimmt. Aus den oben genannten Gründen wird damit - zumindest in bestimmten Energiebereichen - die Abschirmwirkung leichter Materialien mit ihrer erhöhten Fluoreszenzausbeute durch Messungen in schmaler Geometrie überschätzt.

Will man die Sekundärstrahlungen ebenfalls erfassen, muss die Schwächungsmessung in breiter Geometrie durchgeführt werden (Fig. 16.4 Mitte). Um ein möglichst homogenes Strahlenfeld zu haben, werden allerdings große Abstände benötigt. Dadurch vermindern sich die Dosisleistungen am Messort. Die Messergebnisse sind wegen des kleinen Ansprechvermögens der notwendigerweise kleinvolumigen Kammer und dem schlechten Signal-Untergrundverhältnis mit großen Fehlern behaftet. Die Physikalisch-Technische Bundesanstalt hat daher eine modifizierte Messanordnung, die so genannte inverse Geometrie vorgeschlagen (Fig. 16.4 unten). Hier wird das Objekt unmittelbar hinter der Blende angeordnet. Die Messkammer muss ein großflächiger Detektor sein, der dicht am Absorber positioniert wird. Messungen in inverser Geometrie sind vom Ergebnis gleichwertig mit den Untersuchungen in breiter Geometrie, vermeiden aber die hohen Messunsicherheiten bei geringen Röntgenintensitäten. Als Detektoren werden kommerzielle Ionisationskammern zur Messung des Flächen-Dosisproduktes verwendet.

Untersuchungen in breiter bzw. inverser Geometrie haben gezeigt, dass im Vergleich mit Bleiabschirmungen die Dosisleistungen hinter bleifreien Abschirmungen mit nominell identischem in schmaler Geometrie gemessenem Bleigleichwert bis über 60 % betragen können [Eder EU 2009]. Da Strahlenabschirmungen unmittelbar am Körper getragen werden, trifft die erhöhte Fluoreszenzstrahlung unmittelbar die exponierten Personen, die Strahlungsquelle sind ja die Röntgenschürzen selbst. Es kommt daher zu erhöhten Expositionen der Haut, des Sternums, des Brustdrüsengewebes und der Schilddrüse [Schlattl 2007]. Erschwerend kommt hinzu, dass die Fluoreszenzstrahlung in leichten Materialien wegen ihrer niedrigen Energie eine um den Faktor 1,5 erhöhte biologische Wirksamkeit aufweist, als es bei den Messungen mit üblichen Personendosimetern unterstellt wird [Eder 2008]. Bleifreie Abschirmmaterialien, deren Schutzwirkungen (Bleigleichwerte) nach dem alten Verfahren in schmaler Geometrie bestimmt wurden, sollten deshalb wegen der verringerten Abschirmwirkung bei Röhrenspannungen um 70 kV und oberhalb von 100 kV sofort aus dem Verkehr gezogen werden.

Um den praktischen Umgang mit vom Blei unterschiedlichen Abschirmmaterialien zu erleichtern, werden in der neuesten Ausgabe der DIN 6857-1 vom Jan. 2009 Schutzklassen eingeführt, in die das Abschirmmaterial einzuteilen ist. Die Schutzklassen I bis IV entsprechen äquivalenten Bleigleichwerten von 0,25 mm, 0,35 mm, 0,5 mm und 1 mm. Da bleifreie oder Kompositschürzen diese Bedingungen nicht automatisch für alle Röhrenspannungen und Strahlungsqualitäten erfüllen, ist außerdem der entsprechende Spannungsbereich zu deklarieren. Strahlenschutzschürzen sind nach dieser Methode seit dem 1. Jan. 2009 daher auch mit dem zulässigen Spannungsbereich zu kennzeichnen. Ist beispielsweise eine Röntgenschürze mit "*Schutzklassse DIN 6857-1-II bis 120 kV*", gekennzeichnet, so kann sich der Anwender darauf verlassen, dass dieses Schutzmittel die gleiche Schutzwirkung für alle Röhrenspannungen bis 120 kV bietet wie eine reine Bleischürze der Stärke 0,35 mm. Diese Vorschriften gelten für alle ab 1. Jan. 2009 ausgelieferten Schutzkleidungsstücke.

Zusammenfassung

- **Die Vorschriften zur Berechnung von Strahlenabschirmungen sind in DIN geregelt. Die Normen enthalten dazu ausführliche Tabellen, Diagramme und Rechenvorschriften, die sich je nach Strahlenart erheblich voneinander unterscheiden.**
- **Die nach DIN zulässigen Dosisleistungen und Dosen stimmen aus Minimierungsgründen nur teilweise mit der Grenzwerten der RöV oder StrlSchV überein.**
- **Die Strahlenfelder werden aus systematischen Gründen in Nutzstrahlenbündel und Streustrahlungsfelder aufgeteilt. Die dafür erforderlichen Abschirmungen werden getrennt berechnet.**

- **Nutzstrahlenbündel und Streustrahlungsfelder in der Röntgendiagnostik unterscheiden sich nur geringfügig in ihrer mittleren Energie und benötigen daher vergleichbare Abschirmstärken.**
- **Berechnungen von Abschirmdicken werden in senkrechter Transmission vorgenommen, was wegen der vernachlässigten größeren Abschirmdicken in schräger Transmission zusätzliche Sicherheiten verschafft.**
- **Abschirmmaterialien werden anhand ihres Bleigleichwertes charakterisiert.**
- **Dieser Wert muss in Messungen in breiter Geometrie bestimmt werden, da sonst die Strahlenexposition durch Fluoreszenzstrahlung aus den Abschirmungen zu erhöhten Personendosen führen kann.**

16.5.2 Umgang mit Bleischürzen in der radiologischen Praxis

Beim Umgang mit Schutzkleidungen im Röntgen sind neben der richtigen Wahl des Bleigleichwertes, der Schutzklasse und der Unversehrtheit der Schutzmittel insbesondere die geometrischen Verhältnisse bei einer möglichen Strahlenexposition zu beachten. Befindet sich die exponierte Person auf der gleichen Seite wie der Röntgenstrahler, so wird sie wegen der Rückstreuung im Patienten einer erhöhten Streustrahlungsintensität ausgesetzt (s. Kap. 17.1.2.2). Bei Obertischanordnungen ist der Kopf-Halsbereich besonders gefährdet. Neben den üblichen Bleischürzen am Rumpf müssen deshalb ein Schilddrüsenschutz und von den intervenierenden Ärzten eine Bleiglasbrille mit seitlichem Augenschutz getragen werden. Üblicherweise stehen die Mitarbeiter bei interventionellen Techniken in seitlicher Position zum Patienten, sie müssen also auch mit einer lateralen Strahlenexposition rechnen. Viele Bleischürzen weisen aus Gewichtsgründen seitlich nur 0,18 mm bzw. 0,25 mm verminderte Bleistärken auf. Solche Schutzkleidung ist daher bei interventionellen Techniken nur bedingt tauglich.

Manche kommerzielle Bleischürzen sind aus Gründen des Tragekomforts als Faltschürze geschnitten, die pro Schicht nur 0,18 mm Blei enthalten. Die vorgeschriebene Gesamtbleistärke entsteht also erst bei vollständigem Überlappen der beiden Mantelhälften. Bei kommerziellen Schürzen schlechter Machart kann es dabei zu folgenden Problemen kommen. Ist der Überlapp der beiden Teilschürzen nicht ausreichend z. B. im Bereich des Halsausschnitts, so wird dieser Bereich entweder völlig unabgeschirmt bestrahlt, oder die Bleistärke ist tatsächlich nur halb so groß, wie vom Träger vermutet (s. Fig. 16.5 oben).

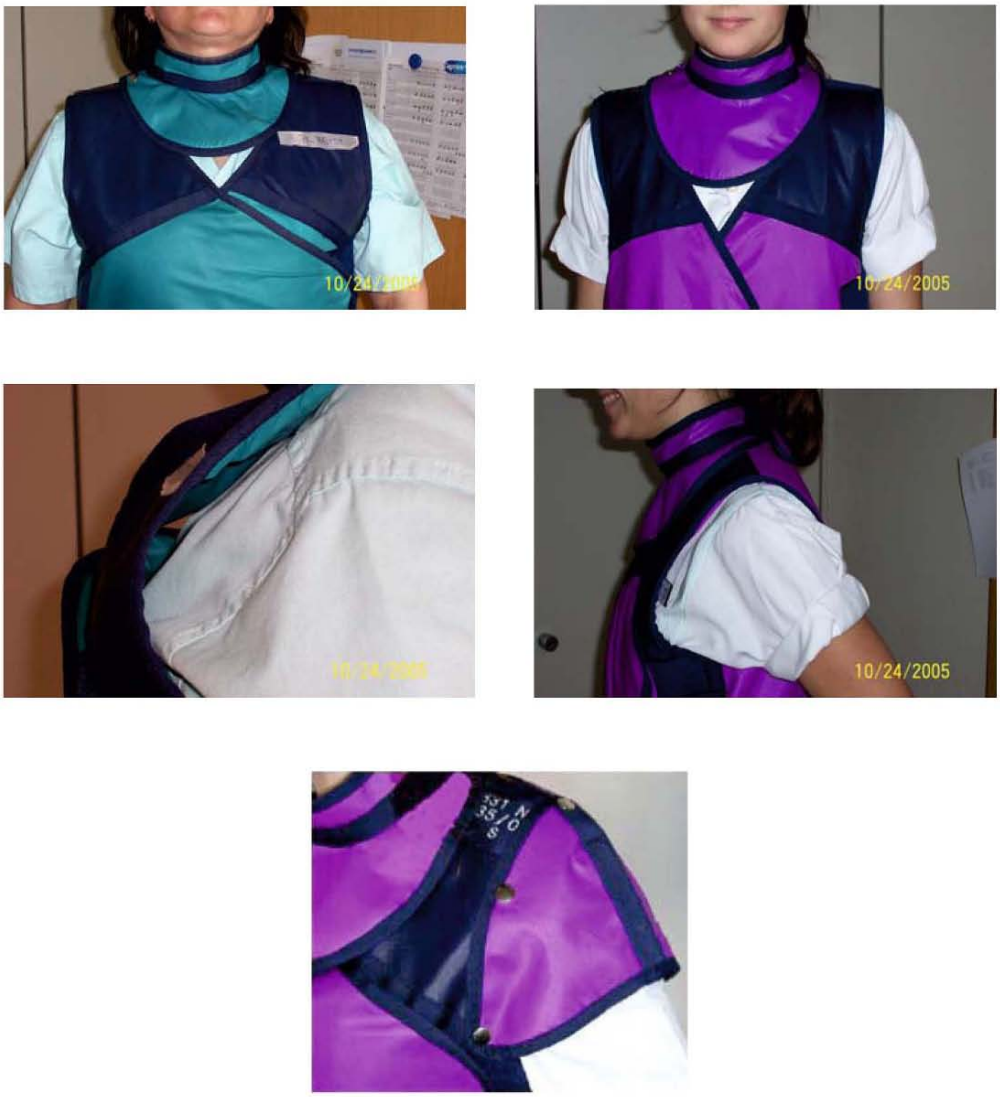


Fig. 16.5: Oben und Mitte: Mangelnde Abschirmwirkung falsch geschnittener und getragener Bleischürzen. Gezeigt sind jackenförmige Bleischürzen aus zwei Hälften mit je 0,18 mm Bleigleichwert, die ihre Gesamtbleistärke erst durch Überlapp erreichen. Bedenklich sind die ausgeprägten Brustausschnitte, die die wesentlichen Risikoorgane (Sternum, Brust) nicht bedecken. Auch der Schilddrüsenschutz schließt den Brustausschnitt nicht. Beim Versuch das Dekollete zu bedecken entstehen vergrößerte und verzerrte Armausschnitte, die bei lateraler Exposition keinerlei Schutz bieten. Unten: Kommerziell verfügbare Schulterepoulette.

Wird der Armausschnitt seitlich optimiert, um das Sternum und den Brustbereich bei lateraler Exposition zu schützen, müssen die Schürzen ohne Verzerrung getragen werden. Dabei bildet sich bei korpulenten wie schlanken Personen sowohl weiblichen als auch männlichen Geschlechts u. U. ein ausgeprägtes Dekollete frontal. Dies kann auch nicht durch einen korrekt getragenen Schilddrüsenschutz abgedeckt werden.

Wird dagegen das Dekollete durch Heranziehen der beiden Schürzenhälften besser abgeschirmt, entsteht durch Verzerren der Bleischürzen ein vergrößerter Armausschnitt (Fig. 16.5 Mitte). In solchen Fällen werden die Brust, das Sternum und der gesamte Thoraxbereich nahezu ungeschützt exponiert. Dieses Problem besteht bei einteiligen wie auch bei mehrteiligen Schürzen.

Dies wird auf den Grafiken deutlich, bei denen das Namensschild der schlanken Schwester deutlich zu sehen ist. Dieses Schild war im Beispiel zentral auf der linken Mamma platziert. Da das Personal die Plaketten frontal auf der linken Thoraxhälfte trägt, tauchen die entsprechenden Expositionen auch auf den Personendosimetern (Filmen) auf. Die Probleme treten bei Frauen wie Männern gleichermaßen auf. Die handelsübliche Reduktion auf 0,25 mm Pb-Äquivalent im Seitenbereich und auf den Rückseiten der Schürzen ist wegen der lateralen Bestrahlung also sehr problematisch.

Abhilfe schaffen hier Bleikleidungen, die nicht in der Thoraxmitte sondern seitlich geöffnet und geschlossen werden können und keinen Halsausschnitt aufweisen. Sie sollten auch so geschnitten sein, dass sie auch bei lateraler Exposition insgesamt 0,35 mm Bleigleichwert aufweisen. Außerdem sollten die Armausschnitte z. B. durch Klettverschlüsse auf den Schultern individuell einstellbar sein. Bei hohen Strahlenexpositionen können als zusätzliche Abschirmungen auch Schulterabdeckungen verwendet werden, die an die Schürzen angeknöpft werden können und von den meisten Herstellern als Zubehör angeboten werden.

Bei Untertischanordnungen befindet sich das um etwa den Faktor 6 intensivere Streustrahlungsfeld wieder auf der Röhrenseite, jetzt also unterhalb der Tischplatte. In diesem Fall ist neben der üblichen Abschirmung des Rumpfes auch für eine ausreichende Abschirmung im Beinbereich der Untersucher zu achten. Solche Abschirmungen können stationär am Tisch befestigte Bleischürzen oder Bleiglasscheiben sein, die allerdings eine ausreichende Länge aufweisen müssen.

16.6 Abschirmungen in der Nuklearmedizin

Abschirmaufgaben in der Nuklearmedizin, also beim Umgang mit offenen Radionukliden betreffen zwei Aspekte. Der erste Aspekt ist der Schutz des Personals oder der Bevölkerung vor den Gammastrahlungsfeldern nuklearmedizinischer Patienten oder Radionuklidgeneratoren. Zum personellen Strahlenschutz zählen zum Beispiel lokale Abschirmungen der hantierten Aktivitäten, wie Spritzenabschirmungen, Transportbehälter, Bleischürzen und Bleiburgen beim Eluieren der benötigten Aktivitäten. Dabei ist wieder zwischen reinen Photonenstrahlern und reinen oder kombinierten Beta-Gamma-Strahlern zu unterscheiden. Der zweite Gesichtspunkt betrifft messtechnische Abschirmungen von anderen Messsystemen, die sich oft in der Nähe nuklearmedizinischer Strahlungsquellen befinden und durch Fremdeinstrahlung unter Umständen Fehlanzeigen aufweisen. Ein unmittelbar einleuchtendes Beispiel ist ein hoch empfindlicher Kontaminationsmonitor ("Bügeleisen" oder Hand-Fuß-Monitor), der durch einen nuklearmedizinischen Patienten im Nachbarzimmer bereits erhebliche Ausschläge anzeigt. Unter diesen Bedingungen sind Überwachungsmonitore offensichtlich nicht mehr im Stande, ausreichend kleine Kontaminationen festzustellen.

Bei den Berechnungen der erforderlichen Abschirmstärken wird wegen der möglichen Umwidmung von Räumen davon ausgegangen, dass eine Strahlenquelle keinen Kontrollbereich in Nachbarräumen erzeugen darf, also bestimmte Dosisgrenzwerte in der Umgebung nicht überschritten werden. Dies gilt auch für den Fall, dass in dem betroffenen Bereich durch Umgang mit radioaktiven Substanzen selbst ein Kontrollbereich besteht. In der Umgebung nuklearmedizinischer Räume können verschiedene Strahlenschutzbereiche entstehen, die sich durch die Dosisleistungen, die Verfügungsgewalt des Betreibers und die Dauer der Strahlenexposition unterscheiden (Tab. 16.8). Die zu Strahlenschutzberechnungen verwendeten Ortsdosisleistungen können dazu aus den zugelassenen Jahresgrenzwerten der Strahlenschutzverordnung berechnet werden. Dazu wird an Arbeitsplätzen mit einer 40h-Woche und 50 Wochen pro Jahr, also mit 2000 h/a Expositionszeit gerechnet. In allgemein zugänglichen Bereichen wird Daueraufenthalt an 365 Tagen, also eine Expositionszeit von 8760 h/a unterstellt. Bereiche mit Zutrittsbeschränkungen können mit Zeitreduktionsfaktoren T (1,0, 0,3, 0,1 und 0) versehen werden, sofern der Zutritt in der Verfügungsgewalt des Betreibers liegt oder Bereiche aus baulichen Gründen überhaupt nicht betreten werden können.

Als Dosisleistungen werden für bauliche Strahlenschutzberechnungen die Umgebungsäquivalentdosisleistungen H* verwendet. Der Zusammenhang von Dosisleistung und Aktivität wird über die Dosisleistungskonstanten hergestellt (s. dazu Kap. 10.1.2 und Gl. 10.17). Es wird also davon ausgegangen, dass die radioaktiven Präparate Punktquellen darstellen, keine eigene Abschirmwirkung ausüben und in der Luft zwischen Strahler und rechnerischem Aufpunkt keine Schwächung des Strahlungsfeldes durch Luft stattfindet. Die am häufigsten eingesetzten beta- bzw. gammastrahlenden Radionuklide der Nuklearmedizin sind ^{99}Mo, ^{99m}Tc für die Szintigrafie, ^{131}J für die

Schilddrüsentherapie und ^{18}F für die Positronen-Emissions-Tomografie (PET). Verwendete Abschirmmaterialien sind Blei, Normalbeton, Barytbeton und Stahl. Schwächungsfaktoren für diese Radionuklide und Substanzen finden sich in grafischer Form in [DIN 6844-3] und auszugsweise in (Fig. 16.6).

Bezeichnung	**Jahresdosis (mSv/a)**	**Aufenthaltsdauer (h/a)**	**Ortsdosisleistung (µSv/h)**
Kontrollbereich	10*	2000	5
Überwachungsbereich	6,0	2000	3
Arbeitsplätze außerhalb von StrlBereichen	1,0	2000	0,5
allg. zugängl. Bereiche	1,0	8760	0,12
messtechnisch	-	-	0,2

Tab. 16.8: Strahlenschutzbereiche und zulässige Äquivalentdosisleistungen in nuklearmedizinischen Betrieben (nach [DIN 6844-3]).*: Der Dosiswert von 10 mSv/a in Kontrollbereichen entspricht einem Fünftel des Jahresgrenzwertes (50 mSv/a) der alten Strahlenschutzverordnung [StrlSchV alt]. Dieser Wert war als sinnvoller Dosisgrenzwert für Dauereinrichtungen festgelegt worden und soll in der neuen DIN-Norm nicht überschritten werden.

Abschirmung eines Mo-Tc-Generators: Der wichtigste nuklearmedizinische Radionuklidgenerator ist der Mo-Tc-Generator. (s. [Krieger Bd2], [Krieger2]). Das Mutternuklid ^{99}Mo ist ein β^--Strahler mit einer Halbwertzeit von etwa 66 h und nachfolgender prompter Gammastrahlung aus dem Tochternuklid ^{99}Tc mit Energien zwischen 119 und 960 keV. Strahlenexpositionen können beim Eluieren für das Personal und für die Allgemeinheit durch das dauerstrahlende Molybdän entstehen. Molybdängeneratoren werden mit Anfangsaktivitäten bis knapp 50 GBq ausgeliefert.

Beispiel 3: Erforderliche Abschirmung beim Eluieren eines 37-GBq-Generators. Der typische Abstand beim Eluieren ist 25 cm. Der Strahlenschutzbereich im heißen Labor ist ein Kontrollbereich. Der Mo-Generator erzeugt eine Äquivalentdosisleistung von $H^*(0{,}25) = 37\ GBq \cdot 0{,}045\ mSv \cdot m^2 \cdot h^{-1} \cdot GBq^{-1} / 0{,}25^2 m^2 = 26{,}64\ mSv/h$. Die zulässige Ortsdosisleistung im Kontrollbereich beträgt nach (Tab. 16.7) H = 5µSv/h. Das Verhältnis der beiden Dosisleistungen ergibt den erforderlichen Schwächungsfaktor F = (26,64 mSv/h)/(5µSv/h) = 5328. Nach DIN wird dazu eine Bleistärke (Flächenbelegung) von etwa $93 g/cm^2$ benötigt. Mit der Dichte von Blei $\rho = 11{,}3\ g/cm^3$ erhält man als erforderliche Abschirmdicke $d_{Pb} = 8{,}23$ cm. Tatsächlich sind die Molybdängeneratoren wegen des Strahlenschutzes beim Transport bereits mit hohen Bleistärken gekapselt. Für einen 37-GBq-Generator werden üblicherweise 5,5 cm Bleiabschirmung mit geliefert. Dies ist die Stärke eines handelsüblichen Bleiziegels. Als Zusatzabschirmung wird im Beispiel deshalb zusätzlich 3 cm Blei z. B. in Form einer Bleiburg oder gegossener Bleiplatten benötigt.

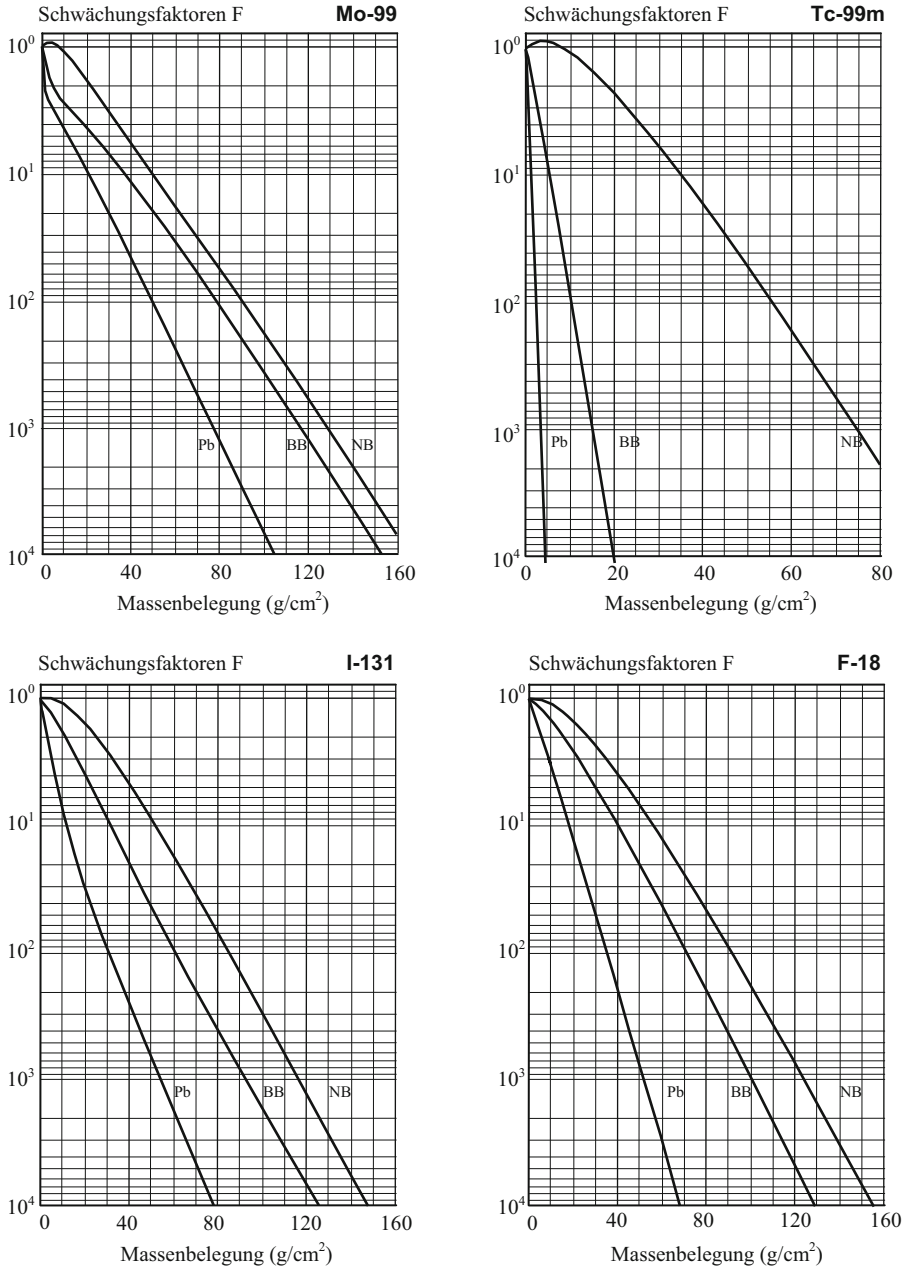


Fig. 16.6: Schwächungsgrade von Blei, Normalbeton und Barytbeton für Gammastrahlung verschiedener nuklearmedizinischer Radionuklide (in Anlehnung an [DIN 6844-3]). Beim Radionuklid ^{18}F handelt es sich um die 511keV Vernichtungsstrahlung nach dem Beta-plus-Zerfall. Die Schwächungsfaktoren können daher auch für andere Positronen-Emitter wie ^{11}C, ^{15}O oder ^{13}N verwendet werden.

Beispiel 4: Erforderliche Abschirmung eines Molybdängenerators gegen einen öffentlich zugänglichen Bereich. Der Generator soll gegen einen öffentlich zugänglichen Wohnbereich im Nachbarhaus abgeschirmt werden. Die zulässige Dosisleistung ist nach (Tab. 16.8) 1 mSv/a bzw. 0,12 μSv/h. Der Abstand betrage 3 m. Als Abschirmung soll nur die Eigenabschirmung des Generators von 5,5 cm Blei existieren (s. Beispiel 3). Die gleiche Rechnung wie oben ergibt in 3 m Entfernung eine Äquivalentdosisleistung von 0,185 mSv/h. Das Verhältnis der Dosisleistungen ergibt den erforderlichen Gesamtschwächungsfaktor 0,185/0,0012 = 1542. Die Schwächung durch die 5,5 cm Bleiabschirmung beträgt laut DIN F = 250, so dass ein restlicher Abschirmfaktor von 1542/250 = 6,2 verbleibt. Wird die in Beispiel 3 errechnete Zusatzabschirmung mit verwendet, so ist das Abschirmproblem erledigt. Ohne zusätzliches Blei kann die Wand zwischen heißem Labor und öffentlichem Bereich mit berücksichtigt werden. Die Wandstärke beträgt 24 cm Normalbeton mit dem Abschirmfaktor 12.

Abschirmung von Positronenstrahlern: Die Photonenstrahlung bei reinen Positronenstrahlern (β^+-Strahler) sind die Vernichtungsstrahlungen von Elektron und Positron (2 mal 511 keV), die bei allen Positronenstrahlern auftreten. Wegen der hohen Energien findet die Photonenwechselwirkung mit den umgebenden Materialien vorwiegend über den Comptoneffekt statt, so dass im betrachteten Energiebereich erhebliche Abschirmdicken benötigt werden. Klinisch verwendete Positronenstrahler sind vor allem das ^{18}F und ^{11}C. Die beiden um 180 Grad zueinander emittierten Vernichtungsquanten ermöglichen eine tomografische Nachweistechnik für die Bildgebung, die Positronen-Emissions-Tomografie PET.

Beispiel 5: Messtechnische Abschirmung einer PET-Anlage. Das verwendete Nuklid ist ^{18}F mit einer Aktivität von 370 MBq, wie sie für Tumorszintigrafien vom Bundesamt für Strahlenschutz BFS als Referenzwert empfohlen wird [BFS LL 2003]. Das nächste nuklearmedizinische Messgerät befindet sich in 2,5 m Entfernung. Abzuschirmen ist also auf eine Dosisleistung unter 0,2μSv/h. Die durch den Positronenstrahler erzeugte Ortsdosisleistung berechnet man mit der Dosisleistungskonstanten für 18-F ($\Gamma^* = 0{,}1653\ \mathrm{mSv \cdot m^2 \cdot h^{-1} \cdot GBq^{-1}}$) zu 9,72 μSv/h. Der erforderliche Abschirmfaktor beträgt also F = 48,9. Die Trennwand der beiden Räume besteht aus 6 cm Gipsplatten, für die in guter Näherung der Schwächungswert für Normalbeton verwendet werden kann, der allerdings nur knapp F = 1,2 beträgt. Für den verbleibenden Schwächungsfaktor F = 40 werden nach (Fig. 16.6) noch etwa 26 mm Blei benötigt. Für eine einzige Bleiwand (Höhe 2,5 m, Länge 7m) werden daher bereits 0,455 m^3 Blei benötigt. Dies entspricht einem Gewicht von 5 Tonnen. Baulicher Strahlenschutz an PET-Anlagen ist daher von der Statik her problematisch und erfordert in der Regel gesonderte bauliche Maßnahmen wie Wände aus Barytbeton und eigene von anderen nuklearmedizinischen Anlagen separierte Räumlichkeiten. Die Stärke einer Barytbetonwand für den im Beispiel genannten Gesamtschwächungsfaktor betrüge knapp 20 cm.

Abschirmung von Radiojod-Patienten: Patienten mit benignen oder malignen Schilddrüsenerkrankungen werden mit großen Mengen radioaktiven Jods (^{131}J, $T_{1/2}$ = 8d, E_γ = 364 keV) therapiert. Die applizierten Aktivitäten liegen zwischen 0,37 GBq und 10 GBq bei der Behandlung der Struma maligna (Schilddrüsenkrebs). Strahlenschutzprobleme treten durch das Kontaminationsrisiko mit dem Betastrahler J-131 und durch die harte Gammastrahlung des Tochternuklids Xe-131 auf. In jeder Radiojodsta-

tion müssen deshalb zum einen die Gebrauchsgegenstände der Patienten wie Geschirr oder Kleidung mit Kontaminationsmonitoren und Handfußmonitoren auf mögliche Kontaminationen geprüft werden. Zum anderen sind ausreichende Abschirmungen der Türen und Wände der Patientenzimmer vorzuhalten. Neben der Abschirmung der Patienten muss in Jodtherapiestationen außerdem dafür Sorge getragen werden, dass das Personal das vom Patienten exhalierte J-131 nicht einatmet. Radiojodstationen benötigen deshalb eine wirksame Lüftung oder Klimatisierung, die einen ausreichend hohen Luftumsatz garantiert.

Beispiel 6: Messtechnische Abschirmung eines Handfußmonitors. Die dem Struma-m-Patienten verabreichte 131-J-Aktivität betrage 7,4 GBq. Der Hand-Fuß-Monitor befinde sich in 4 m Entfernung zum Patientenzimmer. Mit der Dosisleistungskonstanten für J-131 ($\Gamma^* = 0{,}066\ \mathrm{mSv \cdot m^2 \cdot h^{-1} \cdot GBq^{-1}}$) berechnet man die Ortsdosisleistung zu 30,5 µSv/h. Die messtechnische zugelassene Dosisleistung am Hand-Fuß-Monitor beträgt nur 0,2 µSv/h. Bei höheren Dosisleistungen ist der Kontaminationsmonitor nicht mehr in der Lage, die niedrigen Kontaminationen an den Gebrauchsgegenständen zuverlässig festzustellen. Als erforderlichen Abschirmfaktor erhält man F = 152,6. Als Schwächungsfaktor für das Material Blei entnimmt man die zugehörige Abschirmdicke von 33 mm. Solche Abschirmdicken sind weder in Türen noch in Wänden bei der üblichen Bauweise unterzubringen. Die Lösung sind deckenabgehängte verschiebbare Bleiwände von typischerweise 6cm Stärke neben den Patientenbetten und zusätzliche fahrbare Bleiwände gleicher Stärke im Türbereich, wie sie tatsächlich in vielen Radiojodstationen vorzufinden sind.

Aufgaben

1. Was bedeuten die AAA des praktischen Strahlenschutzes?

2. Sie wollen ein beta-minus-strahlendes Präparat mit einer maximalen Energie von 2,2 MeV abschirmen. Welche Art von Abschirmung verwenden Sie und wie dick muss die Abschirmung mindestens sein, damit die Betateilchentransmission Null ist? Begründung!

3. Erklären Sie die nur geringen Unterschiede in der Strahlungsqualität für Nutzstrahlung und Streustrahlung in der Röntgendiagnostik, die in den Schwächungswerten der (Fig. 16.3) unterstellt werden. Verwenden Sie für Ihre Abschätzung eine typische Röhrenspannung von 80 kV. Nach einer Faustregel beträgt die mittlere Photonenenergie (in der Einheit keV) eines üblich gefilterten diagnostischen Röntgenspektrums "kV/2".

17 Strahlenexpositionen in der medizinischen Radiologie

In diesem Kapitel werden die individuellen Strahlenexpositionen in der medizinischen Radiologie für Patienten und das Personal dargestellt. Diese Strahlenexpositionen sind von den mittleren medizinischen Expositionen der Bevölkerung zu unterscheiden, die in Kap. 14 dargestellt wurden. Der größte Teil der medizinischen Strahlenexposition geht auf die Radiologie mit Röntgenröhren zurück.

Die bei weitem wichtigste Strahlungsquelle der medizinischen Radiologie ist die Röntgenröhre, die sowohl bei Patienten als auch beim Personal erhebliche Strahlenexpositionen verursachen kann. Zur Bestimmung von Energiedosen, Organdosen und Effektiven Dosen von Patienten in der medizinischen Radiologie werden je nach Fachgebiet und Personenkreis unterschiedliche Methoden angewendet.

Die in der **Radioonkologie** verwendete Dosisgröße ist wegen der vergleichsweise hohen Dosiswerte und der beabsichtigten deterministischen Wirkungen die Energiedosis in den verschiedenen Geweben und Organen. Zur Beschreibung der Dosisverteilungen wird durchgängig die Wasserenergiedosis verwendet. Bei Einsatz moderner Planungsalgorithmen und Planungssysteme und vollständiger Erfassung der Patientendaten mit Hilfe bildgebender Verfahren sind die dreidimensionalen Dosisverteilungen im interessierenden Volumen weitgehend bekannt. Die Ermittlung der Energiedosisverteilungen in speziellen Organen ist daher unproblematisch und wird in der Regel im Rahmen der klinischen und physikalischen Therapieplanung bewerkstelligt.

Der größte Beitrag zur mittleren zivilisatorischen Effektiven Dosis ist auf die Strahlenexposition von Patienten durch diagnostische und interventionelle Maßnahmen mit **Röntgenstrahlung** zurückzuführen (Fig. 14.8, Tab. 14.11). Die berufliche Strahlenexposition beim Röntgen spielt dagegen im Mittel nur eine nachgeordnete Rolle. Die "zuständigen" Dosisgrößen sind in beiden Fällen die Organdosen und die Effektive Dosis, da diese Art der Strahlenexpositionen im Regelfall ausschließlich stochastische Strahlenwirkungen auslöst. Die Methoden zur Ermittlung der Strahlenexpositionen unterscheiden sich grundsätzlich für die beiden radiologischen Teilgebiete, die Projektionsradiographie mit Filmen, modernen digitalen Detektorsystemen oder Durchleuchtungsanlagen und die Computertomografie, und werden deshalb in der Folge getrennt dargestellt. Eine Übersicht über pauschale Organdosen und Effektive Dosen bei gängigen Röntgenuntersuchungstechniken findet sich in Tabelle (17.8). Bei Abweichungen der Patientenanatomie von den standardisierten Körpermaßen und -gewichten oder bei unterschiedlichen Untersuchungstechniken und Anlagen müssen die interessierenden Organdosen und Effektiven Dosen individuell festgestellt werden.

In der **nuklearmedizinischen Diagnostik** hängen die Organdosen von der Art und Menge des verwendeten Radionuklids, seiner chemischen Beschaffenheit, der Stoffwechsellage der betroffenen Person (Patient, Personal) und deren Eliminationsverhal-

ten ab. Dosisabschätzungen können unter Verwendung von Inkorporationsfaktoren unternommen werden, wie sie z. B. im Anhang zur Strahlenschutzverordnung tabelliert sind. Solche Faktoren beruhen auf einem mittleren Stoffwechselverhalten von Menschen, einer pauschalierten Biokinetik und standardisierten Organgrößen und können deshalb nur näherungsweise Aussagen zur Strahlenexposition individueller Patienten machen. Eine Übersicht über typische Organdosen und Effektive Dosen bei der nuklearmedizinischen Diagnostik befindet sich in den Tabellen (17.10, 17.11). In der **nuklearmedizinischen Therapie** werden zur Qualitätssicherung zumindest bei der Schilddrüsentherapie vor der Behandlung **up-take-Tests** durchgeführt, bei denen das Speicherverhalten der Schilddrüse experimentell bestimmt wird. Die hier betrachtete Dosis ist wie bei den anderen strahlentherapeutischen Maßnahmen die Energiedosis im Zielorgan. Für andere Organe besteht dagegen mit klinischen Mitteln keinerlei Möglichkeit, das Speicherverhalten einzelner Organe bei Therapie oder Diagnostik individuell und quantitativ zu bestimmen. Man ist daher auf Organdosisabschätzungen mit Hilfe entsprechender Tabellenwerke angewiesen. Für die besonders interessierende Uterusdosis findet sich eine Übersicht in einem gemeinsamen Bericht der Deutschen Röntgengesellschaft und der Deutschen Gesellschaft für Medizinische Physik [DGMP7], ausführliche Datensammlungen finden sich in [ICRP53] und [SSK30].

17.1 Strahlenexpositionen in der Projektionsradiografie

17.1.1 Körperdosisabschätzungen für Patienten

In der Projektionsradiografie werden unterschiedliche Verfahren zur Dosisermittlung verwendet, die sich an der möglichen Beschreibung der Strahlungsfelder und der Kenntnis bestimmter Dosen orientieren (Fig. 17.1). Dosisberechnungen oder Dosisabschätzungen werden in der Regel nach drei Verfahren durchgeführt, dem **Quellenkonzept**, dem **Bildempfängerkonzept** und der **Konversionsfaktoren-Methode,** deren Grundzüge im folgenden dargestellt werden sollen.

Quellenkonzept: Im Quellenkonzept wird mit Hilfe von Gewebe-Luft-Verhältnissen (TAR: tissue air ratio, numerische Werte s. Tab. (18.12) im Tabellenanhang), aus der Frei-Luft-Energiedosis am interessierenden Punkt die Organenergiedosis berechnet. Diese Dosisberechnung geht in mehreren Stufen vor sich. Zunächst bestimmt man aus der röhrenstromspezifischen Luftkermaleistung der Röntgenanlage im Bezugsabstand x_0 vom Fokus die Luftkerma für das vorliegende Röhrenstrom-Zeit-Produkt (I·t).

$$K_a(x_0, I, t) = \frac{dK_a(x_0, I_0)}{dt \cdot dI} \cdot I \cdot t \tag{17.1}$$

Begriff	Symbol	Bemerkung, Messbedingung
Fokus-Haut-Abstand	FHA	Abstand Brennfleckmitte-Oberfläche des Patienten in der Mitte des Strahlenfeldes
Fokus-Film-Abstand	FFA	Abstand Fokus-Mitte Bildempfänger-System
Hautfeldgröße	HFG	Strahlfeldgröße im FHA
Organfeldgröße	OFG	Strahlfeldgröße in Organtiefe
Bildfeldgröße	BFG	Strahlfeldgröße im Bildempfängerabstand
Röhrenstrom	I	Einheit mA
Röhrenstrom-Zeitprodukt	I·t	Einheit mAs
Flächen-Dosisprodukt	FDP	Detektorfläche größer als maximale FG am Messort, wird fokusnah gemessen mit Durchstrahlionisationskammer, meistens für Luftkerma frei in Luft definiert
Kenndosis	K_a	Luftkerma für 10x10 cm^2-Feld, 1m Abstand, Frei-Luft
Einfallsdosis	K_E	Luftkerma FG beliebig, im FHA, Frei-Luft
Oberflächendosis	K_O	Luftkerma incl. Backscatter, FG beliebig, im FHA, mit Patient
Bildempfängerdosis	K_B	Luftkerma auf der Eintrittsseite des Bildempfängers, FG beliebig, im Abstand FFA
Oberflächen-Gewebeenergiedosis	D_O	Gewebeenergiedosis im FHA frei in Luft ohne Phantom
Gewebeenergiedosis	D_{gew}	Gewebeenergiedosis am Ort des Organs frei in Luft
Organenergiedosis	D_{org}	Gewebeenergiedosis am Ort des Organs im Patienten
Bildempfänger		Film oder Bildverstärker
Empfindlichkeitsklasse nach [DIN 6867/10]	EK	Bereich des Dosisbedarfes in der Bildebene für die optische Dichte 1 auf dem Film für bestimmte Film-Folien-Kombinationen (EK 100: 10µGy, EK 200: 5 µGy, EK 400: 2,5 µGy). Die EK ist definiert als das Verhältnis von 1 mGy und der für die optische Dichte 1 über Grundschleier im Mittel erforderlichen Kerma auf dem Film: EK = (1 mGy/K_B).
Verhältnis der Energieabsorptionskoeffizienten	t_{wa}	Verhältnis der Energieabsorptionskoeffizienten für Wasser und Luft (s. Kap. 4.9)

Tab. 17.1: Einige der verwendeten Begriffe und Bezeichnungen zur Berechnung und Abschätzung von Organdosen bei diagnostischen und interventionellen Techniken in der Röntgenprojektionsradiografie.

Diese Luftkerma wird vom Standardabstand für die Luftkermaleistungsmessung x_0 (meistens 1 m) auf den Abstand x des interessierenden Organs in der Organtiefe d im Patienten beim Fokushautabstand FHA mit Hilfe des Abstandquadratgesetzes umgerechnet.

$$K_a(d,I,t) = K_a(x_0,I,t) \cdot \left(\frac{x_0}{FHA + d}\right)^2 \tag{17.2}$$

Durch Multiplikation mit dem Verhältnis der Massenenergieabsorptionskoeffizienten $t_{gew,a}$ berechnet man im nächsten Schritt die Gewebeenergiedosis in Luft am Ort des interessierenden Organs. In der Regel wird statt Gewebe dabei allerdings Wasser als Bezugssubstanz verwendet. Als Näherungswert für diagnostische Röntgenstrahlung wird $t_{w,a}$=1,05 verwendet ([DGMP7], [DIN 6800/2]).

$$D_{gew}(d,I,t) = K_a(d,I,t) \cdot t_{w,a} \tag{17.3}$$

Im letzten Schritt entnimmt man aus Tabellen für die vorliegende Strahlfeldgröße, die Organtiefe d und die verwendete Strahlungsqualität das Gewebe-Luft-Verhältnis TAR(OFG,d) und berechnet damit die gesuchte Organdosis.

$$D_{org}(d,I,t) = D_{gew}(d,I,t) \cdot TAR(OFG,d) \tag{17.4}$$

Zur Bestimmung der Organdosis müssen also neben der Patientengeometrie auch das mAs-Produkt der jeweiligen Untersuchung, die Strahlungsqualität, die strahlungsqualitätsabhängigen Gewebe-Luft-Verhältnisse und vor allem die stromspezifische Kermaleistung der Röntgenanlage bekannt sein.

Beispiel 1: Bestimmung der Uterusdosis bei einer ap-Beckenaufnahme. An einer schlanken Patientin (Beckendurchmesser ap 18 cm) wird eine Beckenübersichtsaufnahme mit 80 kV Röhrenspannung und einem Film-Foliensystem mit EK = 400 durchgeführt. Die Feldgröße am Uterus (Tiefe 8 cm) beträgt 20x20 cm^2. Das Röhrenstrom-Zeitprodukt beträgt in diesem konkreten Fall nur 15 mAs = 15/60 mA·min. Die strombezogene Luftkermaleistung im FHA (1m Abstand vom Fokus) beträgt 4 mGy/(min·mA). Für die Luftkerma im FHA erhält man K_a(1m, 15mAs) = 4 mGy/(min·mA)·15/60 mA·min= 1 mGy.

Diese Luftkerma wird jetzt nach dem Abstandsquadratgesetz in die Luftkerma in Uterustiefe umgerechnet. Man erhält mit Gl. (17.2) $K_a(d) = K_a(1m)\cdot(1m/1{,}08m)^2 = 1\cdot 0{,}86 = 0{,}86$ mGy. Multiplikation mit dem t_{wa}-Faktor von 1,05 ergibt die Gewebeenergiedosis frei in Luft am Ort des Uterus von D_{gew} = 0,9 mGy. Im letzten Schritt wird das Gewebe-Luftverhältnis aus der entsprechenden Tab. (18.12.2) im Tabellenanhang entnommen (OFG = 20x20 cm^2, 80 kV, Tiefe 8 cm: TAR = 0,409). Man erhält dann die Uterusdosis zu $D_{uterus} = D_{gew} \cdot TAR$ = 0,9 mGy · 0,409 = 0,37 mGy.

Konversionsfaktor-Methode: Bei dieser sehr praktikablen Methode wird die Energiedosis in Luft im Fokushautabstand benötigt. Die Organdosis wird mit Hilfe von Konversionsfaktoren für das interessierende Organ bestimmt. Diese Konversionsfaktoren wurden mit Monte-Carlo-Methoden für bestimmte standardisierte Patientengeometrien und Organtiefen vorkalkuliert. Ihre numerischen Werte hängen von der Feldgröße, der Strahlungsqualität, dem untersuchten Zielvolumen und der Tiefe des betrachteten Organs ab. Sie geben das Verhältnis der Organenergiedosen pro Luftenergiedosis im FHA an. Die Organenergiedosis ist deshalb das Produkt aus Oberflächen-Gewebeenergiedosis frei in Luft und diesem Konversionsfaktor.

$$D_{org}(d) = D_0(FHA) \cdot f_{org} \tag{17.5}$$

Die Gewebeenergiedosis in Luft kann entweder individuell gemessen werden oder aus Tabellen für typische Expositionssituationen entnommen werden. Eine der Messmöglichkeiten ist die Bestimmung des Flächendosisproduktes (zur Definition s. [Krieger Bd2], ausführliche Darstellung z. B. in [Löster]), das auch zur Berechnung der Einfallsdosen verwendet werden kann. Numerische Werte für Konversionsfaktoren für eine Vielzahl von Röntgenuntersuchungstechniken und Organe und Näherungswerte finden sich in [Wachsmann], solche für die Frei-Luft-Gewebeenergiedosis in [Drex-

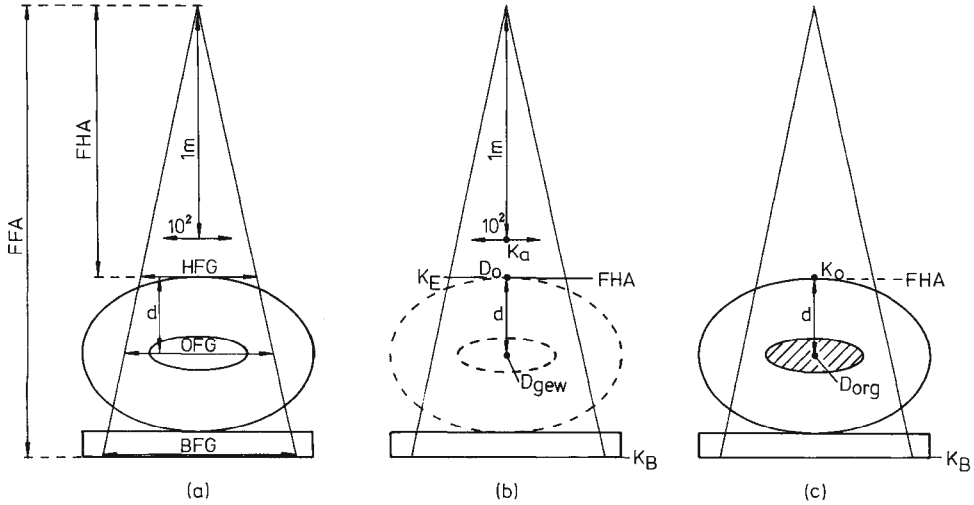


Fig. 17.1: Übersicht zur Darstellung und Definition der verschiedenen Dosisgrößen an einem Röntgenarbeitsplatz. (a): Definition der Abstände und Feldgrößen (FG=10x10cm^2, FHA =1m: Bezugsabstand für Kenndosisleistung, OFG: Organfeldgröße, HFG: Hautfeldgröße, BFG: Feldgröße in der Bildempfängerebene), (b): Frei-Luft-Dosisgrößen in Abwesenheit des Patienten oder des Phantoms (D_O: Gewebeenergiedosis am Ort der Oberfläche frei in Luft, D_{gew}: Frei-Luft-Gewebeenergiedosis am Ort des Organs). (c): Dosisgrößen mit Phantom (K_O: Luftkerma an der Oberfläche incl. Backscatter, D_{org}: Organenergiedosis im Phantom). Genaue Definitionen dieser Dosisgrößen finden sich in Tabelle (17.1).

ler], Daten für die Strahlenexposition des Uterus in [DGMP7]. Eine Übersicht solcher Daten ist im Tabellenanhang zusammengefasst. Weichen die individuellen Bedingungen von den für die Kalkulation der Konversionsfaktoren unterstellten Geometrien ab, so kommt es bei der Konversionsfaktormethode zu Fehlern in der Dosisbestimmung, die sich vor allem für kleine Organe in der Nähe der Strahlaustrittsseite des Patienten bemerkbar machen. In solchen Fällen sind die beiden anderen Verfahren zur Dosisberechnung vorzuziehen.

Beispiel 2: Abschätzung der Uterusdosis bei gleichen Aufnahmebedingungen wie in Beispiel 1. Benötigt wird die Energiedosis frei in Luft im FHA, die so genannte Einfallsdosis. Sie kann z. B. aus einer Messung des Flächendosisproduktes bestimmt werden. Der Messwert betrug 300 mGy·cm^2. Zur Einfallsdosisberechnung benötigt man die Seitenlänge des quadratischen Hautfeldes. Sie wird mit dem Strahlensatz aus der Organfeldgröße am Ort des Uterus OFG bestimmt. Man erhält HFG = OFG/1,08 = 18,5cm. Aus dem Flächendosisprodukt FDP = 300 mGy·cm^2 erhält man die Einfallsdosis zu K_a = 300 mGy·cm^2/(18,5cm)^2 = 0,85 mGy. Mit dem t_{wa}-Faktor rechnet man auf die Einfallsenergiedosis um D_E = 1,05 · 0,85 mGy = 0,89 mGy. Aus Tabelle (18.13.2) im Tabellenanhang entnimmt man den Uterus-Konversionsfaktor zu zu f_{ut} = 0,40 (dort nur für die FG 40x40 cm^2 angegeben). Die Uterusdosis erhält man dann zu D_{ut} = 0,89 · 0,40 = 0,36 mGy.

Bildempfängerkonzept: Bei dieser Berechnungsmethode wird die Kenntnis der Kerma in der Bildempfängerebene K_B unterstellt. Sie kann bei Röntgenaufnahmen aus der Empfindlichkeitsklasse des Film-Folien-Systems (zur Definition s. Fußnote 2 im Kap. 14.2), bei Durchleuchtungsanlagen aus der erforderlichen Dosisleistung am Bildverstärkereingang abgeschätzt werden. Im ersten Schritt wird aus diesen Größen die Einfallsdosis K_E, also die Luftkerma auf der fokusnahen Patientenoberfläche, berechnet. Dazu wird der strahlungsqualitäts-, dicken- und geometrieabhängige Gesamtschwächungsfaktor S_{tot} des Strahlenbündels durch den Patienten (Dicke d), die Tischplatte und den Streustrahlungsraster für die verwendete Hautfeldgröße HFG benötigt. Für Filmaufnahmen erhält man:

$$K_E(HFG,d) = K_B \cdot S_{tot}(HFG,d) \tag{17.6}$$

Bei Durchleuchtungen verwendet man die Bildempfängerdosisleistung und die Durchleuchtungszeit.

$$K_E(HFG,d) = \mathring{K}_B \cdot t \cdot S_{tot}(HFG,d) \tag{17.7}$$

Der Gesamtschwächungsfaktor setzt sich aus den fünf Anteilen Geometriefaktor, Patientenfaktor, Tischfaktor, Rasterfaktor und Feldgrößenfaktor zusammen, die alle von der gewählten Strahlungsqualität abhängen.

$$S_{tot}(HFG,d) = S_{geom} \cdot S_{pat}(d) \cdot S_{tisch} \cdot S_{raster} \cdot S_{HFG} \tag{17.8}$$

Bis auf den Feldgrößenfaktor S_{HFG} werden alle Faktoren dieser Gleichung (17.8) üblicherweise für eine Standardfeldgröße von 10x10 cm^2 angegeben. Der Feldgrößenfaktor enthält die Veränderungen der anderen Faktoren mit der Feldgröße. Der Geometriefaktor ist die Abstandsquadratkorrektur vom Fokus-Film- zum Fokus-Hautabstand.

$$S_{geom} = \left(\frac{FFA}{FHA}\right)^2 \tag{17.9}$$

Als Patientenschwächungsfaktoren werden experimentell im Wasserphantom ermittelte Werte verwendet. Diese Faktoren hängen sowohl von der Strahlungsqualität (kV, Filterung) als auch vom Durchmesser des Patienten ab. Ihre Werte variieren zwischen knapp 30 bis über 7000 ([DGMP7], [Säbel]). Als Tischschwächungsfaktor wird in der Regel pauschal S_{tisch} = 1,5 verwendet. Bei größerer Anforderung an die Genauigkeit sind die Ausführungen in [DIN 6811] zu beachten oder die Herstellerangaben zu verwenden. Für den Rasterfaktor verwendet man bei Normalrastern der Wert S_{raster} = 2,5, bei Hartstrahlrastern S_{raster} = 3,5. Als Feldgrößenfaktor kann bis auf Felder, die kleiner als HFG = 100 cm^2 sind, in guter Näherung S_{FG} = 1 verwendet werden.

Im zweiten Schritt wird aus der Einfallsdosis K_E die Organkerma K_{org} berechnet. Dazu wird die Einfallsdosis auf die Entfernung des Organs (FHA + Organtiefe d) nach dem Abstandsquadratgesetz korrigiert.

$$K_{org}(OFG,d) = K_E(HFG,d) \cdot \left(\frac{FHA}{FHA + d}\right)^2 \tag{17.10}$$

Die Luftkerma in der Organentfernung wird anschließend mit dem Gewebe-Luft-Verhältnis (s. Tabellen 18.12 im Tabellenanhang) und dem $t_{w,a}$-Faktor 1,05 in die Organenergiedosis umgerechnet.

$$D_{org}(OFG,d) = K_{org}(OFG,d) \cdot TAR(OFG,d) \cdot t_{w,a} \tag{17.11}$$

Die zur Dosisberechnung notwendigen Gewebeluftverhältnisse, Konversionsfaktoren und Patientenschwächungsfaktoren sind in [DGMP7] zusammengestellt und auszugsweise im Tabellenanhang dieses Bandes aufgeführt.

Untersuchungsart/Körperbereich		Effektive Dosis [μSv]
Schädel p.a.		26
Speiseröhre a.p.		35
Schultergelenk a.p.		21
Rippen p.a.		224
Lunge	p.a.	73
	lateral	73
HWS	a.p.	144
	lateral	57
BWS	a.p.	366
	lateral	127
LWS	a.p.	554
	lateral	325
Magen a.p.		349
Abdomen a.p.		474
Colon a.p.		425
Cholezystografie p.a.		242
Pyelogramm a.p.		274
i.v. Urografie a.p.		488
Urethrografie a.p.		575
Hysterografie		108
Becken a.p.		575
Hüftgelenk a.p.		96
Ellenbogen ventro-dorsal		< 1
Knie a.p.		< 1
Röntgenaufnahmen in der Dentalradiologie		
Frontzähne	Oberkiefer	2
	Unterkiefer	2
Backenzähne	Oberkiefer	3
	Unterkiefer	2
Bite-wing-Aufnahmen		3
Occlusal Aufnahmen Oberkiefer		17
Orthopan-Tomogramm		7

Tab. 17.2: Aus Messungen an einem menschenähnlichen Röntgen-Phantom berechnete Effektive Dosen bei einfachen Untersuchungen mit projektionsradiografischen Verfahren nach [Mini, SSK 30].

Beispiel 3: Berechnung der Uterusdosis bei gleichen Aufnahmebedingungen wie in Beispiel 1 nach dem Bildempfängerkonzept. Eine Film-Folien-Kombination der EK = 400 benötigt 2,5 μGy zur Erzeugung der optischen Dichte 1 (Lichttransmission 10%). Der Schwä-

chungsfaktor enthält den Abstandsfaktor für Patientenoberfläche und Filmabstand. Der FHA beträgt 1 m, der Filmabstand 1,28 m (1m + 0,18 m + 0,1 m für die Tischplatte, den Raster und die Kasettenhalterung). Dies ergibt $S_{geom} = 1{,}28^2 = 1{,}64$. Der Tischfaktor beträgt 1,5, der Rasterfaktor 2,5, der FG-Faktor 1,0 und der Patientenschwächungsfaktor nach Tab. (18.13.1) im Tabellenanhang etwa 80. Die Gesamtschwächung beträgt somit $S_{tot} = 492$. Die Einfallsdosis erhält man aus dem Produkt der Gesamtschwächung mit dem Dosisbedarf in der Filmebene zu $K_E = 492 \cdot 2{,}5\ \mu Gy = 1{,}23$ mGy. Die Uteruskerma berechnet man mit der Abstandskorrektur (Gl. 17.10) zu $K_{ut} = 1{,}23\ mGy \cdot (100/108)^2 = 1{,}05$ mGy. Mit dem t_{wa}-Faktor 1,05 und dem Gewebeluftverhältnis TAR = 0,409 wie in Beispiel 1 erhält man die Uterus-Energiedosis zu etwa $D_{ut} = 0{,}45$ mGy.

Unter realen Bedingungen, d. h. bei Untersuchungen mit älteren Röntgenanlagen, mangelnder Übung des untersuchenden Personals und bei den leider immer noch üblichen zahlreichen Fehl- und Wiederholungsaufnahmen, können die Dosiswerte in den beiden Tabellen (17.2 und 17.6) auch deutlich überschritten bzw. vervielfacht werden. Es ist zu hoffen, dass durch Verwendung neuerer Materialien (Filme, Verstärkungsfolien, Halbleiterdetektoren) und durch die mittlerweile gesetzlich vorgeschriebene Qualitätssicherung in der Röntgendiagnostik die Strahlendosen pro Untersuchung abnehmen. Eine Verminderung der Untersuchungsfrequenzen könnte auch durch den zunehmenden Einsatz alternativer "strahlungsloser" Verfahren wie Ultraschalldiagnostik und Kernspintomografie und besseren Datenaustausch und Dokumentation der Untersuchungsergebnisse erreicht werden. Werden Durchleuchtungen gezoomt, also elektronisch im Bildverstärker vergrößert, so erhöhen sich die Dosen bis zum Faktor 3,5 (s. Tab. 17.3). Zur groben Abschätzung und zum Vergleich von Dosen bei verschiedenen bildgebenden Röntgenverfahren kann man die folgenden Faustregeln verwenden.

- **Eine Minute Durchleuchtung erzeugt bei konstanter Geometrie die gleiche Strahlenexposition wie 4 Filmaufnahmen mit EK 400.**
- **Bei Erhöhung des Patientendurchmessers um 3-4 cm verdoppelt sich bei gleicher Röhrenspannung die Dosis bei Röntgenaufnahmen oder Durchleuchtungen am Körperstamm.**
- **Eine konventionelle tomografische Untersuchung exponiert den Patienten pro Schicht mit je einer Filmaufnahmedosis.**
- **Die Effektive Dosis bei einer Untersuchung mit dem Computertomografen entspricht der von etwa 10 Filmaufnahmen in der gleichen Körperregion.**
- **Bei gezoomten Durchleuchtungen erhöht sich die Strahlenexposition bis zum Faktor 3,5.**

17.1.2 Expositionen des Personals in der Projektionsradiografie

Befinden sich Personen während einer Röntgenuntersuchung in unmittelbarer Nähe des Patienten, so können sie zum einen im Nutzstrahlungsfeld, zum anderen im Streustrahlungsfeld der Anlage exponiert werden und so zum Teil erhebliche Personendosen erhalten. Dies gilt vor allem für Röntgendurchleuchtungen im Rahmen der interventionellen Radiologie (Herzkatheter, konventionelle Angiografien, DSA), trifft aber auch bei Röntgenaufnahmetechniken zu, wenn dort gehaltene Aufnahmen benötigt werden, oder bei interventionellen Verfahren mit Hilfe der Computertomografie.

17.1.2.1 Exposition im Nutzstrahl von Projektionsradiografieanlagen

Müssen Patienten beim Aufnahmebetrieb gehalten werden, so hat der untersuchende Arzt oder sein Assistenzpersonal nach den Vorschriften der Röntgenverordnung geeignete Strahlenschutzmittel zu verwenden. Dazu zählen ausreichend dicke Bleischürzen und Schutzhandschuhe mit Bleieinlage. Sollte dies unterlassen werden und wird zudem in den Nutzstrahl hineingefasst, so erhält das Personal die gleichen Hautdosen wie der Patient auf der Strahleintrittsseite. Diese Oberflächendosis ist vom verwendeten Filmtyp und seiner Empfindlichkeitsklasse sowie der Projektionsrichtung abhängig. Typische Oberflächendosen betragen um 1 mGy pro Filmaufnahme (vgl. dazu Fig. (17.2) und die numerischen Daten in den Beispielen 1-3 in diesem Kapitel). Bei größeren Patientendurchmessern oder bei lateralen Aufnahmen und unempfindlicheren Film-Folien-Kombinationen können sich diese Dosen vervielfachen.

Beispiel 4: Strahlenexposition eines Untersuchers im Nutzstrahl bei einer Röntgenfilmaufnahme mit 70 kV. Bei einer Filmaufnahme nach den geometrischen Bedingungen der Fig. (17.2) fasst der Untersucher im Nutzstrahl auf den Patienten. Dieser erhält eine Oberflächendosis bei einem Universalfilm (EK 400: Dosisbedarf in der Filmebene 2,5μGy) von 512·2,5μGy = 1,28 mGy. Der Arzt oder die MTR erhält deshalb eine Teilkörperdosis an den Händen in der gleichen Größe, also eine Hautdosis von 1,25 mSv/Filmaufnahme.

Im Durchleuchtungsbetrieb wird die Dosisleistung durch den Dosisbedarf des Bildverstärkers automatisch geregelt. Moderne Bildverstärker benötigen Eingangsdosisleistungen um 0,2 μGy/s (0,6 μGy/s im Zoombetrieb) bzw. 12 - 36 μGy/min. Die Dosis bei einer Minute normaler Durchleuchtung entspricht daher etwa der Strahlenexposition durch 2 mit EK = 200 oder 4 Filmaufnahmen mit EK 400. Fasst der Untersucher in den Nutzstrahl, wie das bei Durchleuchtungen besonders im Rahmen der interventionellen Radiologie sehr häufig der Fall ist, erhält er also Hautdosen wie bei 2 bis 4 gehaltenen Röntgenfilmaufnahmen. Wird dabei gezoomt erhöhen sich die Dosen bis zum Faktor 3 zusätzlich (s. Tab. 17.3).

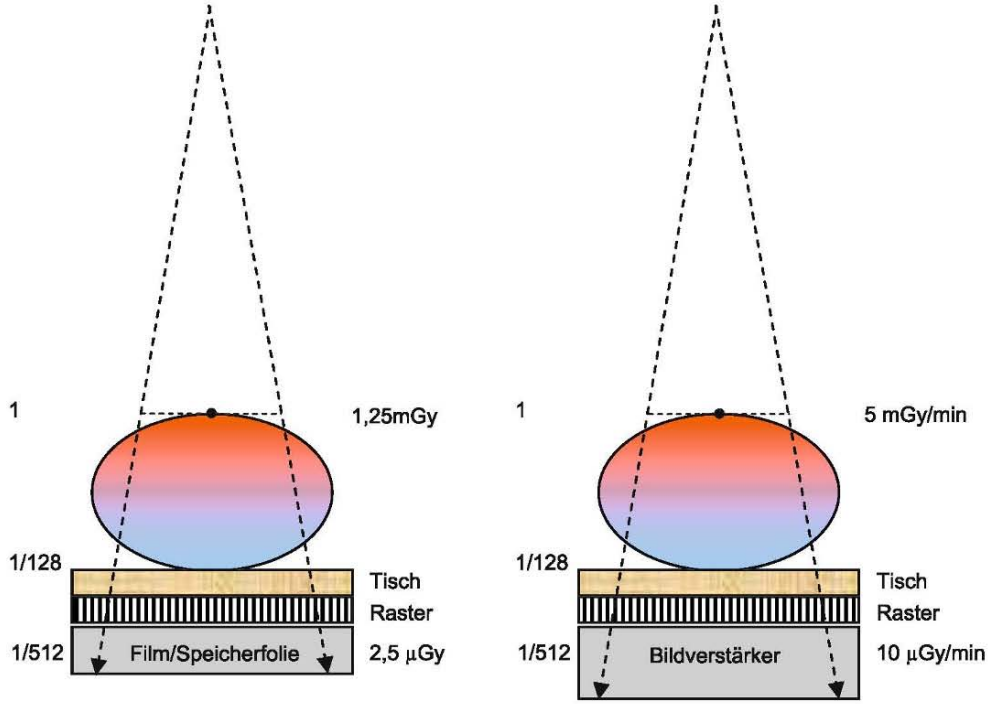


Fig. 17.2: Typische Dosis- bzw. Dosisleistungsverhältnisse im Nutzstrahl einer Röntgenanlage bei Filmaufnahmen (EK 400) und bei Durchleuchtungen mit 70-80 kV, also einer Halbwertschichtdicke von 3 cm. Der Patient schwächt im Beispiel die Röntgenstrahlung um etwa 128:1, Tisch und Raster um den Faktor 4. Dies ergibt eine Gesamtschwächung von 512:1 (linke Beschriftung). Personal, das ungeschützt im Nutzstrahl auf die Patientenoberfläche fasst, erhält auf den Händen die gleiche Oberflächendosis wie der Patient (Dosis- bzw. Dosisleistungswerte rechte Beschriftung). Eine Minute Durchleuchtung entspricht also den Dosisverhältnissen von 4 Filmaufnahmen.

Werden die Durchleuchtungsbilder zu Vergrößerungszwecken "live gezoomt", also bei laufender Röntgenröhre, so regelt die Bildverstärkerelektronik die Dosisleistungen so lange hoch, bis wieder ausreichende Lichtintensität auf dem Ausgangsleuchtschirm erzeugt wird. Die Dosisleistungserhöhung entspricht dabei etwa dem Verhältnis der exponierten Bildverstärkerfläche vor und nach dem Zoom. Dadurch erhöht sich die Strahlenexposition des Patienten, eventuell des Untersuchers und natürlich auch die Strahlungsintensität im Streustrahlungsfeld. Die experimentellen Zoomfaktoren an einer modernen DSA-Anlage mit Bildverstärkerröhre in Tabelle (17.3) entsprechen formatabhängigen Dosiserhöhungen bis zum Faktor 3,5.

Die Oberflächendosis des Patienten (die Einfallsdosis) erhöht sich auch, wenn der Untersucher zur Abschirmung seiner Hände die vorgeschriebenen Bleihandschuhe trägt und dabei mitten in das Strahlenfeld fasst, da dann der Bildverstärker die durch die Teilabdeckung seines zentralen Gesichtsfeldes fehlende Dosisleistung durch Anheben des Röhrenstromes und der Hochspannung kompensiert. Trotz dieser Möglichkeit der Dosiserhöhung durch Bleihandschuhe sollten in allen Fällen die vorgeschriebenen Schutzhandschuhe getragen werden. Bei Positionierung der Hände in der Peripherie des Strahlenfeldes bieten sie nämlich einen guten Strahlenschutz für den Arzt, ohne dabei die Dosisleistung der Röntgenanlage durch die Bildverstärkerregelung zu erhöhen.

Betriebsart	**Format/Zoomfaktor**	**Phantomoberflächen-Dosisleistung (mGy/15s)**	**Dosisleistungfaktor**
Kontinuierliche Durchleuchtung	40cm, ZF=1,0	3,93	1,00
"	28cm, ZF=1,43	5,60	1,42
"	20cm, ZF=2,0	8,82	2,24
"	14cm, ZF=2,86	13,8	3,50
15 Pulse/s	28cm, ZF=1,43	3,40	0,87
7,5 Pulse/s	"	1,75	0,44
3 Pulse/s	"	0,70	0,32

Tab. 17.3: Dosisverhältnisse bei gezoomten und gepulsten Techniken an einer modernen DSA-Anlage aus Messungen des Autors mit einem Röntgenphantom. Die Zoomformate in cm sind die vom Phantom dargestellten Teilflächen. Ungezoomt bedeutet ZF=1,0 und volles Format von 40 cm, 14 cm Format bedeutet den Zoomfaktor 2,86. Das verwendete Phantom war das Standardaluminiumphantom zur Röntgen-Qualitätssicherung. Es befand sich bei den Messungen etwa 25 cm vom Strahlfokus entfernt (zum Vergleich: die übliche Entfernung eines Patienten beträgt an DSA-Anlagen etwa 90 cm).

Beispiel 5: Hautdosen des Patienten und des Arztes im Nutzstrahl bei einer Röntgenuntersuchung. Bei einer ausführlichen Herzkatheteruntersuchung mit Ballondilatation einer Coronararterie wird der Patient 30 Minuten durchleuchtet. Das Strahlenfeld ist wie oft üblich weit geöffnet, der Bildverstärker benötigt deshalb eine vergleichsweise geringe Dosisleistung

von nur 0,2 μGy/s. Aus Unachtsamkeit und weil eine medizinische Intervention es erfordert, fasst der Arzt etwa 10 Minuten ohne Bleihandschuhe in den Nutzstrahl. Die Dosisleistungsverhältnisse sollen den Daten in Fig. (17.2) entsprechen. Der Patient erhält in 30 Minuten (1800 s) daher 1800s·400·0,2 μGy/s = 144 mGy Dosis auf die der Röntgenröhre zugewandte Körperoberfläche. Der Arzt erhält ein Drittel dieser Dosis, also eine Hautdosis an den Händen von 48 mGy in dieser Untersuchung. Die Hautdosis des Patienten ist überschätzt, da die Röntgenröhre während eines Herzkatheteruntersuchung in der Regel aus wechselnden Richtungen auf den Patienten einstrahlt. Die Dosis des Arztes ist dagegen unter Umständen noch unterschätzt, da der Arzt seine Hände meistens nicht auf die Haut des Patienten gepresst hält, sondern die Hand sich im Mittel in einem eher geringeren Abstand zum Strahler befindet.

17.1.2.2 Strahlenexposition des Personals im Streustrahlungsfeld von Anlagen zur Projektionsradiografie

Der Hauptwechselwirkungsmechanismus von Röntgenstrahlung mit menschlichem Weichteilgewebe ist der Comptoneffekt. Der Patient ist daher wie alle anderen Niedrig-Z-Materialien von einem Feld rückwärts und vorwärts gestreuter Comptonphotonen umgeben. Alle Personen, die sich in der Nähe des Patienten aufhalten, können durch dieses Streustrahlungsfeld entsprechende Personendosen erhalten. Bei niedrigen Photonenenergien im Bereich um 100 keV zeigen die Streuphotonen bei einem einzelnen Streuprozess eine typische Winkelverteilung mit Hauptintensitäten schräg unter etwa 45° nach vorne und nach hinten relativ zum Nutzstrahl ("Comptonschmetterling", s. Fig. 4.7 in Kap. 4.2). Da die mit etwas höherer Intensität vorwärts gestreuten Photonen im Patienten geschwächt werden, entsteht vor allem durch den an der Eintrittseite des Patienten bewirkten Rückstreuanteil eine schräg rückwärts zum Zentralstrahl gerichtetes "trichterförmiges" Photonenfeld, das Personen im Nahbereich um den Patienten erheblich exponieren kann. Der Ausgangspunkt dieser Streustrahlung ist die Mitte des Strahlenfeldes auf der Strahleintrittsseite des Patienten.

Obertischanordnung: Befindet sich der Röntgenstrahler oberhalb des Patienten, wird dies als Obertischanordnung bezeichnet. Sie ist die für den Strahlenschutz ungünstigste Anordnung. Die Streustrahlungsintensität in einem Meter seitlichem Abstand zur Patientenmitte beträgt etwa 0,2 % der Nutzstrahlintensität. Bei 4 mGy/min Einfallsdosisleistung im Nutzstrahl ergibt dies 0,008 mGy/min = 0,48 mGy/h in 1m Abstand. In einem halben Meter Abstand zur Patientenmitte entsteht bei Obertischanordnungen durch Rückstreuung dann die vierfache Dosisleistung, nämlich eine Ortsdosisleistung in Brusthöhe des Untersuchers von typischerweise 2 mSv/h. Außerdem wird der Untersucher eventuell an seinen Händen oder Armen vom ungeschwächten Primärstrahl getroffen. Das nach schräg vorne, also in Strahlrichtung emittierte Streustrahlungsfeld, hat bei typischer Geometrie durch die vorhergehende Schwächung durch den Patienten eine um den Faktor 5-6 geringere Intensität.

Die genannten Zahlenwerte gelten nur unter optimalen Bedingungen, also für die Durchleuchtung eines Patienten mit "normalem" Durchmesser und beim Einsatz eines

gut eingestellten, nicht gezoomten Bildverstärkers mit einer Bildverstärkereingangsdosisleistung von nur 12 µGy/min, der sich in der geringst möglichen Distanz zur Strahlaustrittsseite befindet. Wird der Bildverstärker nicht dicht genug an den Patienten herangefahren, erhöht sich die zur Ausleuchtung des Bildverstärkers erforderliche Primärstrahlungsintensität nach dem Abstandsquadratgesetz und mit ihr natürlich auch die Intensität des Streustrahlungsfeldes. Vergrößert oder verringert der Untersucher seinen seitlichen Abstand zum Patienten (50 cm bedeutet Körperkontakt zum Patien-

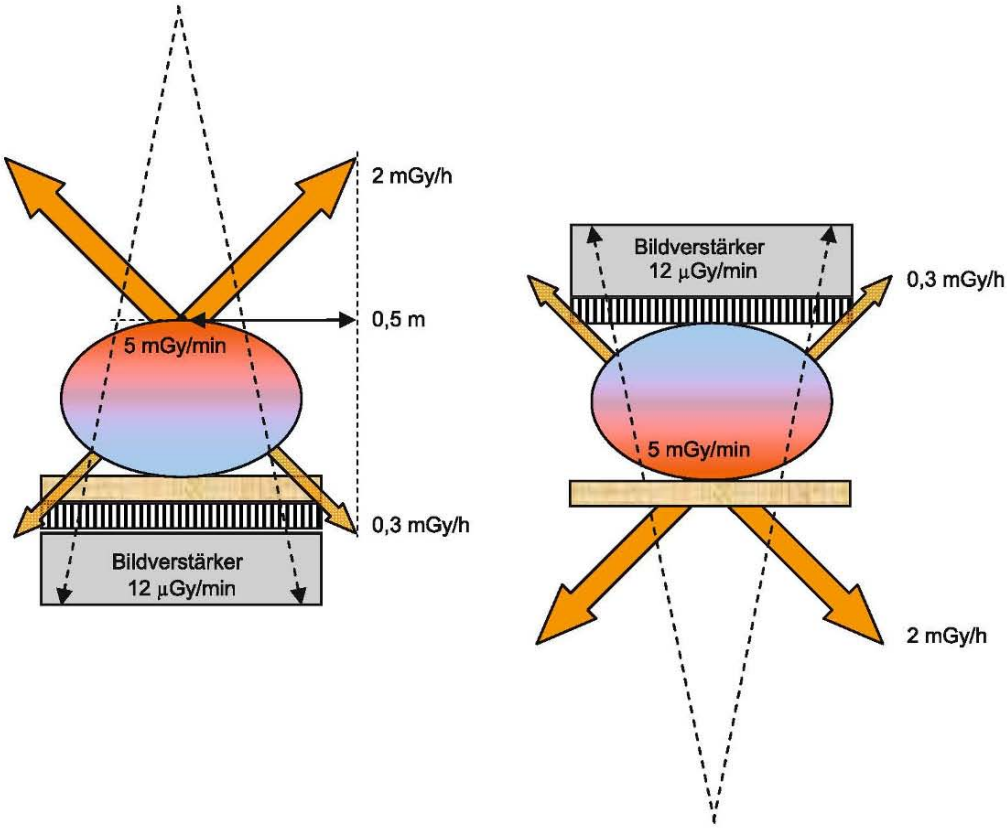


Fig. 17.3: Typische Dosisleistungen im Streustrahlungsfeld von Röntgenanlagen in (a) Obertischanordnung an einem Patienten mit einem Durchmesser von 7 Halbwertschichtdicken für die jeweilige Strahlenqualität und (b) in Untertischanordnung des Röntgenstrahlers. Die Dosisangaben beziehen sich auf die Detektoren, die Eintrittsdosen und die Dosen im Streustrahlungsfeld (vgl. auch Fig. 17.2). Die Streustrahlungsdosisleistung für den Thorax-Hals-Kopfbereich des Untersuchers in Untertischgeometrie beträgt weniger als 1/6 der Obertisch-Dosisleistung.

tentisch), so verändert sich die Dosisleistung ebenfalls nach dem Abstandsquadratgesetz. Ein Schritt weg vom Patienten viertelt also die Ortsdosisleistung am Platz des Untersuchers, beim nach vorne Beugen kann sich die Strahlenexposition des Untersuchers dagegen leicht vervierfachen.

Bei sehr durchleuchtungszeitintensiven Untersuchungstechniken empfiehlt sich die Verwendung individuell angepasster dicht schließender Bleischutzkleidung sowie von zusätzlichen Strahlenschutzmitteln wie Bleiglasbrillen zum Schutz der Augenlinsen (Kataraktvermeidung) und "Bleikrägen" (Halsmanschetten) zur Abschirmung der Schilddrüse. Außerdem sollte bei diesen interventionellen Techniken die Dosis an den Händen mit Teilkörperdosismetern wie TLD-Ringen gemessen werden.

Untertischanordnung: Wird die Röntgenröhre in ihrer relativen Lage zum Patienten verändert, so wandert nicht nur die "heiße" Strahleintrittsseite mit sondern auch das Streustrahlungsfeld (der "Streustrahlungstrichter"). Befindet sich die Röhre unterhalb des Patienten, so befindet sich der ungeschwächte primäre Röntgenstrahl vom Untersucher abgewandt unterhalb des Tisches. Die Hauptstreustrahlungsintensität zeigt zwar wieder zurück zur Röhre, der Untersucher sieht aber nur das um den Faktor 5-6 schwächere Vorwärtsstreustrahlungsfeld (Dosisleistung in 50 cm lateralem Abstand etwa 0,3 mSv/h). Diese Anordnung wird als Untertischanordnung der Röntgenröhre bezeichnet. Bei Untertischanordnungen kann die röhrenseitige Streustrahlung durch feste Aufbauten abgeschirmt werden oder bei offenen Geometrien wie den chirurgischen C-Bögen leicht durch eine Körper-Bleischürze vom Untersucher abgehalten werden. Sollte der Untersucher bei Untertischanordnungen in den Nutzstrahl fassen, so befindet er sich auf der "kalten" Austrittsseite des Strahlenbündels. Seine Hautdosis wäre in diesem Fall typisch um den Faktor 100 (den Patientenschwächungsfaktor) geringer als bei Obertischanordnungen. Wichtig ist auch hier wegen des Abstandsquadratgesetzes der dichte Kontakt des Bildverstärkers zur Strahlaustrittsseite des Patienten.

Werden die Röntgenröhren seitlich zum Patienten angeordnet, so wandert der Streustrahlungstrichter mit. Die heiße Seite des Patienten befindet sich dann wieder auf der Röhrenseite. Bei solchen lateralen Anordnungen sollte der Untersucher daher auf der Bildverstärkerseite stehen. So sieht er wie bei der Untertischanordnung beim Arbeiten im Nutzstrahl eine um den Faktor 100 schwächere Nutzstrahlungsintensität und einen um den Faktor 6 verminderten Streustrahlungsanteil. Bei dünnen Objekten wie Händen oder Unterarmen verringern sich die geometrieabhängigen Unterschiede in den Dosisleistungen im Nutzstrahlenbündel oder im Streustrahlungsfeld, da die Objekte dann nur noch Durchmesser von 1-2 Halbwertschichtdicken der zugehörigen Strahlungsqualität aufweisen.

Zusammenfassung

- **Der Ausgangsort der Streustrahlung ist der Auftreffpunkt des Zentralstrahls in der Mitte des Strahlenfeldes auf der Eintrittsseite des Patienten.**
- **Obertischanordnungen zeigen am Ort des Untersuchers eine um den Faktor 6 höhere Streustrahlungsexposition als Untertischanordnungen.**

17.2 Strahlenexpositionen in der Computertomografie

17.2.1 Exposition von Patienten bei CT-Untersuchungen

Bei der überlagerungsfreien Schnittbilddarstellung von Patienten im Rahmen der Computertomografie kommt es anders als bei der Projektionsradiografie notgedrungen zu einer nahezu gleichförmigen Bestrahlung des gesamten untersuchten Körperbereiches (Fig. 17.4). Der Grund dafür ist die Bestrahlung von allen Seiten, die der strahlentherapeutischen Bewegungsbestrahlung ähnelt. Eine Besonderheit im Vergleich zur konventionellen Projektionsradiografie ist die **sequentielle** Bestrahlung des Zielgebietes mit schmalen Fächerstrahlenbündeln, die zum Erreichen einer ausreichenden räumlichen Auflösung notwendig ist. Jeder dieser Fächerstrahlen hat eine bestimmte geometrische Breite (Schichtdicke oder Schnittbreite h, Fig. 17.5), die nach der vorgegebenen diagnostischen Aufgabe gewählt werden kann. Sie beträgt zwischen 0,5 mm und etwa 1 cm. CT-Untersuchungen können entweder mit Scanlücken zwischen den einzelnen Schnitten, lückenfrei oder mit Schnittebenenüberlapp vorgenommen werden. Zur Beschreibung verwendet man den **Pitch-Faktor p**, der als Verhältnis von Tischvorschub TV und nomineller Schichtdicke h berechnet wird.

$$p = TV/h \tag{17.12}$$

Ein Pitchfaktor von $p = 1$ bedeutet danach identischen Tischvorschub und Schichtdicke, also lückenfreien sequentiellen Scan, Pitchfaktoren $p > 1$ bedeuten dagegen Lücken im Scan und Pitchfaktoren $p < 1$ Schnittebenenüberlapp. Im letzteren Fall kommt es also zur Mehrfachbestrahlung desselben Volumens und einer entsprechenden Dosiserhöhung. Moderne Computertomografen werden meistens als **Spiral-CTs** ausgelegt. Bei diesen Maschinen kann der Patient anders als bei der herkömmlichen se-

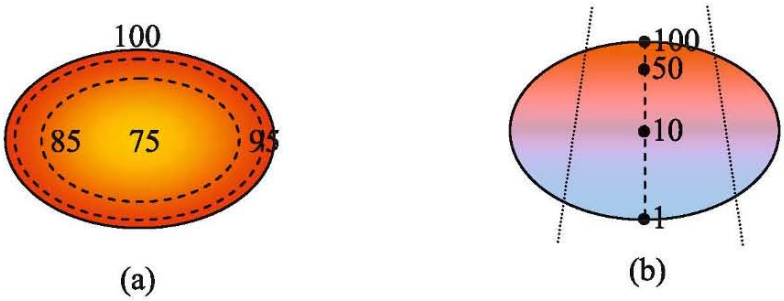


Fig. 17.4: (a): Typische rel. Energiedosisverteilung im Körperstamm eines Patienten bei einem 360-Grad CT-Scan mit etwa 125 kV (Angaben in % der Oberflächendosis). (b): Zum Vergleich: Dosisverhältnisse bei der Projektionsradiografie am Körperstamm.

quentiellen Schnitttechnik auch kontinuierlich unter der im Dauerbetrieb rotierenden und strahlenden Röntgenröhre verschoben werden. Auch bei der Spiraltechnik kann mit lückenfreier, lückenbehafteter oder sogar überlappender Spirale, also mit unterschiedlichen Pitchfaktoren gearbeitet werden.

17.2.1.1 CTDI und Dosislängenprodukt bei CT-Untersuchungen*

Grundlage zur Quantifizierung der Dosisverhältnisse bei CT-Untersuchungen an herkömmlichen Computertomografen mit diskreten Einzelschichten ist das Dosisprofil einer einzelnen Schicht (Fig. 17.5). Diese diskrete "Single-Slice"-Technik soll daher für die folgenden Überlegungen zugrunde gelegt werden. Die nominelle Schichtdicke h entspricht ungefähr der 50%-Breite des etwa gaußförmigen Dosisprofils. Die außerhalb der geometrischen Fächerstrahlbreite h registrierten Dosisbeiträge entstammen vor allem der in der Schicht selbst erzeugten Streustrahlung und unterscheiden sich daher erheblich in Luft oder im Gewebe. Zusätzlich erhält man Dosisbeiträge durch Transmission durch das Blendensystem und gegebenenfalls auch wegen der Divergenz des Strahlenbündels. Sie führen zu einer entfernungsabhängigen Exposition von Organen auch außerhalb des eigentlichen Nutzstrahlungsfächers und erhöhen selbstverständlich auch die Strahlenexposition der Nachbarschnitte im Zielgebiet. Die Analyse

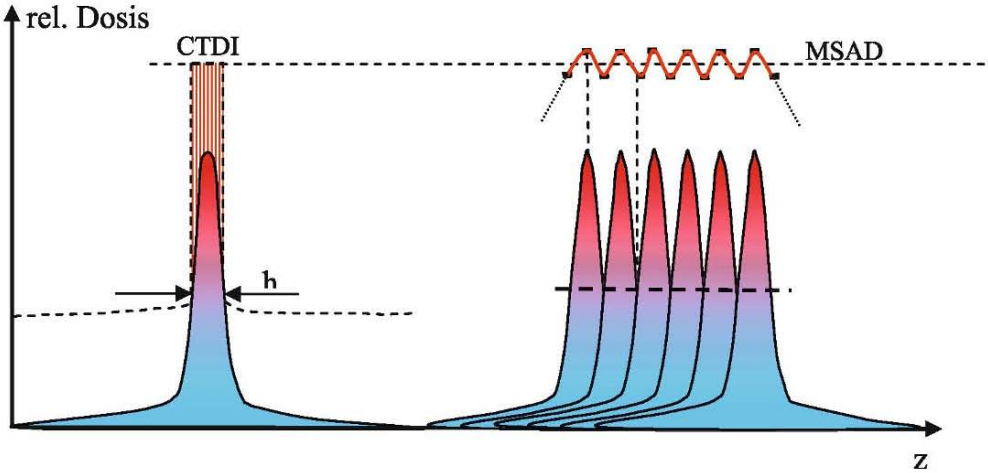


Fig. 17.5: Links: Schematisiertes Dosislängsprofil einer einzelnen CT-Schicht mit der nominellen Schichtdicke h und den typischen Streustrahlungsausläufern (durchgezogene Linie in Luft, gestrichelte Linie in Wasser) sowie Definition des CT-Dosisindexes CTDI als Fläche unter dem Dosisprofil (s. Gl. 17.13). Die Streustrahlungs- und Transmissionsausläufer werden dazu zum zentralen Anteil innerhalb der Schichtbreite h addiert. Rechts: Überlagerung mehrerer Schichten zum Gesamtdosisprofil für den Pitchfaktor p = 1. Der Dosismittelwert des wellenförmigen Dosisprofils ist der MSAD (Gl. 17.14).

der Dosisverhältnisse im gescannten Körperbereich bei CT-Untersuchungen wird durch die Verwendung des CT-Dosisindexes **CTDI** erleichtert (Fig. 17.5). Der CTDI ist das Integral über das Dosislängsprofil einer einzelnen Schicht, das aus Gründen der Anschauung räumlich dem Ort der eigentlichen Schicht mit der nominellen Schichtbreite h zugeordnet wird. Seine praktische Einheit ist das "mGy".

$$\mathrm{CTDI} = \frac{1}{h} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} D(z) \cdot dz \tag{17.13}$$

Der CTDI kann näherungsweise experimentell bestimmt werden, indem man entweder eine einzelne CT-Schicht auf eine ausreichend lange Stabionisationskammer einstrahlt und das darin erzeugte Messsignal dem Ort der Schicht zuordnet (s. Fig. 17.6), oder indem eine örtlich aufgelöste Dosismessung mit ausreichend vielen angrenzenden CT-Schichten mit dem Pitchfaktor p = 1 vorgenommen wird. Durch die Überlagerung der Dosisausläufer der benachbarten Schichten erhöht sich in diesem Fall die Detektoranzeige. Das so erzeugte Messergebnis wird als **MSAD** (Multiple Slice Average Dose) bezeichnet und entspricht für den Pitchfaktor 1 exakt dem CTDI. Es gilt der Zusammenhang:

$$\mathrm{MSAD} = \frac{1}{p} \cdot \mathrm{CTDI} \tag{17.14}$$

Die Integrationsgrenzen zur Berechnung oder Messung des CTDI werden international etwas unterschiedlich gesetzt. Im amerikanischen Raum wird über ±7 Schichtdicken gemessen, in Europa unabhängig von der tatsächlichen Schichtbreite über ±50 mm, also über 10 cm Gesamtlänge. Bezieht man den CTDI auf das Röhrenstrom-Zeitprodukt pro Einzelschicht der CT-Untersuchung (die "mAs"), also die auf die Anode pro Schicht eingeschossene Ladung Q, so erhält man den **normierten** CT-Dosisindex **$_n$CTDI**, der entweder pro 1 mAs oder pro 100 mAs angegeben wird und wegen der Variabilität des mAs-Produktes bei verschiedenen Untersuchungen besonders geeignet für die praktische Arbeit ist. Seine Einheit ist dann das "mGy/mAs" oder das "mGy/100mAs".

$$_n\mathrm{CTDI} = \frac{\mathrm{CTDI}}{Q} \tag{17.15}$$

Der CTDI im Phantom unterscheidet sich je nach Lage der Messsonde im Zentrum, oder der Peripherie der bei der Messung verwendeten Festkörperphantome (Schädelphantom Durchmesser 16 cm, Rumpfphantom Durchmesser 32 cm, Fig. 17.6). Bei der Angabe des CTDI muss daher sowohl die Phantomgröße als auch die Position innerhalb der Phantome spezifiziert werden. Um diesen Problemen aus dem Weg zu gehen

kann man den lagegewichteten **$CTDI_w$** bilden, der aus einer gewichteten Summe des zentralen (Index c) und des peripheren CTDI (Index p) berechnet wird.

$$CTDI_w = \frac{1}{3}CTDI_c + \frac{2}{3}CTDI_p \tag{17.16}$$

Der CTDI kann auch ohne streuendes und schwächendes Phantommaterial angegeben werden und wird dann als Integral über die Luftkerma auf der Systemachse des Computertomografen definiert (Gl. 17.17). Die Strahlprofile haben frei in Luft wesentlich niedrigere seitliche Ausläufer, da das streuende Phantom fehlt (s. Fig. 17.5). Dieser CTDI wird dann als **$CTDI_{luft}$** gekennzeichnet. Diese Art der Deklaration war bisher im

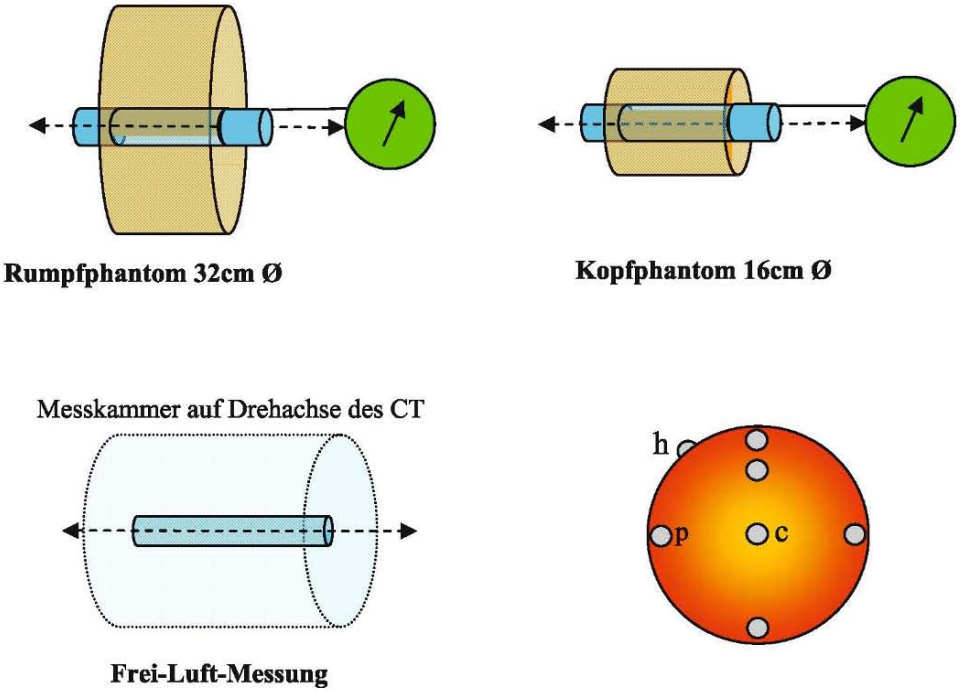


Fig. 17.6: Messanordnungen zur Bestimmung des CTDI. Oben: Rumpfphantom und Schädelphantom aus gewebeäquivalentem Phantommaterial mit Durchmessern von 32 bzw. 16 cm. Die Messkammer erfasst jeweils einen Bereich von ±5 cm symmetrisch zur Schnittebene. Unten links: Anordnung zur Messung des Frei-Luft-$CTDI_{luft}$. Die Messkammer befindet sich auf der Drehachse des CT. Rechts unten: Aufsicht auf die beiden Festkörperphantome zur Bestimmung des CTDI in verschiedenen Phantomtiefen (Durchmesser 16 cm und 32 cm) mit einer zentralen Bohrung "c" und peripheren Bohrungen "p" in 1 und 3,5 cm Tiefe für Messungen mit einer Stielionisationskammer, sowie eine Position "h" auf der Oberfläche zur Messung der Oberflächendosis mit TLD.

deutschsprachigen Raum üblich, insbesondere sind Tabellenwerke zu den unten erläuterten Konversionsfaktoren zur Berechnung Effektiver Dosen oder Organdosen zur Zeit immer noch auf diese Frei-Luft-Spezifikation des CTDI ausgelegt.

$$\mathrm{CTDI_{luft}} = \frac{1}{h} \cdot \int_{-50}^{+50} K_a(z) \cdot dz \tag{17.17}$$

Typische Werte für den normierten ${}_n\mathrm{CTDI_{luft}}$ liegen zwischen 0,1 und 0,3 (mGy/mAs) mit einem Mittelwert um **${}_n\mathrm{CTDI_{luft}}$ = 0,2 (mGy/mAs)**, nach Herstellern und Gerät aufgeschlüsselte detaillierte Angaben finden sich in Firmenprospekten und zusammengefasst beispielsweise in [Nagel]. International wird der gewichtete $\mathrm{CTDI_w}$ (Gl. 17.16) in Phantomen zur Spezifikation bevorzugt, da dieser besser mit der Strahlenexposition von Patienten korreliert.

Vom Hersteller angegebene Werte für den Frei-Luft-Dosisindex oder den gewichteten $\mathrm{CTDI_w}$ können mit anlagenspezifischen Phantomfaktoren p_H oder p_B für das Kopfphantom (Index H wie head) oder das Körperphantom (Index B wie body) nach Gl. (17.18) ineinander umgerechnet werden.

$$\mathrm{CTDI_w} = p_{B,H} \cdot \mathrm{CTDI_{luft}} \tag{17.18}$$

Diese Umrechnungsfaktoren entsprechen formal dem Gewebe-Luft-Verhältnis TAR, das in der klinischen Dosimetrie von therapeutischen Photonenstrahlern verwendet wird (vgl. dazu [Krieger Bd2]). Typische Werte für die Phantomfaktoren liegen für das Schädelphantom bei p_H = 0,1 - 0,3 und für das Rumpfphantom bei p_B = 0,05 - 0,25. Die Relation zwischen Frei-Luft-Dosisindex und gewichtetem Dosisindex variiert also erheblich von Anlage zu Anlage, so dass der Frei-Luft-Dosisindex wegen der herstellerspezifischen Filterung des Nutzstrahls (Grundfilter, Formfilter) und der unterschiedlichen Strahlgeometrien ohne Angaben der beiden Phantomfaktoren allein kein vernünftiges Maß zum Vergleich unterschiedlicher CT-Geräte darstellt.

Eine weitere für Dosisberechnungen sehr praktische, vom CTDI abgeleitete Größe ist das **Dosislängenprodukt DLP**, das als Produkt des CTDI mit der Anzahl der Schichten n und der Schichtbreite h (in cm) oder mit der Pitchfaktor korrigierten Scanlänge L/p berechnet wird. Es kann für alle Arten des CTDI definiert werden und enthält wegen seiner Definition bereits die Pitchfaktorkorrektur.

$$\mathrm{DLP} = \mathrm{CTDI} \cdot n \cdot h = \mathrm{CTDI} \cdot L/p \tag{17.19}$$

Das Dosislängenprodukt hat die Einheit (Dosis·Länge) z. B. (mGy·cm). Es ähnelt formal dem Flächendosisprodukt FDP der Projektionsradiografie, bei dem das Produkt aus Luftkerma und Strahlquerschnitt gebildet wird.

Zusammenfassung

- **Grundlage der Dosisabschätzungen in der Computertomografie ist der CTDI.**
- **Er enthält das Längen-Integral über das durch einen CT-Schnitt erzeugte Dosislängsprofil.**
- **Er kann in Phantomen (Kopf-, Rumpfphantom) oder Frei-Luft definiert werden.**
- **Die Umrechnung geschieht mit anlagenspezifischen Phantom-Luft-Faktoren p_H und p_B.**
- **Wird der CTDI auf das mAs-Produkt bezogen, heißt er normierter Index $_n$CTDI.**
- **Der Effekt überlappender oder lückenhafter CT-Schnittführungen wird mit dem Pitchfaktor p berücksichtigt.**
- **Ein dem CTDI verwandtes Maß ist das Dosislängenprodukt DLP, das als Produkt von CTDI und Schnittzahl mal Schnittbreite berechnet wird.**

17.2.1.2 Abschätzung der Patientendosis bei CT-Untersuchungen*

Die Berechnung Effektiver Dosen untersuchter Patienten geschieht wie bei allen Abschätzungen von Strahlenexpositionen grundsätzlich in zwei Schritten. Zunächst sind in allen strahlenschutzrelevanten Organen die durch die Untersuchung bewirkten Organdosen H_T zu bestimmen. In einem zweiten Schritt ist daraus die Effektive Dosis E mit Hilfe der Organwichtungsfaktoren w_T zu berechnen (s. dazu Kap. 9.3). Als Basis für diese Berechnungen wird der normierte CTDI und das mAs-Produkt pro Schnitt oder das DLP der Untersuchung benötigt. Alle im Folgenden dargestellten Verfahren beruhen auf der Annahme, dass der normierte CTDI während einer CT-Untersuchung konstant bleibt. Es wird also unterstellt, dass der CTDI für eine bestimmte Untersuchung unabhängig vom aktuellen Patientendurchmesser in der untersuchten Körperregion als auch von der Röhrenposition relativ zum Patienten ist. Beide Unterstellungen entsprechen den Betriebsbedingungen älterer CT-Scanner. Modernere Anlagen regeln den Röhrenstrom dagegen in Abhängigkeit von der aktuellen Patientengeometrie, modulieren also die Expositionsbedingungen nach dem jeweils in Strahlrichtung wirksamen Patientendurchmesser und der damit verbundenen Strahlschwächung. Dies kann zu einer deutlichen Reduktion der Strahlenexposition der Patienten führen.

Abschätzung von Effektiven Dosen mit dem normierten Frei-Luft-Dosisindex $_nCTDI_{luft}$: Zur Bestimmung der Organdosen über den CTDI benötigt man zunächst Informationen über die durch CT-Schnitte überall im Körper des Patienten erzeugten relativen Dosisbeiträge, also im Prinzip quantitative Informationen über die Dosisprofile der vorgenommenen Schnittbilder. Die Höhe der Dosisbeiträge hängt selbstverständlich von der Entfernung des betrachteten Körperbereiches vom aktuellen Untersuchungsgebiet ab. Dosisbeiträge aus verschiedenen Schnitten einer CT-Untersuchung überlagern sich in dem betrachteten Organ T additiv. Da die individuelle Ermittlung dieser Organ-Dosisbeiträge sehr aufwendig ist, wurden sie mit Hilfe geometrischer Phantome in Monte-Carlo-Verfahren rechnerisch vorkalkuliert. Das Ergebnis dieser Rechnungen sind schnittlagenabhängige Organkonversionsfaktoren $f_T(z)$. Sie geben die relativen Beiträge eines CT-Schnittes von 1 cm Breite zur Äquivalentdosis in einem bestimmten Organ T als Funktion der Lage des CT-Schnittes (des Abstandes Schnittebene-Organ) an. Bezogen sind diese Faktoren auf die Frei-Luftkerma auf der Systemachse. Sie haben die praktische Einheit (mSv/mGy), gemeint ist damit "mSv im Organ pro mGy Luftkerma auf der Systemachse". Je dichter ein Organ der CT-Schnittebene benachbart ist, umso größer wird auch der Beitrag des Scans zur Organdosis. Die höchsten Beiträge erhält man, wenn das betrachtete Organ unmittelbar im Scanstrahl liegt.

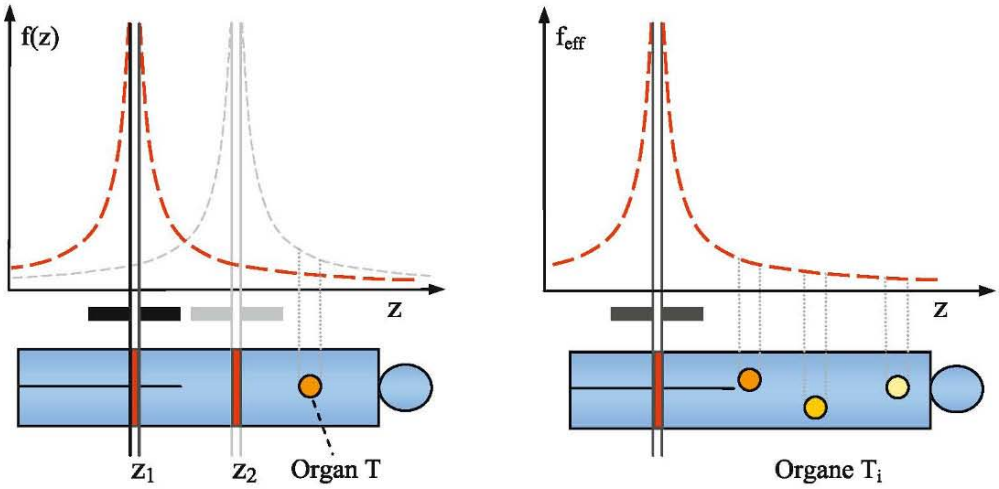


Fig. 17.7: Links: Vorgehen beim zweistufigen Dosisberechnungsverfahren: Entstehung einer Dosis im Organ T durch CT-Schnitte in unterschiedlichen Entfernungen z_1, z_2. Summiert werden diese Beiträge über alle CT-Schnitte. Das Verfahren muss für jedes Organ wiederholt werden. Anschließend werden diese Organdosen in Effektive Dosis umgerechnet. Rechts: Einstufiges Berechnungsverfahren: Für jeden CT-Schnitt werden die Beiträge aller Organe T zur Effektiven Dosis berechnet und summiert. Das Vorgehen wird für jeden weiteren CT-Schnitt wiederholt.

Schichten z	**Organe T**				
	Organ T1	Organ T2	.....	Organ Tn	**risikogewichtete Summen über alle Organe pro Schicht**
z_1	$f_{T1}(z_1)$	$f_{T2}(z_1)$	.....	$f_{Tn}(z_1)$	$f_{eff}(z_1) = \sum_T f_T(z_1) \cdot w_T$
$z_2 = z_1 + \Delta z$	$f_{T1}(z_2)$	$f_{T2}(z_2)$	.....	$f_{Tn}(z_2)$	$f_{eff}(z_2) = \sum_T f_T(z_2) \cdot w_T$
$z_3 = z_2 + \Delta z$	$f_{T1}(z_3)$	$f_{T2}(z_3)$	.....	$f_{Tn}(z_3)$	$f_{eff}(z_3) = \sum_T f_T(z_3) \cdot w_T$
.....	.....	.....	.....	.....	
$z_n = z_{n-1} + \Delta z$	$f_{T1}(z_n)$	$f_{T2}(z_n)$	.....	$f_{Tn}(z_n)$	$f_{eff}(z_n) = \sum_T f_T(z_n) \cdot w_T$
Summen über alle Schichten pro Organ T	$\sum_z f_{T1}(z)$	$\sum_z f_{T2}(z)$	.....	$\sum_z f_{Tn}(z)$	$\Downarrow$ $\Rightarrow$ **Effektive Dosis**

Tab. 17.4: Erläuterungen zum Ermittlungsverfahren der Effektiven Dosis bei CT-Untersuchungen: Beim **zweistufigen** Verfahren (Gln. 17.20 und 17.21) wird zunächst für jedes Organ T die Summe der f_T-Beiträge in Δz=1cm-Schritten gebildet. Anschließend werden diese Summen mit den w_T-Faktoren gewichtet und über alle Organe summiert. Beim **einstufigen** Verfahren verwendet man vorkalkulierte risikogewichtete effektive Faktoren f_{eff} pro Schicht. Zur Berechnung der Effektiven Dosis muss dann nur noch über die Scanlänge addiert werden (Gln. 17.24, 17.25).

Solche Organfaktoren für unterschiedliche Personen (Frauen, Männer, Kinder, Säuglinge) befinden sich in den Arbeiten von [Zankl 1991] und [Zankl 1993]. Sie wurden allerdings für ein heute nicht mehr hergestelltes CT-Modell berechnet und sind bei höheren Genauigkeitsansprüchen nicht ohne weitere Korrekturen auf Scanner der neueren Generationen zu übertragen. Mit Hilfe des $CTDI_{luft}$ können damit für jede beliebige Schnittlage im Körper des Patienten die Beiträge dieses Schnittes zur Organdosis H_T Dosis in einem bestimmten Organ T berechnet werden (Gl. 17.20).

$$H_T = \frac{1}{p} \cdot {}_nCTDI_{luft} \cdot Q \cdot \sum_{-z}^{z} f_T(z) \tag{17.20}$$

Die z-Grenzen dieser Summenbildung entsprechen den Anfangs- und End-Koordinaten des Scans im Körper des Patienten oder im Phantom. Die Summation ist unabhängig von der eigentlichen Schnittbreite h in 1 cm Schritten für alle strahlenschutzrelevanten Organe des Patienten bzw. Phantoms über die gesamte Scanlänge zu wiederholen. Strahlenschutzrelevante Organe sind diejenigen, für die w_T-Faktoren zur Berechnung Effektiver Dosen vorgehalten werden (s. Tab. 9.5). Die Summation ergibt einen Satz von Organdosiswerten H_T für die bei der Untersuchung exponierten Organe.

Körperbereich	**$F_{tot,pausch}$ Erwachsene (mSv/mGy)**	
	weiblich	**männlich**
Ges. Schädel	0,026	0,023
HWS	0,034	0,030
Thorax	0,228	0,189
Oberbauch	0,176	0,156
LWS	0,041	0,032
Becken	0,258	0,142
Ganzes Abdomen	0,434	0,289
Tumorstaging	0,641	0,484

Tab. 17.5: Pauschale $F_{tot,pausch}$-Faktoren für Erwachsene berechnet nach Gl. (17.23) für einige Standard-CT-Untersuchungen in Anlehnung an ([Nagel], [Stamm]).

Soll aus den Organdosen die Effektive Dosis bei einer CT-Untersuchung abgeschätzt werden, müssen die mit Formel (17.20) gewonnenen Organdosen H_T für jedes einzelne Organ T in einem zweiten Schritt in Effektive Dosisbeiträge umgerechnet werden. Dies geschieht wie üblich durch Multiplikation der Organdosen H_T mit dem zugehörigen Organwichtungsfaktor w_T (Tab. 9.5). Diese Effektiven Dosisbeiträge müssen dann über alle Organe T summiert werden.

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T \tag{17.21}$$

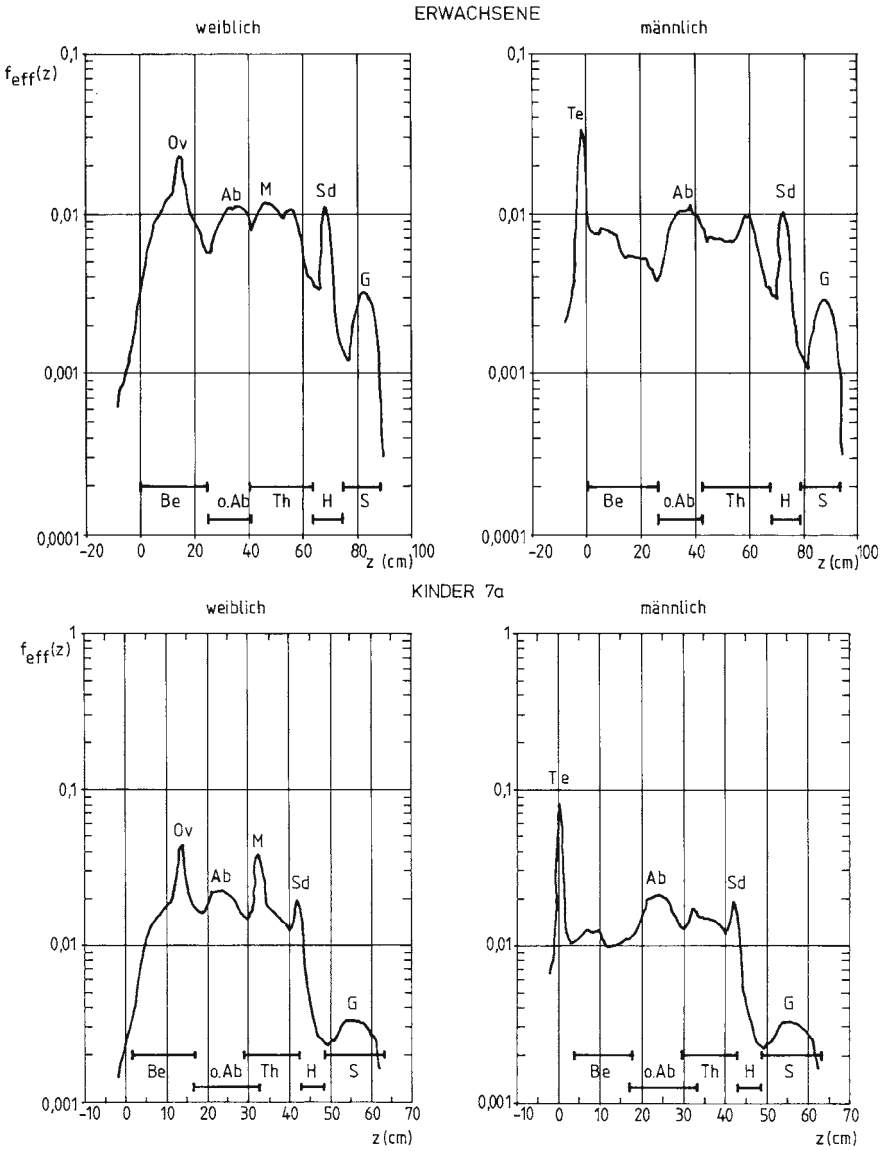


Fig. 17.8: Konversionsfaktoren $f_{eff}(z)$ zur Berechnung der Effektiven Dosis (angegeben für 1 cm Schritte) zur Verwendung mit dem Frei-Luft CTDI für normal gewichtige Erwachsene Frauen (oben links) und Männer (oben rechts) und für 7jährige Kinder (unten) für eine übliche Strahlungsqualität (129 kV, Filterung 9mm AL-Äquivalent), nach [Nagel]. Die Faktoren haben die praktische Einheit (mSv/mGy). Die Kürzel an den Kurven geben die Lage einzelner Organe an (Ov: Ovarien, Te: Testes, Ab: Abdomen, M: Mamma, Sd: Schilddrüse, G: Gehirn). Die horizontalen Balken zeigen die üblichen Bereiche verschiedener CT-Untersuchungen, die zur Berechnung der mittleren effektiven Faktoren in Tab. (17.5) verwendet wurden (Be: Becken, o.Ab: oberes Abdomen, Th: Thorax, H: Hals, S: Schädel).

Die Berechnung der Effektiven Dosis nach diesem zweistufigen Verfahren ist sehr zeitaufwendig. Eine weniger rechenzeitintensive Methode bietet die Verwendung vorkalkulierter schnittlagenabhängiger **effektiver** Konversionsfaktoren f_{eff}, die bereits die w_T-Faktoren enthalten (vgl. Tab. 17.5). Dazu werden für jede Schichtlage z im Körper die f_T-Faktoren aller strahlenschutzrelevanten Organe einzeln mit den entsprechenden w_T-Faktoren multipliziert und lokal, also für festes z, zu einem Beitrag des betrachteten CT-Schnittes zur Effektiven Dosis addiert.

$$f_{eff}(z = \text{const}) = \sum_T f_T(z) \cdot w_T \tag{17.22}$$

Solche vorberechneten lageabhängigen und risikogewichteten Organfaktorsummen für CT-Untersuchungen f_{eff} findet man in der Literatur (z. B. [Nagel]) für Schrittweiten von 1 cm als Tabellen oder Grafiken (z. B. Fig. 17.7). Sie haben die Einheit (mSv/mGy), gemeint ist dabei "effektive mSv pro mGy Luftkerma". Wie den Kurven in Abb. (17.7) zu entnehmen ist, ist bei den Keimdrüsen und im Bereich der Schilddrüse ein deutliches Ansteigen dieser $f_{eff}(z)$-Faktoren festzustellen. Dies liegt an der absoluten Dominanz dieser mehr oder weniger isoliert liegenden Risikoorgane in diesem Körperbereich. Am Körperstamm überlappen die verschiedenen Risikoorgane, so dass der $f_{eff}(z)$-Verlauf hier weniger strukturiert ist.

Summiert man die lokalen lageabhängigen Konversionsfaktoren $f_{eff}(z)$ über die gesamte Scanlänge, so erhält man den **totalen effektiven Konversionsfaktor F_{tot}** für diese Untersuchung.

$$F_{tot} = \sum_{-z}^{z} f_{eff}(z) \tag{17.23}$$

Die z-Grenzen entsprechen dabei den Anfangs- und Endkoordinaten der bei der Untersuchung bestrahlten Körperregion in Zentimeter. Zur Berechnung der Effektiven Dosis ist bei diesem einstufigen Verfahren also lediglich die individuelle Summe der lokalen effektiven Konversionsfaktoren $f_{eff}(z)$ über alle z-Koordinaten des Scans zu bilden und mit dem pitchfaktorkorrigierten normierten ${}_nCTDI_{luft}$ und dem mAs-Produkt Q zu multiplizieren.

$$E = \frac{1}{p} \cdot {}_nCTDI_{luft} \cdot Q \cdot \sum_{-z}^{z} f_{eff}(z) = \frac{1}{p} \cdot {}_nCTDI_{luft} \cdot Q \cdot F_{tot} \tag{17.24}$$

F_{tot}-Faktoren können aus Gründen der weiteren Vereinfachung und leichteren Praktikabilität für gängige CT-Untersuchungen bestimmter Körperbereiche pauschal vorberechnet werden. Dazu werden standardisierte Scangrenzen verwendet, die der individuellen Patientenanatomie i. a. recht nahe kommen. Solche Standard-Scanbereiche sind zur besseren Orientierung in den Grafiken (Fig. 17.8) für einige CT-Unter-

suchungen mit eingezeichnet. Bei geringen Ansprüchen an die Genauigkeit können die pauschalen $F_{tot,pausch}$-Faktoren der Tab. (17.5) statt der individuell zu berechnenden Faktoren nach Gl. (17.24) zur Berechnung der Effektiven Dosis verwendet werden.

Da das Röhrenstrom-Zeitprodukt Q bei den meisten CT-Anlagen individuell gewählt werden kann und die effektive Dosis proportional zu Q ist, muss man für Dosisabschätzungen auch bei Verwendung der pauschalen $F_{tot,pausch}$-Faktoren den normierten ${}_{n}CTDI$, den man den Herstellerunterlagen oder [Nagel] entnehmen kann, und das tatsächliche bei der Untersuchung entstandene mAs-Produkt Q benutzen. Auch hier ist selbstverständlich der Pitchfaktor zu beachten.

$$E = \frac{1}{p} \cdot {}_{n}CTDI_{Luft} \cdot Q \cdot F_{tot,pausch} \tag{17.25}$$

Die Formeln (17.24, 17.25) gelten nur unter der Voraussetzung, dass sowohl das mAs-Produkt pro Schicht unabhängig von der Position der Schicht im Patienten ist als auch die Strahlungsqualität exakt der bei der Berechnung der Faktoren unterstellten Strahlungsqualität (kV, Filterung) und Gerätegeometrie entspricht. Zusätzlich muss der CTDI für die betrachtete Untersuchung einen vom Scanbereich unabhängigen Wert haben.

Beispiel 6: Abschätzung der Effektiven Dosis bei einem Thoraxscan eines Erwachsenen. Verwendet wird die Schichtdicke h = 1cm. Der totale Konversionskoeffizient für männliche Erwachsene beträgt nach Tab. (17.5) F_{tot} = 0,189, für Frauen 0,228 mSv/mGy. Das mAs-Produkt betrage 250 mAs, der Pitchfaktor sei p = 1. Der normierte CTDI habe den typischen Wert 0,2 mSv/mAs. Dies ergibt nach Gl. (17.25) Effektive Dosen für den Mann von 9,45 mSv/Scan, für die Frau 11,4 mSv/Scan. Wird stattdessen mit einem Pitchfaktor von 1,5 untersucht, erhält man um den Faktor 1,5 verringerte Dosen von 6,3 bzw. 7,6 mSv/Scan. Jede weitere Scanserie exponiert mit einer zusätzlichen Dosis in dieser Höhe. Wird also zunächst nativ und anschließend mit Kontrastmittel erneut untersucht, erhält man daher beim Pitchfaktor p = 1 Effektive Dosen von 18,9 bzw. 22,8 mSv.

Viele moderne CT-Scanner spezifizieren neben dem CTDI und dem mAs-Produkt auch das Dosislängenprodukt einer Scanserie. Soll die Effektive Dosis mit diesem über die gesamte Scanlänge bestimmten Dosislängenprodukt DLP_{luft} abgeschätzt werden, müssen für verschiedene Körperbereiche und Untersuchungsaufgaben über die jeweilige Scanlänge der Untersuchung gemittelte risikogewichtete Konversionsfaktoren $\mathbf{f_{mittel}}$ verwendet werden. Diese werden als Mittelwert der lokalen $f_{eff}(z)$ über den gescannten Bereich berechnet. Einige pauschale Werte für f_{mittel} für unterschiedliche Patientengruppen und Untersuchungsbereiche finden sich in (Tab. 17.6). Die Effektive Dosis erhält man mit diesen gemittelten Faktoren und dem DLP zu:

$$E = DLP_{Luft} \cdot f_{mittel} \tag{17.26}$$

Körperbereich	f_{mittel} Erwachsene		f_{mittel} Kind (7a)		f_{mittel} Säugling (8 Wochen)	
	weibl.	*männl.*	*weibl.*	*männl.*	*weibl.*	*männl.*
Schädel	0,0022	0,0020	0,0028	0,0028	0,0075	0,0074
Hals	0,0051	0,0047	0,0056	0,0055	0,018	0,017
Thorax	0,0090	0,0068	0,018	0,015	0,032	0,027
Oberbauch	0,010	0,0091	0,020	0,016	0,036	0,034
Becken	0,011	0,0062	0,018	0,011	0,045	0,025
Ganzes Abdomen	0,010	0,0072	0,0190	0,014	0,041	0,031

Tab. 17.6: Mittlere effektive Konversionsfaktoren f_{mittel} in (mSv/mGy) zur Umrechnung des Dosislängenproduktes DLP_{luft} (der Frei-Luft-Kerma auf der Systemachse) von Computertomografen (Strahlungsqualität 125 kV, 9mm Al-Äquivalent) in Effektive Dosen, nach [Nagel].

Gerätekorrekturen: Da bei beiden Verfahren standardisierte CT-Anlagendaten unterstellt wurden, müssen bei höheren Genauigkeitsansprüchen anlagenspezifische Korrekturen angebracht werden. Diese Gerätekorrekturfaktoren hängen sowohl von der im Einzelfall verwendeten Strahlungsqualität (Hochspannung, Grundfilterung, Formfilter), von der Bauform der Anlagen und den verwendeten Detektoren sowie der exponierten Körperregion ab. International ist es üblich, CT-Anlagen in Typklassen einzuteilen und die Abweichungen in der Strahlenexposition mit Gerätekorrekturfaktoren in 6 Klassen anzugeben ([Nagel], [Shrimpton98]). Diese Gerätefaktoren k_{CT} überstreichen Bereiche von 0,6 bis 1,1 für den Kopfbereich und 0,4 bis 1,25 für den Körperstamm. Sie werden in den Gleichungen (17.25 und 17.26) als Faktor zugefügt und variieren die tatsächlichen Dosen bis etwa zum Faktor 2 nach unten oder bis zu 25% nach oben. Eine weitere Korrektur ist bei Variationen der Röhrenhochspannung nötig. Diese Korrektur setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Der erste Beitrag entspricht der Ausbeuteänderung der Röntgenspektren mit der Spannung (vgl. dazu [KriegerBd2] Kap. 1.2, [Krieger2], Kap. 4.1). Der diesbezügliche Korrekturfaktor $k_{U,1}$ ist das Quadrat des Spannungsverhältnisses der eingestellten Spannung U_{ist} zur Referenzspannung U_{ref} (120 kV).

$$k_{U,1} = \left(\frac{U_{ist}}{U_{ref}}\right)^2 \tag{17.27}$$

	Thorax-CT	Abdomen-CT	Becken-CT	Nierenangiografie*
	Mittlere Energiedosen der exponierten Organe (mGy)			
Haut (Oberfläche)	22,1	30,3	36,1	893,1
Knochenmark	4,7	5,9	11,0	60,1
Hoden	0,03	0,16	8,3	0,29
Prostata				1,8
Ovarien	0,17	1,6	18,9	4,2
Uterus	0,16	1,5	19,3	4,0
Blase	0,16	1,4	19,7	3,9
Dickdarm	4,2	20,8	20,7	
aufsteigender DD				73,7
absteigender DD				53,2
transversaler DD				34,7
sigmoider DD				3,8
Dünndarm	1,5	15,3	25,8	21,2
Mastdarm				4,4
Nieren	6,8	24,1	15,8	128,0
Nebenniere				178,2
Leber	13,2	21,3	3,0	84,3
Gallenblase				53,0
Milz	13,7	21,0	3,2	52,5
Pankreas	10,5	15,9	3,6	47,8
Magen	12,2	18,3	2,8	37,1
Lunge	17,6	7,0	0,85	17,9
Herz				20,1
Brust	20,3	4,3	0,52	1,0
Speiseröhre	13,8	5,1	0,64	12,4
Schilddrüse	5,6	0,28	0,06	0,25
Speicheldrüsen	1,2	0,10	0,04	0,26
Nasennebenhöhlen	0,43	0,05	0,03	
Hirn	0,37	0,05	0,03	0,14
Augenlinsen	0,37	0,05	0,03	0,05

Tab. 17.7: Mittlere aus TLD-Messungen an einem anatomischen Spezial-Körperphantom berechnete Organenergiedosen bei CT-Untersuchungen und bei einer Nierenangiografie (nach [Mini, SSK 30]).*: Werte für eine Untersuchung.

Der zweite Faktor berücksichtigt den Einfluss der Röhrenspannung auf den Gerätefaktor k_{CT}. Dieser Faktor ist vor allem auf die geräteabhängigen unterschiedlichen Form-

filter zurückzuführen, die das Gewebedefizit der Patienten an den Körperflanken ausgleichen sollen. Er verändert sich mit der Wurzel aus dem Spannungsverhältnis.

Untersuchung	**Größenordnung der Effektiven Dosis (mSv)**
CT Abdomen	27,4 (8-60)*
CT Thorax	20,5 (7-36)*
Arteriografie	20
Dünndarm	18 (bis 36)
CT WS	9
Magen	10 (bis 22)
Urogramm	6 (bis 10)
CT Schädel	2,6
LWS	2
Abdomen	1
Becken	1
Hüfte	0,5**
BWS	0,7
Mammografie	0,6
Thorax	0,1 (bis 0,3)**
HWS	0,2
Phlebografie (Bein)	2
mittlere natürliche Effektive Jahres-Dosis	***2,4***

Tab. 17.8: Orientierungswerte für Effektive Dosen bei Röntgenuntersuchungen nach [Bernhardt SSK 30].*: abgeschätzt nach [Schmitt SSK 30]. **: nach [Bernhardt2 SSK 30].

$$k_{U,2} = \left(\frac{U_{ist}}{U_{ref}}\right)^{0,5} \tag{17.28}$$

Für die Effektiven Dosen erhält man mit diesen Korrekturen die folgenden Abschätzungsformeln:

$$E = {}_n CTDI_{Luft} \cdot F_{tot} \cdot Q \cdot k_{CT} \cdot k_{U,1} \cdot k_{U,2} \tag{17.29}$$

$$E = DLP_{Luft} \cdot f_{mittel} \cdot k_{CT} \cdot k_{U,1} \cdot k_{U,2} \tag{17.30}$$

Grobe Dosisabschätzungen für CT-Untersuchungen: Sollen schnell und ohne Aufwand CT-Dosen abgeschätzt werden, kann man berechnete oder gemessene Dosiswerte aus der Literatur verwenden. Ein Überblick über typische, an einem Phantom aus TLD-Messungen berechnete mittlere Energiedosen der Haut, der Gonaden, des Knochenmarks und anderer Organe bei CT-Untersuchungen und für eine konventionelle Nierenangiografie unter optimalen Expositionsbedingungen findet sich in Tabelle (17.7); daraus berechnete Effektive Dosen finden sich in Tab. (17.8).

Prinzipiell unterscheiden sich die Strahlenexpositionen bei konventionellen und Spiral-CTs nicht, da es für die Exposition einer Körperregion unerheblich ist, ob die Bestrahlung in diskreten Einzelschritten oder kontinuierlich beispielsweise in einer Spirale stattfindet. Zwei Möglichkeiten zur Dosisveränderung bestehen jedoch. Zum einen können bei der Spiraltechnik durch Interpolation der Messdaten größere Scanlücken zugelassen werden. Dies führt dann natürlich zu einer Dosisverringerung. CT-Aufnahmen können also mit größerem Pitchfaktor durchgeführt werden, ohne dabei wegen der ausgefeilten Interpolationsalgorithmen wesentliche Informationen einzubüßen. Zum anderen benötigt man an den Scangrenzen ein etwas größeres Volumen, um dort auch Rekonstruktionen in ausreichender Genauigkeit zu berechnen, was eher dosistreibend wirkt. Abgesehen von diesen Unterschieden sind die Strahlenexpositionen vergleichbar und können daher mit denselben Methoden berechnet oder abgeschätzt werden. Ähnliches gilt für moderne Scanner mit Mehrfachdetektoren (multi-slice-detectors), bei denen mehrere Schichten oder Spiralen gleichzeitig gemessen werden können. Hier ist allerdings zusätzlich das Dosis erhöhende "Overbeaming" zu beachten. Darunter versteht man die Verbreiterung des Scanfächers über das eigentliche Messfeld der Mehrfachdetektoren hinaus, um so zu einer ausreichenden Signalhöhe in den Detektoren zu kommen. Overbeamingfaktoren liegen in der Größenordnung von wenigen Prozent.

Parameter	Wert	Unsicherheitsfaktor
${}_{n}CTDI_{Luft}$	0,20 mGy/mAs	0,5-2,0
Q	250 mAs	0,5-2,0
F_{tot}	0,15 mSv/mGy	0,5-2,0
E	7,5	1/8 - 8

Tab. 17.9: Pauschale Parameter zur groben Abschätzung von CT-Dosen aus dem Röhrenstrom-Zeitprodukt Q pro Schnitt, dem normierten Frei-Luft-CTDI und dem totalen Konversionsfaktor F, nach [Nagel].

Oft ist es ausreichend, Formel (17.25) mit groben Schätzwerten für das Röhrenstrom-Zeitprodukt Q, den totalen effektiven Konversionsfaktor F_{tot} und den CTDI zu benutzen. Diese pauschalen Werte für CT-Untersuchungen sind in Tab. (17.9) aufgelistet. Im Einzelfall kann eine solche Abschätzung wegen der angegebenen Unsicherheitsfaktoren allerdings die Dosen um einen Faktor 8 unter- oder überschätzen, so dass bei höheren Genauigkeitsansprüchen auf die umständlicheren, dafür aber etwas präziseren oben erläuterten Methoden zurückgegriffen werden muss.

Als weiterführende Literatur zur Dosisabschätzung bei CT-Untersuchungen sei die Monografie von [Nagel] empfohlen, in der eine Reihe von konkreten Dosisberechnungen für die auf dem Markt befindlichen CT-Anlagen vorgerechnet werden. Die Deutsche Röntgengesellschaft DRG hat außerdem im Jahr 1999 eine bundesweite Umfrage zur CT-Expositionspraxis durchgeführt, in der Dosiswerte für alle marktgängigen Anlagen und die klinisch üblichen Untersuchungstechniken berichtet werden [Galanski2001]. Weitere Ausführungen zur CT-Technik, zur Bildqualität und zur Bildberechnung finden sich in [Kalender].

17.2.2 Strahlenexposition des Personals bei der Computertomografie

Bei Arbeiten im Nutzstrahl einer CT-Anlage entsprechen die Strahlenexpositionen des Personals den Oberflächendosen des Patienten. Ein typischer Hautdosiswert bei CT-Untersuchungen liegt bei etwa 15 - 20 mSv/Schnitt. In der gleichen Größenordnung liegen daher die Teilkörperexpositionen des Personals bei Tätigkeiten im Nutzstrahl. Da auch bei CT-Untersuchungen im Strahl selbst nicht mit Bleischutz gearbeitet werden kann, wird dringend die Messung der Teilkörperdosen an den Händen mit TLD-Ringen empfohlen. Besonders kritisch sind solche Arbeiten bei der CT-Durchleuchtung. Bei dieser Technik rotiert die Röhre ohne Tischvorschub kontinuierlich um den Patienten, so dass lokale Interventionen wie Biopsien oder Punktierungen quasi live vorgenommen werden können. Die Hautdosen von Patienten und Untersucher können dabei schon nach wenigen Minuten CT-Durchleuchtungszeit deterministische Werte von einigen Gray erreichen, so dass bereits mit Hauterythemen zu rechnen ist[1].

Die zweite Komponente ist die Exposition des Personals im Streustrahlungsfeld der CT-Anlage. Fig. (17.9) zeigt eine typische Ortsdosisverteilung bei einer modernen CT-Anlage mit Patient. Angegeben ist die Ortsdosisleistung für einen Scan mit 250 mAs. Seitlich neben der Gantry ist wegen des Aufbaus der Anlage und deren Abschirmwirkung nicht mit merklichen Strahlenexpositionen zu rechnen. Höhere Dosiswerte entstehen dagegen in unmittelbarer Nähe des Patienten. Die Maxima des Streustrahlungsfeldes befinden sich etwa 45 Grad zur Längsachse des Tisches. Für eine konkrete Situation müssen die Ortsdosisleistungen in der Fig. (17.9) auf die tatsächlichen Schnittanzahlen und das bei der Untersuchung verwendete Röhrenstrom-

[1] Bei nur 60 Sekunden DL-Zeit, einer Umlaufzeit pro Scan von 0,5 s und einer typischen Hautdosis von 20 mGy/Schicht erhält man 120x20 mGy = 2,4 Gy Hautdosis für Patient und Untersucher.

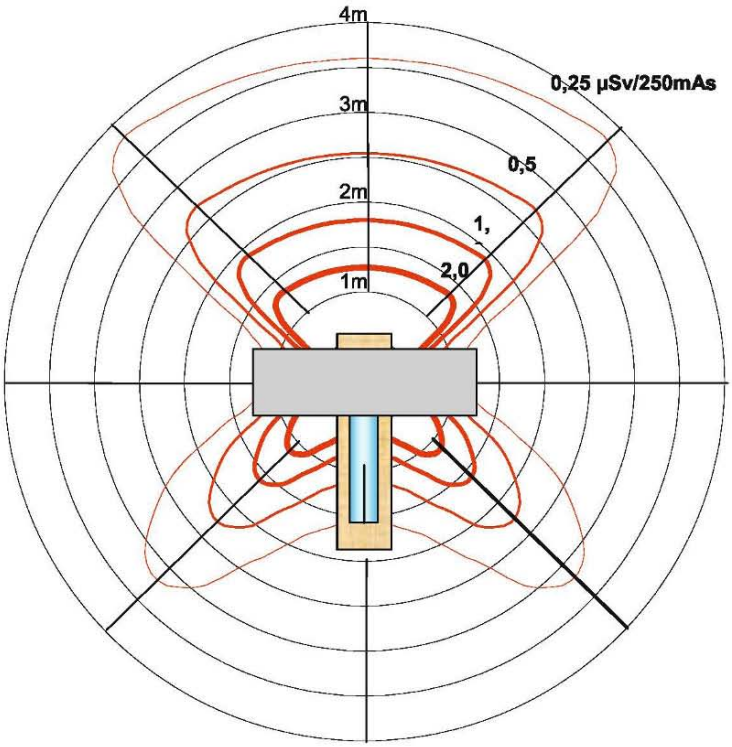


Fig. 17.9: Typische Dosisleistungsverteilung im Streustrahlungsfeld einer modernen CT-Anlage mit Patient. Die Isodosenlinien sind von innen nach außen 2, 1, 0,5 und 0,25 µSv/250mAs mit Patient für einen einzelnen Schnitt mit der Schichtdicke 1 cm. Die starken Dosiseinbrüche nach kaudal (fußwärts) sind durch die Selbstabsorption durch den Patienten, die lateralen Dosiseinbrüche durch die CT-Gantry verursacht (numerische Ortsdosiswerte s. Anhang Tab. 18.14.1).

Zeitprodukt pro CT-Schicht (die "mAs") umgerechnet werden. Zusätzlich ist gegebenenfalls je nach Position des Untersuchers eine Abstandsquadratkorrektur der Dosisleistung vorzunehmen. Bezugsort für die Streustrahlungsentstehung ist dabei die Patientenmitte am Ort des Fächerstrahls und nicht wie bei der Durchleuchtung die Oberfläche des Patienten.

Auch bei CT-Untersuchungen gilt, dass die Streustrahlung nur geringfügig weicher als der Nutzstrahl ist. Da Computertomografen in Hartstrahltechnik (typisch 125 kV Nennspannung, sehr harte Filterung) betrieben werden, sind daher ausreichende Bleiäquivalente der Strahlenschutzschürzen zu verwenden. Transmissionswerte von 0,35 mm Bleischürzen betragen unter diesen Bedingungen bis zu 10%, bei 0,5 mm Bleiäquivalent immerhin noch um 5% (vgl. dazu Tab. 12.9). Es sind also abweichend von

den Empfehlungen des DIN 0,5 mm Bleischürzen vorzuziehen. Außerdem sollten bei solchen Arbeiten Halsmanschetten zum Schutz der Schilddrüse getragen werden.

Beispiel 7: Ein Arzt befindet sich bei einer CT-gesteuerten Punktion in einem halben Meter Abstand unter 45 Grad zur Tischlängsachse im unmittelbaren Kontakt zu einem Patienten. Dies entspricht einer Entfernung von ca. 0,5 m von der Patientenmitte. Als Entfernung der 2μSv-Isodose bei 45 Grad findet man (Fig. 17.9, Tab. 18.14.1) ca. 1,10 m. Mit dem Abstandsquadratgesetz auf 0,5 m umgerechnet ergibt dies die Ortsdosisleistung von 9,7 μSv/Schicht bei 250mAs. Für 5 Schichten und ein Röhrenstrom-Zeitprodukt von ebenfalls 250 mAs erhält man eine Dosis am Ort des Arztes von 5·9,7 μSv = 48,4 μSv bei dieser interventionellen Maßnahme. Eine solche Strahlenexposition ist gut durch Tragen einer Bleischürze zu vermeiden. Dieser Dosiswert betrifft natürlich nicht die Exposition der Hände des Untersuchers im Nutzstrahl, die im gegebenen Beispiel je nach Expositionsdauer im Nutzstrahl leicht einige Gy betragen kann (s. Fußnote 1).

17.3 Strahlenexpositionen in der Nuklearmedizin

17.3.1 Strahlenexpositionen von Patienten

In der Nuklearmedizin ist nach der nuklearmedizinischen Diagnostik und der Radionuklidtherapie zu unterscheiden. Bei der nuklearmedizinischen Diagnostik werden gammastrahlende Radionuklide in den Körper verbracht, die je nach Nuklid und chemischer Beschaffenheit in unterschiedlichen Zielorganen, aber auch im Ganzkörper verteilt und angereichert werden. Die den Körper verlassende Gammastrahlung der gespeicherten Nuklide wird zur Bildgebung verwendet (Szintigrafie). Das wichtigste nuklearmedizinische Radionuklid ist Technetium-99m, das ein reiner Gammastrahler mit einer für die Szintigrafie besonders günstigen Halbwertzeit von 6 h und einer Photonenenergie von 140 keV ist.

Die Strahlenexposition ist neben dem chemischen Verhalten der Substanz auch abhängig von der physikalischen und physiologischen Halbwertzeit und nicht zuletzt vom Inkorporationsweg des verabreichten Nuklids. Üblich ist die Inkorporation über venöse Gabe der Pharmaka, allerdings werden auch Inhalationsverfahren beispielsweise bei der Lungenszintigrafie oder Injektionsverfahren unmittelbar in die Gewebe wie bei der Sentinel-Lymph-Node-Technik eingesetzt. Zur Berechnung der Effektiven Dosen nach der Inkorporation von Radionukliden bei der nuklearmedizinischen Diagnostik (den Szintigrafieverfahren) müssen die Verteilung der Nuklide im Körper, die Ausscheidungsraten und die lokale Absorption der Strahlungsenergie berücksichtigt werden.

Die Berechnung der Effektiven Dosen durch diagnostische Radionuklide ist mit einfachen klinischen Mitteln wegen der Komplexität der Stoffwechselvorgänge und der zum Teil nicht bekannten Verteilungswege und Anreicherungen im Organismus nicht

möglich. Vorkalkulierte Organdosen und Effektive Dosen befinden sich einem ausführlichen Report der ICRP [ICRP 53], weitere sehr informative Darstellungen in einem aktuellen Tagungsband der Deutschen Strahlenschutzkommission [SSK 30], in der sich auch kritische Hinweise zur Risikobewertung nuklearmedizinischer Untersuchungen finden. Auszüge dieser Daten befinden sich in den Tabellen (17.10, 17.11), die realistische Abschätzungen der Strahlenexposition nukleardiagnostischer Patienten ermöglichen.

Organ	**Radionuklid**	**Aktivität**	**Organdosen (mSv)**		
		(MBq)	Gonaden	Knochenmark	Organ
Schilddrüse	Tc-99m	40	0,15	0,2	SD:4
	J-131	2	0,08	0,2	SD: 1000
	J-123	8	0,04	0,1	SD: 40
Nieren	Tc-99m	200	0,30	0,5	Nieren: 5 Blasenwand: 18
	J-131	20	0,25		Blasenwand: 60 SD: 240
Leber	Tc-99m	50	0,10	0,4	Leber: 5 Milz: 3
	Au-198	5	0,20	4,0	Leber: 60 Milz: 20
Lunge	Tc-99m	80	0,10	3,0	Lungen: 4
	J-131	10	1,30	1,5	Lungen: 20
Pankreas	Se-75	10	25,0	25,0	Leber: 60 Pankreas: 35
Skelett	Tc-99m	370-1000			Skelett: 4 Nieren: 3
Herz	Tl-201	70	10-50		

Tab. 17.10: Typische applizierte Aktivitäten und daraus resultierende mittlere Organdosen in Gonaden, Knochenmark und Ziel- bzw. Risikoorgan bei nuklearmedizinischen Untersuchungen, teilweise nach [Kiefer/Koelzer]. Heute werden Referenzaktivitäten für nuklearmedizinische Untersuchungen empfohlen, die sich geringfügig von diesen Tabellendaten unterscheiden (s. dazu [BFS LL 2003]).

Neben der diagnostischen Anwendung werden Radionuklide im Rahmen der Nuklearmedizin auch für strahlentherapeutische Zwecke eingesetzt. Verwendet werden dazu entweder reine Betastrahler wie 32-P oder 90-Sr/90-Y oder kombinierte Beta-Gamma-Strahler. Der klinisch wichtigste Vertreter dieser Nuklidart ist das 131-J, das zur Therapie von Schilddrüsenüberfunktionen (autonome Hyperthyreosen, Immunhyperthyre-

osen, der Morbus Basedow) und zur Therapie von Schilddrüsenkarzinomen eingesetzt wird. Der größte Anteil der applizierten Energiedosen bei kombinierten Beta-Gamma-Strahlern stammt wegen der geringen Reichweiten der Betateilchen (je nach Nuklid 1 bis wenige mm) von den Betateilchen.

		Alter des Patienten bei der Exposition					
Organ	**Pharmakon**	**5 Jahre**		**15 Jahre**		**Erwachsener**	
		MBq	**mSv**	**MBq**	**mSv**	**MBq**	**mSv**
Schilddrüse	Tc-99m-Pertechnetat	20	0,8	35	0,6	50	0,7
Skelett	Tc-99m-Phosphonat	250	6,3	400	4,0	600	4,8
Myokard	Tl-201-Chlorid	30	60,0	55	19,8	75	17,3
	99mTc-MIBI*					600	4-6
RNG/Clearance	123-Hippuran	10	0,4	20	0,4	25	0,4
Lunge/Perfusion	Tc-99m-MAA	40	1,5	70	1,5	100	1,2
Endokard	Tc-99m-Ery	300	7,5	500	5,5	700	6,0
Niere stat.	Tc-99m-DMSA	30	1,2	50	1,0	75	1,2
Hirn	Tc-99m-HMPAO	300	7,8	500	5,5	700	6,5
Leber/Galle	Tc-99m-HIDA	60	4,2	100	2,9	150	3,6
Tumor/Entzünd.	Ga-67-Zitrat	80	32,0	140	22,4	200	24,0
Sonstige	Verschiedene		4,0		3,0		2,2
Onkologie	F-18 FDG*	4-7	0,3-0,5	-	-	111-555	3-15

Tab. 17.11: Effektive Dosen bei einigen nuklearmedizinischen Untersuchungen für verschiedene Altersgruppen und typische applizierte Aktivitäten, nach Daten aus [ICRP 53], entnommen [Reiners SSK 30]. *: Abkürzung für methoxy isobutyl isonitrile.

Die Gammakomponente ist nur zum geringeren Anteil an der lokalen Energiedeposition beteiligt. Sie sorgt allerdings für erhebliche Strahlenschutzprobleme beim ärztlichen und pflegerischen Personal auf Jod-Therapiestationen (s. u.). Die dem Patienten bei Therapien applizierten Dosen im Zielorgan können dabei im Vergleich zur normalen Strahlentherapie extrem hoch sein. So werden bei der Therapie von gutartigen Schilddrüsenerkrankungen durch 131-J Energiedosen bis über 800 Gy in der Schilddrüse[2] erreicht. Solche Dosisapplikationen ohne erhebliche Strahlenschäden im Restkörper sind nur wegen der selektiven Anreicherung im Zielorgan möglich.

17.3.2 Strahlenexpositionen des nuklearmedizinischen Personals

Beim Umgang mit offenen Radionukliden gibt es mehrere Möglichkeiten zur Strahlenexposition des Personals (Fig. 17.10). Zum einen ist das Personal den externen Strahlenfeldern der hantierten oder verabreichten Radionuklide ausgesetzt. Je nach Nuklid spielt dabei neben der Gammastrahlenexposition auch die Betakomponente eine nicht zu unterschätzende Rolle. Beim Umgang mit offenen Radionukliden kann

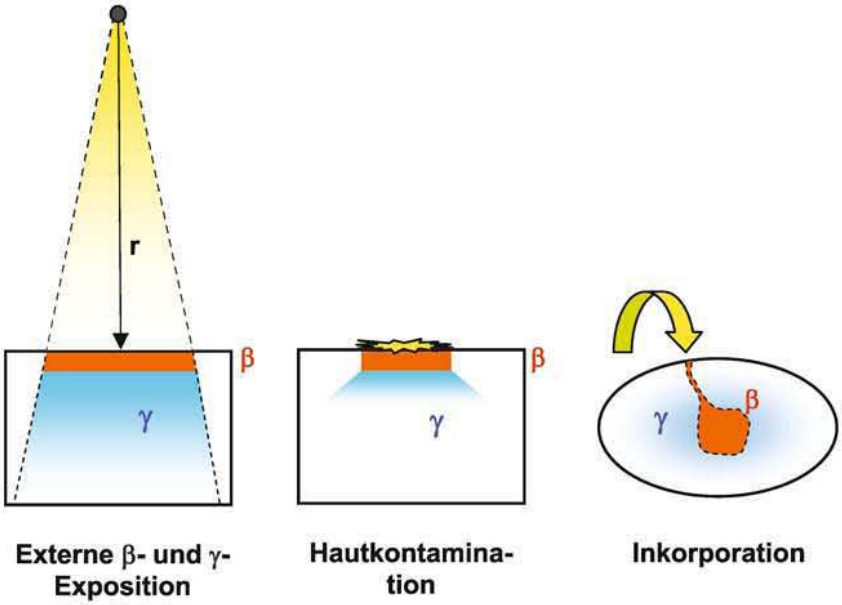


Fig. 17.10: Mögliche Wege zur Strahlenexposition nuklearmedizinischen Personals beim Umgang mit Radionukliden oder Patienten. Links: Externe Exposition durch distanzierte beta- und/oder gammastrahlende Nuklide. Mitte: Hautkontaminationen durch kombinierte Beta-Gamma-Strahler. Rechts: Inkorporation von Radionukliden durch Hautwunden, Inhalation, Ingestion.

[2] Typische SD-Dosen sind: autonome singuläre Knoten 300 - 400 Gy, multifokale Autonomie 150- 250 Gy, Immunhyperthyreose (Morbus Basedow) 250 Gy, Schilddrüsen-Karzinome bis 1000 Gy.

es zweitens auch zu Hautkontaminationen des Personals kommen. Bei sorglosem Verhalten können Strahlenexpositionen auch durch Inkorporation von Radionukliden entstehen. Es gibt also folgende Möglichkeiten zur Strahlenexposition nuklearmedizinischen Personals:

- **Externe Exposition im Gammastrahlenfeld**
- **Externe Exposition im Betastrahlenfeld**
- **Hautexposition mit Betastrahlung nach Kontamination**
- **Haut- und Körperexposition durch Betas und Gammastrahlung nach Kontamination**
- **Beta- und Gamma-Expositionen nach Inkorporation von Radionukliden durch Ingestion, Inhalation und Wunden.**

Externe Strahlenexposition durch Gammastrahler: Wegen der Durchdringungsfähigkeit der Photonenstrahlungen kommt es bei externer Exposition mit gammastrahlenden Nukliden zu einer mehr oder weniger gleichförmigen Bestrahlung des Körpers exponierter Personen. Die im Menschen entstehenden Dosisverteilungen entsprechen je nach Photonenenergie entweder derjenigen sehr harter Röntgenstrahlung oder ähneln bereits den Verteilungen perkutaner Gammastrahlungsquellen zur strahlentherapeutischen Anwendung wie Kobaltanlagen. Ortsdosisleistungen bzw. Personendosisleistungen von punktförmigen Gammastrahlern oder Strahlern, deren Ausdehnung klein gegenüber dem Abstand der exponierten Personen ist, werden mit Hilfe der Äquivalentdosisleistungskonstanten Γ_H für Photonenstrahlungen nach der folgenden Formel (dem Abstandsquadratgesetz) abgeschätzt (s. dazu die Ausführungen in Kap. 10.1 und die Daten in den Tab. 10.3, 10.4).

$$\dot{H} = \frac{\Gamma_H \cdot A}{r^2} \tag{17.31}$$

Beispiel 8: Für 60-Co-Gammastrahlung mit Γ_H = 0,35 mSv· m^2/GBq·h und einer Aktivität von 1 MBq = 0,001 GBq erhält man beispielsweise in 1 m Abstand als Ortsdosisleistung dH/dt = 0,35 x 0,001/1^2 = 0,35 µSv/h. Für 131-J ergibt die Rechnung bei gleicher Aktivität wegen des kleineren Wertes für Γ_H nur H=0,06 µSv/h. Die Ortsdosisleistung um einen Jod-Therapiepatienten (verabreichte Aktivität 1 GBq) beträgt bereits 60 µSv/h in 1 m Abstand und 240 µSv/h in 0,5 m Entfernung. Beim häufigsten Radionuklid der Nuklearmedizin, dem 99m-Tc hat die Dosisleistungskonstante den Wert Γ_H = 0,0161 mSv· m^2/GBq·h. 1MBq Aktivität erzeugt deshalb in 1m Abstand die Dosisleistung 0,016 µSv/h.

Die für die meisten Gammastrahler übertreibende Faustregel dazu lautet vereinfacht: **1 MBq Gammas erzeugt in 1 m Abstand höchstens eine Äquivalent-Ortsdosis-**

leistung von 0,3 µSv/h! Viele Gammastrahler haben kleinere Γ_H-Werte, so dass diese Faustformel die Ortsdosisleistung meistens überschätzt, man befindet sich also "auf der sicheren Seite".

Abschirmung eines Tc-Eluates: Das morgendliche ^{99m}Tc-Eluat eines frischen Molybdängenerators hat Aktivitäten bis etwa 90% der aktuellen Molybdänaktivität. Dies entspricht bei einem 40-GBq-Generator etwa 37GBq Technetium. Die Photonenenergie des ^{99m}Tc beträgt 140 keV. Eluieren, Transport und Lagerung dieser Aktivitätsmengen finden im Kontrollbereich statt. Beim Hantieren in Eluatflaschen oder Spritzen sind die Abstände der Hände in der Größenordnung weniger Zentimeter, der Abstand zum Rumpf des Personals beträgt typischerweise 25-50 cm.

Beispiel 9: Ortsdosisleistungen beim Eluieren eines Tc-Generators. Die Dosisleistungskonstante für 99m-Tc hat den Wert Γ_H = 0,0161 mSv·m^2/GBq·h. Eine typischerweise eluierte Aktivität betrage 20 GBq (540 mCi). Dieses Eluat erzeugt in 1m Abstand eine Äquivalendosisleistung von 0,322 mSv/h, in einem halben Meter Abstand (ausgestreckter Arm) den 4fachen Wert 1,288 mSv/h. Tc-Gammastrahlung lässt sich trotz der vergleichsweise hohen Photonenenergie (140 keV) durch 0,5 mm Bleischürzen immerhin auf etwa 30% schwächen, so dass zumindest beim Eluieren Bleischürzen getragen werden sollten. Bei kleineren Abständen (Handkontakt) versagt das Abstandsquadratgesetz (Gl. 17.31) wegen der Ausdehnung des Eluatfläschchens oder der Spritze. Typische Kontaktdosisleistungen an der Eluatflasche betragen dann 1,6 mSv/(GBq·min). Befindet sich das Präparat in einer unabgeschirmten Spritze erzeugt dies im Handkontakt 4,9 mSv/(GBq·min). Für 20 GBq in der Eluatflasche erhält man also Hautdosen von etwa 32 mSv/min. Bei 0,8 GBq (dies ist die typische Aktivität für ein Skelettszintigramm) in der unabgeschirmten Spritze sind es knapp 4 mSv/min. Zur Abschirmung reichen nach DIN (Fig. 15.5) bereits 4 mm Blei aus. Spritzen und Eluatbehälter sind deshalb im klinischen Alltag typischerweise mit 4-5 mm Blei ummantelt.

Beispiel 10: Ortsdosisleistungen um einen gespritzten Tc-Patienten. Wird 99m-Tc als Phosphonat einem Patienten verabreicht, so zeigt dieser das folgende typische Ausscheidungsverhalten. Die ersten 30% der verabreichten Aktivität werden mit einer biologischen Halbwertzeit von 0,5 h über die Nieren ausgeschieden, die nächsten 30% mit einer Halbwertzeit von 2 h. Die restlichen 40% verbleiben mit einer biologischen Halbwertzeit von ca. 3 Tagen im Körper des Patienten und klingen deshalb dort im Wesentlichen mit der physikalischen Halbwertzeit von 6 h ab. Dieses Ausscheidungsverhalten führt dazu, dass Patienten erst nach 2-3 Stunden szintigrafiert werden und während dieser Zeit ausreichend Flüssigkeit zu sich nehmen müssen. Die für ein Knochenszintigramm verabreichten Aktivitäten liegen zwischen 0,6 und 0,8 GBq (15-25 mCi). Vernachlässigt man die Schwächung des Strahlungsfeldes durch den Patienten, so erzeugt er in 1 m Abstand unmittelbar nach der Applikation von 0,8 GBq eine Ortsdosisleistung von dH/dt = 13 µSv/h, in einem halben Meter Abstand 52 µSv/h. Für das Transportpersonal, das pro Tag 15 min lang frisch gespritzte Patienten auf die jeweiligen Stationen zurückbringt und sich dabei in einer Entfernung von 0,5 m befindet, ergibt dies eine Strahlenexposition von 13 µSv/Tag, im Jahr an 200 Arbeitstagen etwa 2,6 mSv/a. 3 Stunden nach der Applikation ist die Patientenaktivität mit dem obigen Ausscheidungsverhalten auf etwa 35% abgesunken. Die Ortsdosisleistung in einem halben Meter Abstand beträgt daher

wegen der zusätzlichen Patientenschwächung 50% der berechneten 18 µSv/h, also um 9 µSv/h. Diesem Strahlenfeld ist ein untersuchender Arzt beim Ultraschall oder eine MTRA bei der Lagerung an der Gammakamera ausgesetzt.

Externe Strahlenexposition durch reine Betastrahler: Äquivalent-Ortsdosisleistungen von **punktförmigen** Betastrahlern werden mit Hilfe der folgenden Abstandsfunktion abgeschätzt (s. Gl. 10.27).

$$\dot{H} = \frac{I(E_{max}, \rho \cdot r) \cdot A}{r^2} \tag{17.32}$$

Dabei ist A die Aktivität, r der Abstand und I die Äquivalendosisleistungsfunktion nach Fig. (10.4). Vorberechnete Ortsdosisleistungen für wichtige nuklearmedizinische betastrahler sind in (Fig. 10.5) dargestellt. In diesen Funktionen sind mögliche Abbremsungen durch die Behälter oder Einflüsse durch Rückstreuung nicht enthalten. In der Praxis werden wegen der Abbremsungen in den Nuklidbehältnissen die nach der obigen Gleichung (17.32) berechneten Dosisleistungen deutlich unterboten, so dass man, wie es für den praktischen Strahlenschutz wichtig ist, mögliche Expositionen eher über- als unterschätzt.

Beispiel 11: Ortsdosisleistungen von Betastrahlern mit einer Aktivität von 1 MBq. In 1 m Abstand erzeugt ein weicher Betastrahler nach Fig. (10.4) eine Äquivalentdosisleistung von etwa 3 µSv/h. In 0,5 m erhöht sich die Äquivalendosisleistungsfunktion auf 7 ($mSv \cdot m^2/h \cdot GBq$). Zusammen mit dem Abstandsquadratfaktor 4 erhält man eine Ortsdosisleistung von H = 28 µSv/h. Bei harten Betastrahlern hat die Äquivalentdosisleistungsfunktion bis etwa 1,5 m Entfernung einen konstanten Wert um 9 ($mSv \cdot m^2/h \cdot GBq$). In einem Meter Entfernung ergibt dies eine Dosisleistung von 9 µSv/h, in einem halben Meter Entfernung knapp 40 µSv/h. Die Ortsdosen in einem halben Meter Entfernung unterscheiden sich bei weichen und harten Betastrahlern also kaum. Erst bei höheren Entfernungen wirkt sich die Abbremsung der Elektronen in Luft aus.

Strahlenexposition bei Hautkontaminationen mit Betastrahlern: Bei Hautkontaminationen wird, wie in (Kap. 10) ausführlich begründet, die Dosis in 0,07 mm Hauttiefe angegeben. Man verwendet also zur Abschätzung der Exposition der Basalschicht der Haut die Größe $H_P(0{,}07)$. Tatsächlich bestrahlen Betateilchen je nach Maximalenergie auch tiefere Hautschichten bis in einige Millimeter Tiefe. Fig. (17.11) zeigt die experimentelle Tiefendosiskurve eines harten Betastrahlers (90-Y, E_{max} = 2,2 MeV) in Wasser. Die maximale Reichweite dieser Betas beträgt gut 10 mm Wasser, die Dosisbeiträge in höheren Tiefen entstammen der durch Betateilchen im Phantom erzeugten Bremsstrahlung. Ihre "Dosisausbeute" liegt unter 1 Promille. Zur Berechnung der Hautdosisleistung dH/dt in 0,07 mm Tiefe nach einer Hautkontamination mit einem reinen Betastrahler verwendet man in Anlehnungen an die Ausführungen in

(Kap. 10.3) die Formel (17.33) mit einer speziellen "Dosisleistungskonstanten" $I_{c,\beta}$ für flächenhafte Betakontaminationen der Haut.

$$\dot{H}(0{,}07) = I_{c,\beta} \cdot \frac{A}{F} \tag{17.33}$$

A/F ist wieder die flächenspezifische Aktivität (Bq/cm^2). Die "Dosisleistungskonstante" h_a hat für die meisten Betastrahler Werte von 1,2 bis 1,7 (µSv·cm^2·h^{-1} Bq^{-1}) (s. Fig. 10.13 und Tab. 18.18 im Anhang). Dies ergibt für grobe Abschätzungen die leicht untertreibende Faustregel: **1 Bq/cm^2 Betas erzeugen eine Hautdosisleistung von 1µSv/h in der Basalschicht.**

Beispiel 12: Hautkontamination mit J-131. Bei einer Schilddrüsentherapie wurde ein Tropfen Jod-Lösung mit einer Aktivität von 1 MBq versehentlich auf der Hand über eine Fläche von 1 cm^2 verschmiert. Die Dosisleistungskonstante für 131-J-Betas beträgt 1,2 (µSv·cm^2·h^{-1} Bq^{-1}), 1 MBq erzeugt daher eine Hautdosisleistung von 1,2 Sv/h. Dieser extrem hohe Wert liegt vor allem an der lokalen Energiedeposition der weichen Jod-Betas (E_{max} = 0,6 MeV). Wird die Hautkontamination nicht bemerkt und daher nicht beseitigt sondern bis zum Abklingen der Aktivität auf der Haut belassen, ist die Exposition über die gesamte Zerfallszeit zu

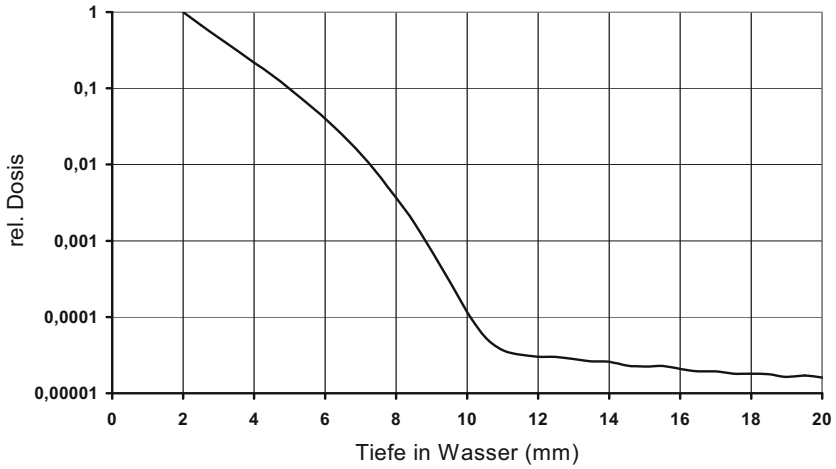


Fig. 17.11: Experimenteller Tiefendosisverlauf eines hochenergetischen Betastrahlers in Wasser (Y-90, E_{max} 2,25 MeV), normiert auf den Wert in 2 mm Wassertiefe. Bei größeren Tiefen als etwa 10 mm Wasser sind alle Betas abgebremst, der Dosisbeitrag in dieser Tiefe entstammt ausschließlich der Strahlungsbremsung der Betas im bestrahlten Phantom. Der Bremsstrahlungsbeitrag beträgt etwa 0,1 Promille der Dosis in 2 mm Tiefe, die relative Oberflächendosis beträgt etwa 500% (dazu ist die TDK in dieser halblogarithmischen Darstellung linear zur Tiefe Null zu extrapolieren).

berücksichtigen. Berechnet wird dies über die Integration des Zerfallsgesetzes. Man erhält:

$$H = \int_0^\infty \dot{H}(t)dt = h_a \cdot \frac{A_0}{F} \cdot \frac{T_{1/2}}{\ln 2} = 1{,}44 \cdot T_{1/2} \cdot h_a \cdot \frac{A_0}{F} \qquad (17.34)$$

Diese Rechnung ergibt mit der Halbwertzeit von 8 Tagen (ca. 192 h) eine Gesamtdosis von 278 µSv/Bq und für die Kontamination von 1 MBq den unglaublichen Hautdosiswert von 332 Sv. Unter realen Bedingungen sind solche Expositionszeiten nicht sehr wahrscheinlich, da entweder ein Schutzhandschuh getragen wurde, oder die Kontamination beim Reinigen der Hände weitgehend beseitigt wurde. Sie zeigt aber die Notwendigkeit zum sorgfältigen Umgang mit offenen Betastrahlern beispielsweise in Radiojod-Stationen.

Radionuklid	**I_{eff} (µSv·kBq^{-1}) Inhalation**	**I_{eff} (µSv·kBq^{-1}) Ingestion**	**I_{organ} (µSv·kBq^{-1})**
^{99}Mo	0,54	1,4	Nieren: bis 0,25
^{99m}Tc	0,0072	0,017	-
^{131}J (Kinder)	66	110	SD: 2200-3500
^{131}J (Erwachsene)	8,1	13	SD: 270-430
^{134}Cs	13	20	-
^{137}Cs	8,6	14	-
^{226}Ra**	360	2300	Lunge: 16000

Tab. 17.12: Inkorporationsfaktoren für einige radiologisch bedeutsame Radionuklide für Inhalation und Ingestion in der Einheit (µSv·kBq^{-1}) (nach der alten [StrlSchV]).

Inkorporation von Radionukliden: Zur Abschätzung von Organdosen oder der Effektiven Dosis nach Inkorporation von Radionukliden dienen vorkalkulierte Inkorporationsfaktoren I_{org} bzw. I_{eff}, die die Umrechnung der verabreichten Aktivität des Radionuklids in Organdosen oder Effektive Dosis ermöglichen.

$$H_{org} = I_{org} \cdot A \qquad \text{bzw.} \qquad E = I_{eff} \cdot A \qquad (17.35)$$

Diese Faktoren unterscheiden sich nach den Inkorporationswegen, da je nach Zufuhr die Aufnahme (der up-take) als auch die Verteilungsräume variieren. Sie sind für Inhalation und Ingestion getrennt im Anhang der Strahlenschutzverordnung tabelliert

[ICRP 72]. Auszüge für einige in der Nuklearmedizin wichtige Radionuklide und Nuklide im allgemeinen Strahlenschutz befinden sich in Tab. (17.12), neuere Daten in Tab. (18.19) im Anhang. In der Strahlenschutzverordnung werden Inkorporationsfaktoren allerdings nicht für die typischen klinisch-chemischen Verbindungen der Radiopharmaka und für die klinisch übliche intravenöse Zufuhr angegeben. Zur Abschätzung von Patientendosen sind diese Inkorporationsfaktoren daher nicht geeignet (vgl. dazu Abschnitt 17.3.1).

Beispiel 13: Inkorporation von 131-J auf einer Jod-Station: Auf einer kleinen Radiojodstation betrage der Jahresverbrauch an 131-J 1500 GBq/a. In der Abluft befinden sich typischerweise 0,1% der dem Patienten verabreichten Aktivität. Dies führt zu einer Inhalation zwischen 50 und 300 Bq/a durch das Personal. Mit dem Inhalationsfaktor für Erwachsene aus Tab. (17.12) erhält man eine jährliche Effektive Dosis für Erwachsene von 0,4 bis 1,2 mSv/a. In der Schilddrüse entstehen bei völliger Speicherung des eingeatmeten Jods Organdosen zwischen 13,5 und 102 mSv/a. Dieser up-take ist etwas übertrieben, realistischerweise beträgt er je nach Stoffwechsellage des Personals zwischen 50 und 80%. Die Dosiswerte bei Kindern sind nach Tab. (17.12) etwa um den Faktor 8 höher als bei Erwachsenen. Der Hauptteil des von Patienten inkorporierten Jods wird zunächst über die Nieren ausgeschieden, ein Teil aber auch über den Schweiß, im Speichel und über den Darm. Dies macht die Notwendigkeit zum sorgfältigen Umgang mit den gesetzlichen Grenzwerten bei der Entlassung von Schilddrüsenpatienten aus der Jodstation verständlich, insbesondere wenn sich im sozialen Umfeld der Patienten Kleinkinder, Jugendliche oder Schwangere befinden.

Aufgaben

1. Wie groß sind die Ortsdosisleistungen in 1 m und 50 cm Abstand seitlich neben dem Patienten, der mit einer Röntgendurchleuchtungsanlage untersucht wird, wenn die Einfallsdosisleistung in der Strahlfeldmitte 4-5 mGy/min beträgt?

2. Berechnen Sie die Oberflächendosis auf der Strahleintrittsseite bei einer Mammografie mit einer Filmempfindlichkeitsklasse EK = 25 für die durchschnittliche deutsche Mammadicke von 5,5 cm in cranio-caudaler Orientierung. Verwenden Sie für den Raster- und Auflagenaufbau einen Schwächungsfaktor von 2,5.

3. Wie groß ist die Strahlenexposition auf der Strahleintrittsseite bei einer Thoraxübersichtsaufnahme an einem Patienten mit einem pa-Durchmesser im Thoraxbereich von 24 cm. Der Kasetten-Rasterfaktor betrage 8:1, die Halbwertschichtdicke für die harte Strahlung bei Thoraxaufnahmen beträgt etwa 6 cm Weichteilgewebe.

4. Schätzen Sie die Dosis auf der Eintrittsseite bei einer 20 min dauernden interventionellen, nicht gezoomten Röntgendurchleuchtung in ap-Projektion am Körperstamm eines Standardpatienten ab. Beachten Sie, dass auch moderne Durchleuchtungsanlagen Detektoren mit einem Dosisbedarf um 12 μGy/min aufweisen. Wie

hoch ist die Ortsdosisleistung am Platz des Untersuchers in einer Obertischanordnung der Röntgenröhre?

5. Wie hoch ist die Dosis auf der Hand eines Arztes, der bei einer interventionellen Untersuchung an einem Computertomografen seine Hand 2 min lang im Nutzstrahl hält? Die Umlaufzeit der CT-Röhre betrage 0,5 s, die Einfallsdosisleistung 10 mGy/Schicht.

6. Geben Sie eine Erklärung für die um den Faktor 10 unterschiedlichen Dosen aus Tab. (17.8) bei einem Schädel-CT bzw. einer CT-Untersuchung am Körperstamm (Thorax bzw. Abdomen). Beachten Sie dabei, dass bei Schädel-CT-Untersuchungen wegen der erforderlichen höheren räumlichen Auflösung teilweise eher höhere Röhrenströme bzw. mAs-Produkte als am Körperstamm benötigt werden.

18 Anhang

18.1 Einheiten des Internationalen Einheitensystems SI, abgeleitete Einheiten

Das Internationale Einheitensystem (Système International d'Units: SI) ist in Deutschland seit 1970 verbindlich. Die Basiseinheiten sind im Gesetz über die Einheiten im Messwesen festgelegt. Die SI-Basiseinheiten haben folgende Definitionen:

1 Meter ist die Länge der Strecke, die das Licht im Vakuum während der Dauer von 1/299'792'458 Sekunden durchläuft.

1 Kilogramm ist die Masse des internationalen Kilogrammprototyps.

1 Sekunde ist das 9'192'631'770-fache der Periodendauer der dem Übergang zwischen den beiden Hyperfeinstrukturniveaus des Grundzustandes von Atomen des Nuklids ^{133}Cs entsprechenden Strahlung (λ = 32,612 cm).

1 Ampere ist die Stärke eines zeitlich unveränderlichen elektrischen Stromes, der durch zwei im Vakuum parallel im Abstand 1 Meter voneinander angeordnete, geradlinige, unendlich lange Leiter von vernachlässigbar kleinem, kreisförmigen Querschnitt fließend, zwischen diesen Leitern je 1 Meter Leiterlänge elektrodynamisch die Kraft $2 \cdot 10^{-7}$ Newton hervorrufen würde.

1 Kelvin ist der 1/273,16 Teil der thermodynamischen Temperatur des Tripelpunktes des Wassers.

1 Mol ist die Stoffmenge eines Systems, das aus ebenso vielen Einzelteilchen besteht, wie Atome in 12/1000 Kilogramm des Kohlenstoffnuklids ^{12}C enthalten sind. Bei Verwendung des Mol müssen die Einzelteilchen des Systems spezifiziert sein und können Atome, Moleküle, Ionen, Elektronen sowie andere Teilchen oder Gruppen solcher Teilchen genau angegebener Zusammensetzung sein.

1 Candela ist die Lichtstärke in einer gegebenen Richtung einer monochromatischen Strahlungsquelle der Frequenz von $540 \cdot 10^{12}$ Hertz und einer Strahlstärke in dieser Richtung von 1/683 Watt pro Steradiant.

Aus den Basiseinheiten werden in der Physik abgeleitete Größen gebildet, die zum Teil besondere Namen und Einheitenzeichen tragen. Die Basisgrößen und einige abgeleitete Größen mit besonderem Namen finden sich in den nachfolgenden Tabellen. In der Atomphysik ist es darüber hinaus üblich, angepasste Einheiten für die Masse und die Energie zu verwenden. Das Gesetz über Einheiten im Messwesen führt dazu aus:

Die atomphysikalische Einheit der Masse für die Angabe von Teilchenmassen ist die atomare Masseneinheit (Kurzzeichen: u). Eine atomare Masseneinheit ist der 12te Teil der Masse eines Atoms des Nuklids ^{12}C. Die atom-

physikalische Einheit der Energie ist das Elektronenvolt (Kurzzeichen: eV). Das Elektronenvolt ist die Energie, die ein Elektron beim Durchlaufen einer Potentialdifferenz von 1 Volt im Vakuum gewinnt.

Basiseinheiten:

Basisgröße	**Basiseinheit**	**Zeichen**
Länge	Meter	m
Masse	Kilogramm	kg
Zeit	Sekunde	s
elektrische Stromstärke	Ampere	A
thermodynamische Temperatur	Kelvin	K
Stoffmenge	Mol	mol
Lichtstärke	Candela	cd

abgeleitete SI-Einheiten mit besonderem Namen:

Größe	**Name**	**Zeichen**	**in Basiseinheiten**
Frequenz	Hertz	Hz	s^{-1}
Kraft	Newton	N	$m \cdot kg \cdot s^{-2}$
Druck	Pascal	Pa	$m^{-1} \cdot kg \cdot s^{-2}$
Energie, Arbeit, Wärme	Joule	J	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2}$
elektrische Ladung	Coulomb	C	$s \cdot A$
elektrische Spannung	Volt	V	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-3} \cdot A^{-1}$
Celsius-Temperatur*	Grad Celsius	°C	K
Aktivität	Becquerel	Bq	s^{-1}
Energiedosis	Gray	Gy	$m^2 \cdot s^{-2}$
Äquivalentdosis	Sievert	Sv	$m^2 \cdot s^{-2}$

Tab. 18.1.1: Einheiten des System International SI und abgeleitete Einheiten des SI mit besonderem Namen. *: Umrechnung °Celsius in Kelvin: t °C = T (K) – 273,15 K.

Die Umrechnung des Elektronenvolts in SI-Einheiten liefert den Wert:

$$1\ \text{eV} = 1{,}602\ 176\ 462(63)\cdot 10^{-19}\ \text{J}$$

Sollen dezimale Vielfache oder Bruchteile der Einheiten bezeichnet werden, so sind die in der nachfolgenden Tabelle zusammengestellten Faktoren, Kürzel und Namen zu verwenden. Daneben ist es besonders in der Atomphysik oder der Astronomie üblich, dezimale Anteile als Zehnerpotenzen in der mathematischen Potenzschreibweise anzugeben.

Dezimale Vielfache			**Dezimale Bruchteile**		
Faktor	Präfix	Zeichen	Faktor	Präfix	Zeichen
10^{24}	Yota	Y	10^{-1}	Dezi	d
10^{21}	Zetta	Z	10^{-2}	Zenti	c
10^{18}	Exa	E	10^{-3}	Milli	m
10^{15}	Peta	P	10^{-6}	Mikro	μ
10^{12}	Tera	T	10^{-9}	Nano	n
10^{9}	Giga	G	10^{-12}	Piko	p
10^{6}	Mega	M	10^{-15}	Femto	f
10^{3}	Kilo	K	10^{-18}	Atto	a
10^{2}	Hekto	H	10^{-21}	Zepto	z
10^{1}	Deka	Da	10^{-24}	Yocto	y

Tab. 18.1.2: Präfixe für dezimale Vielfache und Bruchteile von Einheiten

Aus praktischen und historischen Gründen werden einige physikalische Einheiten verwendet, die außerhalb des SI-Systems definiert sind. Die wichtigsten finden sich in der nachfolgenden Tabelle.

Einheiten außerhalb des SI-Systems:

Größe	Name	Zeichen	in Basiseinheiten
Länge	Ångström	Å	10^{-10} m
Länge	Fermi	Fm	10^{-15} m
Wirkungsquerschnitt	Barn	b	10^{-28} m^2
Druck	Bar	bar	10^5 Pa
Aktivität	Curie	Ci	$3{,}7 \cdot 10^{10}$ Bq
Ionendosis	Röntgen	R	$2{,}58 \cdot 10^{-4}$ C/kg
Energiedosis	Rad	rad	10^{-2} Gy
Äquivalentdosis	Rem	rem	10^{-2} Sv

Tab. 18.1.3: Einheiten außerhalb des SI-Systems und alte Einheiten

Zeichen		Beschreibung	Zeichen		Beschreibung
Α	α	Alpha	Ν	ν	Ny
Β	β	Beta	Ξ	ξ	Xi
Γ	γ	Gamma	Ο	ο	Omicron
Δ	δ	Delta	Π	π	Pi
Ε	ε	Epsilon	Ρ	ρ	Rho
Ζ	ζ	Zeta	Σ	σ	Sigma
Η	η	Eta	Τ	τ	Tau
Θ	θ	Theta	Υ	υ	Upsilon
Ι	ι	Iota	Φ	φ	Phi
Κ	κ	Kappa	Χ	χ	Chi
Λ	λ	Lambda	Ψ	ψ	Psi
Μ	μ	My	Ω	ω	Omega

Tab. 18.1.4: Das griechische Alphabet

18.2 Physikalische Fundamentalkonstanten

Fundamentalkonstanten werden international einheitlich durch das zuständige Kommittee (Task Group on Fundamental Constants des Committee for Science and Technology CODATA) des internationalen Wissenschaftsrates (International Council of Scientific Unions CSU) publiziert.

Konstante	Zeichen	Zahlenwert	Einheit	Bem.
Atomare Masseneinheit	M_u, u	$1{,}660\ 538\ 73(13)\cdot 10^{-27}$	kg	
Avogadrokonstante***	N_A, A	$6{,}022\ 135\ 7(18)\cdot 10^{23}$	Mol^{-1}	
Bohrscher Radius	a_0, r_1	$0{,}529\ 177\ 208\ 3(19)\ 10^{-10}$	m	
Boltzmannkonstante	k	$1{,}380\ 650\ 3(24)\cdot 10^{-23}$	J/K	
Elementarladung	e_0	$1{,}602\ 176\ 462(63)\cdot 10^{-19}$	C	exakt
Elektrische Feldkonstante	ε_0	$8{,}854187871\ldots\cdot 10^{-12}$	$C^2\cdot N^{-1}\cdot m^{-2}$	exakt
Feinstrukturkonstante*	α	1/137,03599976(50)		
Klassischer Elektronenradius**	r_e	$2{,}81794\cdot 10^{-15}$	m	
Plancksches Wirkungsquantum	h	$6{,}626\ 068\ 76(52)\cdot 10^{-34}$	J·s	
red. Plancksches WQuantum	$\hbar=h/2\pi$	$1{,}054\ 571\ 596(82)\cdot 10^{-34}$	J·s	
Ruhemasse des Elektrons	m_0	$9{,}109\ 381\ 88(72)\cdot 10^{-31}$	kg	
Ruhemasse des Neutrons	m_n	$1{,}674\ 927\ 16(13)\cdot 10^{-27}$	kg	
Ruhemasse des Protons	m_p	$1{,}672\ 621\ 58(13)\cdot 10^{-27}$	kg	
Vakuumlichtgeschwindigkeit	c_0	$2{,}997\ 924\ 58\cdot 10^{8}$	m/s	exakt
halber Umfang des Einheitskreises	π	3,141 592 653 589 793 238		
Basis der natürlichen Logarithmen	e	2,718 281 828 459 045 235		

Tab. 18.2.1: Werte physikalischer Fundamentalkonstanten (Unsicherheiten in Klammern, [Codata 1998]) und weiterer wichtiger Konstanten der Physik.
exakt: Definitionsgemäß exakter Wert, Zahlen in Klammern sind die Unsicherheiten

*: Die Feinstrukturkonstante α gibt das Verhältnis der klassischen Elektronengeschwindigkeit in der Umlaufbahn des K-Elektrons im Wasserstoff zur Vakuumlichtgeschwindigkeit c an. Sie wird nach folgender Beziehung berechnet: $\alpha = 2\pi\cdot e_0^2/(h\cdot c_0)$.

**: Unter dem klassischen Elektronenradius versteht man den Radius einer mit einer Elementarladung e_0 gleichmäßig geladenen Kugel, die als Feldenergie gerade die Ruheenergie eines Elektrons von ca. 0,511 MeV ergibt.

***: Neuester Wert der PTB Braunschweig, bestimmt durch Messungen an einem hochreinen Siliziumeinkristall [Becker 2003].

18.3 Daten von Elementarteilchen, Nukleonen und leichten Nukliden

Teilchen	Kurz-zeichen	Ruheenergie (MeV)	Ruhemasse (kg)(3)	el. Ladung (e_0)	T½
Neutrino	ν_e	$<3\cdot10^{-6}$	≈0	0	stabil
Elektron	e^-, β^-	0,510998902	$0{,}910938188\cdot10^{-30}$	-1	stabil
Positron(1)	e^+, β^+	0,510998902	$0{,}910938188\cdot10^{-30}$	+1	stabil
Myon	μ^-, μ^+	105,658357	$0{,}188353109\cdot10^{-27}$	-1,+1	$1{,}5\cdot10^{-6}$s
Pi-Meson(2)	π^-, π^+	139,5673	$0{,}24878\cdot10^{-27}$	-1,+1	$1{,}8\cdot10^{-8}$s
	π^0	134,9630	$0{,}24055\cdot10^{-27}$	0	$5{,}8\cdot10^{-17}$s
Proton	p^+	938,271998	$1{,}67262158\cdot10^{-27}$	+1	stabil(4)
Neutron	n	939,565330	$1{,}67492716\cdot10^{-27}$	0	10,25 min
Deuteron	d	1875,612762	$3{,}34358309\cdot10^{-27}$	+1	stabil
Triton	t	2809	$5{,}007\cdot10^{-27}$	+1	12,3 a
^{3}He	-	2808	$5{,}006\cdot10^{-27}$	+2	stabil
Alpha	α	3727,37904	$6{,}64465598\cdot10^{-27}$	+2	stabil
^{6}Li	-	5601	$9{,}985\cdot10^{-27}$	+3	stabil
^{7}Li	-	6534	$11{,}65\cdot10^{-27}$	+3	stabil
^{9}Be	-	8393	$14{,}96\cdot10^{-27}$	+4	stabil
^{10}Be	-	9324	$16{,}62\cdot10^{-27}$	+4	stabil
^{12}C	-	$11{,}17\cdot10^3$	$19{,}91\cdot10^{-27}$	+6	stabil
^{14}N	-	$13{,}04\cdot10^3$	$23{,}24\cdot10^{-27}$	+7	stabil
^{16}O	-	$14{,}89\cdot10^3$	$26{,}55\cdot10^{-27}$	+8	stabil
^{20}Ne	-	$18{,}62\cdot10^3$	$33{,}19\cdot10^{-27}$	+10	stabil

Tab. 18.3.1: Daten einiger geladener Elementarteilchen, Nukleonen und leichter Nuklide (e_0: Elementarladung $=1{,}6022\cdot10^{-19}$ C, 1eV = $1{,}6022\cdot10^{-19}$ J), (1): Paarvernichtung mit Elektronen, (2): Pionen sind Zweierkombinationen aus Quarks und Antiquarks, das negative Pion ist ein Antimaterieteilchen und erzeugt deshalb bei der Vernichtung einen so genannten nuklearen Stern nach Kerneinfang. (3): Massen für völlig ionisierte Teilchen. (4): Zur Stabilität des Protons s. Fußnote 9 in Abschnitt (3.1.2.2). (5): Die Ruheenergie des Elektronneutrinos liegt nach heutiger Kenntnis unter 3 eV [Eidelmann], Ruhemassen und Ruheenergien nach Daten aus [Kohlrausch], Bd. III, 1986, und [Groom 2000], [Hagiwara 2002]).

18.4 Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ für monoenergetische Photonen

Erläuterungen: Die Tabelle enthält theoretisch berechnete Massenschwächungskoeffizienten für monoenergetische Photonenstrahlung für dosimetrisch wichtige Elemente, Substanzen und Stoffgemische ohne den Kernphotokoeffizienten. Dessen Anteil beträgt je nach Nuklid 5% bis maximal 10% für Energien von 10-30 MeV (Bereich der Riesenresonanz). Die Zahlenwerte sind in Exponentialschreibweise dargestellt (2.3456-1 bedeutet $2.3456 \cdot 10^{-1} = 0.23456$).

Photonen-energie (keV)	Massenschwächungskoeffizient μ/ρ (cm^2/g)					
	Element:					
	C (Z=6)	Al (Z=13)	Fe (Z=26)	Cu (Z=29)	W (Z=74)	Pb (Z=82)
10	2.373+0	2.623+1	1.706+2	2.159+2	9.691+1	1.306+2
15	8.071-1	7.955+0	5.708+1	7.405+1	1.389+2	1.116+2
20	4.420-1	3.441+0	2.568+1	3.379+1	6.573+1	8.636+1
30	2.562-1	1.128+0	8.176+0	1.092+1	2.273+1	3.032+1
40	2.076-1	5.685-1	3.629+0	4.862+0	1.067+1	1.436+1
50	1.871-1	3.681-1	1.958+0	2.613+0	5.949+0	8.041+0
60	1.753-1	2.778-1	1.205+0	1.593+0	3.713+0	5.021+0
80	1.610-1	2.018-1	5.952-1	7.630-1	7.810+0	2.419+0
100	1.514-1	1.704-1	3.717-1	4.584-1	4.438+0	5.549+0
150	1.347-1	1.378-1	1.964-1	2.217-1	1.581+0	2.014+0
200	1.229-1	1.223-1	1.460-1	1.559-1	7.844-1	9.985-1
300	1.066-1	1.042-1	1.099-1	1.119-1	3.238-1	4.031-1
400	9.546-2	9.276-2	9.400-1	9.413-2	1.925-1	2.323-1
500	8.715-2	8.445-2	8.414-2	8.362-2	1.378-1	8.614-1
600	8.058-2	7.802-2	7.704-2	7.625-2	1.093-1	1.248-1
137-Cs*	7.764-2	7.513-2	-	7.318-2	1.007-1	1.140-1
800	7.076-2	6.841-2	6.699-2	6.605-2	8.066-2	8.870-2
1'000	6.361-2	6.146-2	5.995-2	5.901-2	6.618-2	7.102-2
60-Co**	5.690-2	5.496-2	5.350-2	5.261-2	5.577-2	5.876-2
1'500	5.179-2	5.006-2	4.883-2	4.803-2	5.000-2	5.222-2
2'000	4.442-2	4.324-2	4.265-2	4.205-2	4.433-2	4.606-2
3'000	3.562-2	3.541-2	3.621-2	3.599-2	4.075-2	4.234-2
4'000	3.047-2	3.106-2	3.312-2	3.318-2	4.038-2	4.197-2
5'000	2.708-2	2.836-2	3.146-2	3.176-2	4.103-2	4.272-2
6'000	2.469-2	2.655-2	3.057-2	3.108-2	4.210-2	4.391-2
8'000	2.154-2	2.437-2	2.991-2	3.074-2	4.472-2	4.675-2
10'000	1.959-2	2.318-2	2.994-2	3.103-2	4.747-2	4.972-2
15'000	1.698-2	2.195-2	3.092-2	3.247-2	5.384-2	5.658-2
20'000	1.575-2	2.168-2	3.224-2	3.408-2	5.893-2	6.206-2

Tabelle 18.4.1

Photonen-energie (keV)	Massenschwächungskoeffizient μ/ρ (cm^2/g) Substanz: Luft, tr.	Wasser, fl.	Weich-teil4	PMMA	Poly-ethylen	LiF	Knochen cort.
10	5.120+0	5.329+0	4.937+0	3.357+0	2.088+0	6.101+0	2.851E+01
15	1.614+0	1.673+0	1.558+0	1.101+0	7.452-1	1.884+0	9.032E+00
20	7.779-1	8.096-1	7.616-1	5.714-1	4.315-1	8.792-1	4.001E+00
30	3.538-1	3.756-1	3.604-1	3.032-1	2.706-1	3.727-1	1.331E+00
40	2.485-1	2.683-1	2.609-1	2.350-1	2.275-1	2.486-1	6.655E-01
50	2.080-1	2.269-1	2.223-1	2.074-1	2.084-1	2.020-1	4.242E-01
60	1.875-1	2.059-1	2.025-1	1.924-1	1.970-1	1.791-1	3.148E-01
80	1.662-1	1.837-1	1.813-1	1.751-1	1.823-1	1.563-1	2.229E-01
100	1.541-1	1.707-1	1.687-1	1.641-1	1.719-1	1.441-1	1.855E-01
150	1.356-1	1.505-1	1.490-1	1.456-1	1.534-1	1.260-1	1.480E-01
200	1.233-1	1.370-1	1.357-1	1.328-1	1.402-1	1.145-1	1.309E-01
300	1.067-1	1.186-1	1.175-1	1.152-1	1.217-1	9.899-2	1.113E-01
400	9.549-2	1.061-1	1.051-1	1.031-1	1.089-1	8.853-2	9.908E-02
500	8.712-2	9.687-2	9.593-2	9.410-2	9.947-2	8.076-2	9.022E-02
600	8.055-2	8.956-2	8.870-2	8.701-2	9.198-2	7.467-2	8.332E-02
137-Cs*	7.762-2	8.630-2	8.547-2	8.383-2	8.656-2	7.195-2	-
800	7.074-2	7.865-2	7.789-2	7.641-2	8.078-2	6.557-2	7.308E-02
1'000	6.358-2	7.072-2	7.003-2	6.869-2	7.262-2	5.894-2	6.566E-02
60-Co**	5.767-2	6.323-2	6.262-2	6.143-2	6.459-2	5.271-2	5.871E-02
1'500	5.175-2	5.754-2	5.699-2	5.591-2	5.910-2	4.798-2	5.346E-02
2'000	4.447-2	4.942-2	4.893-2	4.796-2	5.064-2	4.122-2	4.607E-02
3'000	3.581-2	3.969-2	3.929-2	3.844-2	4.045-2	3.321-2	3.745E-02
4'000	3.079-2	3.403-2	3.367-2	3.286-2	3.444-2	2.857-2	3.257E-02
5'000	2.751-2	3.031-2	2.998-2	2.919-2	3.045-2	2.554-2	2.946E-02
6'000	2.522-2	2.770-2	2.739-2	2.659-2	2.760-2	2.343-2	2.734E-02
8'000	2.225-2	2.429-2	2.400-2	2.317-2	2.383-2	2.069-2	2.467E-02
10'000	2.045-2	2.219-2	2.191-2	2.105-2	2.145-2	1.903-2	2.314E-02
15'000	1.810-2	1.941-2	1.913-2	1.820-2	1.819-2	1.687-2	2.132E-02
20'000	1.705-2	1.813-2	1.785-2	1.684-2	1.658-2	1.592-2	2.068E-02

Tabelle 18.4.2

Hinweise: Weichteil: Weichteilgewebeersatz (4 Komponenten nach ICRP 23), PMMA: Polymetylmethacrylat (Plexiglas), LiF: natürliches Lithiumfluorid, Quelle: [Hubbell 1996]. *: 137-Cs-Daten aus [Hubbell 1982], **: 60-Co = 1.25 MeV.

Photonen-energie (keV)	Massenschwächungskoeffizient μ/ρ (cm^2/g) Substanz: Beton	Baryt-beton	Gips ($CaSO_4$)	Glas	Bleiglas
10	2.045+1	1.067+2	4.210+1	1.705+1	1.029+2
15	6.351+0	3.601+1	1.329+1	5.217+0	8.557+1
20	2.806+0	1.655+1	5.831+0	2.297+0	6.568+1
30	9.601-1	5.551+0	1.876+0	7.987-1	2.305+1
40	5.058-1	1.185+1	8.929-1	4.341-1	1.093+1
50	3.412-1	6.671+1	5.381-1	3.022-1	6.134+0
60	2.660-1	4.143+0	3.788-1	2.417-1	3.843+0
80	2.014-1	1.968+0	2.474-1	1.890-1	1.869+0
100	1.738-1	1.122+0	1.962-1	1.657-1	4.216+0
150	1.436-1	4.423+0	1.487-1	1.389-1	1.550+0
200	1.282-1	2.568-1	1.293-1	1.246-1	7.820-1
300	1.097-1	1.460-1	1.088-1	1.069-1	3.297-1
400	9.783-2	1.104-1	9.653-2	9.540-2	1.984-1
500	8.915-2	9.309-2	8.777-2	8.696-2	1.429-1
600	8.236-2	8.245-2	8.100-2	8.035-2	1.138-1
137-Cs*					
800	7.227-2	6.936-2	7.100-2	7.052-2	8.421-2
1'000	6.495-2	6.112-2	6.377-2	6.337-2	6.914-2
60-Co**	5.807-2	5.404-2	5.701-2	5.667-2	5.826-2
1'500	5.288-2	4.915-2	5.193-2	5.160-2	5.208-2
2'000	4.557-2	4.296-2	4.488-2	4.447-2	4.568-2
3'000	3.701-2	3.676-2	3.679-2	3.611-2	4.082-2
4'000	3.217-2	3.388-2	3.232-2	3.140-2	3.938-2
5'000	2.908-2	3.240-2	2.954-2	2.838-2	3.919-2
6'000	2.697-2	3.162-2	2.770-2	2.632-2	3.958-2
8'000	2.432-2	3.116-2	2.547-2	2.373-2	4.108-2
10'000	2.278-2	3.138-2	2.428-2	2.223-2	4.295-2
15'000	2.096-2	3.282-2	2.305-2	2.045-2	4.769-2
20'000	2.030-2	3.439-2	2.282-2	1.982-2	5.165-2

Tabelle 18.4.3

Hinweise: Quelle: [Hubbell 1996]. *: 137-Cs-Daten aus [Hubbell 1982], **: 60-Co = 1.25 MeV, Dichten s. Tab. (18.11.1).

18.5 Zusammensetzung der Massenphotonenwechselwirkungskoeffizienten für Stickstoff und Blei

Z = 7 Stickstoff

Photonen-energie MeV	Streuung Kohärent cm²/g	Streuung Comptoneffekt cm²/g	Photoeffekt cm²/g	Paarbildung Kernfeld cm²/g	Paarbildung Elektr.-Feld cm²/g	Total cm²/g
0,010	2.03-1	1.33-1	3.54+0			3.88+0
0.015	1.21-1	1.48-1	9.67-1			1.24+0
0.020	8.04-2	1.57-1	3.81-1			6.18-1
0.030	4.23-2	1.63-1	1.01-1			3.07-1
0.040	2.58-2	1.64-1	3.91-2			2.29-1
0.050	1.74-2	1.62-1	1.87-2			1.98-1
0.060	1.25-2	1.59-1	1.02-2			1.82-1
0.080	7.30-3	1.53-1	3.92-3			1.64-1
0.10	4.77-3	1.46-1	1.87-3			1.53-1
0.15	2.17-3	1.33-1	4.92-4			1.35-1
0.20	1.23-3	1.22-1	1.94-4			1.23-1
0.30	5.51-4	1.06-1	5.46-5			1.07-1
0.40	3.10-4	9.52-2	2.33-5			9.56-2
0.50	1.99-4	8.70-2	1.26-5			8.72-2
0.60	1.38-4	8.05-2	7.82-6			8.06-2
0.80	7.78-5	7.07-2	3.95-6			7.08-2
1.00	4.98-5	6.36-2	2.45-6			6.36-2
1.022	4.77-5	6.29-2	2.28-6			6.30-2
1.25	3.19-5	5.69-2	1.54-6	1.69-5		5.69-2
1.50	2.21-5	5.17-2	1.12-6	9.36-5		5.18-2
2.00	1.25-5	4.41-2	7.06-7	3.73-4		4.45-2
2.044	1.19-5	4.36-2	6.84-7	4.02-4		4.40-2
3.00	5.53-6	3.47-2	3.96-7	1.07-3	1.21-5	3.58-2
4.00	3.11-6	2.90-2	2.72-7	1.73-3	4.96-5	3.07-2
5.00	1.99-6	2.50-2	2.06-7	2.32-3	9.88-5	2.74-2
6.00	1.38-6	2.21-2	1.66-7	2.85-3	1.52-4	2.51-2
7.00	1.02-6	1.99-2	1.39-7	3.33-3	2.05-4	2.34-2
8.00	7.79-7	1.81-2	1.19-7	3.75-3	2.56-4	2.21-2
9.00	6.15-7	1.66-2	1.04-7	4.14-3	3.05-4	2.11-2
10.0	4.98-7	1.54-2	9.27-8	4.49-3	3.52-4	2.02-2
11.0	4.12-7	1.44-2	8.35-8	4.82-3	3.97-4	1.96-2
12.0	3.46-7	1.35-2	7.59-8	5.11-3	4.39-4	1.90-2
13.0	2.95-7	1.27-2	6.96-8	5.38-3	4.79-4	1.85-2
14.0	2.54-7	1.20-2	6.42-8	5.64-3	5.16-4	1.82-2
15.0	2.21-7	1.14-2	5.96-8	5.88-3	5.52-4	1.78-2
16.0	1.95-7	1.09-2	5.57-8	6.10-3	5.87-4	1.75-2
18.0	1.54-7	9.92-3	4.91-8	6.51-3	6.51-4	1.71-2
20.0	1.25-7	9.14-3	4.39-8	6.87-3	7.09-4	1.67-2
22.0	1.03-7	8.50-3	3.97-8	7.21-3	7.64-4	1.65-2
24.0	8.65-8	7.94-3	3.63-8	7.51-3	8.13-4	1.63-2
26.0	7.37-8	7.46-3	3.34-8	7.79-3	8.60-4	1.61-2
28.0	6.35-8	7.03-3	3.09-8	8.04-3	9.03-4	1.60-2
30.0	5.54-8	6.66-3	2.87-8	8.28-3	9.44-4	1.59-2
40.0	3.11-8	5.29-3	2.14-8	9.26-3	1.11-3	1.57-2
50.0	1.99-8	4.42-3	1.70-8	1.00-2	1.25-3	1.57-2
60.0	1.38-8	3.81-3	1.41-8	1.06-2	1.35-3	1.57-2
80.0	7.78-9	3.00-3	1.05-8	1.15-2	1.52-3	1.60-2
100.0	4.98-9	2.49-3	8.40-9	1.21-2	1.65-3	1.63-2

Tabelle 18.5.1

Hinweis: Quelle Hubbel et. al., http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html

Z = 82: Blei

Photonen-energie MeV	Streuung Kohärent cm²/g	Streuung Comptoneffekt cm²/g	Photoeffekt cm²/g	Paarbildung Kernfeld cm²/g	Paarbildung Elektr.-Feld cm²/g	Total cm²/g
0.010	4.98+0	4.54-2	1.26+2			1.31+2
0.01304	3.85+0	5.44-2	6.31+1			6.70+1
0.01304 L3	3.85+0	5.44-2	1.58+2			1.62+2
0.015	3.31+0	5.92-2	1.08+2			1.12+2
0.0152	3.26+0	5.96-2	1.04+2			1.08+2
0.0152 L2	3.26+0	5.96-2	1.45+2			1.49+2
0.01553	3.18+0	6.04-2	1.38+2			1.41+2
0.01586	3.10+0	6.11-2	1.31+2			1.34+2
0.01586 L1	3.10+0	6.11-2	1.52+2			1.55+2
0.020	2.34+0	6.90-2	8.40+1			8.64+1
0.030	1.38+0	8.23-2	2.89+1			3.03+1
0.040	9.20-1	9.02-2	1.33+1			1.44+1
0.050	6.55-1	9.48-2	7.29+0			8.04+0
0.060	4.90-1	9.73-2	4.43+0			5.02+0
0.080	3.08-1	9.92-2	2.01+0			2.42+0
0.088	2.63-1	9.93-2	1.55+0			1.91+0
0.088 K	2.63-1	9.93-2	7.32+0			7.68+0
0.10	2.13-1	9.89-2	5.24+0			5.55+0
0.15	1.05-1	9.48-2	1.81+0			2.01+0
0.20	6.26-2	8.97-2	8.46-1			9.99-1
0.30	2.99-2	8.04-2	2.93-1			4.03-1
0.40	1.75-2	7.31-2	1.42-1			2.32-1
0.50	1.14-2	6.73-2	8.26-2			1.61-1
0.60	8.06-3	6.26-2	5.41-2			1.25-1
0.80	4.62-3	5.54-2	2.87-2			8.87-2
1.0	2.99-3	4.99-2	1.81-2			7.10-2
1.022	2.87-3	4.94-2	1.73-2			6.96-2
1.25	1.93-3	4.48-2	1.17-2	3.78-4		5.88-2
1.50	1.35-3	4.07-2	8.32-3	1.81-3		5.22-2
2.00	7.63-4	3.48-2	5.03-3	5.45-3		4.61-2
2.044	7.30-4	3.44-2	4.85-3	5.77-3		4.58-2
3.0	3.41-4	2.74-2	2.63-3	1.19-2	9.59-6	4.23-2
4.0	1.92-4	2.29-2	1.72-3	1.71-2	3.91-5	4.20-2
5.0	1.23-4	1.98-2	1.26-3	2.15-2	7.77-5	4.27-2
6.0	8.54-5	1.75-2	9.89-4	2.52-2	1.19-4	4.39-2
7.0	6.28-5	1.57-2	8.10-4	2.85-2	1.60-4	4.53-2
8.0	4.81-5	1.43-2	6.84-4	3.15-2	2.00-4	4.67-2
9.0	3.80-5	1.32-2	5.91-4	3.42-2	2.38-4	4.82-2
10.0	3.08-5	1.22-2	5.20-4	3.67-2	2.74-4	4.97-2
11	2.54-5	1.14-2	4.64-4	3.90-2	3.08-4	5.12-2
12	2.14-5	1.07-2	4.19-4	4.12-2	3.40-4	5.26-2
13	1.82-5	1.00-2	3.81-4	4.32-2	3.70-4	5.40-2
14	1.57-5	9.50-3	3.50-4	4.50-2	3.99-4	5.53-2
15	1.37-5	9.02-3	3.23-4	4.68-2	4.26-4	5.66-2
16	1.20-5	8.59-3	3.00-4	4.84-2	4.51-4	5.78-2
18	9.50-6	7.85-3	2.63-4	5.14-2	4.98-4	6.00-2
20	7.70-6	7.24-3	2.33-4	5.40-2	5.41-4	6.21-2

Tabelle 18.5.2

Hinweis: Quelle Hubbel et. al., http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html

Z = 82 Blei: Fortsetzung

Photonen-energie MeV	Streuung Kohärent cm²/g	Streuung Comptoneffekt cm²/g	Photoeffekt cm²/g	Paarbildung Kernfeld cm²/g	Paarbildung Elektr.-Feld cm²/g	Total cm²/g
22	6.36-6	6.73-3	2.10-4	5.64-2	5.80-4	6.39-2
24	5.34-6	6.29-3	1.91-4	5.86-2	6.16-4	6.57-2
26	4.55-6	5.90-3	1.75-4	6.06-2	6.49-4	6.73-2
28	3.93-6	5.57-3	1.61-4	6.24-2	6.80-4	6.88-2
30	3.42-6	5.27-3	1.50-4	6.41-2	7.08-4	7.02-2
40	1.92-6	4.19-3	1.10-4	7.10-2	8.25-4	7.61-2
50	1.23-6	3.50-3	8.70-5	7.61-2	9.12-4	8.06-2
60	8.55-7	3.01-3	7.19-5	8.00-2	9.81-4	8.41-2
80	4.81-7	2.38-3	5.34-5	8.58-2	1.08-3	8.93-2
100	3.08-7	1.97-3	4.24-5	8.99-2	1.16-3	9.31-2

Tabelle 18.5.3

Quelle: Die Daten entstammen dem Online-Kalkulationsprogramm des Nist "XCOM Photon Cross Sections Database" der Autoren M. J. Berger, J. H. Hubbell, S. M. Seltzer, J. S. Coursey, and D. S. Zucker, unter http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html.

Erläuterungen: Die Werte für die Massenwechselwirkungskoeffizienten (τ/ρ Photo-, σ_{kl}/ρ: klassische Streuung, σ_c/ρ: Comptoneffekt und die beiden Paarbildungen κ_{paar}/ρ im Kernfeld und im Elektronenfeld der Hülle wurden der zitierten Literaturstelle entnommen. Die einzelnen Komponenten werden hier getrennt dargestellt, um die wechselnde Bedeutung der einzelnen Prozesse bei unterschiedlichen Photonenenergien zu demonstrieren. Für die praktische Arbeit werden statt dessen zusammengefasste Massenschwächungskoeffizienten benötigt. Sie finden sich in den Tabellen 18.4.

Die Markierungen L1-3, K bei den Bleiwerten stehen für die L- und K-Kanten in den Schwächungskoeffizienten. Bei 1,022 MeV liegt die Paarbildungsschwelle, bei 2,044 MeV diejenige für die Triplettbildung. Die Triplettbildung wird in den obigen Tabellen als "Paarbildung im Elektronenfeld" bezeichnet.

Während die Photoabsorption und die Paarbildung wegen ihrer Z-Abhängigkeit sehr stark vom Absorbermaterial abhängen, sind die Werte für die Comptonwechselkoeffizienten kaum von der Ordnungszahl abhängig. Die Comptonkoeffizienten für Z = 7 (Stickstoff) können daher auch für Substanzen mit vergleichbarer effektiver Ordnungszahl wie z. B. Wasser, Sauerstoff, Weichteilgewebe verwendet werden. Für hohe Ordnungszahlen vermindert sich die Comptonwechselwirkungswahrscheinlichkeit, da Z/A auf Werte bis 0,38 abnimmt.

18.6 Massenenergieabsorptionskoeffizienten μ_{en}/ρ für monoenergetische Photonen

Erläuterungen: Die Tabelle enthält theoretisch berechnete Massenenergieabsorptionskoeffizienten μ_{en}/ρ für monoenergetische Photonenstrahlung für dosimetrisch wichtige Substanzen und Stoffgemische. Für Weichteilgewebe ($Z_{eff} \approx 7$) und für Energien bis etwa 1 MeV können diese Koeffizienten wegen der geringen Bremsstrahlungsverluste auch als Massenenergieübertragungskoeffizienten μ_{tr}/ρ verwendet werden. Der maximale Fehler beträgt etwa -0,5%.

Photonen-energie (keV)	μ_{en}/ρ (cm²/g) Element:				
	C (Z=6)	Al (Z=13)	Cu (Z=29)	W (Z=74)	Pb (Z=82)
10	2.078+0	2.543+1	1.484+2	9.204+1	1.247+2
15	5.627-1	7.487+0	5.788+1	1.172+2	9.100+1
20	2.238-1	3.094+0	2.788+1	5.697+1	6.899+1
30	6.614-2	8.778-1	9.349+0	1.991+1	2.536+1
40	3.343-2	3.601-1	4.163+0	9.240+0	1.221+1
50	2.397-2	1.840-1	2.192+0	5.050+0	6.740+0
60	2.098-2	1.099-1	1.290+0	3.070+0	4.149+0
80	2.037-2	5.511-2	5.581-1	2.879+0	1.916+0
100	2.147-2	3.794-2	2.949-1	2.100+0	1.976+0
150	2.449-2	2.827-2	1.027-1	9.378-1	1.056+0
200	2.655-2	2.745-2	5.781-2	4.913-1	5.870-1
300	2.870-2	2.816-2	3.617-2	1.973-1	2.455-1
400	2.950-2	2.862-2	3.121-2	1.100-1	1.370-1
500	2.969-2	2.868-2	2.933-2	7.440-2	9.128-2
600	2.956-2	2.851-2	2.826-2	5.673-2	6.819-2
137-Cs*	2.934-2	2.829-2	2.803-2	5.363-2	6.444-2
800	2.885-2	2.778-2	2.681-2	4.028-2	4.644-2
1'000	2.792-2	2.686-2	2.562-2	3.276-2	3.654-2
60-Co**	2.669-2	2.565-2	2.428-2	2.761-2	2.988-2
1'500	2.551-2	2.451-2	2.316-2	2.484-2	2.640-2
2'000	2.345-2	2.261-2	2.160-2	2.256-2	2.360-2
3'000	2.048-2	2.024-2	2.023-2	2.236-2	2.322-2
4'000	1.849-2	1.882-2	1.989-2	2.363-2	2.449-2
5'000	1.710-2	1.795-2	1.998-2	2.510-2	2.600-2
6'000	1.607-2	1.739-2	2.027-2	2.649-2	2.744-2
8'000	1.487-2	1.678-2	2.100-2	2.886-2	2.988-2
10'000	1.380-2	1.650-2	2.174-2	3.072-2	3.181-2
15'000	1.258-2	1.631-2	2.309-2	3.360-2	3.478-2
20'000	1.198-2	1.633-2	2.387-2	3.475-2	3.595-2

Tabelle 18.6.1

Photonen-energie (keV)	μ_{en}/ρ (cm^2/g) Substanz: Luft, tr.	Wasser,fl.	Fricke-L.	PMMA	Polyethy-len*	LiF
10	4.742+0	4.944+0	5.511+0	3.026+0	1.781+0	5.733+0
15	1.334+0	1.374+0	1.548+0	8.324-1	4.834-1	1.612+0
20	5.389-1	5.503-1	6.245-1	3.328-1	1.936-1	6.494-1
30	1.537-1	1.557-1	1.738-1	9.645-2	5.932-2	1.826-1
40	6.833-2	6.947-2	7.829-2	4.599-2	3.196-2	7.789-2
50	4.098-2	4.223-2	4.659-2	3.067-2	2.442-2	4.541-2
60	3.041-2	3.190-2	3.433-2	2.530-2	2.236-2	3.223-2
80	2.407-2	2.597-2	2.690-2	2.302-2	2.265-2	2.385-2
100	2.325-2	2.546-2	2.581-2	2.368-2	2.423-2	2.229-2
150	2.496-2	2.764-2	2.769-2	2.657-2	2.789-2	2.332-2
200	2.672-2	2.967-2	2.963-2	2.872-2	3.029-2	2.483-2
300	2.872-2	3.192-2	3.184-2	3.099-2	3.276-2	2.663-2
400	2.949-2	3.279-2	3.269-2	3.185-2	3.368-2	2.734-2
500	2.966-2	3.299-2	3.289-2	3.206-2	3.390-2	2.749-2
600	2.953-2	3.284-2	3.273-2	3.191-2	3.375-2	2.736-2
137-Cs*	2.932-2	3.260-2	3.182-2	3.169-2	3.351-2??	2.716-2
800	2.882-2	3.206-2	3.196-2	3.116-2	3.295-2	2.671-2
1'000	2.789-2	3.103-2	3.093-2	3.015-2	3.190-2	2.585-2
60-Co**	2.666-2	2.965-2	2.955-2	2.882-2	3.049-2	2.470-2
1'500	2.547-2	2.833-2	2.824-2	2.755-2	2.914-2	2.361-2
2'000	2.345-2	2.608-2	2.600-2	2.533-2	2.677-2	2.173-2
3'000	2.057-2	2.281-2	2.275-2	2.210-2	2.328-2	1.907-2
4'000	1.870-2	2.063-2	2.061-2	1.995-2	2.091-2	1.733-2
5'000	1.740-2	1.915-2	1.912-2	1.843-2	1.921-2	1.614-2
6'000	1.647-2	1.806-2	1.804-2	1.731-2	1.794-2	1.528-2
8'000	1.525-2	1.658-2	1.659-2	1.579-2	1.620-2	1.414-2
10'000	1.450-2	1.566-2	1.568-2	1.481-2	1.506-2	1.345-2
15'000	1.353-2	1.441-2	1.446-2	1.348-2	1.344-2	1.254-2
20'000	1.311-2	1.382-2	1.388-2	1.282-2	1.260-2	1.211-2

Tabelle 18.6.2

Hinweise: Fricke: $FeSO_4$-Lösung für Fricke-Dosimeter, PMMA: Polymetylmethacrylat (Plexiglas), LiF: natürliches Lithiumfluorid. *: Polyethylen = $(C_2H_4)_n$

Photonen-energie (keV)	μ_{en}/ρ (cm²/g) Substanz: Brust	Lunge	Weichteil4	Muskel (gestr.)	Knochen (kort.)	Fett
10	3.937+0	5.067+0	4.564+0	4.964+0	2.680+1	2.935+0
15	1.094+0	1.423+0	1.266+0	1.396+0	8.388+0	8.103-1
20	4.394-1	5.740-1	5.070-1	5.638-1	3.601+0	3.251-1
30	1.260-1	1.635-1	1.438-1	1.610-1	1.070+0	9.495-2
40	5.792-2	7.286-2	6.474-2	7.192-2	4.507-1	4.575-2
50	3.666-2	4.393-2	3.987-2	4.349-2	2.336-1	3.085-2
60	2.881-2	3.282-2	3.051-2	3.258-2	1.400-1	2.567-2
80	2.470-2	2.625-2	2.530-2	2.615-2	6.896-2	2.358-2
100	2.478-2	2.550-2	2.501-2	2.544-2	4.585-2	2.433-2
150	2.734-2	2.748-2	2.732-2	2.743-2	3.183-2	2.737-2
200	2.945-2	2.945-2	2.936-2	2.942-2	3.003-2	2.952-2
300	3.173-2	3.167-2	3.161-2	3.164-2	3.032-2	3.194-2
400	3.260-2	3.252-2	3.247-2	3.250-2	3.069-2	3.283-2
500	3.281-2	3.272-2	3.267-2	3.269-2	3.073-2	3.304-2
600	3.266-2	3.257-2	3.252-2	3.254-2	3.052-2	3.289-2
137-Cs*	3.241-2	3.229-2	3.229-2	3.231-2	3.066-2	3.281-2
800	3.188-2	3.179-2	3.175-2	3.177-2	2.973-2	3.211-2
1'000	3.086-2	3.077-2	3.073-2	3.074-2	2.875-2	3.108-2
60-Co**	2.949-2	2.940-2	2.938-2	2.938-2	2.745-2	2.970-2
1'500	2.818-2	2.810-2	2.806-2	2.808-2	2.623-2	2.839-2
2'000	2.592-2	2.586-2	2.582-2	2.584-2	2.421-2	2.610-2
3'000	2.264-2	2.262-2	2.258-2	2.257-2	2.145-2	2.275-2
4'000	2.045-2	2.048-2	2.044-2	2.045-2	1.975-2	2.050-2
5'000	1.891-2	1.898-2	1.892-2	1.894-2	1.875-2	1.891-2
6'000	1.779-2	1.789-2	1.785-2	1.786-2	1.788-2	1.773-2
8'000	1.626-2	1.643-2	1.638-2	1.639-2	1.695-2	1.612-2
10'000	1.529-2	1.551-2	1.546-2	1.547-2	1.644-2	1.509-2
15'000	1.395-2	1.427-2	1.420-2	1.421-2	1.587-2	1.365-2
20'000	1.330-2	1.367-2	1.360-2	1.361-2	1.568-2	1.293-2

Tabelle 18.6.3

Hinweise: Zusammensetzung der Gewebe nach ICRU (10b) und ICRU (26), Weichteil: Weichteilgewebeersatz (4 Komponenten nach ICRP 23), Quelle: [Hubbell 1996]. *: 137-Cs-Daten aus [Hubbell 1982], **: 60-Co = 1,25 MeV.

18.7 Massenstoßbremsvermögen für monoenergetische Elektronen

Elektronenenergie (MeV)	S_{col}/ρ (MeV·cm²/g) Element: C	Al	Cu	Mo	W	Pb
0.010	20.140	16.490	13.180	11.670	8.974	8.428
0.015	14.710	12.200	9.904	8.843	6.945	6.561
0.020	11.770	9.844	8.066	7.238	5.753	5.453
0.03	8.626	7.287	6.040	5.452	4.394	4.182
0.04	6.950	5.909	4.931	4.467	3.631	3.463
0.05	5.901	5.039	4.226	3.838	3.137	2.997
0.06	5.179	4.439	3.736	3.400	2.791	2.670
0.08	4.249	3.661	3.098	2.826	2.335	2.237
0.10	3.674	3.177	2.698	2.467	2.047	1.964
0.15	2.886	2.513	2.146	1.970	1.646	1.583
0.20	2.485	2.174	1.861	1.715	1.439	1.387
0.30	2.087	1.839	1.579	1.463	1.234	1.193
0.40	1.896	1.680	1.444	1.344	1.138	1.102
0.50	1.788	1.592	1.370	1.279	1.085	1.053
0.60	1.722	1.540	1.326	1.240	1.055	1.026
0.80	1.650	1.486	1.281	1.203	1.025	1.000
1.0	1.617	1.465	1.263	1.190	1.016	0.994
1.5	1.593	1.460	1.259	1.192	1.021	1.004
2.0	1.597	1.475	1.273	1.209	1.037	1.024
3.0	1.621	1.510	1.305	1.246	1.072	1.063
4.0	1.647	1.540	1.334	1.277	1.101	1.095
5.0	1.669	1.564	1.358	1.302	1.126	1.120
6.0	1.689	1.583	1.378	1.322	1.146	1.142
8.0	1.720	1.613	1.411	1.355	1.178	1.175
10.0	1.745	1.636	1.436	1.379	1.203	1.201
15.0	1.787	1.676	1.482	1.421	1.247	1.246
20.0	1.816	1.704	1.513	1.450	1.277	1.277
30.0	1.852	1.743	1.555	1.488	1.316	1.318
40.0	1.877	1.769	1.582	1.514	1.343	1.345
50.0	1.895	1.789	1.603	1.533	1.362	1.365

Tabelle 18.7.1

Hinweis: Tabelliert sind die Massenstoßbremsvermögen aus ICRU 35 (1984) und ICRU 37 (1984).

Elektronenenergie (MeV)	S_{col}/ρ (MeV·cm²/g)					
	Substanz:					
	Wasser	Luft	Frickelös.	PMMA	Polystyrol	LiF
0.010	22.560	19.750	22.410	21.980	22.230	17.960
0.015	16.470	14.450	16.360	16.040	16.210	13.150
0.020	13.170	11.570	13.090	12.830	12.960	10.550
0.03	9.653	8.492	9.594	9.400	9.485	7.748
0.04	7.777	6.848	7.730	7.573	7.637	6.252
0.05	6.603	5.819	6.464	6.429	6.481	5.315
0.06	5.797	5.111	5.763	5.644	5.688	4.670
0.08	4.757	4.198	4.730	4.631	4.666	3.838
0.10	4.115	3.633	4.092	4.006	4.034	3.323
0.15	3.238	2.861	3.220	3.152	3.172	2.619
0.20	2.793	2.470	2.778	2.719	2.735	2.261
0.30	2.355	2.084	2.342	2.292	2.305	1.907
0.40	2.148	1.902	2.136	2.090	2.101	1.737
0.50	2.034	1.802	2.023	1.975	1.984	1.642
0.60	1.963	1.743	1.953	1.903	1.911	1.583
0.80	1.886	1.693	1.876	1.825	1.832	1.521
1.0	1.849	1.661	1.839	1.788	1.794	1.591
1.5	1.823	1.661	1.812	1.760	1.766	1.471
2.0	1.824	1.684	1.815	1.762	1.768	1.474
3.0	1.846	1.740	1.837	1.784	1.791	1.493
4.0	1.870	1.790	1.861	1.809	1.816	1.513
5.0	1.892	1.833	1.883	1.832	1.839	1.531
6.0	1.911	1.870	1.903	1.851	1.859	1.547
8.0	1.943	1.931	1.934	1.883	1.892	1.572
10.0	1.968	1.979	1.959	1.908	1.916	1.592
15.0	2.014	2.069	2.005	1.952	1.960	1.629
20.0	2.046	2.134	2.037	1.982	1.989	1.654
30.0	2.089	2.226	2.080	2.022	2.027	1.688
40.0	2.118	2.282	2.109	2.049	2.053	1.711
50.0	2.139	2.319	2.130	2.069	2.073	1.728

Tabelle 18.7.2

Hinweise: Frickelösung: $FeSO_4$-Dosimeterlösung, PMMA: Polymethylmethacrylat (Plexiglas), LiF: natürliches Lithiumfluorid, Polystyrol = $(C_8H_8)_n$.

Elektronenenergie (MeV)	S_{col}/ρ (MeV·cm²/g) Substanz: Fett	Muskel (gestr.)	Knochen (kort.)	NaJ	Filmemulsion
0.010	23.470	22.370	19.710	11.160	13.020
0.015	17.090	16.330	14.470	8.477	9.798
0.020	13.650	13.060	11.610	6.948	7.984
0.03	9.984	9.571	8.546	5.241	5.983
0.04	8.034	7.711	6.903	4.299	4.887
0.05	6.816	6.547	5.872	3.696	4.190
0.06	5.979	5.747	5.163	3.276	3.706
0.08	4.903	4.717	4.246	2.726	3.075
0.10	4.238	4.080	3.678	2.382	2.680
0.15	3.330	3.210	2.901	1.905	2.136
0.20	2.871	2.769	2.507	1.661	1.858
0.30	2.418	2.335	2.119	1.421	1.585
0.40	2.204	2.129	1.931	1.308	1.453
0.50	2.081	2.016	1.825	1.247	1.381
0.60	2.005	1.945	1.760	1.211	1.338
0.80	1.921	1.866	1.690	1.178	1.295
1.0	1.880	1.830	1.658	1.167	1.278
1.5	1.849	1.802	1.637	1.173	1.278
2.0	1.850	1.804	1.643	1.192	1.294
3.0	1.872	1.826	1.670	1.230	1.331
4.0	1.897	1.851	1.697	1.263	1.363
5.0	1.920	1.873	1.720	1.289	1.390
6.0	1.939	1.892	1.740	1.311	1.412
8.0	1.972	1.924	1.773	1.347	1.448
10.0	1.997	1.949	1.799	1.374	1.475
15.0	2.042	1.995	1.844	1.423	1.523
20.0	2.073	2.026	1.874	1.456	1.555
30.0	2.113	2.068	1.915	1.499	1.598
40.0	2.141	2.097	1.942	1.527	1.626
50.0	2.161	2.118	1.962	1.548	1.648

Tabelle 18.7.3

Hinweise: Zusammensetzung der Gewebe nach ICRU (10b), ICRU (26) und ICRP (23), Knochen (kort.): Knochenrinde, Muskel (gestr.): gestreifte Muskulatur.

18.8 Massenstrahlungsbremsvermögen für monoenergetische Elektronen

Elektronenenergie (MeV)	S_{rad}/ρ (MeV·cm²/g) Substanz: Wasser	Luft	Knochen (kort.)	Cu	W	Pb
0.010	3.898-3	3.897-3	5.461-3	1.213-2	1.997-2	2.045-2
0.015	3.944-3	3.937-3	5.664-3	1.307-2	2.320-2	2.421-2
0.020	3.963-3	3.954-3	5.778-3	1.399-2	2.563-2	2.693-2
0.03	3.984-3	3.976-3	5.907-3	1.488-2	2.908-2	3.086-2
0.04	4.005-3	3.998-3	5.989-3	1.543-2	3.160-2	3.376-2
0.05	4.031-3	4.025-3	6.054-3	1.583-2	3.364-2	3.613-2
0.06	4.062-3	4.057-3	6.113-3	1.615-2	3.539-2	3.817-2
0.08	4.138-3	4.133-3	6.230-3	1.665-2	3.834-2	4.162-2
0.10	4.228-3	4.222-3	6.356-3	1.710-2	4.084-2	4.454-2
0.15	4.494-3	4.485-3	6.719-3	1.816-2	4.595-2	5.054-2
0.20	4.801-3	4.789-3	7.140-3	1.926-2	5.021-2	5.555-2
0.30	5.514-3	5.495-3	8.129-3	2.172-2	5.797-2	6.460-2
0.40	6.339-3	6.311-3	9.276-3	2.450-2	6.565-2	7.340-2
0.50	7.257-3	7.223-3	1.055-2	2.757-2	7.353-2	8.228-2
0.60	8.254-3	8.210-3	1.194-2	3.087-2	8.162-2	9.132-2
0.80	1.043-2	1.036-2	1.495-2	3.803-2	9.841-2	1.098-1
1.0	1.280-2	1.271-2	1.824-2	4.580-2	1.159-1	1.290-1
1.5	1.942-2	1.927-2	2.740-2	6.733-2	1.624-1	1.792-1
2.0	2.678-2	2.656-2	3.755-2	9.102-2	2.117-1	2.319-1
3.0	4.299-2	4.260-2	5.981-2	1.256-1	3.158-1	3.427-1
4.0	6.058-2	5.999-2	8.386-2	1.976-1	4.248-1	4.582-1
5.0	7.917-2	7.838-2	1.092-1	2.552-1	5.372-1	5.773-1
6.0	9.854-2	9.754-2	1.355-1	3.146-1	6.523-1	6.991-1
8.0	1.391-1	1.376-1	1.904-1	4.378-1	8.890-1	9.495-1
10.0	1.814-1	1.795-1	2.476-1	5.650-1	1.132+0	1.206+0
15.0	2.926-1	2.895-1	3.971-1	8.949-1	1.759+0	1.870+0
20.0	4.086-1	4.042-1	5.525-1	1.236+0	2.406+0	2.554+0
30.0	6.489-1	6.417-1	8.735-1	1.936+0	3.735+0	3.961+0
40.0	8.955-1	8.855-1	1.202+0	2.650+0	5.096+0	5.402+0
50.0	1.146+0	1.133+0	1.537+0	3.375+0	6.477+0	6.865+0

Tabelle 18.8.1

Hinweise: Darstellung in Exponentialschreibweise (2.3456-1 bedeutet $2.3456 \cdot 10^{-1} = 0.23456$), Quelle: ICRU 35 (1984) und ICRU 37 (1984).

18.9 Bremsstrahlungsausbeuten für monoenergetische Elektronen

Erläuterung: Die Bremsstrahlungsausbeute Y_{rad} ist der relative Anteil der Anfangsenergie von Elektronen, der auf dem Weg durch die entsprechende Substanz bis zur völligen Abbremsung der Elektronen in Bremsstrahlung umgewandelt wird. Beispiel Wolfram: Anfangsenergie der Elektronen 0.04 MeV: Y_{rad} = 4.381-3 = 0.004381 = 0.4381%, Anfangsenergie der Elektronen 15 MeV: Y_{rad} = 3.800-1 = 38.00%.

Elektronen-energie (MeV)	Y_{rad} Substanz: Wasser	Luft	Knochen (kort.)	Cu	W	Pb
0.010	9.408-5	1.082-4	1.468-4	4.701-4	1.076-3	1.191-3
0.015	1.316-4	1.506-4	2.095-4	6.904-4	1.639-3	1.810-3
0.020	1.663-4	1.898-4	2.683-4	9.019-4	2.200-3	2.432-3
0.03	2.301-4	2.618-4	3.775-4	1.301-3	3.304-3	3.664-3
0.04	2.886-4	3.280-4	4.781-4	1.674-3	4.381-3	4.872-3
0.05	3.435-4	3.900-4	5.723-4	2.025-3	5.430-3	6.055-3
0.06	3.955-4	4.488-4	6.614-4	2.358-3	6.453-3	7.214-3
0.08	4.931-4	5.590-4	8.276-4	2.977-3	8.430-3	9.461-3
0.10	5.841-4	6.618-4	9.814-4	3.547-3	1.032-2	1.162-2
0.15	7.926-4	8.968-4	1.329-3	4.822-3	1.470-2	1.664-2
0.20	9.826-4	1.111-3	1.641-3	5.950-3	1.865-2	2.118-2
0.30	1.331-3	1.502-3	2.206-3	7.945-3	2.558-2	2.917-2
0.40	1.658-3	1.869-3	2.730-3	9.741-3	3.164-2	3.614-2
0.50	1.976-3	2.225-3	3.236-3	1.143-2	3.712-2	4.241-2
0.60	2.292-3	2.577-3	3.737-3	1.307-2	4.221-2	4.820-2
0.80	2.928-3	3.283-3	4.740-3	1.625-2	5.161-2	5.877-2
1.0	3.579-3	3.997-3	5.755-3	1.938-2	6.030-2	6.842-2
1.5	5.281-3	5.836-3	8.382-3	2.720-2	8.022-2	9.009-2
2.0	7.085-3	7.748-3	1.113-2	3.509-2	9.856-2	1.096-1
3.0	1.092-2	1.173-2	1.689-2	5.095-2	1.321-1	1.447-1
4.0	1.495-2	1.583-2	2.288-2	6.668-2	1.625-1	1.761-1
5.0	1.911-2	2.001-2	2.898-2	8.209-2	1.902-1	2.045-1
6.0	2.336-2	2.422-2	3.514-2	9.710-2	2.157-1	2.304-1
8.0	3.200-2	3.269-2	4.752-2	1.258-1	2.612-1	2.765-1
10.0	4.072-2	4.113-2	5.983-2	1.526-1	3.006-1	3.162-1
15.0	6.243-2	6.181-2	8.974-2	2.122-1	3.800-1	3.955-1
20.0	8.355-2	8.167-2	1.180-1	2.628-1	4.403-1	4.555-1
30.0	1.233-1	1.186-1	1.694-1	3.437-1	5.270-1	5.412-1
40.0	1.594-1	1.520-1	2.143-1	4.059-1	5.871-1	6.002-1
50.0	1.923-1	1.825-1	2.538-1	4.554-1	6.316-1	6.439-1

Tabelle 18.9.1

Hinweis: Daten nach ICRU 37 (1984).

18.10 Massenstoßbremsvermögen und Massenreichweiten für Alphateilchen, Protonen und Reichweitenvergleich

α-Energie	Wasser		PMMA		Luft	
(MeV)	S_{tot}/ρ	R	S_{tot}/ρ	R	S_{tot}/ρ	R
0,01	4,304+02	1,840-05	4,830+02	1,747-05	3,625+02	2,106-05
0,02	5,484+02	3,524-05	6,233+02	3,279-05	4,765+02	3,996-05
0,03	6,506+02	4,991-05	7,415+02	4,596-05	5,720+02	5,638-05
0,04	7,411+02	6,299-05	8,449+02	5,761-05	6,557+02	7,097-05
0,05	8,230+02	7,486-05	9,375+02	6,817-05	7,310+02	8,420-05
0,1	1,151+03	1,232-04	1,301+03	1,111-04	1,031+03	1,380-04
0,2	1,593+03	1,943-04	1,772+03	1,747-04	1,437+03	2,167-04
0,3	1,881+03	2,510-04	2,056+03	2,263-04	1,698+03	2,795-04
0,4	2,069+03	3,011-04	2,221+03	2,726-04	1,866+03	3,350-04
0,5	2,184+03	3,478-04	2,305+03	3,165-04	1,964+03	3,867-04
1,0	2,193+03	5,702-04	2,176+03	5,348-04	1,924+03	6,368-04
2,0	1,625+03	1,099-03	1,576+03	1,077-03	1,383+03	1,252-03
3,0	1,257+03	1,804-03	1,218+03	1,805-03	1,072+03	2,080-03
4,0	1,035+03	2,686-03	1,004+03	2,714-03	8,865+02	3,111-03
5,0	8,855+02	3,733-03	8,608+02	3,792-03	7,612+02	4,331-03
6,0	7,777+02	4,941-03	7,568+02	5,033-03	6,700+02	5,734-03
8,0	6,306+02	7,813-03	6,146+02	7,983-03	5,456+02	9,060-03
10	5,344+02	1,127-02	5,212+02	1,153-02	4,637+02	1,305-02
15	3,930+02	2,232-02	3,835+02	2,286-02	3,425+02	2,576-02
20	3,146+02	3,664-02	3,069+02	3,753-02	2,748+02	4,216-02
30	2,286+02	7,446-02	2,229+02	7,631-02	2,002+02	8,537-02
40	1,816+02	1,239-01	1,770+02	1,270-01	1,593+02	1,417-01
50	1,517+02	1,844-01	1,479+02	1,891-01	1,333+02	2,106-01
60	1,309+02	2,555-01	1,276+02	2,621-01	1,151+02	2,916-01
80	1,037+02	4,285-01	1,010+02	4,396-01	9,123+01	4,882-01
100	8,649+01	6,406-01	8,425+01	6,574-01	7,618+01	7,291-01

Tabelle 18.10.1: Massenstoßbremsvermögen S_{tot}/ρ (MeV·cm^2/g), Massenreichweite R (g/cm^2) für Alphas

α-Energie	Aluminium		Kupfer		Blei	
(MeV)	S_{tot}/ρ	R	S_{tot}/ρ	R	S_{tot}/ρ	R
0,01	2,661+02	2,153-05	1,215+02	3,193-05	6,618+01	4,220-05
0,02	3,927+02	4,458-05	1,596+02	6,480-05	9,183+01	8,107-05
0,03	4,88+02	4,991-05	1,900+02	9,704-05	1,107+02	1,196-04
0,04	7,411+02	6,250-05	2,163+02	1,281-04	1,271+02	1,576-04
0,05	6,444+02	9,269-05	2,397+02	1,580-04	1,416+02	1,948-04
0,1	9,056+03	1,515-04	3,332+02	2,914-04	1,983+02	3,704-04
0,2	1,142+03	2,438-04	4,616+02	5,094-04	2,747+02	6,786-04
0,3	1,239+03	3,256-04	5,489+02	6,909-04	3,255+02	9,506-04
0,4	1,284+03	4,034-04	6,098+02	8,534-04	3,597+02	1,202-03
0,5	1,300+03	4,798-04	6,515+02	1,005-03	3,820+02	1,441-03
1,0	1,266+03	8,692-04	7,063+02	1,707-03	4,018+02	2,601-03
2,0	9,859+02	1,777-03	6,283+02	3,178-03	3,491+02	5,137-03
3,0	8,217+02	2,890-03	5,485+02	4,869-03	2,940+02	8,191-03
4,0	6,991+02	4,209-03	4,838+02	6,801-03	2,586+02	1,175-02
5,0	6,053+02	5,748-03	4,313+02	8,981-03	2,331+02	1,575-02
6,0	5,361+02	7,504-03	3,883+02	1,142-02	2,134+02	2,016-02
8,0	4,401+02	1,164-02	3,260+02	1,704-02	1,846+02	3,011-02
10	3,762+02	1,656-02	2,852+02	2,363-02	1,640+02	4,147-02
15	2,809+02	3,212-02	2,160+02	4,402-02	1,307+02	7,548-02
20	2,272+02	5,202-02	1,774+02	6,963-02	1,103+01	1,168-01
30	1,676+02	1,039-01	1,332+02	1,353-01	8,583+01	2,196-01
40	1,345+02	1,709-01	1,082+02	2,189-01	7,130+01	3,470-01
50	1,132+02	2,523-01	9,178+01	3,194-01	6,150+01	4,972-01
60	9,817+01	3,473-01	8,013+01	4,361-01	5,438+01	6,691-01
80	7,835+01	5,768-01	6,454+01	7,155-01	4,461+01	1,075+00
100	6,573+01	8,565-01	5,450+01	1,053-00	3,816+01	1,558+00

Tabelle 18.10.1: Massenstoßbremsvermögen S_{tot}/ρ (MeV·cm^2/g), Massenreichweite R (g/cm^2) für Alphas

p-Energie	Wasser		PMMA		Luft	
(MeV)	S_{tot}/ρ	R	S_{tot}/ρ	R	S_{tot}/ρ	R
0,01	4,329+02	2,545-05	5,391+02	2,153-05	3,850+02	2,810-05
0,02	5,733+02	4,356-05	6,948+02	3,658-05	5,106+02	4,822-05
0,03	6,671+02	5,883-05	7,898+02	4,949-05	5,934+02	6,527-05
0,04	7,324+02	7,259-05	8,537+02	6,132-05	6,506+02	8,069-05
0,05	7,768+02	8,547-05	8,972+02	7,249-05	6,897+02	9,513-05
0,1	8,161+02	1,458-04	9,183+02	1,258-04	7,301+02	1,628-04
0,2	6,613+02	2,806-04	7,232+02	2,470-04	5,928+02	3,121-04
0,3	5,504+02	4,462-04	5,634+02	4,040-04	4,767+02	5,002-04
0,4	4,719+02	6,422-04	4,639+02	6,001-04	4,015+02	7,287-04
0,5	4,132+02	8,683-04	4,006+02	8,324-04	3,501+02	9,951-04
1,0	2,608+02	2,435-03	2,532+02	2,448-03	2,229+02	2,834-03
2,0	1,586+02	7,519-03	1,546+02	7,672-03	1,371+02	8,742-03
3,0	1,172+02	1,494-02	1,143+02	1,528-02	1,018+02	1,730-02
4,0	9,404+01	2,451-02	9,179+01	2,509-02	8,197+01	2,829-02
5,0	7,911+01	3,613-02	7,719+01	3,700-02	6,909+01	4,161-02
6,0	6,858+01	4,972-02	6,690+01	5,093-02	5,997+01	5,715-02
8,0	5,460+01	8,259-02	5,324+01	8,464-02	4,783+01	9,469-02
10	4,567+01	1,228-01	4,452+01	1,258-01	4,006+01	1,405-01
15	3,292+01	2,535-01	3,208+01	2,600-01	2,894+01	2,893-01
20	2,607+01	4,252-01	2,539+01	4,363-01	2,294+01	4,845-01
30	1,876+01	8,839-01	1,827+01	9,072-01	1,653+01	1,005+00
40	1,488+01	1,486+00	1,449+01	1,526+00	1,312+01	1,688+00
50	1,245+01	2,224+00	1,212+01	2,283+00	1,099+01	2,524+00
60	1,078+01	3,089+00	1,050+01	3,172+00	9,517+00	3,504+00
80	8,625+00	5,176+00	8,397+00	5,317+00	7,620+00	5,867+00
100	7,289+00	7,707+00	7,095+00	7,917+00	6,443+00	8,731+00

Tabelle 18.10.2: Massenstoßbremsvermögen S_{tot}/ρ (MeV·cm^2/g), Massenreichweite R (g/cm^2) für Protonen, Daten aus [ICRU 49]. Darstellung in Exponentialschreibweise 3,292+01 bedeutet $3{,}292 \cdot 10^1$.

p-Energie	Aluminium		Kupfer		Blei	
(MeV)	S_{tot}/ρ	R	S_{tot}/ρ	R	S_{tot}/ρ	R
0,01	2,966+02	3,236-05	1,128+02	5,391-05	4,944+01	8,160-05
0,02	3,867+02	5,711-05	1,148+02	1,037-04	6,682+01	1,581-04
0,03	4,373+02	7,902-05	1,703+02	1,507-04	7,937+01	2,325-04
0,04	4,638+02	9,964-05	1,844+02	1,959-04	8,930+01	3,048-04
0,05	4,749+02	1,198-04	1,935+02	2,401-04	9,744+01	3,752-04
0,1	4,477+02	2,232-04	2,093+02	4,574-04	1,214+02	7,091-04
0,2	3,715+02	4,649-04	2,055+02	9,040-04	1,265+02	1,368-03
0,3	3,218+02	7,511-04	1,926+02	1,383-03	1,135+02	2,104-03
0,4	2,844+02	1,079-03	41,788+02	1,903-03	1,001+02	2,955-03
0,5	2,550+02	1,447-03	1,660+02	2,467-03	8,960+01	3,925-03
1,0	1,720+02	3,870-03	1,184+02	6,008-03	6,298+01	1,031-02
2,0	1,095+02	1,134-02	7,992+01	1,638-02	4,537+01	2,836-02
3,0	8,250+01	2,193-02	6,199+01	3,054-02	3,666+01	5,195-02
4,0	6,707+01	3,540-02	5,136+01	4,814-02	3,120+01	8,043-02
5,0	5,695+01	5,157-02	4,418+01	63897-02	2,739+01	1,134-01
6,0	4,973+01	7,033-02	3,897+01	9,286-02	2,454+01	1,507-01
8,0	4,004+01	1,153-01	3,181+01	1,494-01	2,052+01	2,373-01
10	3,376+01	1,697-01	2,709+01	2,172-01	1,779+01	3,390-01
15	2,466+01	3,448-01	2,010+01	4,323-01	1,359+01	6,578-01
20	1,969+01	5,726-01	1,620+01	7,090-01	1,116+01	1,052+00
30	1,431+01	1,175+00	1,191+01	1,433-01	8,396+00	2,072+00
40	1,142+01	1,961+00	9,577+01	2,369+00	6,825+00	3,371+00
50	9,594+00	2,918+00	8,090+01	3,502+00	5,806+00	4,934+00
60	8,334+00	4,037+00	7,055+01	4,820+00	5,090+00	6,737+00
80	6,698+00	6,727+00	5,702+00	7,975+00	4,147+00	1,103+01
100	5,678+00	9,976+00	4,852+00	1,177+01	3,552+00	1,616+01

Tabelle 18.10.2: Massenstoßbremsvermögen S_{tot}/ρ (MeV·cm^2/g), R = Massenreichweite (g/cm^2) für Protonen, Daten aus [ICRU 49]. Darstellung in Exponentialschreibweise 3,292+01 bedeutet $3{,}292 \cdot 10^1$.

Teilchenenergie	Reichweite in Luft (cm)			Reichweite in Wasser (mm)		
(MeV)	e^-	p	α	e^-	p	α
0,1	12	0,13	0,12	0,14	0,0016	0,0012
0,2	33	0,25	0,18	0,40	0,0030	0,0019
0,5	140	0,80	0,32	1,7	0,0098	0,0035
1,0	330	2,3	0,50	4,0	0,028	0,0057
2,0	790	7,0	1,0	9,5	0,086	0,011
5,0	2100	33,0	3,2	25,0	0,40	0,037
10,0	4150	120,0	9,5	50,0	1,47	0,11
20,0	8300	400,0	32,0	100,0	4,9	0,37
50,0		2000,0	160,0	250,0	24,0	1,8
100,0		6500,0	550,0	400,0	78,0	6,5

Tab. 18.10.3: Qualitativer Vergleich der mittleren Reichweiten von Elektronen, Protonen und Alphateilchen in Luft und Wasser als Funktion der Bewegungsenergie der Teilchen. Die Wasserreichweiten stimmen ungefähr mit den Reichweiten in Weichteilgewebe überein. Die Werte sind teilweise gerundet, genauere aktuelle Daten für α und p s. Tab. (18.10.1) und (18.10.2).

18.11 Dichten wichtiger dosimetrischer Substanzen

Substanz	Dichte (g/cm^3)	Substanz	Dichte (g/cm^3)
C (Graphit)	1,700 – 2,265	Luft trocken	0,001205 – 0,001293
Stickstoff (Gas)	0,001165	Wasser	1,000
Aluminium	2,699	Fett	0,920
Eisen	7,874	Muskel gestreift	1,040
Kupfer	8,960	Knochen kortikal	1,850
Molybdän	10,22	Lunge	0,300
Wolfram	19,30	Plexiglas (PMMA)	1,19
Blei	11,35	Polyethylen	0,940
Filmemulsion	3,815	Weichteil 4	1,000
Fricke-Lösung	1,024	Polystyrol	1,060
NaJ-Kristall	3,667	Glas	2,23
Beton	2,3	Bleiglas	6,22
Barytbeton	3,35	Gips ($CaSO_4$)	2,960

Tab. 18.11.1: Dichten dosimetrisch wichtiger Substanzen. Quellen: [ICRU 35], [Hubbell 1982], [NIST].

18.12 Gewebe-Luft-Verhältnisse für diagnostische Röntgenstrahlung

	60 kV HWSD: 2.2 mm Al				70 kV HWSD: 2.6 mm Al			
Tiefe	FG (cm x cm)				FG (cm x cm)			
(cm)	10 x 10	15 x 15	20 x 20	30 x 30	10 x 10	15 x 15	20 x 20	30 x 30
0	1.269	1.280	1.280	1.280	1.257	1.303	1.314	1.314
1	1.120	1.166	1.166	1.200	1.200	1.246	1.246	1.269
2	0.917	0.960	0.965	0.982	1.030	1.061	1.061	1.090
3	0.723	0.763	0.770	0.797	0.831	0.875	0.878	0.906
4	0.563	0.611	0.623	0.642	0.672	0.711	0.723	0.755
5	0.442	0.490	0.502	0.525	0.541	0.584	0.600	0.632
6	0.349	0.393	0.405	0.429	0.434	0.480	0.498	0.529
7	0.273	0.315	0.326	0.349	0.349	0.394	0.413	0.443
8	0.215	0.253	0.263	0.285	0.280	0.325	0.342	0.371
9	0.169	0.203	0.213	0.233	0.225	0.266	0.285	0.311
10	0.133	0.162	0.170	0.190	0.181	0.218	0.237	0.261
12	0.082	0.105	0.110	0.126	0.117	0.147	0.162	0.182
14	0.051	0.067	0.072	0.085	0.075	0.099	0.112	0.128
16	0.031	0.043	0.046	0.056	0.049	0.067	0.077	0.090
18	0.019	0.029	0.030	0.037	0.031	0.045	0.053	0.063
20	0.013	0.018	0.021	0.025	0.021	0.031	0.037	0.045

Tab. 18.12.1

	80 kV HWSD: 3.0 mm Al				90 kV HWSD: 3.5 mm Al			
Tiefe	FG (cm x cm)				FG (cm x cm)			
(cm)	10 x 10	15 x 15	20 x 20	30 x 30	10 x 10	15 x 15	20 x 20	30 x 30
0	1.303	1.360	1.360	1.360	1.291	1.337	1.371	1.371
1	1.246	1.314	1.314	1.314	1.269	1.314	1.349	1.349
2	1.070	1.177	1.166	1.166	1.110	1.166	1.211	1.189
3	0.885	0.994	0.993	0.989	0.925	0.989	1.040	1.030
4	0.722	0.825	0.833	0.840	0.763	0.837	0.887	0.880
5	0.591	0.682	0.697	0.715	0.629	0.703	0.753	0.757
6	0.483	0.565	0.584	0.609	0.517	0.591	0.640	0.651
7	0.395	0.466	0.489	0.518	0.425	0.497	0.544	0.560
8	0.323	0.386	0.409	0.441	0.350	0.418	0.462	0.481
9	0.265	0.319	0.342	0.375	0.288	0.352	0.392	0.414
10	0.216	0.264	0.287	0.319	0.237	0.296	0.333	0.357
12	0.145	0.181	0.201	0.231	0.161	0.209	0.241	0.264
14	0.097	0.123	0.141	0.167	0.109	0.149	0.174	0.195
16	0.065	0.085	0.099	0.121	0.074	0.105	0.125	0.144
18	0.043	0.058	0.069	0.088	0.050	0.074	0.090	0.107
20	0.029	0.039	0.048	0.064	0.034	0.053	0.065	0.079

Tab. 18.12.2

	100 kV HWSD: 3.9 mm Al				120 kV HWSD: 4.7 mm Al			
Tiefe	**FG (cm x cm)**				**FG (cm x cm)**			
(cm)	**10 x 10**	**15 x 15**	**20 x 20**	**30 x 30**	**10 x 10**	**15 x 15**	**20 x 20**	**30 x 30**
0	1.314	1.371	1.383	1.383	1.326	1.406	1.406	1.429
1	1.269	1.349	1.360	1.360	1.326	1.406	1.406	1.474
2	1.141	1.246	1.246	1.246	1.166	1.280	1.280	1.349
3	0.962	1.061	1.080	1.080	1.021	1.166	1.166	1.246
4	0.802	0.907	0.928	0.949	0.869	1.010	1.021	1.090
5	0.667	0.770	0.795	0.823	0.729	0.864	0.893	0.955
6	0.555	0.654	0.681	0.715	0.614	0.741	0.774	0.835
7	0.462	0.555	0.584	0.621	0.517	0.634	0.672	0.730
8	0.384	0.471	0.501	0.539	0.434	0.543	0.583	0.638
9	0.319	0.400	0.429	0.469	0.365	0.465	0.506	0.558
10	0.266	0.341	0.368	0.406	0.307	0.398	0.439	0.488
12	0.184	0.245	0.270	0.306	0.218	0.293	0.330	0.373
14	0.127	0.176	0.198	0.231	0.154	0.214	0.249	0.285
16	0.088	0.127	0.146	0.174	0.109	0.157	0.187	0.218
18	0.061	0.093	0.107	0.131	0.077	0.115	0.141	0.167
20	0.042	0.066	0.079	0.099	0.055	0.085	0.106	0.128

Tab. 18.12.3

Die Tabellen 18.12(1-3) enthalten experimentell ermittelte Gewebe-Luft-Verhältnisse für verschiedene diagnostische Röntgenstrahlungen mit einer Gesamtfilterung von 2,6 mm Al zur Berechnung von Organdosen in der Röntgendiagnostik (nach [Säbel]).

18.13 Patientenschwächungsfaktoren und Konversionsfaktoren für diagnostische Röntgenstrahlung

Röhrenspannung (kV)	Patientendurchmesser (cm)				
	15	20	25	30	35
48	140	410	1200	3000	7200
52	110	300	750	1800	4000
56	85	230	550	1300	2300
63	70	180	400	800	1500
69	57	135	290	580	1000
80	45	100	210	400	680
92	35	76	155	290	430
110	28	58	120	200	280

Tab. 18.13.1: Experimentell in einem Wasserphantom ermittelte Patientenschwächungsfaktoren zur Berechnung von Organdosen nach Daten aus [DGMP7].

Untersuchung	Feldgröße (cm^2)	kV: f_{ut} (mSv/mGy)	kV: f_{ut} (mSv/mGy)	kV: f_{ut} (mSv/mGy)
LWS + Kreuzbein a.p.	15 x 40	70 : 0,28	80 : 0,33	90 : 0,38
LWS + Kreuzbein lat.	30 x 40	90 : 0,08	100 : 0,08	110 : 0,09
Kreuzbein a.p.	24 x 24	70 : 0,30	80 : 0,35	90 : 0,41
Kreuzbein lat.	20 x 30	90 : 0,04	100 : 0,04	110 : 0,05
Becken a.p.	40 x 40	70 : 0,33	80 : 0,40	90 : 0,45
Hüftgelenk a.p.	18 x 24	70 : 0,03	80 : 0,04	90 : 0,05
Abdomen a.p.	30 x 40	60 : 0,24	70 : 0,30	80 : 0,36
Harnblase a.p.	24 x 18	60 : 0,13	70 : 0,16	80 : 0,19
Kolon Kontr. p.a. (ÜB)	30 x 40	90 : 0,23	110 : 0,27	130 : 0,32
Kolon Kontr. p.a. (ZA)	24 x 30	90 : 0,04	110 : 0,05	130 : 0,07
Kolon Kontr. lat. (ZA)	24 x 30	90 : 0,03	110 : 0,04	130 : 0,05

Tab. 18.13.2: Typische Konversionsfaktoren f_{ut} zur Abschätzung der mittleren Uterusäquivalentdosis aus der Energiedosis in Luft im Fokus-Haut-Abstand (FHA). Die Faktoren wurden durch Monte-Carlo-Berechnungen an einem Standardphantom für einen Fokus-Film-Abstand (FFA) von 1,15 m ermittelt. Die Feldgrößenangabe ist Höhe x Breite (aus [Drexler], [DGMP7], ÜB: Übersichtsaufnahme, ZA: Zielaufnahme).

18.14 Ortsdosisleistungen im Streustrahlungsfeld eines Computertomografen

Winkel (Grad)	r(2μSv)/cm	r(1μSv)/cm	r(0,5μSv)/cm	r(0,25μSv)/cm
180	127,3	180,0	254,6	360,0
170	127,6	180,5	255,3	361,0
160	128,7	182,0	257,4	364,0
150	130,4	184,4	260,8	368,8
140	133,6	188,9	267,1	377,8
130	129,1	182,6	258,2	365,2
120	72,8	103,0	145,7	206,0
110	44,5	63,0	89,1	126,0
100	40,3	57,0	80,6	114,0
90	40,6	57,4	81,2	114,8
80	44,3	62,7	88,7	125,4
70	64,6	91,3	129,1	182,6
60	93,3	132,0	186,7	264,0
50	111,7	158,0	223,4	316,0
40	106,1	150,0	212,1	300,0
30	79,9	113,0	159,8	226,0
20	63,6	90,0	127,3	180,0
10	57,0	80,6	114,0	161,2
0	55,2	78,0	110,3	156,0

Tab. 18.14.1: Radiusvektoren der Isodosenlinien in Fig. (16.8) in cm für ein Röhrenstrom-Zeit-Produkt von 250 mAs pro CT-Schnitt der Breite 1 cm mit Patient. Der Winkel von 0 Grad entspricht dem Fußende der Patientenliege, das Kopfende liegt also bei 180 Grad. Die Dosisverteilungen sind symmetrisch zur CT-Längsachse (in Anlehnung an technische Unterlagen der Fa. Siemens Erlangen). Die Dosisleistungen bei den einzelnen Radiusvektoren sind für einen bestimmten Winkel nach dem Abstandsquadratgesetz ineinander umzurechnen. Der Bezugsort für diese Berechnungen ist die Patientenmitte, also die Mitte des Fächerstrahls beim Radius r = 0. Für andere Röhrenstrom-Zeit-Produkte kann mit den entsprechenden mAs-Werten über das mAs-Verhältnis "x mAs/250 mAs" skaliert werden.

18.15 Daten zum ICRP Referenzmenschen

Luftbilanz des Standardmenschen:

Zusammensetzung	**O_2 (%)***	**CO_2 (%)***	**N_2 + andere Gase (%)**
eingeatmete Luft	20,94	0,03	79,03
ausgeatmete Luft	16	4,0	80
Vitalkapazität	Mann: 4,3 l		Frau: 3,3 l

Tägl. inhalierte Luftmenge (m^3/d):	Mann	Frau	Kind (10a):
8 h leichte Arbeit	9,6	9,1	6,24
8 h Freizeit	9,6	9,1	6,24
8 h Schlaf	3,6	2,9	2,3
Gesamt	23	21	15
Austauschfläche der Lungen (Alveolen, Mann):	50 m^2		
Fläche oberer Atemtrakt, Trachea, Bronchien:	20 m^2		
Gesamt:	70 m^2		

Wasserbilanz des Standardmenschen:

Aufnahme (g/Tag)	**Mann**	**Frau**	**Kind**
Nahrung	700	450	400
Flüssigkeiten	1950	1400	1400
Oxidation	350	250	200
Gesamt	3000	2100	2000
Ausscheidung (g/Tag)			
Urin	1400	1000	1000
Schweiß	650	420	350
im Stuhl	100	90	70
Atmung u. sonst.	850	600	580
Gesamt	3000	2100	2000
Gesamtwassergehalt:	**42'000 g**		

Tab. 18.15.1: Daten zum Luft- und Wasserstoffwechsel des Standardmenschen nach [ICRP 23]. (*): Volumenprozent. Bemerkung: Der Standardmensch hat inzwischen nach [ICRP 86] etwas zugenommen (Mann 73 kg, Frau 60 kg). Dies ändert aber nur geringfügig seine relative Zusammensetzung und seine Stoffwechselbilanz.

Organ/Körperteil	Mann		Frau	
	Masse* (g)	(%)	Masse* (g)	(%)
Gesamtkörper	70'000	100,0	58'000	100,0
Skelettmuskulatur	28'000	40,0	17'000	29,3
Skelett	10'000	14,3	6'800	11,7
rotes Knochenmark	1'500	2,1	1'300	2,2
weißes Knochenmark	1'500	2,1	1'300	2,2
Knorpel	1'100	1,6		
Bindegewebe	3'400	4,8		
Bänder und Faszien	1'400	2,0		
Haut	2'600	3,7	1'790	3,1
Unterhautgewebe	7'500	10,7	13'000	22,4
Fett	15'000	21,0	13'500	23,3
Blut	5'500	7,8	4'100	7,1
Zähne	46	0,066		
Zunge	70	0,1		
Kehlkopf	28	0,04		
Magen-Darmkanal				
ohne Inhalt	1'200	1,7	1'200	2,1
Inhalt	1'005	1,4	1'000	1,7
Speiseröhre	40	0,06		
Magen leer	150	0,21		
Dünndarm	1'000	1,4		
Leber	1'800	2,6	1'400	2,4
Gallenblase	10	0,01		
Gehirn	1'400	2,0	1'200	2,1
Rückenmark	30	0,04		
Lungen	1'000	1,4	880	1,5
Nieren	310	0,44	275	0,5
Herz	330	0,47	240	0,4
Milz	180	0,26	150	0,26
Lymphatisches Gewebe	700	1,0	580	1,0
Bauchspeicheldrüse	100	0,14	85	0,15
Speicheldrüsen	85	0,12	70	0,12
Schilddrüse	20	0,029	17	0,02
Thymusdrüse	20	0,029		
Hoden	35	0,05		
Prostata	16	0,02		
Brustdrüsen	26	0,04	360	0,62
Sonstiges:				
Augen, Drüsen, Sehnen, Blutgefäße, Nerven	ca. 500		ca. 400	

Tab. 18.15.2: Massen und Massenanteile der Organe des erwachsenen Standardmenschen nach [ICRP 23]. Die Summe der Massen der aufgelisteten Organe ist größer als die Gesamtmasse, da einige Anteile bereits in anderen enthalten sind z. B. rotes Knochenmark beim Skelett, Unterhautfett beim Fett (*. s. Bem. Tab. 18.15.1).

Atomare Zusammensetzung des männlichen Standardmenschen:

Element	Masse (g)	Masse (%)	Atome ($\cdot 10^{27}$)	$e^-(\cdot 10^{27})$
Wasserstoff	7000	10	4,2	4,2
Kohlenstoff	16000	23	0,80	4,8
Stickstoff	1800	2,6	0,077	0,54
Sauerstoff	43000	61	1,62	13,0
Calcium	1000	1,4	0,015	0,3
Phosphor	780	1,1	0,015	0,225
Schwefel	140	0,2	0,003	0,042
Kalium	140	0,2	0,002	0,04
Natrium	100	0,14	0,0026	0,029
Chlor	95	0,12	0,0016	0,027
Magnesium	19	0,027		
Silizium	18	0,026		
Eisen	4.2	0,006		
Fluor	2.6	0,0037		
Zink	2.3	0,0033		
Gesamtatomzahl:		$\approx 6{,}8\cdot 10^{27}$		
Zahl der Elektronen:		$\approx 2{,}3\cdot 10^{28}$		
Zahl der Nukleonen:		$\approx 4{,}2\cdot 10^{28}$		
Zahl der Zellen:		$\approx 5\cdot 10^{13}$		
Zahl der Nucleotiden*		$\approx 3\cdot 10^{9}$/Chromosomensatz		
Gene		≈30000 - 40000		

Tab. 18.15.3: Elementare Zusammensetzung des Standardmenschen nach [ICRP 23]. Darüber hinaus befinden sich Spuren weiterer Elemente im menschlichen Körper (nach abnehmender Häufigkeit sind dies Ru, Sr, Br, Pb, Cu, Al, Cd, B, Ba, Sn, Mn, J, Ni, Au, Mo, Cr, Cs, Co, U, Be, Ra). Sie spielen wegen ihres geringen Massenanteils für dosimetrische Fragestellungen in der Regel keine Rolle. Die sonstigen Daten sind anhand der Massenanteile berechnet. *: Der von ICRP angegebene Wert war $2{,}3\cdot 10^{9}$ Nukleotiden und gilt als überholt.

18.16 Elemente des Periodensystems

Actinium (Ac, 89)
Aluminium (Al, 13)
Americium (Am, 95)
Antimon (Sb, 51)
Argon (Ar, 18)
Arsen (As, 33)
Astat (At, 85)

Barium (Ba, 56)
Berkelium (Bk, 97)
Beryllium (Be, 4)
Blei (Pb, 82)
Bohrium (Bh, 107)
Bor (B, 5)
Brom (Br, 35)

Cadmium (Cd, 48)
Calcium (Ca, 20)
Californium (Cf, 98)
Cäsium (Cs, 55)
Cer (Ce, 58)
Chlor (Cl, 17)
Chrom (Cr, 24)
Curium (Cm, 96)

Darmstadtium (Ds, 110)
Dubnium (Db, 105)
Dysprosium (Dy, 66)

Einsteinium (Es, 99)
Eisen (Fe, 26)
Erbium (Er, 68)
Europium (Eu, 63)

Fermium (Fm, 100)
Fluor (F, 9)
Francium (Fr, 87)

Gadolinium (Gd, 64)
Gallium (Ga, 31)
Germanium (Ge, 32)
Gold (Au, 79)

Hafnium (Hf, 72)
Hassium (Hs, 108)
Helium (He, 2)
Holmium (Ho, 67)

Indium (In, 49)
Iridium (Ir, 77)

Jod (I, 53)

Kalium (K, 19)
Kobalt (Co, 27)
Kohlenstoff (C, 6)
Krypton (Kr, 36)
Kupfer (Cu, 29)

Lanthan (La, 57)
Lawrencium (Lr, 103)
Lithium (Li, 3)
Lutetium (Lu, 71)

Magnesium (Mg, 12)
Mangan (Mn, 25)
Meitnerium (Mt, 109)
Mendelevium (Md, 101)
Molybdän (Mo, 42)

Natrium (Na, 11)
Neodym (Nd, 60)
Neon (Ne, 10)
Neptunium (Np, 93)
Nickel (Ni, 28)
Niob (Nb, 41)
Nobelium (No, 102)

Osmium (Os, 76)

Palladium (Pd, 46)
Phosphor (P, 15)
Platin (Pt, 78)
Plutonium (Pu, 94)
Polonium (Po, 84)
Praseodym (Pr, 59)
Promethium (Pm, 61)
Protactinium (Pa, 91)

Quecksilber (Hg, 80)

Radium (Ra, 88)
Radon (Rn, 86)
Rhenium (Re, 75)
Rhodium (Rh, 45)
Röntgenium (Rg, 111)
Rubidium (Rb, 37)
Ruthenium (Ru, 44)
Rutherfordium (Rf, 104)

Samarium (Sm, 62)
Sauerstoff (O, 8)
Scandium (Sc, 21)
Schwefel (S, 16)
Seaborgium (Sg, 106)
Selen (Se, 34)
Silber (Ag, 47)
Silicium (Si, 14)
Stickstoff (N, 7)
Strontium (Sr, 38)

Tantal (Ta, 73)
Technetium (Tc, 43)
Tellur (Te, 52)
Terbium (Tb, 65)
Thallium (Tl, 81)
Thorium (Th, 90)
Thulium (Tm, 69)
Titan (Ti, 22)

Uran (U, 92)

Vanadium (V, 23)

Wasserstoff (H, 1)
Wismut (Bi, 83)
Wolfram (W, 74)

Xenon (Xe, 54)

Ytterbium (Yb, 70)
Yttrium (Y, 39)

Zink (Zn, 30)
Zinn (Sn, 50)
Zirkonium (Zr, 40)

Tab. 18.16.1: Liste der Elemente sortiert nach Elementnamen (in Klammern: Symbol, Z)

Z	Symbol	A_{mittel}	ρ (g/cm^3)	Z	Symbol	A_{mittel}	ρ (g/cm^3)
1	H	1,0079	0,00009	31	Ga	69,723	5,91
2	He	4,0026	0,00018	32	Ge	72,64	5,32
3	Li	6,941	0,53	33	As	74,9216	5,72
4	Be	9,0122	1,85	34	Se	78,96	4,79
5	B	10,811	2,35	35	Br	79,904	0,00312
6	C	12,0107	2,2	36	Kr	83,798	0,0037
7	N	14,0067	1,25	37	Rb	85,4678	1,53
8	O	15,9994	0,00143	38	Sr	87,62	2,6
9	F	18,9984	0,0017	39	Y	88,9059	4,47
10	Ne	20,1797	0,0009	40	Zr	91,224	6,49
11	Na	22,9898	0,97	41	Nb	92,906	8,57
12	Mg	24,3050	1,74	42	Mo	95,94	10,2
13	Al	26,9815	2,70	43	Tc	98	11,5
14	Si	28,0855	2,33	44	Ru	101,07	12,4
15	P	30,9738	1,82	45	Rh	102,9055	12,4
16	S	32,065	2,07	46	Pd	106,42	12,0
17	Cl	35,453	0,0032	47	Ag	107,8682	10,5
18	Ar	39,948	0,00178	48	Cd	112,441	8,65
19	K	39,0983	0,86	49	In	114,818	7,31
20	Ca	40,078	1,55	50	Sn	118,710	7,30
21	Sc	44,9559	3,0	51	Sb	121,760	6,69
22	Ti	47,867	4,54	52	Te	127,60	6,24
23	V	50,9415	6,1	53	I	126,9045	4,94
24	Cr	51,9961	7,19	54	Xe	131,293	0,00589
25	Mn	54,9380	7,43	55	Cs	132,9055	1,90
26	Fe	55,845	7,86	56	Ba	137,327	3,76
27	Co	58,9332	8,9	57	La	138,9055	6,17
28	Ni	58,6934	8,9	58	Ce	140,116	6,67
29	Cu	63,546	8,96	59	Pr	140,9077	6,77
30	Zn	65,409	7,13	60	Nd	144,24	7,00

Tab. 18.16.2/1: Liste der Elemente nach Ordnungszahl Z. A_{mittel}: mittlere Massenzahl der bekannten Isotope, ρ: Dichte in g/cm^3

Z	Symbol	A_{mittel}	ρ (g(cm^3)	Z	Symbol	A_{mittel}	ρ (g(cm^3)/Bem.
61	Pm	145	7,22	91	Pa	231,0359	15,4
62	Sm	150,36	7,54	92	U	238,0289	19,07
63	Eu	151,964	5,26	93	Np	237	19,5
64	Gd	157,25	7,89	94	Pu	244	19,81
65	Tb	158,9253	8,27	95	Am	243	13,7
66	Dy	162,500	8,54	96	Cm	247	13,51
67	Ho	164,9303	8,80	97	Bk	247	-
68	Er	167,259	9,05	98	Cf	251	-
69	Tm	168,9342	9,33	99	Es	252	-
70	Yb	173,04	6,98	100	Fm	257	-
71	Lu	174,967	9,84	101	Md	258	-
72	Hf	178,49	13,31	102	No	259	-
73	Ta	180,9479	16,5	103	Lr	262	-
74	W	183,84	19,3	104	Rf	261	-
75	Re	186,207	21,0	105	Db	262	-
76	Os	190,23	22,6	106	Sb	266	-
77	Ir	192,217	22,7	107	Bh	264	-
78	Pt	195,078	21,4	108	Hs	269	-
79	Au	196,9666	19,3	109	Mt	268	-
80	Hg	200,59	13,6	110	Ds	271	-
81	Tl	204,3833	11,85	111	Rg***	272	-, Metall
82	Pb	207,2	11,35	112	Uub*	277,285	-, Überg.Metall
83	Bi	208,9804	9,8	113	Uut*	287	-, Metall
84	Po	209	9,3	114	Uuq*	289	-, Metall
85	At	210		115	Uup*	287,288	-, Metall
86	Rn	222	0,00973	116	Uuh*	(289)**	-, Metall
87	Fr	223	-			(291)	-, Halogen
88	Ra	226	5,0	118	Uuo*	(293)**	-, Edelgas
89	Ac	227	10,1				
90	Th	232,0381	11,7				

Tab. 18.16.2/2: Liste der Elemente nach Ordnungszahl Z. A_{mittel}: mittlere Massenzahl der bekannten Isotope, ρ: Dichte in (g/cm^3). *: Vorläufige Bezeichnungen, die nur die Sprechweise andeuten, Beispiel 111 = Un-Un-Un-ium (dritte Stelle: 2: bi, 3: tri, 4: quad, 5: pent, 6: hex, 7: sept, 8: oct). **: Die Entdeckung dieser beiden neuen Elemente in Berkeley 1999 wurde mittlerweile widerrufen, da es sich offensichtlich um gefälschte Daten handelte. ***: Das Element Uuu wurde von den Forschern der GSI in Darmstadt entdeckt und wird seit 2004 als Röntgenium bezeichnet, Uub wurde ebenfalls durch die GSI erzeugt und wird wahrscheinlich Copernicum genannt werden (Kurzzeichen Cp).

18.17 Bindungsenergien von Valenzelektronen

1 H 13,6							2 He 24,59
3 Li 5,39	4 Be 9,32	5 B 8,30	6 C 11,26	7 N 14,53	8 O 13,62	9 F 17,42	10 Ne 21,56
11 Na 5,14	12 Mg 7,65	13 Al 5,99	14 Si 8,15	15 P 10,49	16 S 10,36	17 Cl 12,97	18 Ar 15,76
19 K 4,34	20 Ca 6,11	31 Ga 6,00	32 Ge 7,90	33 As 9,79	34 Se 9,75	35 Br 11,81	36 Kr 14,00
37 Rb 4,18	38 Sr 5,69	49 In 5,79	50 Sn 7,34	51 Sb 8,61	52 Te 9,01	53 I 10,45	54 Xe 12,13
55 Cs 3,89	56 Ba 5,21	81 Tl 6,11	82 Pb 7,42	83 Bi 7,29	84 Po 8,42	85 At 9,5	86 Rn 10,75
87 Fr 4,07	88 Ra 5,28						

Tab. 18.17.1: Ordnungszahlen, Elementsymbole und Bindungsenergien der Valenzelektronen einiger Elemente. In jeder Zelle findet sich die Information in der Anordnung (Z/Symbol/Bindungsenergie in eV). Die Daten sind der Periodentafel von [NIST] entnommen, die Elemente der Nebengruppen sind ausgelassen. Ihre Bindungsenergien liegen in der gleichen Größenordnung wie die der entsprechenden Hauptgruppenelemente.

18.18 Dosisleistungsfaktoren bei Hautkontamination mit Radionukliden

		Hautdosisleistungsfaktoren bei Hautkontamination ($\mu Sv \cdot cm^2/Bq \cdot h$)			
Nuklid	$T_{1/2}$	$I_{c,\beta}$	$I_{c,\gamma}$	I_c	H_{TF}/H_{TP}
^{3}H	12,35a	0,0	0,0	0,0	-
^{11}C	20,5m	1,7	5,2-02	1,8	1,9
^{14}C	5730a	3,0-01	0,0	3,0-01	-
^{13}N	9,97m	1,7	5,2-02	1,8	1,9
^{15}O	122,2s	1,6	5,2-02	1,7	1,9
^{18}F	109,8m	1,6	5,2-02	1,7	1,9
^{22}Na	2,603a	1,4	8,9-02	1,5	2,5
^{32}P	14,4d	1,6	0,0	1,6	-
^{40}K	1,28+09a	1,4	5,1-03	1,4	3,5
^{51}Cr	27,705d	2,9-04	1,4-02	1,4-02	1,1
^{59}Fe	46d	1,1	4,1-02	1,1	3,3
^{57}Co	272d	7,5-02	3,9-02	1,1-01	1,1
^{58}Co	70,78d	2,5-01	4,8-02	3,0-01	1,9
^{60}Co	5,26a	9,7-01	8,4-02	1,1	3,5
^{67}Ga	78,3h	1,6	6,7-02	1,7	2,0
^{75}Se	119,64d	9,2-02	4,2-02	1,3-01	1,3
^{81}Rb	4,6h	1,1	4,7-02	1,1	2,3
^{89}Sr	50,5d	1,6	3,2-06	1,6	2,7
^{90}Sr	28,7a	1,4	0,0	1,4	-
^{90}Y	64,0h	1,6	2,0-06	1,6	1,1
^{99}Mo	66,02h	1,5	7,2-03	1,5	2,1
^{99}Tc	214000a	1,1	0,0	1,1	-
^{99m}Tc	6,02h	2,3-01	9,0-03	2,4-01	1,7
^{103}Pd	16,96d	0,0	9,3-03	9,3-03	1,2

Tabelle 18.18.1: Hautdosisleistungskoeffizienten I_c zur Berechnung der Hautdosen bei Kontamination mit (Gl. 10.27), nach [SSK43]. Darstellung in Exponentialschreibweise: 3,2-08 bedeutet $3{,}2 \cdot 10^{-8}$.

Hautdosisleistungsfaktoren bei Hautkontaminationen ($\mu Sv \cdot cm^2/Bq \cdot h$)

Nuklid	$T_{1/2}$	$I_{c,\beta}$	$I_{c,\gamma}$	I_c	H_{TF}/H_{TP}
^{111}In	2,83d	3,1-01	3,4-02	3,4-01	1,6
^{113m}In	1,658h	6,2-01	1,7-02	6,4-01	1,7
^{113}Sn	115,1d	1,5-03	8,6-03	1,0-02	1,2
^{123}J	13,22h	3,3-01	1,6-02	3,5-01	1,5
^{125}J	59,2d	0,0	1,6-02	1,6-02	1,2
^{131}J	8,021d	1,4	2,2-02	1,4	1,8
^{132}J	2,30h	1,6	9,2-02	1,7	2,4
^{132}Te	78h	7,0-01	1,9-02	7,2-01	1,6
^{153}Sm	46,27h	1,5	9,1-03	1,5	1,2
^{134}Cs	2,06a	1,0	6,7-02	1,1	2,3
^{137}Cs	30,17a	1,3	0,0	1,3	-
^{169}Er	9,4d	9,8-01	4,8-05	9,8-01	1,0
^{169}Yb	31d	9,4-01	3,9-02	9,8-01	1,2
^{186}Re	89,25h	1,6	2,9-03	1,6	1,2
^{192}Ir	73,8d	1,5	4,7-02	1,5	1,8
^{195m}Au	30,5s	5,8-01	2,3-02	6,0-01	1,3
^{198}Au	2,694d	1,6	2,3-02	1,6	1,8
^{195}Hg	41,6h	7,2-02	2,5-02	9,7-02	1,2
^{201}Tl	3,040d	2,3-01	1,7-02	2,5-01	1,1
^{210}Po	138,4d	1,8-07	3,4-07	5,2-07	2,5
^{226}Ra	1602a	3,9-02	6,2-04	4,0-04	1,5
^{232}Th	1,405+10a	2,8-03	1,8-03	4,6-03	1,1
^{235}U	7,034+08a	1,4-01	1,5-02	1,6-01	1,4
^{238}U	4,468+08a	0,0	1,9-03	1,9-03	1,1
^{239}Pu	24065a	0,0	8,1-04	8,1-04	1,1

Tabelle 18.18.1: Hautdosisleistungskoeffizienten I_c zur Berechnung der Hautdosen bei Kontamination mit (Gl. 10.27) nach [SSK43]. Darstellung in Exponentialschreibweise: 3,2-08 bedeutet $3{,}2 \cdot 10^{-8}$.

18.19 Dosisfaktoren bei Inkorporation von Radionukliden

	Effektive Dosisfaktoren I_{eff} (Sv/Bq) bei Ingestion					
	Altersgruppen (a)					
Nuklid	**<1**	**1-2**	**2-7**	**7-12**	**12-17**	**>17**
^{3}H*	6,4-11	4,8-11	3,1-11	2,3-11	1,8-11	1,8-11
^{11}C	2,6-10	1,5-10	7,3-11	4,3-11	3,0-11	2,4-11
^{14}C	1,4-09	1,6-09	9,9-10	8,0-10	5,7-10	5,8-10
^{18}F	5,2-10	3,0-10	1,5-10	9,1-11	6,2-11	4,9-11
^{22}Na	2,1-08	1,5-08	8,4-09	5,5-09	3,7-09	3,2-09
^{40}K	6,2-08	4,2-08	2,1-08	1,3-08	7,6-09	6,2-09
^{90}Sr	2,3-07	7,3-08	4,7-08	6,0-08	8,0-08	2,8-08
^{99}Mo	5,5-09	3,5-09	1,8-09	1,1-09	7,6-10	6,0-10
^{99}Tc	1,0-08	4,8-09	2,3-09	1,3-09	8,2-10	6,4-10
^{99m}Tc	2,0-10	1,3-10	7,2-11	4,3-11	2,8-11	2,2-11
^{125}I	5,2-08	5,7-08	4,1-08	3,1-08	2,2-08	1,5-08
^{131}J**	1,8-07	1,8-07	1,0-07	5,2-08	3,4-08	2,2-08
^{134}Cs	2,6-08	1,6-08	1,3-08	1,4-08	1,9-08	1,9-08
^{137}Cs	2,1-08	1,2-08	9,6-09	1,0-08	1,2-08	1,3-08
^{210}Po	2,6-05	8,8-06	4,4-06	2,6-06	1,6-06	1,2-06
^{226}Ra	4,7-06	9,6-07	6,2-07	8,0-07	1,5-06	2,8-07
^{232}Th	4,6-06	4,5-07	3,5-07	2,9-07	2,5-07	2,3-07
^{235}U	3,5-07	1,3-07	8,5-08	7,1-08	7,0-08	4,7-08
^{238}U	3,4-07	1,2-07	8,0-08	6,8-08	6,7-08	4,5-08
^{239}Pu	4,2-06	4,2-07	3,3-07	2,7-07	2,4-07	2,5-07

Tabelle 18.19.1: Dosiskoeffizienten zur Berechnung der Effektiven Dosen bei Ingestion von Radionukliden für verschiedene Altersgruppen (nach Daten aus ICRP 72, zu verwenden mit der neuen StrlSchV von 2001), Darstellung in Exponentialschreibweise: 3,2-08 bedeutet $3{,}2 \cdot 10^{-8}$. *Wasser, **aerosolgebunden.

		Organdosisfaktoren I_{org} (Sv/Bq) bei Ingestion					
		Altersgruppen (a)					
Nuklid	**Organ**	**<1**	**1-2**	**2-7**	**7-12**	**12-17**	**>17**
^{11}C	Magen	2,1-09	1,1-09	5,7-10	3,3-10	2,3-10	1,8-10
^{18}F	Magen	3,1-09	1,7-09	8,8-10	5,2-10	3,7-10	2,9-10
^{40}K	Dickdarm	1,4-07	9,7-08	4,9-08	2,9-08	1,7-08	1,4-08
^{90}Sr	rot. KM	1,5-06	4,2-07	2,7-07	3,7-07	4,9-07	1,8-07
	KnOberfl.	2,3-06	7,3-07	6,3-07	1,0-06	1,8-06	4,1-07
^{99}Mo	Leber	2,4-08	1,6-08	8,3-08	5,5-09	3,5-09	2,8-09
^{125}J	SD	1,0-06	1,1-06	8,2-07	6,2-07	4,4-07	3,0-07
^{131}J	SD	3,7-06	3,6-06	2,1-06	1,0-06	6,8-07	4,3-07
^{210}Po	Leber	1,1-04	4,0-05	2,0-05	1,3-05	8,5-06	6,6-06
	Milz	2,2-04	7,6-05	4,1-05	2,5-05	1,6-05	1,1-05
	Nieren	1,8-04	6,2-05	3,4-05	2,3-05	1,6-05	1,3-05
^{226}Ra	rot. KM	2,0-05	3,0-06	1,8-06	2,4-06	4,1-06	8,7-07
	KnOberfl.	1,6-04	2,9-05	2,3-05	3,9-05	9,4-05	1,2-05
^{232}Th	rot. KM	1,5-05	1,4-06	9,5-07	6,8-07	5,5-07	4,7-07
	KnOberfl.	1,3-04	1,3-05	1,3-05	1,2-05	1,2-05	1,2-05
^{235}U	KnOberfl.	7,2-06	1,7-06	1,2-06	1,4-06	2,2-06	7,4-07
^{238}U	KnOberfl.	6,9-06	1,6-06	1,2-06	1,4-06	2,1-06	7,1-07
^{239}Pu	KnOberfl.	7,4-05	7,6-06	7,0-06	6,8-06	7,2-06	8,2-06
	Leber	2,8-05	2,7-06	2,5-06	2,0-06	1,7-06	1,7-06

Tabelle 18.19.2: Dosiskoeffizienten zur Berechnung von Organdosen bei Ingestion von Radionukliden für verschiedene Altersgruppen (nach Daten aus ICRP 72, zu verwenden mit der neuen StrlSchV von 2001), Darstellung in Exponentialschreibweise: 3,2-08 bedeutet $3{,}2 \cdot 10^{-8}$. Hier nicht aufgeführte Radionuklide aus (Tab. 18.19.1) erzeugen in allen Organen eine weitgehend homogene Exposition.

Effektive Dosisfaktoren I_{eff} (Sv/Bq) bei Inhalation

	Altersgruppen (a)					
Nuklid	**<1**	**1-2**	**2-7**	**7-12**	**12-17**	**>17**
^{3}H*	2,6-11	2,0-11	1,1-11	8,2-12	5,9-12	6,2-12
^{11}C	1,0-10	7,0-11	3,2-11	2,1-11	1,3-11	1,1-11
^{14}C	6,1-10	6,7-10	3,6-10	2,9-10	1,9-10	2,0-10
^{18}F	2,6-10	1,9-10	9,1-11	5,6-11	3,4-11	2,8-11
^{22}Na	9,7-09	7,3-09	3,8-09	2,4-09	1,5-09	1,3-09
^{40}K	2,4-08	1,7-08	7,5-09	4,5-09	2,5-09	2,1-09
^{90}Sr	1,3-07	5,2-08	3,1-08	4,1-08	5,3-08	2,4-08
^{99}Mo	2,3-09	1,7-09	7,7-10	4,7-10	2,6-10	2,2-10
^{99}Tc	4,0-09	2,5-09	1,0-09	5,9-10	3,6-10	2,9-10
^{99m}Tc	1,2-10	8,7-11	4,1-11	2,4-11	1,5-11	1,2-11
^{125}J**	2,0-08	2,3-08	1,5-08	1,1-08	7,2-09	5,1-09
^{131}J**	7,2-08	7,2-08	3,7-08	1,9-08	1,1-08	7,4-09
^{134}Cs	1,1-08	7,3-09	5,2-09	5,3-09	6,3-09	6,6-09
^{137}Cs	8,8-09	5,4-09	3,6-09	3,7-09	4,4-09	4,6-09
^{210}Po	7,4-06	4,8-06	2,2-06	1,3-06	7,7-07	6,1-07
^{226}Ra	2,6-06	9,4-07	5,5-07	7,2-07	1,3-06	3,6-07
^{232}Th	2,3-04	2,2-04	1,6-04	1,3-04	1,2-04	1,1-04
^{235}U	2,0-06	1,3-06	8,5-07	7,5-07	7,7-07	5,2-07
^{238}U	1,9-06	1,3-06	8,2-07	7,3-07	7,4-07	5,0-07
^{239}Pu	2,1-04	2,0-04	1,5-04	1,2-04	1,1-04	1,2-04

Tabelle 18.19.3: Dosiskoeffizienten zur Berechnung der Effektiven Dosen bei Inhalation von Radionukliden für verschiedene Altersgruppen (nach Daten aus ICRP 72, zu verwenden mit der neuen StrlSchV von 2001), Darstellung in Exponentialschreibweise: 3,2-08 bedeutet $3{,}2 \cdot 10^{-8}$. *Wasser, **aerosolgebunden. Die Koeffizienten hängen in ihrer Größe von der chemischen Bindung ab. Die Werte wurden für nicht spezifizierte Verbindungen entnommen (s. Erläuterungen in ICRP 72).

19 Aufgabenlösungen

Kapitel 1

1. Korpuskeln und Photonen, sie werden zusammen als Teilchen bezeichnet. Korpuskeln haben eine Ruhemasse, Photonen nicht.

2. $1\ eV = 1e_0 \cdot 1V = 1{,}602\ 10^{-19}\ C \cdot V = 1{,}602\ 10^{-19} J$.

3. Elementarteilchen sind punktförmige Korpuskeln, haben also den Radius $r = 0$ und eine Ruhemasse $\neq 0$. Dazu zählen also das up-Quark u, das Myon μ, das Elektron e^- und das Elektron-Neutrino ν_e. Proton p, Neutron n, Deuteron d und Alpha α sind aus Quarks zusammengesetzte Teilchen und haben einen endlichen Radius. Sie sind also keine Elementarteilchen. Das Gamma γ ist keine Korpuskel, sondern ein Photon. Es existiert nicht in Ruhe ($m_0 = 0$).

4. $m_{tot} = 1{,}898 \cdot m_0 = 1{,}73 \cdot 10^{-30}$ kg, $E_{kin} = 459$ keV, $E_{tot} = 970$ keV

5. $E = 4{,}141$ eV, UV-Licht

6. Die Wellenlängen (in m) sind: $1{,}23 \cdot 10^{-10}$, $3{,}88 \cdot 10^{-11}$, $1{,}22 \cdot 10^{-11}$, $3{,}7 \cdot 10^{-12}$ und $8{,}7 \cdot 10^{-13}$.

7. Die Teilchenflussdichte ist definiert als Zahl der Teilchen pro Zeiteinheit und Flächeneinheit. Sie hat deshalb den Wert $\varphi = d^2N/(dt \cdot dA) = 10^6 s^{-1}/(4\pi \cdot (0{,}5m)^2) = 3{,}18 \cdot 10^5\ s^{-1}\ m^{-2}$. Die Energieflussdichte ist das Produkt aus Teilchenflussdichte φ und mittlerer Energie der Quanten. Sie hat also den Wert $\psi = \varphi \cdot E_m = d^2N/(dt \cdot dA) \cdot E_m = 3{,}18 \cdot 10^5\ s^{-1}\ m^{-2} \cdot 1{,}25\ MeV = 3{,}975 \cdot 10^5\ (MeV\ s^{-1}\ m^{-2})$.

Kapitel 2

1. Nach Gl. (2.4) ist die maximale Elektronenzahl in der P-Schale $n_{max} = 72$.

2. Experimentelle Daten zeigen (s. Tab. 2.2), dass die Abregungsenergie in die nächst innere Schale immer für eine Ionisation der abregenden Schale ausreicht. Der Augereffekt ist also energetisch immer möglich. Das einfache Bohrsche Atommodel liefert nach den Gleichungen (2.8 und 2.10) dieses Ergebnis nur für die beiden inneren Schalen ($n = 1$ und $n = 2$). Bei höheren Hauptquantenzahlen (ab $n = 3$) stehen die experimentellen Ergebnisse für die Bindungsenergien der äußeren Schalen im Widerspruch zum Bohrschen Modell. Der Grund ist die Abnahme der effektiven Ordnungszahl durch die Abschirmung der Kernladung durch die inneren Elektronen und die daraus folgende Abnahme der Bindungsenergien mit dem Quadrat dieser verminderten Ordnungszahl Z_{eff}.

3. Gl. (2.8) liefert für diese Z wegen n = 1 (K-Schale) den Ausdruck $Z = (E_K/R^*)^{1/2}$. Einsetzen der Energien liefert Z >8,6, 27,1 und 86. Die Energie des L-K-Übergangs wird mit Gl. (2.9) berechnet. Auflösen nach Z liefert den Wert Z = 70.

4. Bis Z = 30 dominiert der Augereffekt für den L-K-Übergang. Bei äußeren Schalen dominiert immer der Augereffekt.

5. Das Volumen einer Kugel berechnet man aus dem Kernradius R zu $V = 4/3\ \pi\ R^3$. Unterstellt man für die Kernmaterie eine konstante Dichte ($\rho = m/V$), so erhält man für das Volumen $V = m/\rho$. Da die Kernmasse proportional zum Produkt aus Massenzahl A und Nukleonenmasse m_n ist, erhält man $V = A \cdot m_n/\rho = 4/3\ \pi\ R^3$. Also ist wie unterstellt $R \sim A^{1/3}$ (s. Gl. 2.20).

6. Die Coulombenergie und die Asymmetrieenergie hängen nach der Theorie (Gl. 2.34) vom Quadrat der Ordnungszahl Z ab (s. a. Anmerkungen Fußnote 7 im Kapitel 3.1). Ein Beispiel für eine solche Isobarenparabel für A = 60 zeigt (Fig. 3.13).

7. Die Öffnung der Isobarenparabel wird durch die Nenner der Terme für die Coulombenergie und die Asymmetrieenergie bestimmt. In beiden Fällen steht die Massenzahl ($A^{1/3}$ bzw. A) im Nenner der Gleichungen. Mit zunehmendem A nimmt also die Parabelöffnung zu. Bei schweren Kernen wird das Stabilitätstal der Nuklidkarte daher zunehmend flacher.

8. Ein Blick auf den Verlauf der Bindungsenergien/Nukleon (Fig. 2.9) zeigt, dass für mittlere Massenzahlen die Bindungsenergien pro Nukleon am höchsten sind (Maximum um A = 60). Da bei höheren Bindungen von Nukleonen dieser Energieüberschuss frei wird, kann Energie bei der Spaltung schwerer Kerne (Verringerung der Massenzahl) bzw. bei der Verschmelzung leichter Kerne (Erhöhen der Massenzahl) der Reaktionsprodukte gewonnen werden.

Kapitel 3

1. Das Neutron wandelt sich durch eine Beta-Umwandlung nach folgender Gleichung in ein Proton um: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ + Energie. Das Massenäquivalent des Neutrons beträgt 939,56533 MeV, das des Protons 938,271998 MeV und das des Elektrons 0,5109989 MeV (s. Tab. 18.3.1). Die Masse des Antineutrinos ist kleiner als 3 eV und kann daher vernachlässigt werden. Der Energiegewinn des Neutronenbetazerfalls beträgt also 0,72833 MeV. Er steht den beiden Zerfallsteilchen Elektron und Antineutrino als Bewegungsenergie zur Verfügung. Tatsächlich beträgt die experimentell bestimmte maximale Betaenergie 0,728 MeV.

2. Durch Linearisierung der Betaspektren (Kurieplot, s. Fig. 3.8) und Bestimmung des Schnittpunktes dieses Spektrums mit der Energieachse.

3. Das metastabile ^{99m}Tc ist tatsächlich ein Gammastrahler (E_γ = 140 keV). Es ist das wichtigste Radionuklid für die nuklearmedizinische Diagnostik. ^{60}Co ist dagegen kein Gamma- sondern ein Betastrahler. Die therapeutisch und technisch verwendete Gammastrahlung (1,17 und 1,33 MeV) entstammt dem Tochternuklid ^{60}Ni. In der Karlsruher Nuklidkarte sind die Gammas aus den Tochternukliden aus Gründen der Vereinfachung grundsätzlich beim Mutternuklid aufgeführt.

4. Der bei allen gammaemittierenden Radionukliden auftretende Konkurrenzprozess ist die innere Konversion. Bei ihr werden bevorzugt K-Elektronen aus der Hülle entfernt. In der Folge kommt es zum Auffüllen dieses K-Loches und daher zur Emission von Hüllenfluoreszenzstrahlung und von Augerelektronen. Zur K-Ionisation wird also kein Photoeffekt des emittierten Gammas am Mutteratom benötigt.

5. Schwere Kerne benötigen zu ihrer Stabilität einen mit der Massenzahl zunehmenden Neutronenüberschuss. Die Spaltfragmente mit ihrer geringeren Massenzahl weisen deshalb einen zu hohen Neutronenüberschuss auf, den sie durch prompte Emission der überzähligen Neutronen unmittelbar nach der Spaltung (10^{-16} s) vermindern. Die Spaltneutronen stammen also aus den Fragmenten.

6. Nein. Zählraten entstehen durch Wechselwirkungen von in den Detektor eintretenden Strahlungsteilchen. Diese Zählraten sind durch die Geometrie des Messaufbaus, durch Emissionswahrscheinlichkeiten (ein Zerfall bewirkt u. U. mehrere emittierte Teilchen), durch Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten der Strahlungsteilchen mit dem Detektor sowie eventuelle Absorptions- oder Streuvorgänge der Strahlung mit dem Präparat, dem Detektor und der Umgebung beeinflusst.

7. Die Zahl der Zerfälle erhält man durch Integration des Zerfallsgesetzes für A(t) (s. Gl. 3.51 oder 3.57). Das Ergebnis ist $N(10\cdot T_{1/2}) = A_0\cdot T_{1/2}/\ln 2\cdot(1-e^{-10*\ln 2})$. Einsetzen der Zahlenwerte ergibt mit der Halbwertzeit von 6,02 h = 3600s/h · 6,02 s $N(10\cdot T_{1/2})$ = 31,235 Mio. Zerfälle in 10 Halbwertzeiten. Bis zum völligen Abklingen des Präparates erhält man 31,266 Mio. Zerfälle. Dieser Wert kann einfacher aus dem Zusammenhang von Aktivität, Zerfallskonstanten und Zahl der Kerne berechnet werden (s. Gl. 3.50).

Kapitel 4

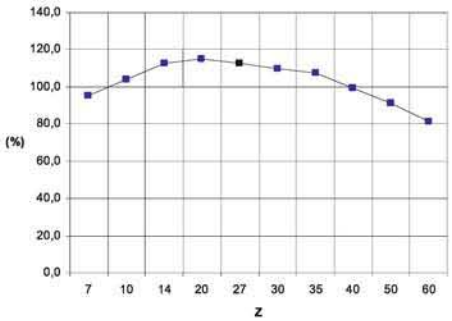
1. Die mittlere Photonenenergie der 120-kV-Röntgenstrahlung beträgt 60 keV (Hartstrahltechnik wie CT oder Thoraxaufnahmeplatz), die Energie der Tc-Strahlung 140 keV. Die Massenschwächungskoeffizienten (Tab. 18.4.1 bzw. Fig. 4.16) betragen für die Röntgenstrahlung μ/ρ = 5,021 cm^2/g bzw. μ/ρ = 2,3 g/cm^2 für Tc. Die Dichte von Pb beträgt 11,3 g/cm^3. Dies ergibt folgende Transmissionen T(Rö) = 5,86%, T(Tc) = 27%. Die Schutzwirkung der Bleischürze bei Hartstrahlung ist mit immerhin knapp 6% Transmission für Röntgenverhältnisse

ziemlich gering. Bei den üblichen Spannungen um 70 kV wird auf etwa 1% geschwächt. Im nuklearmedizinischen Alltag kann mit einer 0,5 mm Pb-Schürze eine geringere Schutzwirkung, aber immerhin eine Reduktion der Strahlenexposition um den Faktor 3 erreicht werden.

2. Der Grund sind die starke Energieabhängigkeit und die Ordnungszahlabhängigkeit des Photokoeffizienten (Gl. 4.3). Für niedrige Energien und hohe Ordnungszahlen dominiert der Photoeffekt alle anderen Wechselwirkungen bis zum Faktor 100 (vgl. dazu Tab. 18.5.2).

3. Zur Überprüfung dividieren Sie die Massenphotoabsorptionskoeffizienten durch $Z^{4,5}/A$. Das Ergebnis und die die Abweichungen zum Mittelwert (in %) zeigen die folgende Tabelle und Grafik. Die Z-Abhängigkeit für mittlere Ordnungszahlen ist mit einem Fehler bis maximal -19% korrekt.

Z	**τ/ρ(cm^2/g)**	**(%)**
7	4,12E-06	95,2
10	4,50E-06	104,0
14	4,87E-06	112,4
20	4,99E-06	115,3
27	4,87E-06	112,5
30	4,75E-06	109,6
35	4,64E-06	107,2
40	4,31E-06	99,6
50	3,96E-06	91,4
60	3,51E-06	81,1



4. Der Comptonschmetterling ist die anschauliche Beschreibung der Polardiagramme für die gestreuten Photonen (Photonenzahl, gestreute Energie, Fig. 4.8) bei niedrigen Photonenenergien (Röntgen). Diese Winkelverteilungen führen zu einer erheblichen Strahlenexposition des Personals bei Röntgenuntersuchungen

z. B. bei Durchleuchtungen. Mit zunehmender Photonenenergie nehmen diese Verteilungen eine Keulenform an. Der Rückstreuanteil nimmt also ab.

5. Die Winkelabhängigkeit der gestreuten Photonen wird in (Gl. 4.17) durch das Cosinusglied im Nenner beschrieben. Für 45° erhält man etwa 95 keV, für 135 Grad (Rückwärtsstreuung) nur 75 keV Energie der gestreuten Quanten. Der Grund für dieses Ergebnis sind die winkelabhängigen Impulsüberträge vom stoßenden Photon auf das Comptonelektron.

6. Die mittlere Photonenenergie für ein diagnostisches 80kV-Röntgenspektrum beträgt etwa 40 keV. Aus (Fig. 4.9) entnimmt man eine relative Photonenrestenergie von ca. 93%. Die gestreute Strahlung hat also im Mittel eine Energie von 37 keV und ist daher nahezu so hart wie die Primärstrahlung.

7. Im niederenergetischen (Röntgen-)Bereich. Der Grund ist die geringe auf die Sekundärelektronen übertragene Energie bei der dominierenden Wechselwirkung, dem Comptoneffekt (vgl. dazu Aufgabe 5, und Beispiel 2 Kap. 4.8).

Kapitel 5

1. Das Vorliegen monoenergetischer Strahlung, einer schmalen Geometrie mit ausgeblendeten Streustrahlungen und parallelem Strahlenbündel sowie eines Absorbers mit einheitlicher Zusammensetzung (nur ein Z) und homogener Dichte.

2. Nein! Die bei weitem dominierende Wechselwirkung diagnostischer Röntgenstrahlung in Blei ist der Photoeffekt. Aus dem Körper auf die Bleischürze auftreffende Streustrahlung nach einem Comptoneffekt ist nur geringfügig weicher als die ursprüngliche Strahlung und hat daher sogar eine etwas höhere Photoeffekt-Wahrscheinlichkeit als die Primärstrahlung. Die in der Schürze entstehende Fluoreszenzstrahlung des Bleis bei Beschuss mit üblichen Röntgenenergien hat Energien um 10 keV (M-L-Fluoreszenz, s. Tab. 2.2). Diese weiche Strahlung wird in der Bleischürze daher weitgehend selbstabsorbiert. Das Offenlassen des Rückens macht aber physiologisch bei starker körperlicher Belastung wegen des Wärmestaus bei geschlossenen Systemen einen Sinn. Voraussetzung für "Halbschürzen" ist jedoch die garantiert frontale Position zum Röntgenstrahler bzw. zum Ort der Streustrahlungsentstehung.

3. $\mu = \ln 2 / d_{1/2} = 1/R$. Die Einheiten sind in cm: $[\mu] = cm^{-1}$, $[d_{1/2}] = [R] = cm$.

4. Die Halbwertschichtdicken erhält man aus $d_{1/2} = \ln 2/\mu$ (Gl. 5.10) und den interpolierten Tabellenwerten aus (Tab. 18.4.2) zu 0,58 cm, 3,05 cm und 4,5 cm. Die Mamma-Austrittsdosis beträgt etwa $1/2^{10} = 1/1024$ der Eintrittsdosis, also 1 Promille. Beim Abdomen und einer Halbwertschichtdicke von 3 cm erhält man für

Röntgenstrahlung mit einer mittleren Energie von 50 keV eine Schwächung von $1/2^7 = 1/128$, also ungefähr 0,7%.

5. Unter Aufhärtung versteht man die Erhöhung der Durchdringungsfähigkeit von Strahlung. Bei niederenergetischer Photonenstrahlung ist die Aufhärtung mit einer Erhöhung der mittleren Energie verbunden. Gründe sind die bevorzugte Schwächung niederenergetischer Photonen vor allem über den sehr stark energieabhängigen Photoeffekt (vgl. Gl. 4.3). Dadurch nimmt die zweite Halbwertschichtdicke im Vergleich zur ersten HWSD zu.

6. Da weiche Photonenstrahlungsanteile in den Röntgenspektren wegen ihrer erhöhten Absorption in den dem Strahl zugewandten oberflächennahen Gewebeschichten des Patienten keinen Betrag zur Bildgebung in den hinter dem Patienten befindlichen Detektoren leisten können, ist die Herausfilterung weicher Strahlungsanteile aus Strahlenschutzgründen gesetzlich vorgeschrieben.

7. Da die Bindungsenergie der K-Elektronen in Wolfram 69,5 keV beträgt (s. Tab. 2.2), werden bei 50 kV Röhrenspannung unabhängig von jeder Filterung keine K-Elektronen in der Anode ausgelöst. Es tritt deshalb auch keine K-Strahlung auf. Es wird allerdings L-Fluoreszenzstrahlung erzeugt und emittiert. Bei einer Filterung eines an Wolfram erzeugten 100 kV Spektrums mit 5 mm Al werden die L-Strahlungen wegen ihrer geringen Energie nahezu vollständig aus den Spektren gefiltert (s. Fig. 5.4). Die Ausbeuten bei der Entstehung von Fluoreszenzstrahlungen sind unabhängig von einer nachgeschalteten Filterung, sie hängen allerdings von der Röhrenspannung und dem Anodenmaterial ab.

Kapitel 6

1. Beim Stoß mit einem Bleikern erhält man für die Winkel 0°, 90° bzw. 180° Neutronenrestenergien von 1 MeV, 0,9905 MeV und 0,981 MeV. Blei ist wegen des geringen Energieverlustes der Neutronen als Moderator völlig ungeeignet. Beim Stoß mit einem ruhenden Proton sind die Restenergien 1 MeV, 0,5 MeV und 0 MeV. Der letzte Wert entspricht dem klassischen zentralen Stoß zweier gleich schwerer Kugeln.

2. Weil Deuterium nur einen verschwindend kleinen Einfangwirkungsquerschnitt für schnelle Neutronen hat (s. Tab. 6.4). Protonen fangen mit einer fast um 3 Größenordnungen höheren Wahrscheinlichkeit als Deuterium schnelle Neutronen ein statt sie zu moderieren.

3. Diese Gammaquanten entstehen beim Einfang langsamer Neutronen an freien Protonen (s. Gl. 6.19), aus denen dann Deuteronen entstehen.

4. Da Neutronen ungeladene Teilchen sind, zählen sie zu den indirekt ionisierenden Strahlungsarten. Die Ionisation der Absorberatome geschieht über die geladenen Stoßpartner. In Wasser oder menschlichem Gewebe sind dies überwiegend die Protonen.

5. Ja, da sie ungeladene Teilchen sind.

6. Um schnelle Neutronen abzuschirmen müssen sie zunächst verlangsamt werden. Diese Aufgabe nimmt das Paraffin. Bor und Kadmium fangen die thermischen Neutronen mit hoher Wahrscheinlichkeit ein (s. dazu die Einfangquerschnitte in Tab. 6.4).

7. Die Aufgaben des Wassers in Kernreaktoren sind die Moderation der schnellen Spaltneutronen und die Kühlung. Bei Kühlwasserverlust oder beim Verdampfen des Kühlwassers werden die schnellen Neutronen nicht mehr ausreichend moderiert. Dadurch vermindert sich der Fluss thermischer Neutronen unter den für einen stationären Betrieb des Reaktors erforderlichen Wert. Der Reaktor kommt automatisch zum Stehen.

Kapitel 7

1. Teilcheneigenschaften sind der LET und das Ionisierungsvermögen. Absorber haben ein Stoßbrems-, ein Strahlungsbremsvermögen und ein Streuvermögen und in ihnen entsteht durch Energieabsorption eine Energiedosis.

2. Das Bremsvermögen eines Absorbers ist definiert als der einem Teilchen durch Wechselwirkungen zugefügte mittlere Energieverlust pro Wegstrecke. Es setzt sich aus Stoß- und Strahlungsbremsvermögen zusammen.

3. Nach (Gln. 7.6 – 7.9) ist das Stoßbremsvermögen eines Absorbers proportional zum Kehrwert von $\beta^2 = (v/c)^2$. Für nicht relativistische Teilchen verläuft S_{col} daher mit $1/v^2$, für relativistische Teilchen ist $v \approx c$, β ist also unabhängig von der Teilchenenergie. Daher bleibt das Stoßbremsvermögen für relativistische Energien in erster Näherung konstant (vgl. dazu Fig. 7.4 für Elektronen und die numerischen Werte in Tab. 18.7).

4. Das Verhältnis von Strahlungsbremsvermögen und Stoßbremsvermögen für 100 keV Elektronen kann mit (Gl. 7.19) abgeschätzt werden. Man erhält in Kalzium den Wert $S_{rad}/S_{col} = 0{,}14$ %, in Weichteilgewebe den Wert $S_{rad}/S_{col} = 0{,}05$%. Beide Materialien (Knochen, Weichteilgewebe) sind also schlechte Targets zur Erzeugung von Röntgenstrahlung.

5. Die Bremsstrahlungsausbeuten sind definiert als relativer Anteil der Bewegungsenergie eines Einschussteilchens beim Auftreffen auf einen Absorber, der bis zur

völligen Abbremsung des Teilchens in Bremsstrahlung umgewandelt wird. Tab. (18.9) ergibt für die beiden Energien und Wolfram (Z = 74) die Werte 1,16% und 31,6%. In beiden Fällen sind also signifikante Bremsstrahlungsausbeuten zu erwarten. Allerdings werden bei 100 keV Elektronenenergie fast 99% der Anfangsenergie, bei 10 MeV immerhin noch 70% durch Stoßbremsung in Wärme verwandelt. Wolfram ist wegen der deshalb erforderlichen Temperaturbeständigkeit und der selbst im Röntgenbereich signifikanten Ausbeute das bevorzugte Material für Röntgenanoden oder Bremstargets in Hochenergiebeschleunigern.

6. Bei den angegebenen Energien sind Alphateilchen nicht relativistisch. Gl. (7.27, Geigersches Reichweitengesetz) ergibt eine quadratische Abhängigkeit der Reichweiten von der Teilchenenergie. 5-MeV-Alphas sollten deshalb eine etwa um den Faktor 6 größere Reichweite als 2-MeV-Alphateilchen haben. Tab. 18.10 zeigt Reichweiten in Wasser von 0,012 mm bzw. 0,039 mm in Wasser. Die Reichweitenformel von Geiger überschätzt die Reichweiten für höherenergetische Alphateilchen. Die experimentellen Alpha-Reichweiten entsprechen 1-2 Zelldurchmessern menschlicher Zellen. Da die menschliche Haut aus mehreren Schichten abgestorbener Zellen (Hornzellschicht) aufgebaut ist, kann perkutane Alphastrahlung aus radioaktiven Präparaten daher keine Strahlenschäden auslösen. Die Reichweiten sind umgekehrt proportional zur Dichte des Absorbers, bei doppelter Dichte halbieren sich daher die Reichweiten.

7. Die Werte für das Massenstoßbremsvermögen sind 2,046 ($MeV \cdot cm^2/g$) für Wasser und 1,277 ($MeV \cdot cm^2/g$) für Blei. Die Massenreichweite von Wasser beträgt 20/2,046 ($g \cdot cm^2$) = 10 ($g \cdot cm^2$) bzw. die lineare Reichweite 10 cm. Vernachlässigt man den $1/v^2$-Anstieg bei niedrigen Bewegungsenergien, so erhält man für Wasser daher die Faustregel: die Reichweite hochenergetischer Elektronen in Wasser ist "MeV/2 in cm". Für Blei erhält man als Massenreichweite 20/1,277 ($g \cdot cm^2$) = 16,66 ($g \cdot cm^2$), bzw. die lineare Reichweite von 1,4 cm. Tatsächlich betragen die experimentellen Massenreichweiten (s. Fig. 7.20) etwa 10 ($g \cdot cm^2$) für Wasser, aber nur etwa 7 ($g \cdot cm^2$) für Blei. Der Grund ist der hohe konkurrierende Energieverlust der 20-MeV-Elektronen durch Strahlungsbremsung im Hoch-Z-Material Blei (Z = 82).

8. Reichweiten sind auf die Einschussrichtung projizierte Eindringtiefen in den Absorber. Die Hauptwechselwirkungspartner geladener Teilchen sind bei nicht zu hochenergetischen Teilchen die Hüllenelektronen. Beim Stoß sehen Elektronen daher etwa gleich schwere Stoßpartner und können daher stark aus ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt werden. Ihre Eindringtiefe verringert sich durch diese Streuprozesse. Die Umwegfaktoren können in schweren Absorbern wie Blei fast einen Wert von 4 annehmen (Fig. 7.19). Alphateilchen haben eine um etwa den Faktor 8000 größere Masse als Elektronen. Sie werden bei Stößen mit Elektronen daher kaum abgelenkt oder gestreut. Ihre Bahnlängen und Reichweiten stimmen daher sehr gut überein.

Kapitel 8

1. Der Bragg-Peak entsteht durch den Anstieg des Stoßbremsvermögens bei niedrigen Teilchenenergien (s. Kap. 7.1.1). Bei Elektronen wird dieser Anstieg vom Reichweitenstraggling durch Elektronenstreuprozesse "verborgen".

2. Der LET ist der Quotient aus dem Energieübertrag eines Teilchens und dem dabei zurückgelegten Weg des Teilchens. Wenn Teilchen beim Energieübertrag Richtungswechsel erleiden, kann der zurückgelegte Weg größer als die projizierte Eindringtiefe sein (Beispiel Elektronen).

3. Die stochastischen Größen der Mikrodosimetrie sind die "Lineare Energiedichte" (Energieübertrag bei einem einzelnen Wechselwirkungsakt dividiert durch die mittlere Sehnenlänge des mikroskopischen Volumens) und die massenspezifische Größe "Spezifische Energie" (absorbierte Energie pro Masse des mikroskopischen Volumens). Beide Größen zeigen wegen des stochastischen Charakters Verteilungen.

4. Locker und dicht ionisierende Strahlungen unterscheiden sich in ihrer Wirkung auf die Erbsubstanz in den Zellen. Die Einteilung wird anhand des LET vorgenommen.

5. Ja. Ein Beispiel sind die Protonen, die bei Energien oberhalb 10 MeV wegen ihres niedrigen LET zur locker ionisierenden Strahlung zählen, bei Energien unter 10 MeV aber dicht ionisierend sind (s. Beispiel 2 in Kap. 8).

6. Nach (Gl. 8.6) berechnet man den LET (in keV/µm) für Alphateilchen in Plexiglas (Dichte 1,19 g/cm^3) mit einer Bewegungsenergie von 10 MeV zu 62 (keV/µm), für 50 MeV Alphas zu 17,6 (keV/µm) und für 100 MeV Alphas zu 10,03 (keV/µm). Alphas der angegebenen Energien sind also alle dicht ionisierend. Locker ionisierend sind Teilchen, wenn ihr LET kleiner als 3,5 keV/µm ist.

Kapitel 9

1. Nein, Krebsinduktion zählt zu den stochastischen Strahlenschäden. Bei stochastischen Schäden hängen nur die Wahrscheinlichkeiten eines strahleninduzierten Krebses oder eines heriditären Schadens nicht aber deren Malignität bzw. ihr Schweregrad von der Dosis ab.

2. Dosisgrößen sind massenspezifische Größen, also immer bezogen auf die Masse des bestrahlten Volumens. Beide Arbeiter haben deshalb die gleiche Energiedosis erhalten. Tatsächlich ist das Krebsinduktionsrisiko beim zweiten Arbeiter doppelt so hoch, da er mehr Volumen strahlenexponiert hat. Er hat deshalb auch die doppelte Wahrscheinlichkeit für einen nicht reparierten Strahlenschaden und eine

eventuelle maligne Entartung. In der Röntgendiagnostik wird deshalb zur Minimierung des Strahlenrisikos grundsätzlich die Einblendung auf das medizinisch unbedingt erforderliche Volumen vorgeschrieben. Die ausschließliche Angabe der Energiedosis ist also nicht ausreichend, stochastische Risiken zu beschreiben.

3. In beiden Fällen werden keine geladenen Sekundärteilchen erzeugt. Da die Kerma die auf geladenen Sekundärteilchen der ersten Generation übertragene Bewegungsenergie pro Masse ist, ist in beiden Fällen die Kerma Null. Der Fall ist nicht sehr realistisch, da bei der Wechselwirkung von Photonenstrahlung immer auch WW-Prozesse mit geladenen Sekundärelektronen stattfinden.

4. Zunächst sind die Organdosen mit Hilfe der Strahlungswichtungsfaktoren w_R zu berechnen. Man erhält 1 mGy Photonendosis = 1 mSv Ganzkörperdosis = 1 mSv Effektiver Dosis. Die 5 mGy Alphas in der gesamten Lunge ergeben 100 mSv Lungendosis bzw. einen Effektiven Dosisbeitrag von 12 mSv. Die 2 mGy Nierendosis ergeben mit dem Wichtungsfaktor $w_R = 10$ für Neutronen und der ausschließlichen Bestrahlung nur einer Niere die Nierenorgandosis von 10 mSv und einen effektiven Beitrag wegen $w_T = 0{,}01$ von 0,1 mSv. Der Grund ist die Vorschrift, bei paarigen oder ausgedehnten Organen die lokal entstehende Energiedosis über das Gesamtvolumen bzw. die Gesamtmasse zu mitteln. Dadurch werden beispielsweise bei der Bestrahlung eines einzelnen Organs bei paarigen gleich schweren Organen die Organdosen quasi halbiert. Das Knochenmark erhält eine Organdosis von 20 mSv und mit $w_T = 0{,}12$ einen Effektiven Beitrag von 2,4 mSv. Alle Effektiven Dosisbeiträge müssen addiert werden. Dies ergibt insgesamt eine Effektive Dosis von E = 15,5 mSv.

5. Die effektive Äquivalentdosis basierte auf den Krebsmortalitäten nach einer Strahlenexposition und verwendete die alten, bezüglich der Organanzahl eingeschränkten w-Faktoren. Das relative heriditäre Risiko wurde zu 25% festgelegt. Die Effektive Dosis verwendet epidemiologische Krebsmorbiditäten und berücksichtigt erheblich mehr Risikoorgane. Das relative heriditäre Risiko wird jetzt mit 20% bewertet.

Kapitel 10

1. Man erhält aus der Grafik in Fig. (10.4) für die Äquivalentdosisleistungsfunktion einen Wert von etwa 10 ($mSv \cdot m^2/GBq \cdot h$). Dies ergibt (mit Gl. 10.27) eine Äquivalentdosisleistung in 0,5 m Abstand von 40 mSv/h. Das Abstandsquadratgesetz gilt für diesen Strahler nur für Entfernungen bis etwa 1 m. Durch die Abbremsung in Luft wird die Dosisleistung des Betastrahlers bei großen Abständen zusätzlich vermindert. In etwa 7 m sind alle Elektronen nach der MeV/2-Regel nach Umrechnung auf die Luftdichte von 1,3 mg/cm^3 und der maximalen Betaenergie des P-32 (s. auch die Daten in Fig. 10.5 und Tab. 10.8) abgebremst.

2. Kermaleistungskonstanten sind proportional zum Massenenergieübertragungskoeffizienten für Photonenstrahlung und zur Photonenenergie. Sie zeigen daher einen ähnlichen Verlauf wie die Energieübertragungskoeffizienten, werden aber durch die Proportionalität zur Photonenenergie vor allem bei hohen Energien deutlich angehoben (Gl. 10.8). Vgl. dazu auch die Ausführungen in (Kap. 4.8) und die numerischen Tabellen in Anhang (18.4 – 18.6.).

3. Der Grund ist die innere Konversion. Bei der Gammaemission aus Atomkernen kommt es zu einer nuklidabhängigen Rate an innerer Konversion, in deren Folge wegen der entstandenen Lücken in den Atomhüllen die charakteristische Photonenstrahlung aus den Hüllen emittiert wird. In der alten Gammastrahlenkonstanten war dieser Anteil nicht berücksichtigt worden. Es fehlte auch der Anteil an Hüllenphotonenstrahlung, der nach einem Elektroneneinfangprozess entsteht.

4. Die Faustregel in (Fig. 10.8) besagt, dass ab einem Abstand, der der 5-fachen maximalen Strahlerausdehnung entspricht, das Abstandsquadratgesetz in ausreichender Näherung gilt (Fehler < 0,5%). Im vorliegenden Fall bedeutet dies eine Mindestentfernung von 5 cm.

5. Nein. Der Grund ist die Abbremsung der Betateilchen im Medium Luft zwischen Strahler und Aufpunkt. Mit zunehmender Entfernung werden vor allem die weichen Anteile aus den Betaspektren völlig abgebremst, so dass zusätzlich zum geometrischen Verlauf (reines Abstandsquadratgesetz) ein von der Form und Energie der Betaspektren abhängiger Anteil aus dem Strahlenbündel entfernt wird. Vergleichen Sie dazu die Kurvenverläufe in (Fig. 10.6) oder die numerischen Werte für die Abstandsfunktion I aus (Gl. 10.27), die beide die deutliche Dosisleistungsabnahme für niedrige Betaenergien bei großen Abständen zeigen.

6. Es handelt sich um das Radionuklid ^{90}Y, einen als Folgenuklid des ^{90}Sr häufig in der Strahlungsmesstechnik eingesetzten Prüfstrahler. Aus (Fig. 10.13) entnimmt man einen Hautdosisleistungsfaktor von etwa 2,8 $\mu Sv \cdot cm^2\ GBq^{-1} \cdot h^{-1}$. Gleichung (10.33) liefert als Hautdosisleistung einen Wert von 2,8 Gy/h. Beim Umgang mit offenen Betastrahlern müssen deshalb unbedingt Schutzhandschuhe getragen werden, die eine dauerhafte Strahlenexposition der Haut vermeiden können.

7. Aus den Gleichungen (10.19 und 10.22) sowie dem Wert der Dosisleistungskonstanten für ^{32}P in Tab. (10.6) berechnet man eine Dosisleistung von 0,72 mSv/h in 10 cm Abstand vom Strahler. Die korrekte Abschirmung eines Betastrahlers besteht aus einer Sandwichanordnung eines Niedrig-Z-Materials (z. B. PE, Plexiglas) zur strahlungsarmen Abbremsung der Betateilchen und einer anschließenden Kapselung mit einem Hoch-Z-Absorber zur Schwächung der geringeren Bremsstrahlungsintensität, die in diesem Niedrig-Z-Stopper entstanden ist. Die Abschätzung der Bremsstrahlungsdosisleistung für ein Z = 7 Material ergibt eine

Ortsdosisleistung in 10 cm Entfernung von 0,061 mSv/h, also eine Reduktion der Bremsstrahlungsproduktion um mehr als einen Faktor 10.

8. Nach (Gl. 3.43) berechnet man die spezifische Aktivität des 210-Po ($T_{1/2}$ = 138,4 d) zu $1{,}662 \cdot 10^{17}$ Bq/kg. Um 10 Sv Effektiver Dosis zu erzeugen, benötigt man eine Aktivität von $10\text{Sv}/I_{eff}$ = 10 Sv/$1{,}2 \cdot 10^{-6}$ (Sv/Bq) = 8,33 Bq. Ingestion von 1µg ^{210}Po erzeugt eine Dosis von 199,4 Sv. Bei Dosen in dieser Größenordnung ist die Effektive Dosis nicht das richtige Maß, da sie ja nur für stochastische Strahlenschäden definiert ist. Tatsächlich kommt es bei einer Po-Ingestion zu einer gleichmäßigen Verteilung im Körper (45%) mit erhöhten Anreicherungen in Leber (30%), Knochenmark (10%), Milz (5%) und Nieren (10%). Dosen in der Größenordnung von 200 Sv erzeugen akute Strahlenschäden in diesen Organen und im Restkörper und sind daher auf jeden Fall innerhalb weniger Tage tödlich.

Kapitel 11

1. Der mittlere Energieaufwand zur Erzeugung eines Ionenpaares in Wasser oder Weichteilgewebe beträgt 30 eV. Die Umrechnung in SI-Einheiten ergibt 30 $\text{eV} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ J = $48 \cdot 10^{-19}$ J. 4,5 Gy sind 4,5 J/kg. Die Zahl der Ionisationen ergibt sich aus dem Verhältnis dieser beiden Zahlen zu $4{,}5/48 \cdot 10^{19} = 9{,}4 \cdot 10^{17}$ Ionisationen. Die Zahl der Zellen schätzt man aus dem Zelldurchmesser (30 µm Kubus, s. Fig. 10.1) ab. Man erhält $0{,}7/27 \cdot 10^{-3}/10^{-15} = 26 \cdot 10^{9}$ Zellen/kg. Jede Zelle erhält also im Mittel 3,6 Millionen Ionisationen.

2. Es gibt $4 \cdot 4 \cdot 4 = 4^3 = 64$ Möglichkeiten. Zwanzig Aminosäuren sind im Menschen bekannt. Dies ermöglicht die Verwendung von Mehrfachcodes, was die Sicherheit der Kodierung deutlich erhöht (s. Tab. 10.1).

3. In Geweben mit einer hohen Zellteilungsrate befinden sich die Zellen häufig in der frühen S-Phase und in der Mitose. In beiden Phasen ist die DNS besonders strahlenempfindlich. In der frühen S-Phase während der Zeit der Replikation ist die Informationsredundanz durch das zeitweise Fehlen des gegenüberliegenden DNS-Halbstranges vermindert. In der Mitose ist die DNS mehrfach gefaltet, so dass Reparaturenzyme keinen Zugriff auf die DNS-Moleküle haben. Beides führt zu einer erhöhten Fehlerrate bestrahlter DNS. Typische Beispiele sind die Gewebe von Heranwachsenden, Kindern oder der Leibesfrucht sowie Gewebearten wie innere Schleimhäute (Darmepithel, Bronchialepithel) und blutbildendes System (Knochenmark). Schleimhäute und Knochenmark sind deshalb bei Strahlenunfällen vor allem für die Frühsymptome der Strahlenkrankheit verantwortlich.

4. Ein typischer DNS-Schaden bei UV-Exposition ist die Bildung von Basendimeren in der DNS (z. B. TT-Dimere). Das zuständige Reparaturenzym ist die Photolyase, das seine Reaktionsenergie aus der Absorption eines Lichtquants aus dem sichtbaren Bereich bezieht (Photoreparatur nach Photoaktivierung). "Schwarz-

lichtbestrahlungen" sind aus Sicht des Strahlenschutzes also besonders bedenklich.

5. Erholungsschultern in Zellüberlebenskurven treten auf, wenn bei niedrigen Dosen wegen der vorliegenden Einzeltreffer die DNS Schäden repariert werden können, Einzeltreffer also nicht zellletal sind. Bei höheren Dosen häufen sich die Doppeltreffer, die in der Regel letal für die Zellen sind. Die Überlebenskurven gehen dann in den exponentiellen Verlauf über. Erholungsschultern können nur auftreten, wenn auch bei kleinen Dosen die Einzeltreffer dominieren. Dies ist nur möglich bei locker ionisierenden Strahlungsarten wie Photonen oder Elektronen. Bei Alphastrahlung sind wegen der hohen lokalen Schadensdichte auch schon bei niedrigen Dosen die Doppeltreffer dominant.

6. Direkte ionisierende Strahlungen sind Strahlungen, die durch Stöße unmittelbar Ionen erzeugen können. Dazu zählen alle geladenen Teilchen. Bei indirekt ionisierenden Strahlungen sind die in Wechselwirkungen der primären Teilchen freigesetzten geladenen Sekundärteilchen für die überwiegende Zahl der Ionisationen im Absorber verantwortlich. Zu den indirekt ionisierenden Teilchen zählen die ungeladenen Teilchen wie Photonen oder Neutronen (s. Kap. 1.1). Als direkte Strahlenwirkung wird die unmittelbare Erzeugung von DNS-Schäden durch die Strahlungsquanten bezeichnet. Indirekte Strahlenwirkungen finden auf dem "Umweg" über Radikale des Zellwassers statt, die durch Wechselwirkungen der ionisierenden Strahlung mit dem Zellwasser erzeugt wurden.

7. Der Sauerstoffeffekt ist die Erhöhung der Strahlenwirkung in der Zelle bei Anwesenheit freien Sauerstoffs. Dadurch werden Radikale erzeugt, die durch ihre oxidierende Wirkung die Schadensrate an der DNS erhöhen. Voraussetzung ist die Diffusionsfähigkeit dieser Radikale im bestrahlten Medium. Der Sauerstoffeffekt kann nur bei indirekter Strahlenwirkung vorkommen, also bei locker ionisierenden Strahlungsarten. Der OER ist das Verhältnis der Dosen, die man ohne und mit Sauerstoff zum Erreichen der gleichen Strahlungswirkung benötigt. 2 MeV Alphas haben ein Stoßbremsvermögen S_{col} von 1625 MeV/cm. Da der unbegrenzte LET und das Stoßbremsvermögen gleich sind, hat man also einen LET von 1625 MeV/cm. Umrechnung der Einheiten ergibt einen LET von 162,5 keV/µm. Aus Fig. (10.22) findet man einen OER von 1, was bei dicht ionisierenden Strahlungen wie hochenergetischen Alphas natürlich nicht anders zu erwarten ist.

Kapitel 12

1. Unter der LD50/30 versteht man die Dosis, bei der 50% der Mitglieder eines bestrahlten Kollektivs innerhalb von 30 Tagen ohne medizinischen Eingriff sterben würden. Für eine einzeitige Strahlenexposition des Menschen beträgt ihr Wert 3-4,5 Gy, beim Tabakmosaikvirus sind es etwa 2000 Gy. Der erhebliche

Unterschied in den Dosen ist durch den unterschiedlichen DNS-Gehalt, den fehlenden eigenen Stoffwechsel und die fehlende DNS-Reproduktion im Virus sowie die in menschlichen Zellen durch den hohen Wassergehalt bewirkte zusätzliche indirekte Strahlenwirkung verursacht.

2. Bei deterministischen Strahlenwirkungen.

3. Bei einzeitiger Hoch-LET-Bestrahlung erhält man experimentell einen konkaven Verlauf der stochastischen Wahrscheinlichkeitskurven. Dies deutet auf die wegen Doppeltreffern früh einsetzenden konkurrierenden lokalen deterministischen Schäden in einzelnen Zellen hin. Die stochastischen Kurven zeigen deshalb bei höheren Dosen auch früher Sättigungseffekte als bei Niedrig-LET-Strahlung.

4. Die international akzeptierten epidemiologischen Daten basieren vor allem auf der Analyse der Krebsfälle bei den japanischen Atombombenopfern von Nagasaki und Hiroshima. Weitere Daten entstammen einem Kollektiv von Bechterev-Patienten und einem weiteren Kollektiv von Thorotrastpatienten aus Europa. Vollständige Datenzusammenfassungen finden sich in UNSCEAR 2000.

5. Leukämien. Die Wahrscheinlichkeit wird mit 6%/Sv unterstellt. Dieser Wert entspricht der Gesamtinduktionsrate für alle Krebsraten bei Exposition im Erwachsenenalter.

Kapitel 14

1. Die effektive Jahresdosis setzt sich aus der externen terrestrischen Komponente (0,48 mSv/a), der externen kosmischen Komponente (0,38 mSv/a), der internen Exposition durch kosmogene Radionuklide (0,012 mSv/a) und der internen Exposition durch primordiale Radionuklide (1,54 mSv/a) zusammen. Absolut dominierend ist der Dosisbeitrag der alphastrahlenden Radionuklide der Zerfallskette von ^{222}Rn bis ^{214}Po. Der Grund ist neben der hohen Energiedosis dieser Alphastrahler (hoher Energieübertrag in kleinen Volumina) und dem hohen Strahlungswichtungsfaktor w_R für Alphateilchen auch der hohe Organwichtungsfaktor w_T für das hauptsächlich exponierte Bronchialepithel. Durch regelmäßiges Lüften der Wohnräume und sorgfältige Bauweise (Vermeidung von Rissen und Abdichten von Fugen in den Kellerwänden) besonders in Gebieten mit viel Urgestein kann daher die Effektive Dosis deutlich herabgesetzt werden.

2. Nein, da die terrestrische Strahlenexposition nur knapp 0,5 mSv/a beträgt, übersteigt die kosmische externe Strahlenexposition beim Aufenthalt in großen Höhen deutlich die natürliche terrestrische Strahlenexposition. Besonders deutlich wird dies bei der Luft- und Raumfahrt. Ein einfacher Flug von Zentraleuropa nach New York entspricht etwa 8 Effektiven Tagesdosen.

3. Da die Radionuklide im Boden gleichförmig verteilt sind, ist das Abstandsquadratgesetz bei einer Erhöhung des mittleren Abstandes nicht gültig (unendlich ausgedehnte Flächenquelle). Die Hauptkomponente der terrestrischen Strahlung ist hochenergetische Gammastrahlung. Die Schwächung in Luft ist deshalb ebenfalls ohne Bedeutung. Der wichtigste Grund ist die verminderte Schwächung der Gammastrahlung durch die exponierten Personen selbst, so dass bei Kindern eine homogenere Bestrahlung des Körpers stattfindet.

4. Der Erwachsene erhält durch das Cäsium nach Tab. (18.18.1) 13 µSv/Pilzgericht. Die entspricht etwa zwei zusätzlichen natürlichen Effektiven Tagesdosen oder der jährlichen internen Strahlenexposition durch alle kosmogenen Radionuklide (im Wesentlichen ^{14}C). Der Säugling erhält eine effektive Dosis von 0,84 µSv/Tag durch die verzehrte Muttermilch. Dies entspricht ziemlich genau der natürlichen Effektiven Strahlenexposition von 3 h.

5. Polarlichter sind auf die Wechselwirkung der solaren kosmischen Strahlung (des Sonnenwindes) mit der Atmosphäre über den magnetischen Polen der Erde zurückzuführen. Bei diesen Teilchen handelt es sich um Elektronen, Protonen und Alphateilchen, die vermehrt zu Zeiten erhöhter Sonnenaktivität auf die Erdatmosphäre treffen. Seltener treten auch schwerere Ionen (z. B. des Sauerstoffs) auf. Je nach Geschwindigkeit der Teilchen benötigen sie knapp einen bis mehrere Tage, bis sie von der Sonne die Erdatmosphäre erreichen. Die geladenen Teilchen werden durch die Lorentzkraft des Erdmagnetfeldes auf Spiralbahnen ablenkt, teilweise sogar in ihrer Bewegungsrichtung umgekehrt. Sie erzeugen dabei das Polarlicht durch Anregungen der Luftmoleküle, die bei der Abregung das farbenfrohe Fluoreszenzlicht emittieren.

6. Den größten Beitrag zur mittleren Effektiven zivilisatorischen Strahlenexposition von etwa 2 mSv/a liefert in Deutschland die medizinische Radiologie mit ansteigender Tendenz. Der dominierende Anteil stammt aus der Röntgendiagnostik und dabei insbesondere von Untersuchungen mit Computertomografen und von der interventionellen Radiologie. Trotz der sehr hohen Strahlendosen bei Strahlentherapiepatienten spielt der auf die Bevölkerung umgerechnete mittlere Dosisbeitrag der Strahlentherapie keine bedeutsame Rolle.

Kapitel 15

1. Als ionisierend wird Strahlung ab 5 keV festgelegt (§ 1 RöV, § 2 StrlSchV). Diese "Energiegrenze" entspricht nicht der Ionisationsenergie von Atomen, die nach Tab. (18.17.1) mit etwa 5-25 eV um etwa 3 Größenordnungen niedriger liegt, sondern ist aus administrativen Gründen so hoch angesetzt.

2. Ja. Die Bedingungen sind dabei folgende: 1: Ab Bekanntgabe bis zum Ende der Schwangerschaft darf die Strahlenexposition des Fötus 1 mSv nicht überschreiten

(§ 55 StrlSchV und § 31a RöV). 2: Die Schwangeren müssen mit einem ständig ablesbaren zusätzlichen Personendosismeter ausgestattet werden ("Schwangerschaftspiepser"), dessen Anzeigen wöchentlich zu dokumentieren und der Schwangeren mitzuteilen sind. 3: Die Arbeitsbedingungen sind so zu gestalten, dass eine beruflich bedingte innere Strahlenexposition des Föten ausgeschlossen ist (§ 43 StrlSchV). Dabei wird bewusst kein Grenzwert angegeben. Schwangere dürfen daher in der Regel nicht in Abteilungen beschäftigt werden, in denen mit offenen Nukliden umgegangen wird (Beispiel Nuklearmedizin, Nuklidverarbeitung, Beschleuniger zur Erzeugung von Photonen mit höherer Grenzenergie als 10 MeV).

3. Für Patienten bestehen in beiden Verordnungen keine Grenzwerte. Für eine medizinische Strahlenexposition ist aber der medizinische Nutzen der Strahlungsanwendung gegenüber einer möglichen Schädigung abzuwägen (§ 2a RöV, § 4 StrlSchV). Es besteht ein Minimierungsgebot.

4. ALARA ist die Abkürzung für "As low as reasonably achievable" und besagt, dass die Strahlenexposition so niedrig zu halten ist, wie dies auf vernünftige Weise möglich ist. Also nicht Verringerung der Strahlenexposition um jeden Preis. Allerdings besteht ein Optimierungsgebot bei Strahlenanwendungen (§ 2c RöV, § 6 StrlSchV). Dies bedeutet, dass unter Berücksichtigung des Standes von Wissenschaft und Technik jede Strahlenexposition auch unterhalb der Grenzwerte beider Verordnungen so gering zu halten ist, wie dies mit vernünftigem Aufwand zu erreichen ist. Es sollen also im Regelfall Grenzwerte nicht ausgeschöpft sondern deutlich unterschritten werden.

5. Die Bedingungen für die Berechtigung der Strahlenanwendung am Menschen sind in § 82 StrlSchV und § 24 RöV geregelt. Nach der RöV dürfen nur solche Personen Strahlung am Menschen anwenden, die entweder die vollständige oder die teilweise Fachkunde auf einem Teilgebiet der Radiologie besitzen (Ärzte als Vollradiologen oder Teilradiologen). Die Fachkunde wird durch Strahlenschutzkurse, theoretische Ausbildung und durch praktische Arbeit unter fachkundiger Anleitung (Sachkunde) erworben. Die zweite Gruppe umfasst das medizinische Assistenzpersonal (MTRA, MTA und sonstige Assistenzkräfte) zur technischen Anwendung von Röntgenstrahlung am Menschen. Details des Sach- und Fachkundeerwerbs sind in der Fachkunderichtlinie Radiologie geregelt (FachkundeRL-Röntgen). Die entsprechenden Regelungen der StrlSchV finden sich in §82 StrlSchV und der einschlägigen Richtlinie (RL-StrlSchMed). Die Fachkunden müssen alle 5 Jahre durch Teilnahme an so genannten "Refresherkursen" aktualisiert werden (§ 18a RöV, § 30 StrlSchV).

6. Die beiden Kategorien beruflich strahlenexponierter Personen sind textgleich in § 54 StrlSchV bzw. § 31 RöV geregelt. Sie werden durch Überschreitung von Dosiswerten für die Effektive Dosis (Kat. A: > 6 mSv, Kat. B: >1 mSv) und ent-

sprechenden Werten für die Organdosen (Augen, Hände…) definiert. Die Einteilung in Kategorien dient ausschließlich der Erleichterung der arbeitsmedizinischen Vorsorge (§ 60 StrlSchV bzw. § 37 RöV). Personen aus Kategorie A müssen vor Aufnahme ihrer Tätigkeit und danach im Jahresabstand durch einen ermächtigten Arzt untersucht werden. Personen, die den Effektiven Dosiswert oder einen der Organdosiswerte der Kat. B überschreiten, sind in Kat. A einzuteilen. Die zulässigen Personendosisgrenzwerte bleiben von der Einteilung in eine der beiden Strahlenschutzkategorien unberührt.

7. Ja. Dies wird als Strahlenexposition aus besonderem Anlass bezeichnet. Die entsprechenden Bedingungen sind in § 58 StrlSchV (besonders zugelassene Strahlenexpositionen) geregelt. Dazu ist vorab die behördliche Genehmigung einzuholen. Außerdem dürfen nur Freiwillige diesen Expositionen ausgesetzt werden, wenn sie in Kat. A eingeteilt sind. Schwangere sind nach dieser Regel grundsätzlich ausgeschlossen, bei Gefahr einer Inkorporation bzw. Kontamination auch stillende Mütter. § 58 enthält für den Fall einer besonders zugelassenen Strahlenexposition auch entsprechende Grenzwerte. § 59 StrlSchV regelt eine mögliche Strahlenexposition bei Personengefährdung und Hilfeleistung. Die betroffenen Personen müssen über 18 Jahre alt sein und vor ihrem Einsatz einschlägig über die konkreten Maßnahmen belehrt werden. Die Dosen an den Freiwilligen sind zu ermitteln und unverzüglich der zuständigen Behörde mitzuteilen. Dosisgrenzwerte dazu sind ebenfalls im § 59 StrlSchV enthalten.

8. Nach der StrlSchV § 46 sind die zulässigen Strahlenexpositionen für Einzelpersonen der Bevölkerung auf 1 mSv/a begrenzt. Darin enthalten sind Expositionen aus Direktstrahlungen und aus Ableitungen. Für die Augenlinse beträgt der Grenzwert 15 mSv/a, für die Haut 50 mSv/a. Die natürliche Strahlenexposition ist nicht in diesen Dosiswerten enthalten.

Kapitel 16

1. Abstand, Abschirmung, Aufenthaltsdauer.

2. Zur Abschirmung von Betastrahlern muss immer die maximale Betaenergie und nicht etwa die mittlere Energie ($E_{max}/3$) berücksichtigt werden. Zur Minimierung einer Bremsstrahlungsproduktion muss unbedingt ein Niedrig-Z-Material wie Plexiglas oder Wasser verwendet werden. Da das Massenstoßbremsvermögen in Niedrig-Z-Materialien etwa 2 ($MeV \cdot cm^2/g$) beträgt, sind für 2,2 MeV-Elektronen (s. a. die Reichweitenfaustregel "MeV/2" aus Aufgabe 7 zu Kap. 7) in Wasser 1,1 cm, in Plexiglas wegen der höheren Dichte von 1,19 g/cm^3 mindestens 1 cm Materialstärke nötig, um alle Elektronen abzubremsen. Soll die in Plexiglas oder Wasser in geringem Umfang entstehende Bremsstrahlung abgeschirmt werden, muss das dafür verwendete Blei immer auf der dem Strahl bzw. Präparat abgewandten Seite angeordnet sein. Diese Abschirmung schwächt gleichzeitig even-

tuell entstehende charakteristische Röntgenstrahlungen ab. Beim angesprochenen Betastrahler handelt es sich übrigens um ^{90}Y, das Tochternuklid eines Betazerfalls des ^{90}Sr.

3. Für 80 kV Röhrenspannung beträgt die mittlere Photonenenergie im Spektrum 40 keV. Die dominierende Wechselwirkung von Röntgenstrahlung in menschlichem Gewebe ist der Comptoneffekt. Fig. (4.10) ergibt einen mittleren Energieverlust der gestreuten 40 keV-Photonen von etwa 5%. Streustrahlung und Nutzstrahlung haben also fast identische Energien, so dass die sich die erforderlichen Dicken von Bleiabschirmungen ebenfalls nur unwesentlich unterscheiden.

Kapitel 17

1. Nach G. (16. 14) berechnet man in 0,5 m und 1 m seitlichem Abstand mit dem Ausbeutefaktor k = 0,002 m^2 Dosisleistungswerte am Orte des Untersuchers (Halsvorderseite, Schilddrüse, Augen) von 1,92 und 0,48 mGy/h. Der 50 cm Abstand entspricht ziemlich genau der Position eines Arztes bei Durchleuchtungsuntersuchungen und aufrechter Haltung.

2. Ein Mammografiefilm mit einer Filmempfindlichkeitsklasse EK = 25 benötigt für eine korrekte Belichtung eine Dosis von 40µGy. Der Schwächungsfaktor durch die Mamma der angegebenen Dicke (HWSD ca. 0,58 cm, s. Aufgabe 4 in Kap. 5) beträgt etwa 1024:1. Zusammen erhält man als Eintrittsdosis ED = 2,5·1024·40µGy = 102,4 mGy. Die durchschnittliche Effektive Dosis einer Mammografie wird wegen der schnellen Abnahme der Dosis mit der durchstrahlten Schichtdicke und des verhältnismäßig kleinen w_T-Faktors der Mamma auf Werte um 0,6 mSv geschätzt (s. Tab. 17.8).

3. Bei einer Thoraxübersichtsaufnahme werden ein Film mit der Empfindlichkeitsklasse EK = 400 (Dosisbedarf 2,5 µGy/Optische Dichte 1) und ein Hartstrahlraster eingesetzt. Der Rasterfaktor beträgt wegen der großen Lamellenhöhe typisch 8:1. Ein Patientendurchmesser von 24 cm entspricht 4 Halbwertschichtdicken für diese Strahlenart. Zusammen erhält man eine Dosis von ED = 8·16·2,5µGy = 0,32 mGy. Umgerechnet in die Effektive Dosis erhält man typischerweise die natürliche Dosis von 14 Tagen von 0,1 mSv (s. Tab. 17.8) durch eine Thoraxübersichtsaufnahme. Dieser Wert entspricht sehr genau der Effektiven Strahlenexposition bei einem Transatlantikflug nach New-York und zurück.

4. Der Standardpatient hat einen Durchmesser von 21 cm, dies entspricht sieben Halbwertschichtdicken an Weichteilgewebe. Der typische Raster-Aufbau-Faktor beträgt 4:1. Zusammen mit dem Dosisbedarf eines ungezoomten Bildverstärkers erhält man pro Minute Durchleuchtungszeit eine Einstrahldosis von ED = 0,012 mGy·4·128 = 6,144 mGy/min. In 20 Minuten war die Dosis ED = 122,8 mGy. Die Dosis am 50 cm entfernten Ort des Untersuchers berechnet man wie in Auf-

gabe 1 zu $D_{untersucher}$ = 0,002·122,8/0,25 = 0,9824 mGy in 20 Minuten, also knapp 1 mGy. Dieser Dosis ist der Untersucher an nicht abgeschirmten Teilen seines Oberkörpers ausgesetzt.

5. Die Dosis auf der Hand des Untersuchers nach 2 min "CT-Durchleuchtung" beträgt D_{Hand} = 2min·120 Umläufe/min·10 mGy/Umlauf = 2400 mGy = 2,4 Gy. Dieser Dosiswert ist somit höher als die typische tägliche therapeutische Dosis im Zielvolumen eines Strahlentherapiepatienten von 1,8–2 Gy/Fraktion. Der Arzt muss unter den angegebenen Bedingungen deshalb an seinen Händen, der Patient in der exponierten Körperregion mit deterministischen Strahlenwirkungen rechnen. Moderne CT blenden aus diesem Grund den Röntgenstrahl bei solchen interventionellen Untersuchungen im oberen Winkelbereich aus.

6. Unterstellt man zunächst die gleiche physikalische Strahlenexposition von Körperstamm und Schädel eines Patienten, so bedeutet dies, dass der CT die Dosisleistung und den Dosisbedarf nicht nach der "Patientendicke" regelt. Dies war bis Anfang dieses Jahrhunderts das Standardverhalten von CT-Anlagen. Unter diesen Bedingungen kann der Unterschied in den Effektiven Dosen nur von der unterschiedlichen Zahl getroffener Risikoorgane bei der Berechnung der Effektiven Dosen herrühren. Um dies plausibel zu machen, berücksichtige man die Organwichtungsfaktoren in Tab. 9.5 in Kap. 9, die für Gewebe im Schädelbereich "unterrepräsentiert" sind. Tatsächlich bedingt die moderne hochauflösende Schädel-CT sehr schmale Messschichten im mm-Bereich und somit trotz der kleinen w_T-Faktoren und der modernen Regeltechniken eine deutliche Dosiserhöhung gegenüber den in Tab. (17.8) angegebenen Werten um etwa den Faktor 2-3.

20 Literatur

20.1 Lehrbücher und Monografien

Alberts	Bruce Alberts, Dennis Bray, Julian Lewis, Martin Raff, Keith Roberts, James D. Watson, Molekularbiologie der Zelle, 3. Auflage VCH Weinheim (1995)
Alberts/K	B. Alberts, D. Bray, A. Johnson, J. Lewis, M. Raff, K. Roberts, P. Walter, Lehrbuch der molekularen Zellbiologie ("Der kleine Alberts"), Wiley VCH 1999
Attix/Roesch/Tochilin	F. H. Attix, W. C. Roesch, E. Tochilin, Radiation Dosimetry Vol. I-IV, Academic Press New York (1968)
Baverstock 1988	K. F. Baverstock, D. E. Charlton, DNA Damage by Auger Emitters, Taylor + Francis London (1988)
Beier/Baltas	K. Beier, D. Baltas, Modelling in Clinical Radiobiology, Freiburg Oncology Series Monograph Nr. 2, Freiburg (1997)
Bethe/Morrison	Hans A. Bethe, Philip Morrison, Elementary Nuclear Theory, New York (1953)
Bielka/Börner	H. Bielka, Thomas Börner, Molekulare Biologie der Zelle, G. Fischer, Stuttgart (1995)
Feynman	Richard P. Feynman, Lectures on Physics, Vol. III, Quantum Mechanics, London (1965)
Finkelnburg	W. Finkelnburg, Einführung in die Atomphysik, Springer Berlin (1967)
Fritz-Niggli	Hedi Fritz-Niggli, Strahlengefährdung/Strahlenschutz, Huber Bern (1997)
Fowler 1981	J. F. Fowler, Nuclear Particles in Cancer Treatment, in Medical Physics Handbook 8, Adam Holger Bristol (1981)
Greening 1981	J. R. Greening, Fundamentals of Radiation Dosimetry, in Medical Physics Handbook 6, Adam Hilger Bristol (1981)
Greening 1985	J. R. Greening, Fundamentals of Radiation Dosimetry, in Medical Physics Handbook 15, Adam Hilger Bristol (1985), 2. Edition
Grupen	Claus Grupen, Grundkurs Strahlenschutz, 2. Auflage Vieweg (2000)
Hall 2000	Eric J. Hall, Radiobiology for the Radiologist, 5. Auflage, Lippincot, Williams, Wilkins (2000)
Heitler 1954	The Quantumtheory of Radiation, Oxford (1954)

Herrmann	Thomas Herrmann, Michael Baumann, Klinische Strahlenbiologie, Gustav Fischer Jena (1997)
Hertz	G. Hertz, Physik der Atomkerne I-III, Teubner Leipzig (1960)
Hug	O. Hug, Medizinische Strahlenkunde, Springer Berlin (1974)
Goiania	The Radiological Accident in Goiania, IAEA Wien (1988)
Jaeger/Hübner	R. G. Jaeger, H. Hübner, Dosimetrie und Strahlenschutz, Georg Thieme Stuttgart (1974)
Kalender	Willi A. Kalender, Computertomographie, Wiley-VCH München (2000)
Kiefer/Koelzer	Hans Kiefer, Winfried Koelzer, Strahlen und Strahlenschutz, Springer Berlin (1992)
Knoll	Glenn F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, Wiley New York (1999)
Koecke	H. U. Koecke, Allgemeine Biologie für Mediziner und Biologen, Schattauer Stuttgart (1977, 1982)
Kohlrausch	F. Kohlrausch, Praktische Physik, Bd. I-III, B. G. Teubner Stuttgart (1985)
Körbler	J. Körbler, Strahlen - Heilmittel und Gefahr, Eine Geschichte der Strahlen in der Medizin, Ranner Wien (1977)
Krebs	A. Krebs, Strahlenbiologie, Springer Berlin (1968)
Krieger/Petzold Bd1	H. Krieger, W. Petzold, Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz, Bd. 1, Grundlagen, B. G. Teubner Stuttgart (1992), 3. Auflage
Krieger Bd1	H. Krieger, Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz, Bd. 1, Grundlagen, B. G. Teubner Wiesbaden (2002), 5. Auflage
Krieger Bd 2	H. Krieger, Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz, Bd. 2, Strahlungsquellen, Detektoren und klinische Dosimetrie, B. G. Teubner Wiesbaden (2001), 3. Auflage
Krieger2	H. Krieger, Strahlungsquellen für Technik und Medizin, B. G. Teubner Wiesbaden (2005), 1. Auflage
Laskowski 1981	W. Laskowski, Biologische Strahlenschäden und ihre Reparatur, de Gruyter Berlin (1981)
Lederer	C. M. Lederer, V. S. Shirley, Tables of Isotopes, 7.th Edition, New York (1986)

Libby 1955	William Frank Libby, Radiocarbon dating, Chicago (1955)
Lindner/Kneschaurek	H. Lindner, P. Kneschaurek, Radioonkologie, Schattauer Stuttgart (1996)
Lohrmann	E. Lohrmann, Einführung in die Elementarteilchenphysik, B. G. Teubner Stuttgart (1990)
Mayer-Kuckuk/K	T. Mayer-Kuckuk, Kernphysik, B. G. Teubner Wiesbaden (2002)
Mayer-Kuckuk/A	T. Mayer-Kuckuk, Atomphysik, B. G. Teubner Stuttgart (1997)
Mould	R. F. Mould, A Century of X-Rays and Radioactivity in Medicine, Institute of Physics (IOP) Bristol (1995)
Nachtigall	D. Nachtigall, Physikalische Grundlagen für Dosimetrie und Strahlenschutz, Thiemig München (1971)
Nagel	H. D. Nagel, Strahlenexposition in der Computertomographie, ZVEI 1999
Neuert	Hugo Neuert, Kernphysikalische Messverfahren, Braun Karlsruhe (1965)
Passarge	Eberhard Passarge, Elemente der klinischen Genetik, G. Fischer Stuttgart (1979)
Passarge II	Eberhard Passarge, Color Atlas of Genetics, Thieme Stuttgart (2001)
Povh	Povh, Rith, Scholz, Zetsche, Teilchen und Kerne, Springer (1996)
Pschyrembel/S	Pschyrembel, Wörterbuch Radioaktivität, Strahlenwirkung, Strahlenschutz, de Gruyter Berlin (1986)
Pschyrembel/K	Pschyrembel, Klinisches Wörterbuch, 259. Auflage, de Gruyter Berlin (2002)
Raju 1980	M. R. Raju, Heavy Particle Radiotherapy, Academic Press, New York (1980)
Reich 1990	H. Reich (Hrsg.), Dosimetrie Ionisierender Strahlung, B. G. Teubner Stuttgart (1990)
Sauter	Eugen Sauter, Grundlagen des Strahlenschutzes, Thiemig München (1983)
Schiff	Leonard L. Schiff, Quantum Mechanics, Stanford (1968)

Schreiber	H. Schreiber, Unterlagen zur Neutronenbiologie des menschlichen Körpers, Schattauer Stuttgart (1965)
Sommerfeld	Arnold Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien, Frankfurt (1978)
Stamm	G. Stamm, H. D. Nagel, CT-Expo V 1.0, kommerzielles PC-Programm zur Berechnung der Strahlenexposition in der Computertomografie (2001)
Steel	G. Gordon Steel (Editor), Basic Clinical Radiobiology, Arnold London (1993)
Stolz	W. Stolz, Radioaktivität, Wiesbaden (2005)
Tubiana	M. Tubiana, J. Dutreix, A. Wambersie, Introduction to Radiobiology, Taylor + Francis, London (1990)
Vogel	Susanne Frühling, Hermann Vogel, Die Röntgenpioniere Hamburgs, Ecomed (1995)
Wachsmann	F. Wachsmann, G. Drexler, Graphs and Tables for Use in Radiology, Springer Berlin (1976)
Whyte 1959	G. N. Whyte, Principles of Radiation Dosimetry, Wiley New York (1959)
Witte 1978	Wolfgang Witte, Gen-Mutationen und DNS-Reparatur, Die Neue Brehm-Bücherei, Ziemsen Verlag Wittenberg-Lutherstadt (1978)

20.2 Wissenschaftliche Einzelarbeiten

Auxier	J. A. Auxier, S. Snyder, T. D. Jones, Neutron Interactions and Penetration in Tissues, in Attix, Roesch, Tochilin, Radiation Dosimetry Vol. I (1968)
Bambynek 1972	W. Bambynek, K-Shell Fluorescence Yields, Intern. Conference on Inner Shell Ionization Phenomena, Atlanta (1972)
Barendsen 1968	G. W. Barendsen, Responses of cultured cells, tumours and normal tissues to radiations of different linear energy transfer, Current topics in radiation research, Vol. 4, 293-356 (Ebert and Howard, eds.), Amsterdam
Becker 2003	P. Becker, H. Bettin, H-U. Danzebrink, M. Gläser, U. Kuetgens, A. Nicolaus, D. Schiel, P. de Brièvre, S. Valkiers, P. Taylor, Determination of the Avogadro Constant via the Silicon Route, Metrologia 40, 271-287 (2003)

Berger/Seltzer 1964	M. J. Berger, S. M. Seltzer, Tables of energy losses and ranges of electrons and positrons, in NAS-NRC Publication 1133 und in Nasa Publication SP-3012 (1964)
Berger/Seltzer 1966	M. J. Berger, S. M. Seltzer, Additional stopping power and range tables for protons, mesons and electrons, in Nasa SP 3036 (1966)
Berger/Seltzer 1982	M. J. Berger, S. M. Seltzer, Stopping power and ranges of electrons and positrons, NBSIR 82-2520 National Bureau of Standards Washington D. C. (1982)
Bergonie/Tribondeau	J. Bergonie, L. Tribondeau, Interpretation of some results of radiotherapy and an attempt at determing a logical technique of treatment, Rd. Research 11 587 (1959). Englische Übersetzung des Originaltextes aus Compt. Rend. Acad. Sci. 143 983 (1906) "Interpretation de quelques resultats de la radiotherapie et essai de fixation d´une technique rationelle."
Bichsel	H. Bichsel, Charged Particle Interaction, in Attix/Roesch /Tochilin, Radiation Dosimetry Vol. I (1968)
Bernhardt SSK30	J. H. Bernhardt, B. Bauer, Strahlenschutz des Patienten: Konzepte, Regelungen, in Strahlenexposition in der medizinischen Diagnostik, Klausurtagung der Strahlenschutzkommission 18./19. Oktober 1993, Stuttgart (1995)
Bernhardt2 SSK30	J. H. Bernhardt, R. Veith, B. Bauer, Erhebungen zur Effektiven Dosis und zur Kollektivdosis bei der Röntgendiagnostik in den alten Bundesländern, in Strahlenexposition in der medizinischen Diagnostik Klausurtagung der Strahlenschutzkommission 18./19. Oktober 1993, Stuttgart (1995)
Bethe 1930	H. Bethe, Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie, Ann. d. Physik 5, 325 (1930)
Bethe 1932	H. Bethe, Bremsformel für Elektronen relativistischer Geschwindigkeit, Phys. 76, 293 (1932)
BFS 1995	Michael Thieme, Ralph Gödde, Annemarie Schmitt-Hannig, Bundesamt für Strahlenschutz, Strahlenschutzforschung – Programmreport 1995, BfS-ISH-173/96
BFS LL 2003	Bekanntmachung des Bundesamtes für Strahlenschutz der diagnostischen Referenzwerte für radiologische und nuklearmedizinische Untersuchungen unter der URL http://www.bfs.de (2003)
BFS 2003	Mitteilung des Bundesamtes für Strahlenschutz zur natürlichen Umgebungsstrahlung in Deutschland (2003)

BFS JB2007	Gesamtjahresbericht 2007 des Bundesministeriums für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit (BMU), herausgegeben durch das BFS (2008), (URL http://www.bfs.de)
BMI 1979	Der Bundesminister des Inneren, Bonn, Die Strahlenexposition von außen in der Bundesrepublik Deutschland durch natürliche radioaktive Stoffe im Freien und in Wohnungen.
Caldwell 1965	J. T. Caldwell, R. L. Bramblett, B. L. Berman, R. R. Harvey, S. C. Fultz, Phys. Rev. Letters 15, 976ff (1965)
Chadwick 1932	J. Chadwick, The Existence of a Neutron, PRSL A136 692 (1932)
Chambers 1986	I. Chambers, J. Frampton, P. Goldfarb, N. Affara, W. McBain, P. R. Harrison, Embo J. 5 (1986) 1221
Chih-An Huh 1999	Chih-An Huh, Dependence of the decay rate of ^{7}Be on chemical forms, Earth and Planetary Science Letters 171, 325 (1999)
Compton 1923	Arthur H. Compton, A Quantum Theory of the Scattering of X-Rays by light Elements, Physical Review 21, No. 5, 483 (1923)
Compton 1923-1	A. H. Compton, The Spectrum of Scattered X-Rays, Phys. Rev. 22 No. 5 (1923), 409
Cross 1992	Cross W.G., Freedmann N.O., Wong P.Y. Beta Ray Dose Distributions from Skin Contamination, Rad. Prot. Dosimetry 40, 149-168 (1992)
Drexler	G. Drexler, W. Panzer, F.-E. Stieve, L. Widenmann, M. Zankl, Die Bestimmung von Organdosen in der Röntgendiagnostik, Hoffmann Berlin (1993)
Dubna 2004	Yuri Oganessian, J. B. Patin et al., Experiments on the Synthesis of Element 115 in the Reaction ^{243}Am(^{48}Ca,xn)$^{291-x}$115, Phys. Rev. C Vol. 69, Artikel 021601 R (2004)
Eder EU 2009	H. Eder, H. Schlattl, X-ray protective clothing: does DIN 6857-1 allow an objective comparison between lead free and lead-composite materials?, Mitteilung an EU (2009), priv. Mitteilung
Eder 2008	H. Eder, Bleiersatz oft nicht gleichwertig. Deutsches Ärzteblatt 105 A2202 (2008)
Ellis	F. Ellis, Dose, Time and Fractionation, A clinical Hypothesis, Clin. Radiol. 20, 1 (1969)
Ellis-Wooster 1927	Ellis C. D., Wooster, W. A. The average energy of disintegration of Radium E, Proc. Roy. Soc. 117, 109-123 (1927)

Evans 1958 R. D. Evans, X-ray and γ-ray interactions, in S. Flügge, Handbuch der Physik Bd. XXXIV Berlin (1958)

Evans 1968 R. D. Evans, X-ray and γ-ray interactions, in Attix/Roesch/Tochilin, Radiation Dosimetry Vol. I (1968)

Faila/Henshaw G. Faila, P. Henshaw, The relative biological effectiveness of x-rays and gamma rays. Radiology 17, 1-43 (1931)

Fermi 1934 E. Fermi, Z. Physik 88 (1934) 161

Fermi 1940 E. Fermi, The ionisation loss of electrons in gases and condensed materials, Phys. Rev. 57, 485 (1940)

Fill 2004 U. A. Fill, M. Zankl, N. Petoussi-Henss, M. Siebert, D. Regulla, Adult female models of different stature and photon conversion coefficients for radiation protection. Health Physics 86(3), 253-272 (2004)

Fowler 1965 P. H. Fowler, Proc. Phys. Soc. 85, 1051-1066 (1965)

Galanski 2001 M. Galanski, H. D. Nagel, G. Stamm, CT-Expositionspraxis in der Bundesrepublik Deutschland, Fortschritte Röntgenstr. 173 (2001)

Gamow 1928 G. Gamow, Quantum Theory of the Atomic Nucleus, ZP, 51 (1928) 204

Geiger 1913 H. Geiger, E. Marsden, The Laws of Deflection of Alpha Particles through Large Angels, Phil. Mag. 25 (1913) 604

Groom 2000 Groom et al. (Particle Data Group), Eur. Phys. Jour. C15, 1 (2000), http://pdg.lbl.gov

Hagiwara 2002 K. Hagiwara et. al. , The Review of Particle Physics, Physical Review D66 010001 (2002)

Hao 2002 B. Hao, W. Gong, T. K. Ferguson, C. M. James, J. A. Krzycki, M. K. Chan, A new UAG-encoded residue in the structure of a methanogen methyltransferase, Science 296, 1462-1466 (2002)

Harder 1965 D. Harder, Energiespektren schneller Elektronen in verschiedenen Tiefen, Symposium in High Energy Electrons, Herausgeber Zuppinger und Poretti, Berlin (1965)

Harder 1966 Harder, D., Spectra of primary and secondary electrons in material irradiated by fast electrons, in Biophysical Aspects of Radiation Quality, IAEA Technical Report Ser. No. 58, Vienna (1966)

Harder 2002 D. Harder, D. Regulla, E. Schmid, D. Frankenberg, G. Dietze, Bedeutung der "Relativen Biologischen Wirksamkeit" für den

Strahlenschutz, Strahlenschutz in Forschung und Praxis, Band 44, 123-139 (2002)

Heinzelmann 1996-1 — F. Rohloff, M. Heinzelmann, Dose Rate by Photon Radiation to the Basal Layer of the Epidermis in the Case of Skin Contamination, Rad. Prot. Dosimetry Vol. 63, 1, 15-28 (1996)

Heinzelmann 1996-2 — F. Rohloff, M. Heinzelmann, Hautkontamination durch Alphastrahler, Neuberechnung der Hautdosis, Strahlenschutzpraxis 2, Heft 1 43-45 (1996)

Howard/Pelc 1953 — A. Howard, S. R. Pelc, Synthesis of Desoxyribonucleic Acid in Normal and Irradiated Cells and its Relation to Chromosome Breakage, Heredity 6 Suppl. 261 (1953)

Hubbell 1982 — J. H. Hubbell, Photon Mass Attenuation and Energy-absorption-coefficients from 1 keV to 20 MeV, Int. J. Appl. Radiat. Isot. 33: 1269-1290 (1982)

Hubbell 1989 — John H. Hubbell, Bibliography and current status of K, L and higher shell fluorescence yields for computations of photon energy-absorption coefficients, NISTIR 89-4144 (1989)

Hubbell 1996 — J. H. Hubbell, S. M. Seltzer, Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients 1 keV to 20 MeV for Elements Z = 1 to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest, NISTIR 5632-Web Version 1.02, Internet-Webadresse: http://www.physics.nist.gov/Phys-RefData/XrayMassCoef/cover.html (1996)

Jacobi — W. Jacobi, Die neuen Empfehlungen der ICRP, Aktuelle Fragen im Strahlenschutz, Symposium TÜV Bayern (1990)

Jung — H. Jung, Die Risiken der Röntgendiagnostik, Röntgenstrahlen 66, S. 46-53 (1991)

Kneißl 1975 — U. Kneißl, E. A. Koop, K. H. Leister, A. Weller, Nucl. Instr. Methods 127, 1 (1975)

Koch/Motz 1959 — H. W. Koch, J. W. Motz, Bremsstrahlung Cross Section Formulas and Related Data, Rev. Mod. Phys. 31, 20 (1959)

Kramer/GSF — R. Kramer, M. Zankl, G. Williams and G. Drexler, The Calculation of Dose from External Photon Exposures Using Reference Human Phantoms and Monte Carlo Methods, Part I: The Male (Adam) and Female (Eva) Adult Mathematical Phantoms, GSF-Bericht S-885 (1982)

Krause 1979-1 — M. O. Krause, Atomic Radiative and Radiationless Yields for K and L Shells, J. Phys. Chem. Ref. Data Vol. 8, no.2, (1979) 307

Krause 1979-2 M. O. Krause, J. H. Oliver, Natural Widths of Atomic K and L Levels, Kα X-Ray Lines and Several KLL Auger Lines, J. Phys. Chem. Ref. Data Vol. 8, no.2, (1979) 329-338

Löster W. Löster, G. Drexler, F.-E. Stieve, Die Messung des Dosisflächenproduktes in der diagnostischen Radiologie als Methode zur Ermittlung der Strahlenexposition, Hoffmann Berlin (1995).

Marcillac 2003 Pierre de Marcillac, Noël Coron, Gérard Dambier, Jaques Leblanc, Jean-Pierre Moalic, Experimental detection of α-particles from the radioactive decay of natural bismuth, Nature 422, (2003), 876-878

Markkanen 1995 M. Markkanen, Radiation Dose Assessments for material with Elevated natural Radioactivity, Report STUK-B-STOP 32, Radiation and Nuclear Safety Authority STUK (1995)

Martignoni/Nitschke K. Martignoni, J. Nitschke, Ein neuer Strahlenschutz-Grenzwert für beruflich strahlenexponierte Personen in der Bundesrepublik Deutschland, Radiologe 32: 235-239 (1991)

Mattauch 1965 J. Mattauch, W. Thielle, A. Wapstra, Nuclear Physics A121 (1965)

Menzler 2006 S. Menzler, A. Schaffrath-Rosario, H. E. Wichmann, L. Kreienbrock, Abschätzung des attributablen Lungenkrebsrisikos in Deutschland durch Radon in Wohnungen Ecomed-Verlag Landsberg (2006)

Mini SSK 30 J. R. Mini, Strahlenexposition in der Röntgendiagnostik, in Strahlenexposition in der medizinischen Diagnostik Klausurtagung der Strahlenschutzkommission 18./19. Oktober 1993, Stuttgart (1995)

MIRD 1969 W. S. Snyder, M. R. Ford, G. G. Warner, H. L. Fisher, Estimates of Absorbed Dose Fractions for Monoenergetic Photon Sources Uniformly Distributed in Various Organs of a Heterogeneous Phantom, MIRD Pamphlet No. 5, J. Nucl. Med. 10, Suppl. No. 3 (1969), revised 1978

Möller C. Möller, Zur Theorie des Durchgangs schneller Elektronen durch Materie, Ann. Phys. 14, 568 (1932)

Muller H. J. Muller, Artificial Transmutation of Gene, Science 66, S. 84 (1927)

Mutscheller1925 Arthur Mutscheller, Physical standards of protection against roentgen ray dangers, Amer. J. Roentgen Vol. 13, 65 (1925)

Nilsson/Brahme 1983	B. Nilsson, A. Brahme, Relation between Kerma and Absorbed Dose in Photon Beams, Acta Radiol. Oncol. 22, 77-85 (1983)
O'Halloran 1998	T. O'Halloran, P. Sokolsky, S. Yoshida, The highest-energy cosmic rays, Phys. Today 51 (1998) 31-37.
Oldenburg 2003	Natürliche Radioaktivität in Baustoffen, Heinz Helmers Universität Oldenburg (2003), URL: http://www.physik.uni-oldenburg.de/docs/puma/1609.html,
Otake	M. Otake, W. J. Schull, S. Lee, Threshold for radiation-related severe mental retardation in prenatally exposed A-bomb survivers: a re-analysis. Int. J. Radiat. Biol. 70 (1996) 755-763
Pauli 1930	W. Pauli, Offener Brief an die Gruppe der Gauvereins-Tagung zu Tübingen (4. Dez. 1930).
Petoussi	N. Petoussi-Henss, M. Zankl, G. Fehrenbacher, G. Drexler, Dose distributions in the sphere for monoenergetic photons and electrons and for 800 radionuclides, Inst. für Strahlenschutz GSF-Bericht 7/93 (1993)
Petoussi-Henss	N. Petoussi-Henss, M. Zankl, U. Fill, D. Regulla, The GSF family of voxel phantoms, Physics in Medicine and Biology 47, 89-106 (2002)
Regulla 2003	Dieter Regulla, Jürgen Griebel, Dietmar Noßke, Burkhardt Bauer, Gunnar Brix, Erfassung und Bewertung der Patientenexposition in der diagnostischen Radiologie und Nuklearmedizin, Z. Med. Phys. 13 127-135 (2003)
Regulla 2008	Dieter Regulla, Wolfgang Wahl, Christoph Hoeschen, Current radiation exposure of man – a comparison between digital imaging and environmental, workplace and accidental radiation burden, Proceedings of IRPA 12, Buenos Aires, October (2008)
Roesch	W. C. Roesch, Rad. Research 15 (1958), scattering to complete diffusion of high energy electrons, Proceedings of the Fourth Symposium on Microdosimetry, Commission of the European Communities EUR 5122, Luxembourg (1973)
Roos 1973	H. Roos, P. Drepper, D. Harder, The transition from multiple scattering to complete diffusion of high energy electrons, Proceedings of the fourth Symposium on Microdosimetry, Commission of the European Communities EUR 5122, Luxembourg (1973)
Ruth 1911	E. Rutherford, The Scattering of Alphas and Beta-Particles by Matter and the Structure of the Atom, Phil. Mag. 21 (1911) 669

Saito 1998 Kimiaki Saito, Nina Petoussi-Henss, Maria Zankl, Calculation of the effective dose and its variation from environmental gamma ray sources, Health Physics 74(6):698-706 (1998)

Silari 2002 Marco Silari, Helmut Vincke, Neutrino radiation hazard at the planned CERN neutrino factory, Technical Note TIS-RP/TN/2002-01 CERN Nufact Note 105, CERN 2002

Sinclair 1968 W. K. Sinclair, Radiation Survival in Synchronous Chinese Hamster Cells in Vitro, in: Biophysical Aspects of Radiation Quality, 2. Panel Report, Proc. of a Panel p. 39 in Vienna, IAEA Vienna (1968)

Schlattl 2007 H. Schlattl, M. Zankl, H. Eder, Ch. Hoeschen, Shielding properties of lead free clothing and their impact on radiation dose, Med. Phys. 34 (11) (Nov. 2007)

Schmitt SSK 30 Th. Schmitt, Strahlenexposition bei digitalen Verfahren – Computertomographie, in "Strahlenexposition in der medizinischen Diagnostik", Klausurtagung der Strahlenschutzkommission 18./19. Oktober 1993, Stuttgart (1995)

Shrimpton 98 P. C. Shrimpton, S,. Edyvean, CT Scanner Dosimetry, BJR 71: 1-3 (1998)

SSK 1984 Strahlenschutzkommission: Radon in Wohnungen und im Freien Erhebungsmessungen in der Bundesrepublik Deutschland, Arbeitsgruppe Radonmessungen des Ausschusses Strahlenschutztechnik bei der Strahlenschutzkommission (1984)

Steger 1999 F. Steger, K. Grün, Radioactivity in building materials ÖNORM S 5200: A standard in Austria to limit natural radioactivity in building materials (revised and definite version), Radon in the Living Environment 19-32, Athens Greece (1999)

Sternheimer 1971 R. M. Sternheimer, R. F. Peierls, General Expression for the Density Effect for the Ionisation Loss of Charged Particles, Phys. Rev. 33, 3681 (1971)

Storm/Israel E. Storm, H. I. Israel, Nuclear Data Tables A7, 565-681 (1970)

Straume 2003 T. Straume, G. Rugel, A. A. Marchetti, W. Rühm, G. Korschinek, J. E. Mcanich, K. Carroll, S. Egbert, T. Faestermann, K. Knie, R. Martinelli, A. Wallner, C. Wallner, Measuring fast neutrons in Hiroshima at distances relevant to atomic bomb survivors, Nature 424, 539 (2003)

Taylor Lauriston S. Taylor, History of the International Commission on Radiological Protection (ICRP), Health Physics Vol. 1 97-104 (1958)

Thomson 1904 J. J. Thomson, On the Structure of the Atom: an Investigation of the Stability and Periods of Oscillation of a Number of Corpuscles arranged at equal Intervals around the Circumference of a Circle; with Application of the Results to the Theory of Atomic Structure, Phil. Mag. Series 6, Volume 7, Number 39, March 1904, 237-265

Veigele 1973 W. M. J. Veigele, Photon Cross Sections from 0,1 keV to 1 MeV for Elements Z = 1 to Z = 94, Atomic Data Tables 5, 51-111 (1973)

Veyssiere 1975 A. Veyssiere, H. Beil, R. Bergere, P. Carlos, A. Lepretre, A. de Miniac, Nucl. Phys. A227, 513 (1975)

Wallner 2002 A. Wallner, T. Faestermann, A. M. Kellerer, K. Knie, G. Korschinek, H.-J. Maier, N. Nakamura, W. Rühm, G. Rugel, 41-Ca ein biologisches Dosimeter für Neutronen? DPG Tagungen 2002 Sitzung ST 4.3 (2003)

Zankl 1988 M. Zankl, R. Veit, G. Williams, K. Schneider, H. Fendel, N. Petoussi, G. Drexler, The construction of computer tomographic phantoms and their application in radiology and radiation protection, Rad. Environ. Biophys. 27, 153-164 (1988)

Zankl 1991 M. Zankl, W. Panzer, G. Drexler, The Calculation of Dose from External Photon Exposures Using Reference Human Phantoms and Monte Carlo Methods, GSF-Bericht 30/91 (1991), Nachdruck 1999

Zankl 1993 M. Zankl, W. Panzer, G. Drexler, Tomographic Antropomorphic Models, Part II, GSF-Bericht 30/93 (1993)

Zankl 2001 M. Zankl, Alfred Wittmann, The adult male voxel model Golem segmented from whole body CT patient data, Rad. Environ. Biophys 40, 153-162 (2002)

Zankl 1998 M. Zankl, N. Petoussi-Henß, U. Fill, D. Regulla, Tomographic Antropomorphic Models, Part IV: Organ Doses for Adults due to Idealized External Photon Exposures, GSF-Bericht 13/02 (2002)

Zankl 2002 M. Zankl, N. Petoussi-Henß, G. Drexler, K. Saito, The Calculation of Dose from External Photon Exposures Using Reference Human Phantoms and Monte Carlo Methods, Part VII: organ Doses due to Parallel and Environmental Exposure Geometries, GSF Bericht 8/97 (1998)

Zankl 2002-1 M. Zankl, N. Petoussi-Henss, U. Fill, D. Regulla, The application of voxel phantoms to the internal dosimetry of radionuclides, Radiation Protection Dosimetry Vol. 105 No. 1-4, 539-548, (2002)

Zankl 2002-2 M. Zankl, U. Fill, N. Petoussi-Henss, D. Regulla, Organ Dose conversion coefficients for external photon beam irradiation of male and female voxel models, Physics in Medicine and Bio logy 47, 2367-2385 (2002)

20.3 Nationale und internationale Protokolle und Reports zu Dosimetrie und Strahlenschutz

BFS 2203 Natürliche Radionuklide in Baumaterialien und Rückständen, Bundesamt für Strahlenschutz BFS (2003), URL: http://www.bfs.de/ion/ra_boeden/baustoffe.html

BFS LL 2003 Bundesamt für Strahlenschutz, Bekanntmachung der diagnostischen Referenzwerte für radiologische und nuklearmedizinische Untersuchungen, Salzgitter Juli 2003

DGMP 2 Deutsche Gesellschaft für Medizinische Physik, Bericht Nr. 2, Tabellen zur radialen Fluenzverteilung in aufgestreuten Elektronenstrahlenbündeln mit kreisförmigem Querschnitt, Göttingen (1982)

DGMP 3 Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Deutsche Gesellschaft für Medizinische Physik, Bericht Nr. 3, Vorschlag für die Zustandsprüfung an Röntgenaufnahmeeinrichtungen im Rahmen der Qualitätssicherung in der Röntgendiagnostik, Berlin (1985)

DGMP 4 Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Deutsche Gesellschaft für Medizinische Physik, Bericht Nr. 4, Vorschlag für die Zustandsprüfung an Röntgendurchleuchtungseinrichtungen im Rahmen der Qualitätssicherung in der Röntgendiagnostik, Berlin (1987)

DGMP 7 Deutsche Gesellschaft für Medizinische Physik und Deutsche Röntgengesellschaft, Bericht Nr. 7, Pränatale Strahlenexposition aus medizinischer Indikation. Dosisermittlung, Folgerungen für Arzt und Schwangere (2002)

ICRP 15 International Commission on Radiological Protection, Report of the Task Group Protection against Ionizing Radiation from External Sources (1970)

ICRP 23 International Commission on Radiological Protection, Report of the Task Group on Reference Man, New York (1975)

ICRP 26 ICRP Report of the Task Group, Recommendations of the ICRP (1977)

ICRP 28 ICRP Report of the Task Group, The Principles and General Procedures for Handling Emergency and Accidental Exposures to Workers (1978)

ICRP 32 ICRP Report of the Task Group, Limits for Inhalation of Inhaled Radon Daughters for Workers (1981)

ICRP 38 ICRP Report No. 38 (1983) Radionuclide Transformations: Energy and Intensity of Emissions

ICRP 41 ICRP Report No. 41 (1984) Non-Stochastic Effects of Ionizing Radiation

ICRP 49 ICRP Report No. 49 (1986) Developmental Effects of Irradiation on the Brain of the Embryo and Fetus

ICRP 53 ICRP Report No. 53 (1988) Radiation Dose to Patients from Radiopharmaceuticals

ICRP 55 ICRP Report No. 55 (1989) Optimization and Decision-Making in Radiological Protection

ICRP 56 ICRP report No. 56: Age-dependent Doses to Members of the Public from Intake of Radionuclides: Part 1 (1990)

ICRP 57 ICRP Report No. 57 (1989) Radiological Protection of the Worker in Medicine Dentistry

ICRP 58 ICRP Report No. 58 (1989) RBE for Deterministic Effects

ICRP 60 ICRP Report No. 60 (1991) 1990 Recommendations of the International Commission on Radiation Protection

ICRP 65 ICRP Report No. 65 (1993) Schutz vor Radon-222 zu Hause und am Arbeitsplatz, Deutsche Ausgabe, herausgegeben vom Bundesamt für Strahlenschutz der Bundesrepublik Deutschland.

ICRP 67 ICRP report No. 67: Age-dependent Doses to Members of the Public from Intake of Radionuclides: Part 2 (1994)

ICRP 68 ICRP Report No. 68 (1995) Dose Coefficients for Intakes of Radionuclides by Workers

ICRP 69 ICRP Report No. 69: Age-dependent Doses to Members of the Public from Intake of Radionuclides: Part 3 Ingestion Dose Coefficients

ICRP 71 ICRP Report No. 71: Age-dependent Doses to Members of the Public from Intake of Radionuclides: Part 4 Inhalation Dose Coefficients (1996)

ICRP 72	ICRP Report No. 72: Data Base for Dose Coefficients, Workers and Members of the Public, CD1 (2003)
ICRP 73	ICRP Report No. 73: Radiological Protection and Safety in Medicine (1996)
ICRP 80	ICRP Report No. 80: Radiation Dose to Patients from Radiopharmaceuticals (1999)
ICRP 84	ICRP Report No. 84: Pregnancy and Medical radiation (2000)
ICRP 87	ICRP Publication 87: Managing Patient Dose in Computed Tomography Vol. 30 No. 4 (2000)
ICRP 88	ICRP Report No. 88: Dose to the Embryo and Fetus from Intakes of Radionuclides by the Mother (1990), auch als CD, korrigierte Version Mai 2002 Volume 31 No. 1 – 3, (2001)
ICRP 89	Basic Anatomical and Physiological Data for Use in Radiological Protection: Reference Values. ICRP Publication 89, Annals of the ICRP, Vol. 32, No. 3-4 (2002)
ICRP 90	ICRP Report No. 90: Biological Effects after Prenatal Irradiation (Embryo and Fetus) (1990), Version von 2003 Vol. 33 No. 1-2 (2003)
ICRP 92	Relative Biological Effectiveness (RBE), Quality Factor (Q), and Radiation Weighting Factor (w_R), Annals of the ICRP, ICRP Publication 92 (2003)
ICRP 103	The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection, ICRP Publication 103 (2007)
ICRP 2008 draft	2005 Recommendations of the International Commission On Radiological Protection
ICRU 10b	International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 10b, Physical Aspects of Irradiation (1964)
ICRU 14	ICRU Report No. 14, Radiation Dosimetry X-rays and Gamma-rays with maximum Photon Energies between 0.6 and 50 MeV (1969)
ICRU 16	ICRU Report No. 16, Linear Energy Transfer (1970)
ICRU 17	ICRU Report No.17, Radiation Dosimetry: X-Rays Generated at Potentials of 5 to 150 keV (1970)
ICRU 23	ICRU Report No. 23, Measurement of Absorbed Dose in a Phantom Irradiated by a Single Beam of X or Gamma Rays (1973)
ICRU 26	ICRU No. 26, Neutron Dosimetry for Biology and Medicine (1977)

ICRU 28 ICRU Report No. 28, Basic Aspects of High Energy Particle Interactions and Radiation Dosimetry (1978)

ICRU 29 ICRU Report No. 29, Dose Specification for Reporting External Beam Therapy with Photons and Electrons (1978)

ICRU 30 ICRU Report No. 30, Quantitative Concepts and Dosimetry in Radiobiology (1979)

ICRU 31 ICRU Report No. 31, Average Energy Required To Produce An Ion Pair (1979)

ICRU 32 ICRU Report No. 32, Methods of Assessment of Absorbed Dose in Clinical Use of Radionuclides (1979)

ICRU 33 ICRU Report No. 33, Radiation Quantities and Units (1980)

ICRU 34 ICRU Report No. 34, The Dosimetry of Pulsed Radiation (1982)

ICRU 35 ICRU Report No. 35, Radiation Dosimetry Electron Beams with Energies Between 1 and 50 MeV (1984)

ICRU 36 ICRU Report No. 36, Mikrodosimetry (1983)

ICRU 37 ICRU Report No. 37, Stopping Powers for Electrons and Positrons (1984)

ICRU 38 ICRU Report No. 38, Dose Specification for Intracavitary Therapy in Gynecology (1985)

ICRU 39 ICRU Report No. 39, Determination of Dose Equivalents Resulting from External Radiation Sources (1985)

ICRU 40 ICRU Report No. 40, The Quality Factor in Radiation Protection (1986)

ICRU 42 ICRU Report No. 42, Use of Computers in External Beam Radiotherapy Procedures with High Energy Photons and Electrons (1988)

ICRU 43 ICRU Report No. 43, Determination of Dose Equivalents from External Radiation Sources Part 2 (1988)

ICRU 44 ICRU Report No. 44, Tissue Substitutes in Radiation Dosimetry and Measurement (1989)

ICRU 45 ICRU Report No. 45, Clinical Neutron Dosimetry Part I Determination of Dose in a Patient Treated by External Beams of Fast Neutrons (1989)

ICRU 46 ICRU Report No. 46, Photon, Electron, Proton and Neutron Interaction Data for Body Tissues (1992), Version ICRU 46D: with Data Disk (1992)

ICRU 47 ICRU Report No. 47, Measurements of Dose Equivalents from External Photon and Electron Radiations (1992)

ICRU 48 ICRU Report No. 48, Phantoms and Computational Models in Therapy, Diagnosis and Protection (19092)

ICRU 49 ICRU Report No. 49, Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles (1993), Version ICRU 49D: with Data Disk (1993)

ICRU 50 ICRU Report No. 50, Prescribing, Recording and Reporting Photon Beam Therapy (1993)

ICRU 51 ICRU Report No. 51, Quantitities and Units in Radiation Protection Dosimetry (1993)

ICRU 56 ICRU Report No. 56, Dosimetry of External Beta Rays for Radiation Protection (1997)

ICRU 57 ICRU Report No. 57, Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External radiation (1998)

ICRU 72 ICRU Report No. 72, Dosimetry of Beta Rays and Low-Energy Photons for Brachytherapy with Sealed Sources (2004)

ICRU 73 ICRU Report No. 73 Stopping of Ions Heavier Than Helium (2005)

Karlsruher Nuklidkarte G. Pfennig, H. Klewe-Nebenius, W. Seelmann-Eggebert, Forschungszentrum Karlsruhe, 6. Auflage 1995. Bezugsadresse: Marktdienste Haberbeck GmbH, Industriestr. 17, 32791 Lage/Lippe, Fax 05232/68445

NNCSC National Neutron Cross Section Centre, Brookhaven National Labaratory New York (1979)

PTB-DOS-23 Wolfgang G. Alberts, Peter Ambrosi, Jürgen Böhm, Günter Dietze, Klaus Hohlfeld, Wolfram Will, Neue Dosis-Messgrößen im Strahlenschutz, PTB-Bericht Dos-23, 1994

RP112 Radiation Protection 112, Radiological Protection Principles concerning the Natural Radioactivity of Building Materials, European Commission (1999)

SSK 3 Veröffentlichung der Strahlenschutzkommission Band 3, Berechnungsgrundlage für die Ermittlung von Körperdosen bei äußerer Strahlenexposition durch Photonenstrahlung und Berechnungsgrundlage für die Ermittlung von Körperdosen bei äußerer Strahlenexposition durch Elektronen, insbesondere durch β-Strahlung, Stuttgart (1991)

SSK 18	Veröffentlichung der Strahlenschutzkommission Band 18, Maßnahmen nach Kontamination der Haut mit radioaktiven Stoffen, Stuttgart (1992)
SSK 29	Veröffentlichung der Strahlenschutzkommission Band 29, Ionisierende Strahlung und Leukämieerkrankungen von Kindern und Jugendlichen, Stellungnahme der Strahlenschutzkommission mit Anlagen, Stuttgart (1994)
SSK 30	Veröffentlichung der Strahlenschutzkommission Band 30, Strahlenexposition in der medizinischen Diagnostik, Klausurtagung der Strahlenschutzkommission 18./19. Oktober 1993, Stuttgart (1995)
SSK 33	Veröffentlichung der Strahlenschutzkommission Band 33, Molekulare und zelluläre Prozesse bei der Entstehung stochastischer Strahlenwirkungen, Klausurtagung der Strahlenschutzkommission 13./14. Oktober 1994, Stuttgart (1995)
SSK-2004	Strahlenschutz für das ungeborene Kind, Empfehlung der Strahlenschutzkommission und wissenschaftliche Begründung 197. Sitzung Dez. 2004
UNSCEAR 1982	United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, Report to the General Assembly, with Annexes: Ionizing Radiation: Sources and Biological Effects (1982)
UNSCEAR 1986	United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, Report to the General Assembly, with Annexes: Genetic and Somatic Effects of Ionizing Radiaton (1986)
UNSCEAR 1988	United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, Report to the General Assembly, with Annexes: Sources, Effects and Risks of Ionizing Radiation (1988)
UNSCEAR 1993	United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, Report to the General Assembly, with Scientific Annexes: Sources, Effects and Risks of Ionizing Radiation (1993)
UNSCEAR 2000	United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, Report to the General Assembly, with Annexes: Sources, Effects and Risks of Ionizing Radiation Volume 1 Sources (2000)
UNSCEAR 2000	United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, Report to the General Assembly, with Annexes: Sources, Effects and Risks of Ionizing Radiation Volume 2 Effects (2000)

UNSCEAR 2001 United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, Report to the General Assembly, with Annexes: Heriditary Effects of Radiation (2001)

X-Ray 2001 X-Ray Data Booklet, Lawrence Berkeley National Laboratory , LBNL/Pub-490 Rev. 2, http://xdb.lbl.gov/

20.4 Gesetze, Verordnungen und Richtlinien zum Strahlenschutz, gültig für die Bundesrepublik Deutschland

Es werden nur die wichtigsten im Buch erwähnten Gesetze, Verordnungen und Richtlinien der Bundesrepublik Deutschland zum Thema Strahlenschutz aufgeführt. Die Texte werden im Bundesgesetzblatt BGBl Teile I und II, im Bundesanzeiger BAnz und im gemeinsamen Ministerialblatt der Bundesregierung GMBl publiziert. Neben den erwähnten Gesetzen und Verordnungen werden für die praktische Strahlenschutzarbeit eine Vielzahl weiterer Gesetzes- und Verordnungstexte benötigt. Vollständige Sammlungen des Strahlenschutzrechtes sind beim Deutschen Fachschriften-Verlag Wiesbaden zu erwerben, der auch für laufende Aktualisierung sorgt.

Grundgesetz Grundgesetz für die Bundesrepublik Deutschland vom 23. Mai 1949 in der Fassung vom 26. Juli 2002 BGBl. I, S. 2863

EU-RL 89/618 Richtlinie 89/618/Euratom vom 27.11.1989 über die Unterrichtung der Bevölkerung in radiologischen Notstandssituationen

EU-RL 96/29 Richtlinie 96/29/Euratom des Rates vom 13. Mai 1996 zur Festlegung der grundlegenden Sicherheitsnormen für den Schutz der Gesundheit der Arbeitskräfte und der Bevölkerung gegen die Gefahren durch ionisierende Strahlung, Amtsblatt der Europäischen Union L 159, 39. Jahrgang, (29. Juli 1996)

EU-RL 97/43 Richtlinie 97/43/Euratom des Rates vom 30. Juni 1997 über den Gesundheitsschutz von Personen gegen die Gefahren ionisierender Strahlung bei medizinischer Exposition und zur Aufhebung der Richtlinie 84/466/Euratom, Amtsblatt Nr. L 180 vom 09/07/1997 S. 22 - 27

EU-RL 2003/122 Richtlinie 2003/122/Euratom des Rates vom 22. Dez. 2003 zur Kontrolle hoch radioaktiver umschlossener Strahlenquellen und herrenloser Strahlenquellen, Amtsblatt Nr. L 346 vom 31/12/2003 S. 63ff

Umsetz-RL Verordnung für die Umsetzung von Euratomrichtlinien vom 20. 7. 2001 BGBl. I, S. 1714

AtG Gesetz über die friedliche Verwendung der Kernenergie und den Schutz gegen ihre Gefahren vom 23. 12. 1959 (Atomgesetz) in der

	Fassung vom 6. Januar 2004, zuletzt geändert durch Art. 161 V v. 31.10.2006 I 2407
AtDeckV	Verordnung über die Deckungsvorsorge nach dem Atomgesetz (Atomrechtliche Deckungsvorsorgeverordnung) vom 25. Januar 1977, BGBl. I S. 220, zuletzt geändert am 18. Juli 2002 BGBl. I, S. 1869
STGB	Strafgesetzbuch vom 15. Mai 1871 in der Fassung vom 13. November 1998, zuletzt geändert durch Artikel 1 des Gesetzes vom 27. Dezember 2003 BGBl. I, S. 3007
StlSchKom	Bekanntmachung der Satzung der Strahlenschutzkommission vom 22. Dez. 1998, Bundesanzeiger Nr. 5 vom 9. Januar 1999, S. 202
StrVG	Gesetz zum vorsorgenden Schutz der Bevölkerung gegen Strahlenbelastung (Strahlenschutzvorsorgegesetz) vom 19. 12. 1986, BGBl. I S. 2610, i. d. F. vom 29. Okt. 2001 BGBl. I, S. 2785
RöV	Verordnung über den Schutz vor Schäden durch Röntgenstrahlen (Röntgenverordnung - RöV) vom 18. Juni 2002 BGBl. I, S. 1869
StrlSchV	Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlen (Strahlenschutzverordnung) vom 20. 07. 2001, BGBl. I, S. 1714
StrlSchV(alt)	Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlen (Strahlenschutzverordnung) vom 30. 07. 1989, BGBl. I, S. 943
EichG	Gesetz über das Mess- und Eichwesen (Eichgesetz), in der Fassung vom 23. März 1992, BGBl. I S. 711, geändert am 17. Dezember 2001, BGBl. I, S. 3586
EichO	Eichordnung vom 12. August 1988 BGBl. I, S. 1657, in der Fassung vom 13. Dez. 2001 BGBl. I, S.3586
EinhGes	Gesetz über Einheiten im Messwesen vom 22. Febr. 1985 , BGBl. I, S. 408, in der Fassung vom 29. Okt. 2001 BGBl. I, S. 2785
EinhV	Ausführungsverordnung zum Gesetz über Einheiten im Messwesen vom 26. 06. 1970, BGBl. 1 S. 981, zuletzt geändert durch Verordnung vom 13. 12. 1985 BGBl. 1, S. 2272

Deutsche Richtlinien zur StrlSchV

RL-StrlSch-Med	Strahlenschutz in der Medizin, Richtlinie nach der Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlen (Strahlenschutzverordnung – StrlSchV) vom 24. Juni 2002

RL-PrüfStör	Richtlinie für die Prüfung von Röntgeneinrichtungen und genehmigungsbedürftigen Störstrahlern (RL für Sachverständigenprüfungen nach der RöV SVRL), 27. August 2003
StrlSchKontr	Richtlinie für die physikalische Strahlenschutzkontrolle zur Ermittlung der Körperdosen gem. StrlSchV und RöV vom 20. Dez. 1993
PrüfFristen	Richtlinie über Prüffristen bei Dichtheitsprüfungen an umschlossenen radioaktiven Stoffen vom 12. Juni 1996
KontamHaut	Maßnahmen bei radioaktiver Kontamination der Haut, Empfehlung der Strahlenschutzkommission vom 22. Sept. 1989
FachkundeRL-Röntgen	Richtlinie nach der RöV: Fachkunde und Kenntnisse im Strahlenschutz bei dem Betrieb von Röntgeneinrichtungen in der Heilkunde und Zahnheilkunde, März 2006
QL-RL-Rö	Richtlinie zur Durchführung der Qualitätssicherung bei Röntgeneinrichtungen zur Untersuchung oder Behandlung von Menschen nach den §§ 16 und 17 der Röntgenverordnung - Qualitätssicherungs-Richtlinie (QS-RL) vom 20. Nov. 2003
RL-Ärtzl-Stellen	Richtlinie ärztliche und zahnärztliche Stellen zur StrlSchV und RöV (Jan. 2004)

20.5 Deutsche Industrie-Normen zu Dosimetrie und Strahlenschutz

Hier werden vor allem die im Buch erwähnten Normen zur Radiologie und zum Strahlenschutz aufgeführt. Ein Überblick über die einschlägigen DIN-Normen befindet sich in den DIN-Taschenbüchern 159 und 234 des Beuth-Verlages Berlin und auf der Internetseite des DIN (www.DIN.de). Für die praktische Arbeit wird ein Dauerabonnement der DIN-Normen empfohlen, da dann die vorhandene Sammlung bei jeder Neuerscheinung oder Überarbeitung durch den Verlag auf den neuesten Stand gebracht wird.

DIN 61331		Strahlenschutz in der medizinischen Röntgendiagnostik
	Teil 1:	Bestimmung von Schwächungseigenschaften von Materialien (Apr. 2002)
	Teil 2:	Bleiglasscheiben (Aug. 2006)
	Teil 3:	Schutzkleidung und Gonadenschutz (Mai 2002)
DIN 6802	Teil 1:	Neutronendosimetrie, Spezielle Begriffe und Benennungen (Nov. 1991)
	Teil 2:	Neutronendosimetrie, Teil 2: Konversionsfaktoren zur Berechnung der Orts- und Personendosis aus der Neu-

		tronenfluenz und Korrektionsfaktoren für Strahlenschutzdosimeter (Nov. 1991)
	Teil 3:	Neutronendosimetrie, Neutronenmessverfahren im Strahlenschutz (Juni 2007)
	Teil 4:	Neutronendosimetrie, Verfahren zur Personendosimetrie mit Albedoneutronendosimetern (Apr. 1998)
DIN 6804	Teil 1:	Strahlenschutzregeln für den Umgang mit umschlossenen radioaktiven Stoffen in der Medizin (Nov. 1993)
DIN 6809		Klinische Dosimetrie
	Teil 1:	Therapeutische Anwendung gebündelter Röntgen-, Gamma- und Elektronenstrahlung (Apr. 2008 Entwurf)
	Teil 2:	Brachytherapie mit umschlossenen gammastrahlenden radioaktiven Stoffen (November 1993)
	Teil 3:	Röntgendiagnostik (März 1990)
	Teil 4:	Anwendung von Röntgenstrahlen mit Röhrenspannungen von 10 kV bis 100 kV in der Strahlentherapie und in der Weichteildiagnostik (Dezember 1988)
	Teil 5:	Anwendungen von Röntgenstrahlen mit Röhrenspannungen von 100 bis 400 kV in der Strahlentherapie (Febr. 1996)
	Teil 6:	Anwendung hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlung in der perkutanen Strahlentherapie (Feb. 2002)
	Teil 7:	Verfahren zur Ermittlung der Patientendosis in der Röntgendiagnostik (Okt. 2003)
DIN 6812 alt		Medizinische Röntgenanlagen bis 300 kV, Strahlenschutzregeln für die Errichtung (Mai 1985)
DIN 6812		Medizinische Röntgenanlagen bis 300 kV, Regeln für die Auslegung des baulichen Strahlenschutzes (Aug. 2008), Berichtigungen vom Jan. 2001 und Feb. 2004
DIN 61331		Strahlenschutz in der medizinischen Röntgendiagnostik
	Teil 1:	Bestimmung von Schwächungseigenschaften von Materialien (Aug. 2006)
	Teil 2:	Bleiglasscheiben (Aug. 2006)
	Teil 3:	Schutzkleidung und Gonadenschutz (Mai 2002), Ersatz für DIN 6813-3 (Juli 1980)

DIN 6814		Begriffe in der radiologischen Technik
	Teil 1:	Anwendungsgebiete (Nov. 2005)
	Teil 2:	Strahlenphysik (Juli 2000)
	Teil 3:	Dosisgrößen und Dosiseinheiten (Januar 2001), Berichtigung zu Teil 3 (Februar 2001)
	Teil 4:	Radioaktivität (Okt. 2006)
	Teil 5:	Strahlenschutz (Dez. 2008)
	Teil 6:	Diagnostische Anwendung von Röntgenstrahlung in der Medizin (Mai 2009)
	Teil 8:	Strahlentherapie (Dezember 2000)
DIN 6815		Medizinische Röntgenanlagen bis 300 kV: Regeln für die Prüfung des Strahlenschutzes nach Errichtung, Instandsetzung und wesentlicher Änderung (Mai 2005), Berichtigung 1 (Nov. 2005)
DIN 6818	Teil 1:	Strahlenschutzdosimeter, Allgemeine Regeln (Aug. 2004)
DIN 6827		Protokollierung bei der medizinischen Anwendung ionisierender Strahlung (1992- 2003)
	Teil 1:	Therapie mit Elektronenbeschleunigern sowie Röntgen- und Gammabestrahlungseinrichtungen (Nov. 2000)
	Teil 2:	Therapie und Diagnostik mit offenen radioaktiven Stoffen
	Teil 3:	Brachytherapie mit umschlossenen Strahlungsquellen Dez. 2002)
DIN 6843		Strahlenschutzregeln für den Umgang mit offenen radioaktiven Stoffen in der Medizin (Dezember 2006)
DIN 6844		Nuklearmedizinische Betriebe
	Teil 1:	Regeln für die Errichtung und Ausstattung von Betrieben zur diagnostischen Anwendung von offenen radioaktiven Stoffen (Jan. 2005)
	Teil 2:	Regeln für die Errichtung und Ausstattung von Betrieben zur therapeutischen Anwendung von offenen radioaktiven Stoffen (Jan. 2005)
	Teil 3:	Strahlenschutzberechnungen (Dez. 2006), Berichtigung 1 (Mai 2005)

DIN 6846		Medizinische Gammabestrahlungsanlagen
	Teil 1:	Strahlenschutzanforderungen an die Einrichtung (August 1992)
	Teil 2:	Strahlenschutzregeln für die Errichtung (Juni 2003)
	Teil 3:	Regeln für die Prüfung des Strahlenschutzes (Feb. 1990)
	Teil 5:	Konstanzprüfung apparativer Qualitätsmerkmale (März 1992)
DIN 6847		Medizinische Elektronenbeschleuniger-Anlagen
	Teil 1:	Strahlenschutzanforderungen an die Einrichtungen (August 1980)
	Teil 2:	Regeln für die Auslegung des baulichen Strahlenschutzes (Sept. 2008)
	Teil 4:	Apparative Qualitätsmerkmale (Okt. 1990)
	Teil 5:	Konstanzprüfung von Kennmerkmalen (Jan. 1998)
DIN 6857	Teil 1:	Strahlenschutzzubehör bei medizinischer Anwendung von Röntgenstrahlen - Bestimmung der Abschirmeigenschaften von bleifreier oder bleireduzierter Schutzkleidung (Jan. 2009)
DIN 6868	Teil 1-159:	Sicherung der Bildqualität in röntgendiagnostischen Betrieben (1985 – 2009)
DIN 25401	Teil 8:	Begriffe der Kerntechnik, Teil 8 Strahlenschutz (Apr. 2002)
	Beiblatt	zu DIN 25407: Hinweise für die Errichtung von Wänden aus Bleibausteinen (Aug. 1994)
	Teil 2:	Spezielle Bauelemente für Abschirmwände aus Blei (Mai 1993)
	Teil 3:	Errichtung von Heißen Zellen aus Blei (Mai 1993)
DIN 25415		Dekontamination von radioaktiv kontaminierten Oberflächen, Teil 1-4 (1977 – 1988)
DIN 25425	Teil 1-5:	Radionuklidlaboratorien:
	Teil 1:	Regeln für die Auslegung (Sept. 1995)
	Beiblatt1	Beiblatt zu DIN 25425-1: Regeln für die Auslegung Ausführungsbeispiele (Sept. 1995)
	Beiblatt2:	Anwendungsbeispiele und Erläuterungen (Nov. 1999)

20.6 Wichtige Internetadressen

AAPM	www.AAPM.org	American Association of Physicist in Medicine
ATI	www.ati.ac.at	Atominstitut d. Östereichischen Universitäten
AWMF	www.uni-duesseldorf-.de/AWMF	Arbeitsgemeinschaft der Wissenschaftlichen Medizinischen Fachgesellschaften AWMF
BFS	www.BFS.de	Bundesamt für Strahlenschutz
BMU	www.BMU.de	Bundesumweltministerium
CERN	www.cern.ch	Forschungszentrum Cern
DEGRO	www.Degro.org	Deutsche Gesellschaft für Radioonkologie
DGMP	www.DGMP.de	Dtsch. Gesellschaft für Medizinische Physik
DGN	www.nuklearmedizin.de	Deutsche Gesellschaft für Nuklearmedizin eV.
DIN	www.DIN.de	Deutsches Institut für Normung eV.
Dubna	www.jinr.ru/index.html	Joint Institute for Nuclear Research JINR, Dubna, Russia
EANM	www.EANM.org	European Association of Nuclear Medicine
FZ-Jülich	http://www.fz-juelich.de/portal/	Forschungszentrum Jülich
GSF	www.gsf.de	Gesellschaft für Umwelt und Gesundheit München-Neuherberg
GSI	www.GSI.de	Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt
HZ München	www.helmholtz-muenchen.de	Helmholtzzentrum München, Nachfolge Organistation der GSF
Hubbell	www.physics.nist.gov/PhysRefData/Xray-Masscoef/cover.html	Photonenschwächungskoeffizienten für Elemente Z = 1 to 92 and 48 zusätzliche Substanzen (1996)
ICRP	www.ICRP.org	International Commission on Radiological Protection

ICRU	www.icru.org	International Commission on Radiation Units and Measurements
IOP	www.iop.org	Institute of Physics London UK
NCRP	www.NCRP.com	National Council on Radiation Protection
NIST	www.nist.gov	Nist Physics Laboratory
NIST	www.nist.gov	Nist Physics Laboratory
NIST-STAR	http://physics.nist.gov/PhysRefData/contents-radi.html	Online-Berechnung von Massenstoßbremsvermögen von Elektronen, Protonen und Alphas nach ICRU 37 und ICRU 49
NIST-XCOM	http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/-Text/XCOM.html	Online-Berechnung von Photonenschwächungskoeffizienten
NIST Physics	www.physics.nist.gov	National Institute of Standards and Technology, Physikalische Konstanten, SI-System
NNDC	http://www.nndc.bnl.gov/	National Nuclear Data Center Brookhaven
ÖPG	www.öpg.at	Österreichische Physikalische Gesellschaft
PTB	www.ptb.de	Physikalisch-Technische Bundesanstalt
SSK	www.SSK.de	Strahlenschutzkommission
Teubner	www.viewegteubner.de	Vieweg-Teubner Verlag
UNSCEAR	www.UNSCEAR.org	United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation
WHO	www.who.int	World Health Organisation
Wikipedia	www.wikipedia.org	Freie Internet Enzyklopädie. Deutsche Ausgabe: http://de.wikipedia.org

Sachregister

A

α-Cluster-Modell 96
Å 621
AAA 543, 573
Abdomen 471, 581, 597f, 601, 603, 645
Abdomen-CT 602
abgeleitete Einheiten des SI 619
abgeleitete Grenzwerte 466, 540
Abregung 65f, 85
Abschätzung der Patientendosis bei CT 594
Abschätzung des Krebsrisikos 453
Abschirmeffekt 64, 520
Abschirmung 62, 141, 476, 548, 552
Abschirmung ^{60}Co-Strahlerkopf 554
Abschirmung Mo-Tc-Generators 570,572
Abschirmung eines Tc-Eluats 612
Abschirmung schnelle Neutronen 247
Abschirmung Neutronen 550
Abschirmung von Positronenstrahlern 572
Abschirmung von Radiojod-Patienten 572
Abschirmungen direkt ionisierender Strahlungen 547
Abschirmungen für Röntgenstrahlung 555
absolutes Risikomodell 457
Absorption Photonen 158
Absorptionskanten 162, 191
Absorptionskoeffizienten 277
Abstandsquadratgesetz 39, 40, 209, 221, 331, 347, 350f, 544, 554, 559, 577, 580, 587, 607, 611f, 646
Adam Phantom 468, 474
adaptive response 395
Adenin 372ff
Adenosintriphosphat 370
Adriamycin 412
Aktiniden 119, 146, 245, 314, 514
Aktinidenkerne 155f, 482, 511
Aktivierungsanalyse 142
Aktivität 123, 143, 150f, 552, 619, 621
Aktivitätsanalyse 90, 133f, 136, 141, 150
Aktivitätsanalyse für ein instabiles Tochternuklid 135
Aktivitätsdefinitionen 123
Aktivitätskonzentration 125, 477
Alanin 374
ALARA-Prinzip 538, 542
Albumin 441
Aldersonphantom 468
Allgemeine Strahlenschutzbegriffe 305
Alpha-Cluster 96
Alphastrahlung 37
Alphateilchen 18, 25, 54, 96, 248, 282, 431, 492, 638
Alphazerfall 90, 92, 96ff, 122
Alter der Erde 149
Alter des Universums 149
Alternativzerfälle 131
Altersabhängigkeit des stochastischen Strahlenrisikos 326, 462, 465
Altersbestimmung mit C-14 144
Americium Element 650
Americium-243 155
Americium-Beryllium-Quelle 120
Aminosäuren 373f, 382
Ampere 618f
Amplitude 28ff
Anämie 441, 502
Anaphase 378, 381
Anfangsaktivität 127ff
Angiografie 503
Ångström 621
Anregung von Atomkernen 83
Anregungszustand Atomhülle 65
Antenne 31, 33
Antimaterie 85, 182, 252
Antineutrino 95, 101
Antioxidantien 411f
Antiproton 95
Antiquarks 623
Antiteilchen 20, 38, 95, 248
antropomorphe Phantome 343
Anwender 528f, 531
Apoptose 415
Äquivalentdosis 305, 310, 312, 313ff, 325, 329, 467, 619, 621
Äquivalentdosisleistungsfunktion 346
Äquivalentdosisleistungskonstante 338, 342
Ar-40 148
Ar 650f, 653
Arginin 374
Aristoteles 51
Arteriografie 603
Asparagin 374
Asparaginsäure 374
Asymmetrieenergie 77

asymmetrische Spaltfragmente 156
Atom 65, 86, 528
atomare Energieeinheit eV 18
atomare Masseneinheit 73f, 618
Atombau 51, 53
Atombomben 83
Atombombenopfer 326
Atomgesetz 526f, 529, 541
Atomhülle 54, 55ff, 64f
Atomkern 46, 51, 54f, 58, 60f, 64, 73, 86, 263
Atomkernmodelle 76
Atommodelle 51
atomos 51
Atomzahldichte 47f
ATP 370
Atrophie 438
Au-198 348, 608
Aufbau der Atomhülle 51, 55
Aufbaufaktor 224, 226
Aufenthaltsbeschränkungen 545
Aufenthaltsdauer 487, 534, 543, 557, 559, 570
Aufenthaltsfaktor 557
aufgeweitetes Strahlenfeld 316f
Aufhärtung heterogener Photonenstrahlung 215ff, 220
Aufsichtbehörde 530
Augen 533, 648
Augenlinse 320, 440f, 533f, 536, 538f, 541
Augenlinsendosis 321
Augerausbeute 67, 70
Augereffekt 67, 69f, 72, 86f, 548
Augerelektronen 65, 69f, 72, 118, 142, 159, 164, 203, 320, 325, 432
Augerelektronenausbeuten 70f
Augerelektronen-Emission 65, 70, 72, 89, 112, 160
Augerkaskade 69
Ausbeute beim radioaktiven Zerfall 125
Ausbeuteänderung 601
Ausgangskanal 232
Ausgangspunkt für die Streustrahlung 181
ausgerichtetes und aufgeweitetes Strahlenfeld 316
Auswahlregeln 66, 104
autosomale Mutation 449
Avogadro 51, 73
Avogadrokonstante 47, 73, 622
Avogadrozahl 142

B

β̃-Zerfall des freien Neutrons 106
β-Umwandlungen 101
Ba-137m 139ff
Backscatter 172, 576, 578
Bahndrehimpuls 53, 57, 59
Bahndrehimpulsquantenzahl 56ff
Bahnlänge 248, 280, 284, 285, 287
Bahnlänge monoenergetischer Elektronen 284
Bakterien 367, 371, 374, 393
Bar 621
Barium-137 114
Barn 46, 49, 92, 229, 621
Baryon 86
Baryonen 19, 87, 88
Barytbeton 550, 552f, 570ff, 626, 642
Basendefekte 387f, 390, 396
Basendimer 392
Basendimere 388, 390
Basenexzisions-Reparatur 390
Basenfehlpaarung 390
Basenschaden 387
Basenschäden 396
Basentriplett 373
Basiseinheiten 618, 619, 621
Basisgrenzwerte für Körperdosen 538ff
Basisgrößen 618
Bauchspeicheldrüse 323, 329, 648
Baumaterialien 476, 481, 497, 499, 501, 518ff, 523
Becken 443, 474, 581, 597f, 601, 603, 645
Becken-CT 602
Becquerel 52, 123, 143, 435, 619
Begriffe der Atom- und Kernphysik 85
Benzol 189
Berechnung der Dosisleistungskonstanten 332
Berechnung der Uterusdosis 581
Berger und Seltzer 262
Bergonie und Tribondeau 420
berufliche Strahlenexposition 440, 521f, 539f, 574
Berufsausbildung 521, 532, 542
Beryllium-7 489
beschränktes Stoßbremsvermögen 263

Beschreibung von Strahlungsfeldern 39, 41, 49
Besenreiser 440
Besetzungszahl 58f, 86
Betaminus-Zerfall 102
Betaplusumwandlung 122
Betaplus-Zerfall 102
Betaspektren 288
Betastrahlung 52, 102, 325
Betateilchen 86, 101, 104, 549
Betateilchentransmission 289
Beta-Umwandlungen 78
Betazerfälle 85
Bethe 54, 78, 104, 254, 255
Bethe-Weizsäckersche Massenformel 78, 102
Betonabschirmungen 222, 224, 355, 481, 518ff, 548, 552f, 626, 642
Betriebsbelastung 556
Beugungsmuster 37
Bewertungsfaktoren q 321, 328
Bewertungszahlen 519
BFS 497, 498
Bi-209 148
Bi-210 348
Bildempfängerdosis 576
Bildempfängerkonzept 575, 579, 581
Bildschirmarbeitsplätze 517
Bildverstärker 556, 576, 583, 585, 587
binäre Stöße 251
binary collision 251
Bindungsenergie 55f, 61, 62, 64, 66, 69, 76, 86, 91, 94
Bindungsenergie der Elektronen 62, 72
Bindungsenergie der K-Elektronen 89
Bindungsenergie der Valenzelektronen 64
Bindungsenergie des Alphateilchens 96
Bindungsenergie des K-Elektrons im Wasserstoffatom 62
Bindungsenergie für das Alphateilchen 81
Bindungsenergie pro Nukleon 78, 81
Bindungsenergie von Atomkernen 80
biologische Halbwertzeit 132, 507
biologische Phase 382
biologische Wechselwirkungsphase 366
biologische Wirkungskette 306
Blase 322, 329, 455, 471ff
Blei 48, 162, 163, 190, 192, 203, 241, 270, 342, 548, 552ff, 558, 562, 570f, 627ff, 639, 641f, 650
Bleiglas 552, 626, 642
Bleiglasbrillen 588
Bleigleichwert 560, 562, 564, 567f
Bleigleichwerte von Strahlenschutzschürzen 561
Bleihandschuhe 545, 585f
Bleischürze 164, 199, 214, 588, 607
Bleischürzen 545, 561, 566f, 606, 612
Bleomycin 412f
Blut 435, 438, 441, 496, 648
Blut bildendes System 397, 441
Blutbildveränderungen 437, 443, 448, 535
Blutgerinnungskrise 441
Blutkörperchen 371, 441ff
Blutplasma 441
Blutplättchen 441
Bodenarten 477
Bodenstrahlung 477, 520
Bohr 53ff, 62, 79
Bohrsches Schalenmodell 61, 72
Bohrscher Radius 62, 622
Boltzmannkonstante 231, 622
Bor 55, 241, 246f, 650
Bose, Satyendra Nath 58
Bose-Einstein-Statistik 58
Boson 58, 86
Brachytherapie 155, 402, 411, 424, 508
Bragg-Kurven 296f
Bragg-Maximum 260, 296
Bragg-Peak 296
Brechungsindex 31, 249
Bremsstrahlschwanz 288
Bremsstrahlung 159, 164, 203, 248, 253, 263ff, 267, 274, 288, 309, 340, 356, 548, 637
Bremsstrahlungsausbeute 203, 270f, 341, 342, 637
Bremsstrahlungserzeugung 159, 252, 264f, 270
Bremsstrahlungsfelder 349
Bremsvermögen 253f, 258, 270, 280, 284
Bremsvermögen für geladene Teilchen 254
Brüten 155
"Bügeleisen" 569
Bundesamt für Strahlenschutz 497
BWS 581, 603

C

C-11 156
C-14 73, 154, 517
Ca-40 147
Cajal 370
Californium 120, 650
Candela 618, 619
Cs-137 139,156, 336
Cäsium-Barium-Generator 140
Celsius 34, 619
Cerenkov-Strahlung 249f
Cerenkovwinkel 250
Cerenkovzähler 250
CERN 38
Cervix 455
Cf-252 118, 155
Cf-254 118
Cf 120, 650, 652
Chadwick, James 54, 104
charakteristische Photonenstrahlung 60, 67, 69, 72
charakteristische Röntgenstrahlung 67, 69, 164, 194, 548
Charakteristische Röntgenstrahlung am Wolframatom 69
Chemische Modifikatoren 408, 411
chemische Wertigkeit 61
Child Phantom 472
Chromatid 377
Chromatin 371, 380
Chromatinfibrille 377, 385
Chromosomen 302, 372, 377fff, 387, 389, 393, 398, 400, 449f
Chromosomenaberrationen 378, 386, 388f, 396, 414, 422, 430
Chromosomenbrüche 382
Chromosomenschäden 449f
chronische Strahlenschäden 420
cis-Platin 412
Cluster 94, 252
Cm-244 118
Co-53 122
Co-60 113, 155
Co 63, 71, 377, 632, 649, 650, 651
CODATA 622
Codon 373
Comptoneffekt 28, 158, 165, 180, 190, 192, 586, 627ff
Comptonelektron 165, 168f
Compton-Energietransferfaktor bei diagnostischer Röntgenstrahlung 199
Compton-Energieübertragungskoeffizient 166, 201
Comptonkante 177f
Comptonkoeffizient 166, 180
Comptonschmetterling 172, 180, 206, 586
Compton-Stoßquerschnitt 175
Compton-Streukoeffizient 165
Compton-Streuquerschnitt 173
Comptonstreuung 159
Compton-Wechselwirkungskoeffizient 165f, 199
Computertomografie 18, 468, 503, 505, 533, 556, 574, 583
congenitale Defekte 459
continuous slowing down 249, 280
Cores 377
Coster-Kronig-Übergang 69
Coulomb 61, 619
Coulomb durch Kilogramm 308
Coulombabstoßung 83, 119
Coulombanziehung 51, 54f, 62, 75
Coulombbarriere 97, 105, 155
Coulombenergie 61f, 77, 83
Coulombenergieverlust 77
Coulombexplosionen DNS 325
Coulombkräfte 61, 75, 77, 252
Coulombsches Gesetz 61
Coulombstreuung 251f
Coulomb-Wechselwirkungen 248f
Cr 649ff
Cr-60 113
Crick 373
Cristae 370
cross link 387f
CT 309, 468, 473, 474, 505, 592, 603, 646
CTDI 309, 590, 591, 592, 593, 594
$CTDI_{luft}$ 592
$CTDI_w$ 592
CT-Dosis-Index 504 (s. a. CTDI)
CT-Untersuchungen 467, 504, 506, 509
Cu-60 113
Cu-63, 549, 624, 637, 649, 650, 651
Curie 52, 123, 143, 150, 435, 502, 621
Curium 120, 650
Cysteamin 411
Cystein 374, 411

Cytosin 372ff, 388, 413

D

δ-Elektronen 251
D_2O 239
Dalton 51, 52
Daniel, J. Hans 79
Darmstadtium 650
de Broglie 37, 54
de-Broglie-Wellenlänge 37, 50
Defektstelle 64
Degeneration 438
Demokrit von Abdera 51
Dendrochronologie 145
Denkmal für die Opfer der Radiologie 435
Dentalradiologie 503, 581
Desoxyribonukleinsäure 373
Desoxyribose 372f, 376, 392
DESY 38
deterministische Strahlenschäden 437, 452
Deterministische Strahlenwirkungen 306, 436
Detriment 306, 322
Deuterium 247
Deuteron 50, 248, 623
Deutsche Gesellschaft für Medizinische Physik 528
Dezimale Bruchteile 620
Dezimale Vielfache 620
Dezimeterwellen 34
DGMP 528
diagnostische Röntgenstrahlung 169, 503, 643ff
dicht ionisierend 244, 296f, 299, 300, 400f, 407
dicht ionisierende Strahlung 296, 299
Dichte der Kernmaterie 74f, 89
Dichteeffekt 261
dicke Bremstargets 267
differentielle Wirkungsquerschnitte 47
Differenzierung 379, 421, 430
Differenzierung der Zellen 375
Diffusion 267, 382f
Diffusion von Wasserradikalen 382
DIN-Normen 528f, 699ff
Diorit 477
Dirac 53f
direkt ionisierend 298, 500
direkt ionisierende Strahlung 17, 299
direkte Strahlenwirkung 383, 386
direkte Strahlenschäden 386
Direktreaktionen 84
Dispersion 31
Divergenzkorrektur 221
DLP 309, 593, 594
DNA 372
DNA-Repeats 372
DNS 42, 301, 366, 371ff, 385, 390, 392, 395, 413f
DNS-Glykosylase 392
DNS-Helix 373, 376, 392
DNS-Modifikationen 307
DNS-Modifikatoren 413
DNS-Replikation 378, 380, 389, 393, 413
DNS-Schäden 380, 387, 390, 394
DNS-Spaltung 375
DNS-Strang 373
do more good than harm 538
Donna 469, 473
Doppelhelix 372f, 375, 377
Doppelnatur der Photonenstrahlung 28
Doppelspalt 37
Doppelstrangbruch 383, 387
doppelter Betazerfall 149
Doppeltreffer 400
Dosimeter 521
Dosimetrie 42, 305
Dosimetriesysteme 453
dosimetry system 453
Dosisabhängigkeit der RBW 426ff
Dosisabschätzungen 475, 575
Dosisaufbaueffekt 169
Dosisbeiträge durch Inhalation 493
Dosiseffekt-Beziehungen 397
Dosiseffektkurven 398, 416, 437
Dosisgrößen 42, 305, 308, 310ff
Dosisgrößen im praktischen Strahlenschutz 311
Dosisgrößen im Strahlenschutz 310, 312
Dosislängenprodukt 309, 590, 593f
Dosisleistung 416
Dosisleistungen 309
Dosisleistungen im Freien 477, 481
Dosisleistungen in Gebäuden 481
Dosisleistungsfaktoren 477, 520, 654
Dosisleistungsfunktion I 346
Dosisleistungskonstanten 331, 333, 551, 614

Dosisleistungskonstanten für Betapunktstrahler 346
Dosisleistungskonstanten für Bremsstrahlungen 340
Dosisleistungskonstanten für Photonenstrahlungen 331
Dosisleistungskonstanten für reine Betastrahler 346
Dosisleistungskonstanten für Röntgenstrahler 342
Dosismessgrößen 305, 311ff, 467
Dosisschulter 399, 417
Dosisschwelle 306, 398, 436f, 447, 450, 461, 537
Dosiswahrscheinlichkeitskurven für stochastische Wirkungen 452
Dosiswirkungskurven 398f, 401, 426f, 437, 448, 451
down-Quarks 19
Drall 53
Drehimpuls 17, 32, 39, 62, 66, 86
Drehimpulseinheit 53
Drehimpulserhaltungssatz 95
Drehimpulsquantenzahl 57
Drehimpulsverhältnisse 57
Dreiecksspektrum 215
Drosophila melanogaster 537
Druck 619, 621
DSA 556, 583, 584, 585
DSA-Anlagen 585
Dualismus Teilchen-Welle 35
Dubna 155
Dubnium 120
Dunkelreparaturen 390, 392, 396
Dünndarm 323, 329, 474, 602f, 648
dünnes Bremstarget 268
Durchleuchtung 159, 504, 556, 583ff
Durchmesser der Elektronenschalen 62
Durchstrahlmonitore 279

E

e_0 18
e_{aq} 385
EC 92, 102, 111
Edelgaskonfiguration 58, 79
Effektive Äquivalentdosis 308, 311, 322, 329
Effektive Dosis 305, 308, 311fff, 322, 324f, 343, 345, 467, 475, 482, 533f, 538f, 581, 656, 658
effektive Halbwertzeit 132f
Effektive Halbwertzeit von Jod-131 132
effektive Kernladungszahlen 64
effektive Ordnungszahlen 190, 267
effektiver Konversionsfaktor 599
Eigendrehimpuls 57, 58, 60, 88
Eigendrehimpuls des Elektrons 58
Eindringtiefe Elektronen 276, 312
Einelektronensysteme 64
Einfallsdosis 576, 579f, 582, 585
Einfang langsamer Neutronen 240f
Einfang schneller Neutronen 244f
Einfang thermischer Neutronen 241
Einfangprozesse 223, 228, 232, 258
Einfangquerschnitt 243
Einfangreaktion 228, 240
Eingangskanal 232
Einheit der Aktivität 123
Einstein 21, 54, 58, 164
Einsteinium 120, 650
Einsteinsche Massen-Energie-Beziehung 35
Ein-Target-Mehr-Treffer-Modell 402, 404ff
Ein-Treffer-Modell 402
Eintreffertheorie 402
Einzelbasenexzision 392
Einzelstrangbruch 387, 390, 393
Einzelstreuung 275
Eisen 355, 552, 642, 649, 650
Eisen-55 111
elastische Coulombstreuung 251f
elastische Kernstreuung 251, 274
Elastische Neutronenstreuung 231, 233, 239
elastische Neutronenstreuung an Protonen 235
elastische Streuung 251, 550
electron capture 92, 111
elektrische Feldkonstante 61
elektrisches Feld 31
elektromagnetische Induktion 31
elektromagnetische Wechselwirkung 96, 112
elektromagnetische Wellen 27, 31ff, 35
elektromagnetische Wellenpakete 32, 35
Elektronen-Bindungsenergien 63
Elektronendonatoren 411
Elektroneneinfang 92, 94, 96, 102, 110f, 114, 122, 126, 131, 257, 331

Elektronen-Energieniveaus 67
Elektronenkonfiguration 58, 60, 65
Elektronenkreisbahnen 53
Elektronenloch 64f, 72, 112, 163
Elektronenmasse 25, 62
Elektronenrückstreuung 352
Elektronenschale 56, 60f, 63
Elektronenstrahlungsbremsung 266f
Elektronenstreuung 274
Elektronen-Stripping-Reaktionen 258
Elektronenvolt 18, 619
Elektronenwellenlänge 37
Elektronenzustand 56, 65
Elektronenzustände 55
Elektronneutrino 86, 623
Elektron-Positron-Paar 184
Element 71, 73, 86, 624, 649, 652
Elementarladung 18, 20
Elementarteilchen 19f, 50, 74, 87f, 101, 623
Elementarzeit 84
Elementsymbol 92, 94
Ellis-Formel 419
Emanation 150f, 492, 524
embryonale Entwicklungsanomalie 450
Embryonen 460ff
Emissionsrate 104, 125
Empfindlichkeitsklasse 503f, 576, 579
endoluminale Strahlentherapie 156
endolymphatische Therapie 155
endotherm 241
Endozytose 368, 371
Energieabhängigkeit des Photoabsorptionskoeffizienten 161
Energieabsorption 158
Energieabsorptionskoeffizient 158
Energieabsorptionskoeffizient für Photonenstrahlung 202
Energiebilanz beim Alphazerfall 100
Energiedichte 32, 39, 40, 301
Energiedosis 40, 42, 158, 204, 205, 253, 260, 302, 305, 308f, 310, 313, 414, 445f, 619, 621, 645
Energiedosisleistung 310
Energiedosisleistungsindex 486
Energiedosisleistungsindex DLI 486
Energieerhaltungssatz 94f, 99, 166
Energieerzeugung 54
Energiefluenz 44, 174
Energiefluss 43f
Energieflussdichte 44, 50
Energie-Massen-Äquivalent 87, 182
Energieminimum 102
Energieparabeln 102f
Energiesatz 26
Energiespektren 40, 49, 271f
Energiespektren von Elektronen 271f
Energiestraggling 274, 280
Energietransfer 166, 299, 302, 430
Energietransferfaktor bei diagnostischer Röntgenstrahlung 198
Energieübertrag 41, 255
Energieübertrag durch Neutronen 236
Energieübertrag von Photonen 158
Energieübertragung 332
Energieübertragungskoeffizient 197, 201, 491
Energieumwandlungskoeffizient 197, 199, 332
Energieumwandlungskoeffizient für Photonenstrahlung 196, 332
Energieverlustfaktor 237
energy-straggling 274
Entdeckung der Kernspaltung 55, 536
Enzyme 368ff, 373, 380, 382, 396
Enzymverlust 402
Epilation 445
Erbgutveränderungen 378, 386, 396, 435, 449, 502
Erbschäden 307, 325, 435, 447, 449, 465
Erdalter 143, 153
Erdentstehung 94, 143, 153
Erhaltung der Teilchenzahl 95, 182
Erhaltungssätze 86
Erhaltungssatz für die Leptonenzahl 101
Erholung von Strahlenschäden 419
Erholungsschulter 401ff, 405f, 412, 415f, 417, 422, 434
Erythem 439
Erythembildung 439
Erythrozyten 441
Erzeugung von Neutronen 119
Euchromatin 372
Eukaryontenzellen 367f, 371, 389
Eulersche Zahl 238
EU-Referenzhaus 520
eV 18, 25, 33, 34, 50, 62, 64, 293, 619, 620, 623
Eva Phantom 468, 473

exotherm 241
exotherme Reaktion 242
Exozytose 368ff
Exponentielle Schwächung 207
Expositionen des Personals 583
externe Strahlenexposition 307, 476, 478, 482, 488, 543
Externe Strahlenexposition durch Gammastrahler 611
Externe Strahlenexposition durch reine Betastrahler 613
extrem relativistisch 26
extrem relativistische Bedingungen 26
Exzisions-Resynthetisierungs-Reparaturen 392, 396

F

F-18 156, 507, 572, 609
Fabrikation von Brennelementen 515
Fachkunde im Strahlenschutz 531ff
Fachkundeerhalt 533
Farbe der Nuklidfelder 94
Farbstoffe 412
FDP 309, 564, 576, 579, 593
Fe 517, 624, 650f
Fe-60 113
Feinstrukturkonstante 264, 622
Feldstärke 31
Feldstörung 279
Femtometer 55, 621
Fermigasmodell 79
Fermionen 58, 86
Fermiplot 106
Fm-256 118
Fermi, Enrico 55, 58, 104, 261
Fermium 120, 650
Fernsehröhren 517
Fe-56 82
$FeSO_4$-Lösung 631
Fettgewebe 327
Fibrinogen 441
Fibrosierung 440
Filamente 371
Filmaufnahmedosis 582
Filmemulsion 635, 642
Finnegans Wake 19
Fission 86, 513
Flächenbelegung 193, 214, 560
Flächendosisprodukt 309, 564, 576, 579, 593
Flächenstrahler 351
Flares 485
fliegendes Personal 521
Fluenz 43, 45, 272, 289, 317
Fluor-19 111
Fluoreszenz 70, 86
Fluoreszenzanalyse 142
Fluoreszenzausbeute 66, 69, 71, 564
Fluoreszenzstrahlung 562, 566
Fluoro-Desoxy-Glukose 507
Fluoruracil 413
Fluss 43, 45
Flussdichte 45
Flüssigkeitströpfchen-Modell 76
Fm 120, 621, 650, 652
Fokus-Film-Abstand 576, 645
Fokus-Haut-Abstand 576, 645
Form der Betaspektren 104
Formfilter 593, 601, 603
Forschungszentrums Karlsruhe 92f
fossile Brennstoffe 516
fraktionierte Strahlentherapie 411
Fraktionierung 416, 417, 419
Frank 249
Frank Libby 144
Frequenz 17, 28, 31, 33, 34, 35, 36, 38, 619
Fricke-Dosimeter 631
Frisch, R. O. 55
Früherythem 439
Frühschäden 438
Frühwirkungen 307
Füllstandskontrollen 518
Fundamentalkonstanten 622
Fusion 80, 82, 86, 389, 513
Fusionen 154
FWHM 271

G

G0-Phase 379, 380, 397, 415
G2-Phase 380
Ga 63, 305, 348, 609, 650f, 653
Ga-60 113
Gadolinium 241, 650
galaktische Strahlung 482
Gammaphos 412
Gammaquanten 32, 96
Gammaspektroskopie-Atlanten 114
Gammastrahlenkonstante 337

Gammastrahlung 17, 33f, 61, 80, 85, 95, 158, 325, 571
Gammaumwandlung 112
Gammazerfall 92, 117, 122
Gammazerfall des Nickel-60 114
Gamma-Zerfallsschemata 112
Gamow 97
Ganzkörperbestrahlung 305, 325, 434, 443ff, 453
Ganzkörperexposition 325, 367, 438, 464
gap 380
Gaußverteilung 41, 275
Gd 650, 652
Gebärmutter 323, 329, 538ff
Gefährdungshaftung 527
Gehäusedurchlassstrahlung 560
Gehirn 323, 329, 505, 598, 648
Geiger 54, 97
Geiger-Müller-Zählrohr 41, 97
Geiger-Nuttalsche Regel 97
Geigersche Reichweitenformel 283
geistige Retardierung 460f
genetische Schäden 460, 537
Genetische Wirkungen 307
genetisches Risiko 501
Geometriefaktor 221, 579f
Gerätekorrekturen 601
Gesamtbindungsenergie 76
Gesamtenergie 21, 22, 26f, 32, 39, 43, 50
Gesamtmasse 22ff, 27, 37, 648
Gesamtrisiko 465
Gesamtzerfallswahrscheinlichkeit 130
Gesellschaft für Schwerionen-Forschung 155
Gesetz über die friedliche Verwendung der Kernenergie 526
Gesteine 477, 479
Gewebeenergiedosis 576ff
Gewebe-Luft-Verhältnisse 575, 577, 643f
Gewebe-Wichtungsfaktoren 322f, 329
gg-Kerne 77, 102f
gg-Nuklide 103
Gips 518
Glas 250, 355, 549, 626, 642
Globulin 441
Glutamin 374
Glutaminsäure 374
Glycin 374
Glykokalix 369, 378, 396, 421
Glykolyse 368
Glukose 368
Gneis 479, 519
Goeppert-Mayer 79
Golem Phantom 470f, 474
Golgi 368, 370f
Golgi-Apparat 368, 370f
Gonaden 325, 329, 462, 536, 608
Gonadenabdeckungen 545
Gonaden-Schutzschürze 559
Granit 477, 479, 519
Granulozyten 442
Graphit 550, 642
Gravitation 64
Gravitationsfeld 36
Gravitationslinsen 36
Gravitationswirkung 38
Gray 309, 314, 507, 619
Grenzwerte 311, 432, 452, 521, 530, 535, 538, 540
Größe der Atomhülle 61
Großwinkelstreuungen 275
Ground Zero 456
Grundfilterung 601
Grundkurs 532
Grundzustand 63, 65, 85f, 95
Grundzustand der Atomhüllen 63
GSI 38, 155, 652
Guanin 372ff
gu-Kerne 77, 102f
G-Wert 385

H

H* 312, 315ff, 339
H*(d) 312, 315f
Hadronen 87, 95, 252
Haftstellen 368f
Haftungsvorschriften 527
Hahn, Otto 55
Halbwertzeit Definition 127
Halbschattenbereiche 253
Halbwertbreite 41, 271
Halbwertschichtdicke 211f, 214, 218ff, 584
Halbwertzeit T½ 143
Hals 598, 601
Hämatopoese 441f
Hand-Fuß-Monitor 569, 573
hard collisions 250, 252
Harnsäure 373
harte Stöße 250

Haupterythem 439
Hauptquantenzahl 56ff, 61
Hautdosen 585
Hautdosis 318, 321, 361, 583, 586, 588, 605
Hautdosisfaktoren 331
Hautdosisleistungsfaktoren 359f
Hauterythem 435
Hautexposition 611
Hautkontamination 357, 359, 527, 613, 654
Hautkontamination mit J-131 614
Hautreaktionen 437, 439
Haxel 79
hazard 313
Heisenberg, Werner Karl 53f
Heisenbergsche Unschärferelation 32, 53
Helga 469
Helium 59, 60, 64, 650
Helium-3 146
heriditäre Risiko 323
heriditäre Schäden 326
heriditäres Schadensrisiko 459
Hertz 28, 618f
Herzkatheter 503, 583
Herzkatheteruntersuchung 585
Herzmuskel 370
Heterochromatin 372
heterogene Photonenspektren 218
heterogene Photonenstrahlung 214, 218
Hiroshima 432, 453ff, 458, 502
Histidin 374
Historische Atommodelle 51
Hoch-LET-Strahlung 399f, 407, 417f, 426, 428, 429f, 433, 441, 451f
Hoden Sterilität 442
Höhenstrahlung 140, 143, 154, 525
Hohlraumresonatoren 35
Homogenisierung 218
Homogenität heterogener Photonenstrahlung 215
Homogenitätsgrad 217ff
Hormesis 395
Hormone 368, 370
Hormonrezeptoren 369
H_p 312, 318
$H_p(0,07)$ 318
$H_p(10)$ 312, 318
H_T 312f, 322
Hüfte 603
Hüllenelektronen 17, 57, 86, 309
Hüllenradien 74
Hüllenschwingung 185
Hüllenstrahlung 65
Human Genom Project 375
HWS 581, 597, 603
HWSD 211, 643f
Hyperthermie 422, 424

I

IAEA 436, 446, 528
IC 92, 116
ICRP 322f, 435, 453, 488, 528, 535f, 625, 632, 647
ICRP-38 114
ICRU 262, 300, 312, 436, 453, 488, 632, 642
ICRU-Kugel 316ff, 467
ICRU-Phantom 339
ICRU-Weichteilgewebe 318f, 327, 467
Igor Jevgen'evič 249
Immunabwehr 368f, 373, 432, 442f
Immunhyperthyreose 133, 610
Impulserhaltung 160, 178, 182
Impulserhaltungssatz 99f, 166
Impulsspektren 40
Inaktivierungskonstante 403f, 406
indirekt ionisierend 49, 158, 229, 299, 434
indirekt ionisierende Strahlung 17
Indirekte Strahlenschäden 386
indirekte Strahlenwirkung 306, 384, 386, 434, 446
Induktion von Tumoren 306
induzierte Kernreaktion 121
induzierte Kernspaltung 119, 156
induzierte Radioaktivität 90
inelastische Kernstreuung 251
Inelastische Neutronenstreuung 231, 240
inelastische Stöße 252, 254
inelastische Streuung 228, 242
Ingestion 363f, 488, 490, 492, 494, 496, 500f, 515, 610f, 615, 656f
Inhalation 363f, 488, 492, 496, 500f, 515, 610f, 615f, 658
inkohärente Streuung 158, 165
Inkohärente Streuung 159
Inkorporation von Radionukliden 331, 607, 610f, 615, 656
Inkorporationsberechnungen 492
Inkorporationsfaktoren 331, 364, 575, 615f
inner conversion 92, 116

Innere Konversion 92, 96, 116f, 122, 126, 334
Integrale Form des Schwächungsgesetzes 210
Intelligenzverlust 460f
Intensität 31, 39f, 43, 68, 208, 210
Intensitätsverteilungen 267
interchromosomale Aberrationen 388
interchromosomale Rekombination 394
Interferenzen 27, 35, 37
Interkontinentalflüge 487
International X-ray and Radium Protection Committee 535
Internationale Strahlenschutzkommission 453, 528
Interne Strahlenexposition 488, 489, 490
Interphase 379, 380, 415
Interphasentod 414, 415, 422, 442
Interschalenfluoreszenzen 69
Interschalenübergängen 67, 69
interstitielle Brachytherapie 155
interventionelle Radiologie 502
intramolekulare Energiewanderung 382
Intraschalen-Übergänge 69
Ion 87
Ionendosis 253, 305, 308, 310, 536, 621
Ionendosisleistung 310
Ionisation 64, 65, 87, 88, 158
Ionisation von Atomhüllen 64
ionisierende Strahlung 17
Ionisierungsdichte 244, 253, 293, 295ff, 303, 310, 399
Ionisierungskonstante 293
Ionisierungsvermögen 253, 293ff, 303
Ionium 151
Irene 55, 469
isobar 101
Isobare 87, 91
Isobare Zerfälle 122
Isobarenparabel 89, 102f, 113
Isobarenreihe 89, 102, 103
Isoeffektdosen 419f
Isoleucin 374
isomer 90
Isomere 87, 94
Isotone 87, 91
Isotope 87, 91, 651, 652

J

J-131 75, 156, 290, 608
J-131-Kontamination 325
Jahresringe 145
Janne, Robert 62
Jensen 79
Jod 132, 650
Jod-128 131
Jod-131 132
Jod-Station 616
Joliot-Curie, Irene 55
Joule 18, 308, 619
Joule durch Kilogramm 308, 313
Joyce, James 19

K

Kadmium 241, 246, 247
Kadmiumblech 241
Kaiserstuhl 480
Kalium 488, 649f
Kalium-40 124
Kaonen 484
Karlsruher Nuklidkarte 90, 92f, 113, 120, 145, 149, 151f
karyon 367
Karyoplasma 367, 371
Karzinogenese 320, 432, 451f
Katarakt 438, 441f, 448
Kathodenstrahlen 52
Katzenbuckel 480
K-Bindungsenergie 64, 66, 68
Keimbahn 307, 397, 449
Keimbahnmutationen 378
Keimdrüsen 322, 327, 435, 438, 443, 538, 539, 599
K-Elektronen 57ff, 62, 69, 564
Kelvin 618, 619
Kenndosis 576
Kennzeichnung eines Atomkerns 73
Kennzeichnung von Neutronenreaktionen 232
Kerma 40, 42, 158, 166, 204f, 253, 305, 308, 309, 313, 330, 332f, 504, 576
Kermaleistung 310, 333, 577
Kermaleistungskonstanten für Gammastrahler 331
Kernenergie 514, 523, 526f
Kern-Fluoreszenz 187
Kernfusion 82f, 89

Kernhülle 371
Kernkraft 97
Kernkräfte 55, 75f, 80, 85, 87, 228, 252
Kernladungszahl 60, 62, 73, 87
Kernmassen 73, 81
Kernmembran 367, 371, 376
Kernmodelle 54f, 79, 85
Kernphotoabsorptionskoeffizient 187, 189
Kernphotoeffekt 159, 187, 189f
Kernphotoreaktionen 159f, 186ff, 194f
Kernradien 74, 228f
Kernreaktion 87, 187, 232, 252
Kernreaktor 241
Kernschalenmodell 79
Kernspaltung 55, 76, 82, 83, 86, 89f, 118f, 214, 245f, 252, 515
Kernspaltung am Uran 55
Kernspektroskopie 84
Kernstrahlung 85
Kernstrahlungsbremsung 263, 266
Kernstreuung 274
Kernumwandlung 88
Kernunfälle 516
Kernverschmelzung 82f, 86, 155
Kernwaffentests 501, 511, 513, 523
Kernwaffenversuche 115
Kernzerfall 88
K-Fluoreszenzausbeute 70, 71
Kilogramm 618f
kinetic energy released per unit mass 201, 309
Kinetosomen 371
K-Kante 162, 192, 629
klassische Streuung 158, 176, 185, 194
Klein-Nishina-Formel 166, 170
Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitte 175
klinischer Schadensverlauf 439
Knie 483, 581
Knochen 203, 493, 514, 625, 632, 635ff, 642
Knochenmark 322, 325, 327, 330, 422, 441f, 455, 491, 538f, 602, 608, 648
Knochenmarksdepression 443
Knochenoberfläche 322, 455, 494, 517, 538, 539
Kodierung einer Aminosäure 373
Koenzyme 368
kohärente Streuung 158f, 176, 185, 192
Kohlenstoff 272f, 276, 489, 550, 649f
Kohlenstoff-14 144, 489
kollektive Abregung 84
kollektive Anregungszustände 83
Kollektives Kernmodell 79
Kollimatorrückstreuung 279
Komposit 562
Kondensationswärme 76
Kondensierung der DNS 377
Konstanz der elektrischen Ladung 95
Konstanzbedingung für die Leptonenzahl 95
Kontamination 223, 331, 358, 537, 543, 545, 611, 655
Kontrollbereich 533f, 569f, 612
Konversionselektronen 116, 361
Konversionsfaktor 482, 520, 604
Konversionsfaktor-Methode 575, 578
Konversionskoeffizient 116
Körperdosisabschätzungen 575
Körperdosisgrößen 305, 311ff, 467f
Korpuskeln 17, 19f, 22, 25ff, 35, 37ff, 43, 49
Korpuskularbild 37
Korpuskularstrahlung 17, 40
kosmische Strahlenexposition 482
kosmische Strahlung 143, 475, 483f, 486, 490, 500
kosmogene Radionuklide 143, 153, 489, 500
Kraftflussdichte 31
Krampfanfälle 444
Krebsentstehung 307, 435, 452, 462
Krebserkrankungen 455, 458, 501, 508
Krebserkrankungsrisiko 325
Krebsinzidenz 465
Krebs-Morbiditäts-Risiko 325
Krebsmortalität 322f, 463f, 540
Krebsmortalitätsrate 463
Kreisstrom 57
K-Schale 57, 59, 66, 69f, 111
K-Schalen-Fluoreszenz 70
K-Serie 66, 68f
K-Strahlung 69
Kühlprobleme in der Röntgenröhre 270
Kühlwasser 239, 515
Kunstdünger 518
künstliche Radioaktivität 90, 154
Kupfer 276, 549, 639, 641f, 650
Kurieplot 105f
Kurzstrangexzision 392, 394
Kurzstrangexzisions-Reparatur 393
Kurzstrangexzisions-Replikations-Reparatur 390

Kurzwellen 34
kV 19

L

Laborsystem 233f
Ladungsaustausch 257
Ladungscluster 325
Langstrangexzisions-Reparatur 390, 393
Langwellen 34
L-Bindungsenergien 68
LD100/30 444f, 447
LD50/30 434, 438, 444ff
LDR-Afterloading 411
Lebensdauer 32, 84, 97, 128, 130, 211, 376, 445
Lebenszeitdosis 329, 539
Leber 322, 329, 364, 370, 438, 441, 455, 472ff, 538f, 602, 608f, 648, 657
Leibesfrucht 364, 415, 435, 452f, 460, 465f, 541
leichte Spaltfragmente 156
L-Elektronen 57, 59, 191
Lepton 19, 87, 95
LET 253, 293, 298ff, 303, 310, 312, 321, 325, 328, 385, 408, 430ff, 438, 450, 452
LET von Protonenstrahlung 300
LET-Abhängigkeiten der RBW 431
Letaldosen 444, 446
letaler Krebs 462, 465
Lethargie 236ff, 444
Leuchtfarben 518
Leucin 374
Leukämie 422, 449, 457, 464
Leukämieinduktion 457
Leukippos 51
Leukozyten 441f
Leukozytopenie 442
Li 377, 650f, 653
Licht 17, 27, 33ff, 618
Lichtgeschwindigkeit 21f, 24ff, 31, 35ff, 84
Lichtmühle 36
Lichtquanten 28, 32
LiF 243, 625, 631, 634
lineal energy 301
linear no threshold model 449
Lineare Energiedichte 293, 300ff
Lineare Energietransfer 298, 303
lineare Energieübertragungsvermögen 298
lineare Wirkungskurven 401
lineare Energiedichte 300
linearer Schwächungskoeffizient 48, 208
linearer Energie-Transfer 253
lineares Energieübertragungsvermögen 253
linearquadratische Dosiswirkungsbeziehung 400f
linearquadratisches Modell 402
Linker 377
Lipiddoppelschicht 368
liquid drop model 76
Liquidatoren 516
L-Kante 162, 562
LNT 449
locker ionisierende Strahlung 299, 310, 398f, 410, 432
lokale Hautdosis 321
Longitudinalwelle 29
Lorentz 261
Lorentzkontraktion 251
Lorentzverbreiterung 261
L-Schale 59, 64, 66, 69f
L-Serie 66, 68f
L-Strahlung 69
Luftbilanz des Standardmenschen 647
Luftkerma 576ff, 592
Luftkontaminationen 189
Lunge 322, 438, 455, 474, 505, 538f, 581, 602, 608f, 615, 632, 642
Lungenepithel 314, 330, 496
LWS 581, 597, 603, 645
Lymphozyten 442, 445
Lysin 374
Lysosomen 368, 371

M

Magen 322, 325, 329, 455, 471, 505, 538f, 581, 602f, 648, 657
Magen-Darmtrakt 443
magische Nukleonenzahlen 79
Magnetfeld 30f, 57f
magnetisches Feld 31
Magnetquantenzahl 57ff
MAMI 38
Mammografie 18, 503, 556, 603
Mangan 650
Mangan-55 111
Marsden, Ernest 54
mAs-Produkt 577, 591, 594, 599
mass stopping power 262

Masse von Photonen 35
Massen- und Energiebilanz beim β^--Zerfall 106
Massen- und Energiebilanz beim β^+-Zerfall 109
Massen- und Energiebilanz beim Alphazerfall 98
Massenbedeckung 214, 277
Massenbremsvermögen 262f, 271
Massendefekt 75, 80, 82f, 87, 100
Massendefekt von Atomkernen 80
Masseneinheit 618, 622
Massen-Energie-Äquivalent des Photons 112
Massen-Energie-Äquivalenz 21
Massenenergieumwandlungskoeffizienten 201
Massenreichweite 282, 638ff
Massenreichweiten für Elektronen 287
Massenschwächungskoeffizient 48, 191, 193, 213, 624ff
Massenschwächungskoeffizient für Wasser 200
Massenspektrograph 81
massenspezifische Energie 260
Massenstoßbremsvermögen 259, 261f, 269, 300, 633, 638ff
Massenstrahlungsbremsvermögen 268f, 636
Massenstreuvermögen 277
Massenzahl 73f, 87, 91, 651f
Materietransportphänomene 41, 49
Materiewellen 37, 54
Mausergewebe 396, 415
Max Planck 33
maximale Besetzungszahl 58, 59
maximale Betaenergie 104, 106, 107, 288, 289, 290
maximale Reichweite 280, 285, 288, 547, 613
Maximale Reichweiten von Betastrahlung 355
Maxwell 28
Maxwell-Gleichungen 28
M-Bindungsenergien 68
Medizinische Strahlenexpositionen 502
Mehrfachpunktmutationen 459
Mehrfachstreuung 275
Mehrfachwechselwirkungen 209, 224, 267
Mehrkomponentenmodelle 402
Mehrkomponenten-Modelle 405
Mehr-Target-Ein-Treffer-Modell 402, 404f
Mehr-Treffer-Mehr-Target-Modell 402
Mehrtreffer-Modelle 417
Meitner, Lise 55
Membranen 368, 370f, 381, 386, 415, 422
Mendelejew, Dimitri Iwanowitsch 51f
Mendelevium 120, 650
menschliches Weichteilgewebe 213
Mensch-Phantom 468
Menzenschwand 480
Mesonen 19, 58, 86ff, 143, 189
messenger-RNS 376
Messtechnische Abschirmung einer PET-Anlage 572
Messtechnische Abschirmung eines Handfußmonitors 573
Messung von Halbwertzeiten 141
Messung von Lebensdauern 141
Messung von Zerfallskonstanten 141
Metaphase 381
metastabil 87, 90, 95
Metastasierung 397
Meter 618f
Methionin 374
Microtubuli 370, 378
Mikrobodies 371
Mikrodosimetrie 42, 251, 295, 299ff, 308
Mikrofilamente 368
Millimeterwellen 34
Milz 323, 329, 364, 441, 471, 474, 602, 608, 648, 657
Mindestfilterung der Röntgenstrahlung 218
Mindestkapselungen für Betastrahlung 548
MIRD-Phantom 468
Mismatch-Reparatur 390, 395
Missbildungen 450, 459, 460, 461
mitochondriale DNS 367, 371, 378
mitochondriale RNS 376
Mitochondrien 368, 370f
Mitose 367, 377ff, 387f, 390, 414, 418, 452
Mitosehemmung 418
mitotische Aktivität 395
mitotischer Tod 415
Mittelwellen 34
mittlere Betaenergie 289f
mittlere Bindungsenergie pro Nukleon 81
mittlere freie Weglänge R 211ff
mittlere Lebensdauer τ 128, 131,143
mittlere Reichweiten von Betateilchen 289

mittlere Sehnenlänge 301
mittlere wahre Bahnlänge 276, 284
mittleres Streuwinkelquadrat 276
M-Kante 162
Mn 649ff
Mn-60 113
Mo-99 136f
Moderation 246
Moderation der Neutronen 237, 247
Moderator 239, 247
Moderatorsubstanz 239
modifizierender Faktor 329
Mol 47, 73, 618f, 622, 642, 650
Molybdän 136, 642, 650
Molybdän-99 117
Monazit 479
Monazitsand 479
Mondkinder 391
Mongolismus 450
Monitorkalibrierung 280
Monitorkammern 279
Monozyten 442
Monte-Carlo-Verfahren 595
Morbiditätswahrscheinlichkeit 323
Morbus Basedow 133, 609f
Morphologischer Differenzierungsgrad 408
Mortalitätswahrscheinlichkeiten 329
Moseley 60
Mottelson 79
MSAD 590f
M-Schale 56, 64, 72
M-Serie 68f
Müdigkeit 445
Multiple Slice Average Dose 591
Muskel 632, 635, 642
Muskelzellen 367, 397
Mutagene 366
Mutation 378, 395, 449
Mutscheller 535f
Mutternuklid 94, 151
Myokard 609
Myon 20, 22, 623
Myonen 320, 328, 484ff
Myon-Neutrino 20

N

Na-22 146, 154
Na-22 73
Na-24 348
Ne-22 146
Nagasaki 155, 432, 453f, 458, 502
NaJ 635, 642
NAS 453
National Academy of Science 453
National Council on Radiation Protection and Measurements 453
natürliche Radioaktivität 143, 153
natürliche Strahlenexposition 307, 367, 436, 476, 524
natürliche Zerfallsreihen 148f, 152
NCRP 453
$_{n}$CTDI 591
$_{n}$CTDI$_{luft}$ 593, 599
Nebelkammer 165
Nebelkammeraufnahmen 284
Nebennieren 323
Nekrosen 422, 438, 444
Neon 59f, 650
Neon-19 111
Neptunium-Reihe 150
Nervenzellen 367, 397
Neutrino 20, 22, 95, 101, 104, 623
Neutrinofabrik 101
Neutron 19, 22, 54, 73, 86, 88, 623
Neutronenabschirmung 246
Neutronenaktivierung 154
Neutronendefizit 108, 189
Neutroneneinfang 142, 155, 228ff, 241ff, 245f, 455, 550
Neutroneneinfangquerschnitt 92, 239
Neutronenemission 189
Neutronenenergiespektren 232
neutroneninduzierte Kernspaltung 156, 231, 245
Neutronenkomponente 486f, 500
Neutronen-Protonen-Gleichgewicht 79, 189, 245
Neutronenquellen 118, 120, 122
Neutronenrestenergie 234f
Neutronenspektrum 214
Neutronenstrahlenbündel 228
Neutronenstrahlung 453
Neutronenstreuung 235
Neutronenüberschuss 77, 79, 85, 90, 92, 106, 119, 154, 156, 245, 260
Neutronenwechselwirkungen 94, 228f
Neutronen-Wechselwirkungen mit menschlichem Gewebe 239

Neutronen-Wichtungsfaktoren 321
Neutronen-Wirkungsquerschnitt für Kadmium 230
Neutronenwirkungsquerschnitt für Protonen 229
Neutronenwirkungsquerschnitte 228f, 232
Neutronenzahl 73
neutrophile Granulozyten 442
nichtionisierende Strahlung 17
nichtstochastische Schäden 535
Nickel 650
Niedrig-LET-Bestrahlung 399
Niedrig-LET-Strahlung 311, 314, 399ff, 407, 409, 412, 414, 416ff, 425, 430, 433, 451, 463
Nielsson 79
Nieren 323, 364, 438, 455, 471f, 503, 602, 608, 615, 648, 657
Nierenangiografie 602
Nobelium 120, 650
Nominal-Standard-Dose 419
Normalstrahlung 220
Normalverteilung 275
NSD 419
Nuklearer Stern 291f
nuklearmedizinische Diagnostik 507
nuklearmedizinische Strahlentherapie 108
nuklearmedizinischen Therapie 575
Nukleinsäuren 368, 382
Nukleolus 368, 371
Nukleon 73, 88
Nukleonenabdampfreaktionen 83
Nukleonenkonfiguration 84, 90, 228
Nukleonenzahl 73
Nukleosom 377
Nuklid 88, 92, 96, 150, 155, 654ff
Nuklidkarte 92ff, 103
Nuklidtafel 91
Nulleffekt 140
numerische Chromosomenaberrationen 450
Nuttal 97
Nutzstrahl einer Röntgenanlage 521, 584
Nutzstrahlenbündel 544, 555, 557, 559, 565f, 588
N-Z-Diagramm 90ff

O

O-15 156
Oberbauch 597, 601
Oberflächendosis 576, 583ff, 589, 592
Oberflächen-Gewebeenergiedosis 576
Oberflächenspannung 76
Obertischanordnung 441, 586ff
OER 409f, 434
Oesophagus 322
offene Geometrie 220
OH-Gruppen 384
Optimierungsgebot 538
Optisches Kernmodell 80
Orbitale 55
Ordnungszahl 47f, 59f, 73, 86, 88, 94, 102, 629, 651f
Ordnungszahlabhängigkeit des Paarbildungskoeffizienten 183
Organbildungsphase 415
Organdosen 308, 311f, 318f, 322f, 325, 343, 345, 363f, 431f, 465, 468, 472, 475, 533, 574, 608, 644f, 657
Organdosis 305, 313, 321, 467
Organe des erwachsenen Standardmenschen 648
Organenergiedosis 576, 578, 580
Organwichtungsfaktoren 312, 343, 363, 432
Ortsäquivalentdosisleistung 551
Ortsdosis 312, 315
Ortsdosisgrößen 315, 318
Ortsdosisleistungen 189, 317, 331, 343, 475, 476ff, 540, 569, 646
Ortsdosisleistungen beim Eluieren 612
Ortsdosisleistungen von Betastrahlern 613
Ötzi 144
Ötztaler Gletschermumie 144
Ovarien 442f, 455, 598, 602
Oxygen Enhancement Ratio 409

P

P-32 107, 108, 348
Pa-234 151
Paarbildung 40, 158f, 182ff, 190, 192, 194, 199, 627ff
Paarerzeugungsschwelle 184
paarige Organe 320
Paarkräfte 75f, 85
Paarungsenergie 77f, 103
Paarungsfehler 387
Paarvernichtung im Fluge 109
Paraffin 241, 247, 550
paralleles Strahlenbündel 39

Parameter der Strahlenwirkung 366, 408
Paranüsse 492, 501
partielle Wirkungsquerschnitte 49, 229
Pascal 619
passageres Heterochromatin 380
Patientenschwächungsfaktor 582, 588
Pauli 54, 58, 104
Pauli-Prinzip 54, 58
Pb-210 494
Periodensystem 52, 60, 62, 88
Personendosis 312, 467, 541, 543, 566
Personendosimeter 319
Personendosisgrößen 318
perturbation 279
PET 156, 570, 572
Phantome 190, 319, 467, 468, 469, 472, 473, 475, 576, 578
Phantom-Luft-Faktoren 594
Phantomoberflächen-Dosisleistung 585
Phasenblockade 413
Phasendauern 379
Phenylalanin 374
Phlebografie 603
Phosphatgips 518
Phosphor 55, 649f
Phosphor 32 108
Photoabsorptionskoeffizienten 161ff
Photoeffekt 28, 33, 117, 158ff, 163f, 190, 192f, 224, 627ff
Photoelektrischer Effekt 159
Photoelektron 160, 163f
Photoionisation 159f
Photolyase 390f
Photonen 17f, 27, 32, 35f, 38f, 43, 48f, 58, 86, 188, 320
Photonenemission 65, 70
Photonenflussdichte 170, 224
Photonenimpuls 37, 184
Photonenmasse 36, 37
Photonenspektrum 215
Photonenstrahlung 17, 34, 65f, 86, 337
Photonen-Streuwinkel 176
Photonen-Wechselwirkungskoeffizienten 190f
Photonen-Wechselwirkungsprozesse 190
Photoreparatur 390f, 396
Photospaltung 187
pH-Wert 408
physikalische Phase 381
physikalisch-chemische Phase 382
physikalische Dosisgrößen 308
physikalische Halbwertzeit 127
Pigmentierung 439
Pi-Meson 291, 623
Pion 18, 22, 189, 292, 623
Pionen 17, 189, 252, 291, 297, 484, 623
Pitchfaktor 589, 590, 591, 593, 594, 600, 604
Plancksches Wirkungsquantum 33, 622
Planetenbahnen 52
Plasma 368, 441, 484
Plasmalemma 367
Plexiglas 203, 250, 267, 355f, 548f, 625, 631, 634, 642
Ploidiemutationen 379
Plutonium-239 165
Pu-239 156, 238
Pu-240 118
Plutonium 120, 155, 650
PMMA 203, 625, 631, 634, 638, 640, 642
Po-210 492, 494
Poissonverteilung 41
Polardarstellung der Winkelverteilung 171
Polarisationseffekt 261
Polyethylen 625, 631, 642
Polymerase 375f, 392, 393, 412
Polyphenole 412
Polystyrol 634, 642
populationsgenetisches Risiko 307, 435
Positron 18, 86f, 95, 100f, 159, 182, 623
Positronen-Emissions-Tomografie 156, 570, 572
Positronenstrahler 189, 572
Positronenzerfall 111
postreplikativ 390
postreplikative Reparaturen 390, 393, 396
praktisch homogen 217
praktische Reichweite 285, 288
praktischer Strahlenschutz 543
pränatale Strahlenexposition 364
Präparatstärke 125
präreplikativ 390f
präreplikative Reparatur 390, 396
primäre galaktische Strahlung 483
primordiale Radionuklide 82, 143, 147, 153, 476, 481, 490
Projektionsmodelle 457
Projektionsradiografie 586

Prokaryonten 367
Prolin 374
Prophase 380
Proportionalkammern 302
Proteine 368ff, 373, 375, 376, 380, 382, 422
Proteinsynthese 371f, 375f, 378, 381f
Proton 18f, 22, 54, 73, 86, 88, 623
Protonenemission 122
Protonen-Neutronen-Verhältnis 80
Protonenzahl 87
Protonenzerfall 92, 109, 118
Protoplasma 367
protrahierte Bestrahlung 452
Prout, William 51f
Prüfstrahler 156
Punktmutationen 378, 386, 449
Purinbasen 373
Pyrimidinbasen 373, 387f, 390, 413
Pyrrolysin 374

Q

Quaderphantom 319
Qualitätsfaktor 313, 315
Qualitätsfaktor Q 328
Quant 36
Quantelung 53
Quanten 32f, 38, 39, 43
Quantenchromodynamik 88
Quantenmechanik 53f, 56, 59
Quantentheorie 17, 21, 28, 33, 35, 37, 53ff, 59, 97, 165, 169
Quantisierungsbedingung 53, 62
Quarks 19, 20, 84, 86ff, 623
Quellenkonzept 575
Quellstärke 125, 142
Q-Wert 98, 105, 108, 145, 241f

R

4R der Strahlenbiologie 419
Ra-226 150, 492
Rad 36, 308, 310, 314, 621
Radarstrahlung 35
radiant energy 44
Radianz 45
radiation equivalent man 314
Radikalausbeute 412
Radikale 382ff, 389, 409, 411, 417
Radikalfänger 383, 389
Radioaktive Übergänge 95
radioaktive Umwandlungsarten 92
radioaktives Gleichgewicht 133
Radioaktivität 52, 85, 88, 90, 501
Radioisotop 88
Radiojodtherapie 507
Radiokarbonmethode 144f
Radiologenhaut 440, 448
Radiolyse des Zellwassers 384f
Radionuklid 88, 477, 571
Radionukliderzeugung durch Kernreaktionen 154
Radionuklidgewinnung durch Kernspaltung 156
Radioonkologie 241, 306, 419, 421, 437f, 508f, 528, 574
Radioprotektoren 408, 411, 425
Radiosensitizer 408, 412, 425
Radiosynoviorthese 508
Radiotoxizität 314
Radium 123, 151, 520, 650
Radium A 151
Radium B 151
Radium C 151
Radium C' 151
Radium C" 151
Radium D 151
Radium E 151
Radium F 151
Radium G 151
Radium Zerfallsreihe 151
Radium-226 100f
Radium-Reihe 150
Radius der Atomhülle 48
Radius der Nukleonen 74
Radius des Atomkerns 54
Radon 100, 150, 154, 650
Radon-222 100f, 495ff
Rasterfaktor 579f, 582
Rauchmelder 518
Raumflüge 486
Raumwinkelelement 42f, 45, 47, 170ff
Rayleigh-Streuung 158f, 185
RBE 425
RBW 310, 366, 408, 425ff, 441, 447
RBW_M 426, 428f
Reaktionsrate 46
reasonability 538
Rechnerbildschirme 517

Rechtfertigungsprinzip 537
recovery 419
Redistribution 380, 418f, 421, 436
Referenzmensch 647
Referenzstrahlung 425f, 42ff, 433
Refresherkurse 533
Regel von Bergonie und Tribondeau 421
Reichweite der Kernkräfte 229, 233
Reichweiten 222, 248, 284f, 287f, 290, 298, 314, 349, 476, 642
Reichweiten geladener Teilchen 280f
Reichweiten monoenergetischer Elektronen 284
Reichweiten schwerer geladener Teilchen 280, 283
Reichweiten von β-Strahlung 288, 290
Reichweitengesetz von Geiger 281
Reichweitenstraggling 278, 281, 297
Rekombinations-Reparatur 390, 393ff
relative biological effectiveness 425
Relative Biologische Wirksamkeit 425, 426, 430, 433
relatives Risikomodell 457
relativistische Masse 22, 26f, 35, 39, 50
relativistische Massenzunahme 26
Relativitätstheorie 21, 53f
Relativsystem 234
rem 314, 621
Rentierflechten 492
Reoxigenierung 411, 418f
Reparatur 378, 387f, 391, 412, 417, 419
Reparatur von Schäden an der DNS 389
Reparaturinhibitoren 412
Reparaturmechanismen 366, 389f, 392, 394, 396, 401, 417, 449
Replikation 372f, 375, 378, 387f, 393
Replikation der DNS 375
Replikationsstörungen 381
Repopulation 419, 421, 425, 436
reproduktive Aktivität 420
reproduktiver Tod 397
RES 442
Resonanzstruktur 229
Restaktivität 129, 131
Restenergie 234
Restenergie des Neutrons 234f
Restenergie des Streuphotons 168
Restenergie eines nicht relativistischen geladenen Teilchens 282
Restenergieanteil comptongestreuter Photonen 174
Restfunktionen 257ff, 264ff
restricted stopping power 263
Restwechselwirkungen 19, 79, 84
Restwechselwirkungskräfte 87
rezessiv 378, 391, 449, 459
reziproke Sekunde 123
Ribonukleinsäure 371
ribosomale RNS 376
Ribosomen 368, 370f, 376
Richtlinie Strahlenschutz in der Medizin 527, 532
Richtlinien 526ff
Richtungs-Äquivalentdosis 312, 315, 318
Richtungsfaktor 557
Richtungskorrektur 559
Richtungsverteilung der Bremsstrahlungsphotonen 267
Riesenresonanz 190, 194, 624
Ringchromosomen 398, 417, 450
Ringchromosomenbildungen 382, 387, 389
Risiken pränataler Strahlenexposition 460
Risiko 452, 459, 465
Risikoabschätzungen 450, 454, 457, 488, 537, 540
Risikoanalysen 452f, 466
Risikokoeffizient 455, 461
Risikokoeffizient für Brustkrebs 326
Rn-222 100
RNS 371, 376, 378, 380ff
RNS-Tripletts 374
Röhrenspannung 19, 218, 645
Röhrenstrom 342,f, 555, 556, 576, 591, 646
Röhrenstrom-Zeitprodukt 575f, 591, 600, 607
Röntgen 17, 33, 34, 69, 267, 270, 308, 310, 533, 536, 621
Röntgenaufnahmen 503, 556, 581
Röntgenbremsspektrum 69
Röntgenbremsstrahlung 218, 268, 555
Röntgendiagnostik 159, 163f, 169, 175, 194, 502, 507, 644
Röntgenfluoreszenz 67, 72
Röntgenfluoreszenzanalyse 67
Röntgenfluoreszenzstrahlung 222
Röntgenkontrastmittel 502
Röntgenkristallstrukturanalyse 373
Röntgen-Phantom 581

Röntgenquanten 32
Röntgenraum 535, 544
Röntgenröhre 24, 69, 218, 227, 270, 342, 441, 555f, 574, 617
Röntgenspektrum 218
Röntgenstrahlung 18, 60f, 66f, 158f, 169, 267, 270, 430, 517, 531f
Röntgentherapie 556
Röntgenuntersuchungen 472
Röntgenverordnung 311, 321, 517, 526f, 529, 532, 541
Rote Blutkörperchen 441
Rotwein 412
RöV 322, 527, 529ff, 534, 539, 541
RSO 508
Rubidium-87 491
Rückstoß 178
Rückstoßenergie 95
Rückstoßenergie beim Alphazerfall 100
Rückstoßprotonen 239, 320
Rückstoßprotonenanteil 224
Rückstreuanteil 172, 280, 586
Rückstreukoeffizienten 277, 278f
Rückstreuung 168, 172, 277, 566, 586
Rückstreuung der Comptonphotonen 171
Rückstreuung von Elektronen 277, 280
Ruheenergie 20ff, 27, 256, 622f
Ruhemasse 17, 19, 21ff, 26f, 35f, 95, 622f
Ruhemasse des Elektrons 622
Ruhemasse des Neutrons 622
Ruhemasse des Protons 622
Rundfunkwellen 31
Rutherford 38, 52, 54, 73
Rydberg 62
Rydbergkonstante 62

S

S-32 107f
Sacculi 370
Sachkunde 531f, 542
Sättigungsaktivität 151
Sättigungswert 276
Satz von Quantenzahlen 56, 58
Sauerstoff 60, 383, 629, 649f
Sauerstoff im Zellplasma 386
Sauerstoffeffekt 386, 408ff, 416, 418, 430, 434
Sauerstoffsättigung 410
Sauerstoffversorgung 408ff, 419, 438, 441
Sauerstoff-Verstärkungsfaktor 409
Säugetierzellen 367
Säulenphantom 319
Schädel 581, 597f, 601, 603
Schäden an der Leibesfrucht 458, 462
Schadenserwartung 305
Schadensrate 412, 449
Schadensrisiken 389
Schalen 59, 61, 66f, 72, 80
Schalenmodell 53
Schalennummer 56, 61
Schilddrüse 132, 322, 364, 455, 458, 471f, 491, 505, 538f, 588, 598f, 602, 607ff, 616, 648
Schilddrüsendosen 514
Schilddrüsenerkrankungen 132, 290, 507, 572, 610
Schilddrüsentherapie 363, 570, 575, 614
Schilddrüsen-Therapie 132
Schleimhäute 397
schnelle Neutronen 231, 245
Schrödinger, Erwin 53f
Schutzbrillen 545
Schutzwände 550
schwache Wechselwirkung 19, 95f, 101, 111, 122
Schwächung 47, 158
Schwächung schmaler heterogener Strahlenbündel 214
Schwächung von Strahlenbündeln 208
Schwächung von Strahlenbündeln ungeladener Teilchen 207
Schwächungsgesetz 207
Schwächungsgrad 551, 554, 559f
Schwächungskoeffizient 47ff, 158, 192
Schwächungskoeffizient bei Stoffgemischen 196
Schwächungskoeffizient für Photonenstrahlung 47, 190, 195
Schwächungskurven 552
Schwangerschaft 539, 541
Schwarze Löcher 36
Schwarzlicht 391
Schwefel-32 108
Schwellendosis 306, 436f, 441f, 449, 461
Schwellenenergien Kernphotoeffekt 186
Schwerbeton 550
Schwere geistige Retardierung 461
schwere Teilchen 37, 252

schwere Spaltfragmente 156
schweres Wasser 239
Schwerionen 155, 257f, 296f, 320, 441
Schwerpunktsystem 160, 233, 235f
Schwingungsdauer 28f, 31
SD-Krebs 133
Seeds 155, 508
sekundäre kosmische Strahlung 483
Sekundärelektronen 18, 40, 163
Sekundärstrahlungen 190, 222, 224, 564
Sekundärteilchen 158, 253, 309
Sekunde 50, 618, 619
Selbstversuch 435
Selenocystein 374
senkrechte Transmission 551, 566
Sensibilisatoren 408, 413
Separation 88
Separation von Nukleonen 83
Separationsenergie 85, 88
Sequoiabäume 145
Serin 374
sf 92, 118
SI 18, 44, 50, 618ff
Siegbahn 68
SI-Einheit der Aktivität 123
SI-Einheiten 620
Sievert 311, 314, 536, 619
simultane Betazerfälle 104
Skelett 505, 608f, 648
SLAC 38
soft collision 249, 252
Sokrates 51
solare Strahlung 484
somatische Mutationen 378
somatische Strahlenwirkungen 307
Sommerfeld 53
Sonnenfleckenaktivität 486
Sonnenwind 484f
SOS-Reparatur 390, 394f
Spallation 94, 149, 154, 228, 231, 245
Spallationsprozesse 90
Spaltausbeute 511
Spaltfragmente 17, 82, 119, 154, 156, 228, 245, 320, 511
Spaltneutronen 119, 155, 238, 245, 429
Spaltparameter 118, 120
Spaltung 82, 154, 187, 190
Spaltung des U-235 82
spät reagierende Gewebearten 421
Spätschäden 420, 438
Spätwirkungen 307, 445
spektrale Energiefluenz 44
spektrale Energieflussdichte 44
spektrale Flussdichte 45
spektrale Teilchenfluenz 44
spektrale Teilchenflussdichte 44
spektrale Teilchenradianz 44
Spektrometrie 209
Spektroskopie der Alphastrahlung 98
Spektrum elektromagnetischer Wellen 34
Sperrbereich 534
spezifische Aktivität 124f
spezielle Relativitätstheorie 22
spezifische Energie 42, 293, 303
S-Phase 379f, 413, 415, 422
Spin 39, 56ff, 66, 86ff
Spindelapparat 381
Spindelfasern 378
Spinquantenzahl 58
Spiral-CTs 589
Spitzenzähler 97
spontane Kernspaltung 92, 94, 118, 122, 156
spontane Radioaktivität 90
spontaneous fission 92, 118
Sr-90 356
SSK 436, 528
stabile Nuklide 93f
Stabilitätsbereich 245
Stabilitätstal 91, 118, 154
Stabphantom 319
Standardatomgewicht 92
Standardionendosis 327, 446
Standardmensch 468, 489, 647
Standardmodell 20
starke Kernkraft 75, 122
starke Wechselwirkung 75, 96
Steinkohle 516
Stenosen 438, 448
Sterbewahrscheinlichkeit 464
Sterbewahrscheinlichkeit Frauen 464
Sterbewahrscheinlichkeit Männer 464
stereotaktische Bestrahlung 253
Sterilisation 114
Sterilität 307, 438, 442f, 450
stochastischer Charakter von Strahlungsfeldern 41
stochastische Messgrößen 300
stochastische Strahlenschäden 306, 450, 452

stochastische Strahlenwirkungen 306, 311, 457, 537, 574
stochastischen Dosisgrößen 303
stochastisches Risiko 501
Stoffwechselveränderungen 386
stopping power 254
Störstrahler 517, 527, 529
Störstrahlung 545, 555
Stoßbremsung 248, 254f, 261ff, 270, 274
Stoßbremsverluste 265
Stoßbremsvermögen 255ff, 263, 268ff, 280, 282, 293, 298f
Stoßbremsvermögen schwerer geladener Teilchen 256
Stoßparameter 228, 234, 248f, 263ff
Strahl 39, 41, 49, 163
Strahlenabschirmungen 181, 543ff
strahlenbedingter Katarakt 326
Strahlenbelastung 307
Strahlenbiologie 127, 366, 433
strahlenbiologische Wirkungskette 366, 381
Strahlenempfindlichkeit 388, 409, 418, 420f, 425
Strahlenexposition 154, 307, 414, 421, 435f, 475, 539, 574, 608
Strahlenexposition bei Hautkontaminationen mit Betastrahlern 613
Strahlenexposition der Lungen- und Bronchialschleimhäute 101
Strahlenexposition des Personals 586, 605, 610
Strahlenexpositionen aus besonderem Anlass 541
Strahlenexpositionen des nuklearmedizinischen Personals 610
Strahlenexpositionen in der Computertomografie 589
Strahlenexpositionen in der medizinischen Radiologie 574
Strahlenexpositionen in der Nuklearmedizin 607
Strahlenexpositionen in der Projektionsradiografie 575
Strahlenkatarakt 440
Strahlenkrankheit 306f, 382, 415, 420f, 443f, 514, 516
Strahlenkrebs 435, 440, 458
Strahlenrisiko 305, 435, 462, 465
Strahlenrisiko in der medizinischen Diagnostik 509
Strahlenschäden 301, 305, 366, 381, 390, 411, 413f, 422, 435, 437, 440, 445ff, 502, 535
Strahlenschäden an der DNS 396
Strahlenschutz 40, 72, 109, 164, 305, 307, 430, 453
Strahlenschutz an Beschleunigern 194
Strahlenschutzanweisungen 547
Strahlenschutzbeauftragte 529ff, 542
Strahlenschutzbegriffe 305
Strahlenschutzberechnungen 133, 468, 488, 569
Strahlenschutzbereiche 312, 529, 533f, 546, 570
Strahlenschutzdokumente 546
Strahlenschutz-Dosisleistungskonstanten für Gammastrahler 338
Strahlenschutzgrenzwerte 536
Strahlenschutzkenntnisse 532
Strahlenschutzkleidung 545
Strahlenschutzkurse 533
Strahlenschutzphantome 467
Strahlenschutzrecht 526, 529
Strahlenschutzrichtlinie 546
Strahlenschutzschürzen 163, 565, 606
Strahlenschutzstoffe 411
Strahlenschutzunterweisungen 546
Strahlenschutzverantwortliche 529, 530
Strahlenschutzverordnung 305, 311, 526f, 529, 532f, 541
Strahlenschutzvorhänge 559
Strahlenschutzzubehör 545, 559
Strahlensyndrom 444
Strahlentherapie 150, 155, 397, 411f, 475, 508, 509, 533, 554
Strahlentherapie gutartiger Erkrankungen 508
Strahlentod 306, 437, 444, 447, 516
Strahlenulkus 439
Strahlenwirkung 253, 305, 383, 416, 435, 437
Strahlerstärke 343, 467, 555
Strahlungsarten 17, 41, 43, 50, 366, 408, 430
Strahlungsbremsung 69, 202, 248, 251, 254, 263ff, 274, 282, 288, 299
Strahlungsbremsung von Elektronen 263f, 266ff, 271

Strahlungsbremsvermögen 254, 263, 265, 268, 269, 271, 277, 280, 298
Strahlungsfeld 20, 39ff, 43, 49
Strahlungsfeld eines Dipols 267
Strahlungsfeldgrößen 42ff
Strahlungsleistung 31
Strahlungsqualität 215, 219, 309, 320, 328, 551
Strahlungsqualität von Photonenstrahlung 220
Strahlungswichtungsfaktor 489
Strahlungs-Wichtungsfaktoren 320f, 431ff
Strangbrüche 387, 396
Straßmann 55
Streustrahlung 209, 441, 557f, 564
Streustrahlung in der Röntgendiagnostik 181
Streustrahlung in offener Geometrie 221
Streustrahlungsausbeute 557
Streustrahlungsfeld 166, 169, 555, 557f, 568, 583, 586, 588, 606, 646
Streustrahlungslabyrinth 544
Streustrahlungstrichter 588
Streuung 36, 40, 158, 190, 281, 627, 629
Streuung der Messwerte 141
Streuvermögen 254, 298
Streuvermögen für Elektronen 274
Streuwinkel 47, 168f
StrlSchV 322, 328, 527, 529f, 532, 534, 537, 539, 541
Stromdichte 46f
strukturelle Chromosomenaberrationen 378
Struma m 133, 572
Supraleitung 58
Süß 79
Sv 311f, 314, 453, 455, 460, 619, 621, 646, 656ff
Système International 618
Szintigrafie 507, 607

T

T½ 127, 623
Tabakgenuss 495
Tabakpflanzen 492
Tamm, Igor Jevgenovic 249
Tau-Neutrino 20
Tc-99 117, 136, 608f
Tc-99m 136f, 507, 608, 609
Technetium-99 117, 607
Technetiumgenerator 136f, 140
Teilchen-Antiteilchenpaar 109, 159, 182, 184
Teilchenbild 38
Teilchenbremsung 40
Teilcheneigenschaften von Photonen 35
Teilchenfluenz 42, 44, 275, 295
Teilchenfluss 43, 44
Teilchenflussdichte 44, 50, 210, 211, 221, 295, 316
Teilchenradianz 44
Teilchenstrahlungen 17
Teilchenstrahlungsfeld 265
Teilchenvernichtung 252
Teilchen-Welle-Dualismus 37
Teilchenzahl 39f, 43, 44, 73, 208
Teilchenzahlbilanz 86, 95
Teilchenzahldichte 39, 40
Teilkörperdosis 583
Teilkörperexposition 324
Teilungshemmungen 414
Teleangiektasien 439f
Telegrafiewellen 34
Telophase 379f
Te-128 147
Temperaturabhängigkeit der Strahlenwirkung 422
TER 424
Terminatoren 516
Termschemata 84, 95
terrestrische Gammastrahlung 475
terrestrische Ortsdosisleistung 478, 480, 501
terrestrische Strahlenexposition 476, 522, 525
Thallium 650
Thallium-208 131
Tl-205 148
Theorie des Comptoneffekts 166, 169
Therapieplanung 574
Therapiesimulator 556
Thermal Enhancement Ratio 424
thermal neutron capture 240
Thermalisierung von Reaktorneutronen 237
thermische Neutronen 241, 246
thermischer Neutronen-Einfangquerschnitt 239
thermische Spaltung 239
thermischen Bewegungsenergie eines Gasmoleküls 23
thermischer Neutroneneinfang 231, 240, 246

Thermolumineszenzdosimetrie 243
Thermotoleranz 424
Thiole 411
THO 146, 489
Th-232 148
Thomson 52
Thomsonstreuung 159
Thomson-Streuung 158
Thorax 471, 505, 597f, 601, 603
Thorax-CT 602
Thoraxscan 600
Thorium 479, 488, 493, 520, 650
Thorium-230 146, 493
Thoriumreihe 150, 492, 516, 518, 523
Thoriumzerfallsreihe 131
Thorotrast 502
Thorotrastpatienten 454
Threonin 374
Thymin 372ff, 376, 388, 413
Thymus 323, 329
Tl-201 608f
Tochternuklid 95
Tod während Präimplantation 461
Tokaimura 516
Toleranzdosis 535,ff
tomografische Untersuchung 582
totaler Wirkungsquerschnitt 229
Transfer-Faktoren 197
transfer-RNS 376
Transmission 207, 210, 214, 216, 277, 551
Transmission von β-Strahlung 288
Transmission von Betastrahlung 288
Transmission von Elektronen 277
Transmissionskoeffizienten 277
Transmissionskurven für Elektronen 281
Transmissionskurven von Betastrahlung 290
Transmissionskurven von Elektronen 278
Transmissionswahrscheinlichkeit 97
Transskription 372, 375f, 378, 388
Transurane 118, 155
Transversalwellen 30
Trefferfläche 46ff
Treffertheorien 402
Triplettbildung 182f, 200f, 629
Trisomie 379, 450
Trisomie 21 379, 450
Tritium 146, 154, 489, 490, 511, 515, 518
Triton 248, 623
Trombozyten 441
Tröpfchenmodell 54, 76, 78f, 83, 85, 90, 92, 96, 98, 118f, 154
Tschernobyl 115, 516, 523
Tumorerkrankungen 297, 307, 453, 464
Tumorgewebe 396
Tumorstaging 597
Tumorwachstum 397
Tunnelwahrscheinlichkeit 97
Turiner Leichentuch 144
Tyrosin 374

U
U-235 148, 156, 238
U-238 148, 150f, 155f
U-238 73, 75
Übergangswahrscheinlichkeit 67, 137
Überlebenskurve 398, 403, 405ff, 410, 417
Überlebenskurven 401
Überlebensrate 404f, 426, 430
Überlebenswahrscheinlichkeiten 406
Überwachungsbereiche 533
UF_4 515
ug-Kerne 77
Ultrakurzwellen 34
Ultraschall 366
Ultraviolett 17, 34
Umgang mit Bleischürzen 566
Umgebungs-Äquivalentdosis 312, 315f, 339
Umgebungs-Äquivalentdosisleistungskonstanten 339
Umhüllungsmaterialien 341
Umrechnung der Ortsdosen 343
Umrechnungsfaktor Curie-Becquerel 123
Umwandlung von Photonenenergie 158
Umwandlungsarten 90f, 94
Umwegfaktor 284f, 287
unbeschränkter LET 313
unelastische Kernstreuung 252
unelastische Streuung 180
United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation 452
UNSCEAR 452, 477, 488, 528
UNSCEAR 2000 145
Unschärferelation 32
Unterschalen 63, 66, 69
Untertischanordnung 587f
Unterweisung 530
8-h-Unterweisung 532
up-Quarks 19

up-take-Tests 575
Uracil 374, 376
Uran-238 142, 493
Uran-Actinium-Reihe 150
Uran-Radium-Reihe 150, 153, 477, 492, 518
Urgestein 501
Urogramm 603
Uterusdosis 575, 577
Uterus-Konversionsfaktor 579
uu-Kerne 77, 102, 122
UVA 34
UV-Absorption 387
UVB 34
UVC 34
UV-Dimere 390f
UV-Expositionen der Haut 391
UV-Strahlung 34, 305, 390, 439

V
Vakuumlichtgeschwindigkeit 21, 23ff, 31, 33, 50, 622
Valenz 61
Valenzelektron 64, 88
Valin 374
Variation der Streuphotonenenergie 169
vektorielle Strahlungsfeldgrößen 43, 45
Verdopplungsdosisverfahren 459
vererbbare Defekte 460
Vernichtung 20, 623
Vernichtung im Fluge 183
Vernichtungsquanten 109, 183, 185, 572
Vernichtungsstrahlung 85, 109, 159, 182f, 331, 333, 548, 571
Verringerung der Strahlenexposition 543
Vielfachstreuung 275
Vielfachstreuung von Neutronen 236
Vielfachwechselwirkungen 270
Vincristin 413
Vitamine 412
vollständige Diffusion 276f
Volt 619
Volumeneffekte 408
Volumeneffekte der Strahlenwirkung 421
Volumenenergie 76
Voxelphantome 467f, 469, 472f, 475

W
Wachstumsfraktion 380, 415
Wachstumsstörungen 445, 460
wahre Bahnlänge 284
Wahrscheinlichkeitsamplituden 55
wahrscheinlichste Energie 274
Wärmestrahlung 18, 31, 33f
Wärmewert 108
Wasserbilanz 647
Wasserradikale 385, 386, 411f, 417
Wasserstoff 60, 622, 649f
wasserstoffähnliche Atome 62
Wasserstoffatom 62
Wasserstoffbomben 83
Wasserstoffbrückenbindungen 383
Wasserstoffperoxid 417
Watson, James Dewey 373
W-Boson 96
Wechselwirkung ionisierender Photonenstrahlung 158
Wechselwirkung mit dem Coulombfeld 159
Wechselwirkung von Neutronenstrahlung 228
Wechselwirkung von Photonen 36, 158
Wechselwirkungen geladener Teilchen 248, 251, 253
Wechselwirkungen mit der Atomhülle 159
Wechselwirkungswahrscheinlichkeit 44f, 49, 161, 166, 189
weiche Stöße 249ff
Weichteilgewebe 72, 181, 239, 289, 313, 315, 490f, 547, 629f, 642
Weizsäcker 54, 78
Welle harmonisch 29
Wellenbild 17, 28, 38
Wellenlänge 17, 29,ff, 50, 62
Wellennatur der Elektronen 37
Wellenpaket 36
Wellenstrahlung 31
Welle-Teilchen-Dualismus 54
Werkstoffprüfung 114
Whiddingtonsche Gesetz 283
WHO 34, 528
Wichtungsfaktoren 197, 311, 322, 431
Wichtungsfaktoren Q 431
Wichtungsfaktoren w_i 329
Wigener 79
Wilkins, Maurice Hugh Frederick 373
Willard 144
William Henry Bragg 296
William Lawrence Bragg 296
Wilson 165

Winkelstraggling 284, 299
Winkelverteilung 163, 276, 586
Winkelverteilung der gestreuten Energie 174
Winkelverteilung der Photoelektronen 164
Winkelverteilungen der Comptonelektronen 176, 178f
Winkelverteilungen der Comptonphotonen 169,173
Winkelverteilungen von Photoelektronen 163
Wirkungsquantum 32f, 53
Wirkungsquerschnitt 45ff, 158, 195, 242, 548, 621
Wirkungsquerschnitt für elastische Neutronenstreuung 230, 233
Wirkungsquerschnitt für Photonenwechselwirkungen 48
Wirkungsquerschnitt pro Atom 45
Wirkungsquerschnitt pro Elektron 45, 47
Wirkungsquerschnitte 45ff, 49, 188, 190, 242
Wirkungsquerschnitte für thermischen Neutroneneinfang 243
Wismut 562f, 650
Wismut-212 131
Wochendosis 557, 559
Wolfram 64, 163, 190, 203, 268, 270, 562, 564, 637, 642, 650
Wolframanode 69, 216, 227, 270, 342
Wolframatom 68, 69
w_R-Faktoren 310

X
Xe-131 132
Xeroderma pigmentosum 391
X-linked 449, 459
X-Strahlen 267

Y
Y-90 348, 356

X
Zahl der Spaltneutronen 245
Zahl e 127, 379
Zahnschmelz 455
Zeeman, Pieter 261
Zehntelwertdicke 554
Zeitgesetz für den radioaktiven Zerfall 123
Zelldifferenzierungsgrad 420
Zellkern 301, 367f, 371, 373, 376, 381
Zellmembran 367ff, 369, 382
Zellorganellen 251, 366ff, 380f, 386, 389, 415, 422
Zellplasma 368ff, 375f, 381ff, 413
Zellteilung 375, 377,ff, 415
Zellteilungshemmungen 386
Zelltod 369, 381f, 386, 399, 414f, 417, 421, 436
Zellüberlebenskurven 409, 416, 422f, 426
Zellwasser 383
Zellzyklusphasen 371, 379, 414, 419f
Zentimeterwellen 34
Zentralkraft 52, 76
Zentriol 371, 381
Zentripetalkraft 62
Zerfall des Protons 108
Zerfallsgesetz 126, 134, 143
Zerfallsketten 91, 143, 147f
Zerfallskonstante 126ff, 143
Zerfallskonstante, Definition 126
Zerfallskurve 129
Zerfallsreihen 136, 148, 150, 153f, 490
Zerfallsschema des Cs-137 115
Zerfallsschema des Kalium-40 147
Zerfallsschemata 94f
Zerfallswahrscheinlichkeiten des J-128 131
Zerfallswahrscheinlichkeiten für Wismut-212 131
Ziegel 519, 552f
Zielaufnahmen 342
Zimmertemperatur 231
Zinnisotope 82
zivilisatorisch bedingte Strahlenexposition 501
zivilisatorische Strahlungsquellen 517
Zn 71, 650f
Zn-60 113
Zoomfaktor 585
Zweig, George 19
Zytoplasma 367, 371
Zytosomen 371