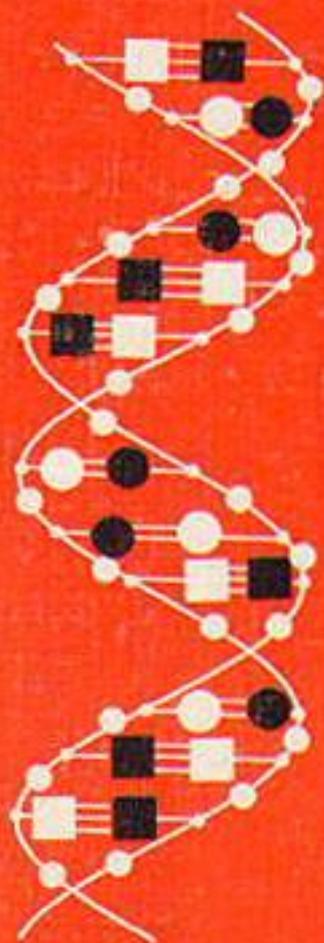


Krieger

# Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz

Band 1 Grundlagen



B.G. Teubner Stuttgart

# Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz

## Band 1 Grundlagen

Von Dr. rer. nat. Hanno Krieger, Klinikum Ingolstadt

4., völlig überarbeitete und erweiterte Auflage  
Mit 134 Figuren, 81 Tabellen und 40 Beispielen



1999-212

Friedemann-Sachs-Platz 9  
06099 Halle (Saale)



B. G. Teubner Stuttgart 1998

Martin-Luther-Universität  
Zentralbibliothek der ULB  
FB Physik  
Friedemann-Sachs-Platz 9  
06099 Halle (Saale)

7.2.6  
1999-212

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. Seit 1982 leitender Medizophysiker und zentraler Strahlenschutzbeauftragter am Klinikum Ingolstadt. Dozent am Medizinischen Schulzentrum Ingolstadt für die Ausbildung Technischer Assistenten in der Medizin in den Fächern Radiologie, Röntgenphysik, Strahlenphysik, Strahlenbiologie, Strahlenschutz und Dosimetrie. Kursleiter von Strahlenschutz-Fachkurse nach der Strahlenschutz- und der Röntgenverordnung am Klinikum Ingolstadt. Gastdozent bei der Gesellschaft für Strahlen- und Umweltforschung Neuherberg (GSF) für die Strahlenschutz Ausbildung von Radiologieärzten und Technischen Assistenten.

Band 1 Grundlagen

Von Dr. rer. nat. Hanno Krieger, Klinikum Ingolstadt

4 völlig überarbeitete und erweiterte Auflagen  
Mit 131 Tabellen, 31 Tabellen und 40 Beispielen

Die Deutsche Bibliothek - CIP-Einheitsaufnahme

**Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz** / von Hanno Krieger. - Stuttgart : Teubner  
Teilw. verf. von Hanno Krieger und Wolfgang Petzold

Bd. 1. Grundlagen : mit 81 Tabellen und 40 Beispielen. - 4., völlig überarb. Aufl. - 1998  
ISBN 3-519-33052-0

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

© B. G. Teubner Stuttgart 1998

Printed in Germany

Gesamtherstellung: Zehnersche Buchdruckerei GmbH, Speyer

## Vorwort

Die schädigende aber auch nutzbringende Wirkung ionisierender Strahlung für den Menschen ist seit Beginn dieses Jahrhunderts bekannt. Es hat daher von Anbeginn der Radiologie Bemühungen gegeben, den Schaden durch geeignete Schutzmaßnahmen zu begrenzen oder zu vermeiden. Die weitverbreitete Anwendung von Radionukliden, Röntgenstrahlung und sonstiger ionisierender Strahlung in Medizin, Technik und Forschung hat bei vielen Menschen das Interesse geweckt, mehr über die Grundlagen und die Anwendungen der Strahlung zu wissen. Auch die Diskussionen der vergangenen Jahre um Nutzen und Risiken der Kerntechnik, die durch den Reaktorunfall in Tschernobyl aktuellen Bezug erhalten haben, führten vor allem zu einem gesteigerten Bedürfnis nach sachkundiger Information über die Wirkung der Strahlung auf den Menschen.

Ende der achtziger Jahre ist die Fachdiskussion im Strahlenschutz durch neue wissenschaftliche Erkenntnisse in Bewegung geraten. Auslösend waren vor allem die erneute Analyse der Daten der japanischen Atombombenopfer und ihre Neubewertung durch die Wissenschaft und die einschlägigen internationalen Gremien. Die Internationale Strahlenschutzkommission hat eine Reihe von Strahlenschutzempfehlungen herausgegeben, die eine Überarbeitung der nationalen Strahlenschutzgesetze notwendig macht. Im Jahre 1989 wurden in der novellierten Fassung der deutschen Strahlenschutzverordnung bereits einige dieser Vorschläge berücksichtigt. Eine vollständige Überarbeitung und europäische Harmonisierung ist bis zum Jahr 2000 vorgesehen. Daneben wurde auch eine Vielzahl von DIN-Vorschriften und internationalen Protokollen und Reports zum Strahlenschutz, zur Radiologie und zur Dosimetrie neu erstellt oder überarbeitet. Die Erkenntnisse dieser Arbeiten wurden soweit wie möglich und notwendig in diese vierte Auflage des ersten Bandes der "Strahlenphysik" eingearbeitet.

Der Grundaufbau der dritten Auflage wurde im ersten Teil des Bandes beibehalten. Zunächst werden in einer Einführung die für die Strahlenkunde wichtigen Grundlagen, Begriffe und Modelle der Atomphysik dargelegt. Anschließend befaßt sich das Buch mit dem radioaktiven Zerfall, den dabei geltenden Gesetzmäßigkeiten und mit der natürlichen und künstlichen Radioaktivität. Es folgen Abschnitte zu den Wechselwirkungen von Photonen- und Elektronenstrahlung sowie von schweren Teilchen und von Neutronenstrahlung. Diese Kapitel werden am Ende des Buches durch einen für die praktische Arbeit nützlichen Tabellenanhang ergänzt.

Das letzte Drittel des Buches befaßt sich mit den biologischen, physikalischen und epidemiologischen Grundlagen des Strahlenschutzes. Es enthält deshalb auch ein überarbeitetes und erheblich erweitertes Kapitel über die Grundlagen der Strahlenbiologie. Bei der Darstellung der für die Dosimetrie und den Strahlenschutz erforderlichen Dosisgrößen im Anschluß wurde besonderer Wert auf die Darstellung der neuen Strahlenschutzdosisgrößen gelegt, deren offizielle Einführung hier in der Bundesrepublik bevorsteht. Anschließend werden die natürliche und zivilisatorische Strahlenexposition, die deterministischen und die stochastischen Strahlenwir-

kungen auf den Menschen sowie die aktuellen wissenschaftlichen Abschätzungen des durch Strahlenexposition entstehenden Risikos ausführlich behandelt. Den Abschluß bildet ein Kapitel über die rechtlichen Grundlagen, praktische Aspekte und typische Aufgaben des Strahlenschutzes und ihre Lösungen.

Dieses Buch richtet sich an alle diejenigen, die in Berufsausübung, Lehre oder Ausbildung mit ionisierender Strahlung zu tun haben. Es soll eine ausführliche praxisorientierte Einführung in die Grundlagen der Radiologie und des Strahlenschutzes für Medizinphysiker, Techniker und Strahlenschutzingenieure, Radiologen und Radiologieassistenten, medizinische und technische Strahlenschutzbeauftragte und für mit der entsprechenden Materie befaßte Lehrkräfte geben. Diese vierte Auflage des ersten Bandes deckt deshalb auch wieder die einschlägigen Lehrinhalte für die ärztliche Prüfung und die Radiologieassistentenausbildung ab. Neben den grundlegenden Ausführungen zur Strahlenkunde enthält dieser Band eine aktualisierte Sammlung von Daten zur technischen und medizinischen Radiologie in Form von Tabellen oder Grafiken, die bei der praktischen Arbeit hilfreich sein können.

Auch in dieser Auflage wurde soweit wie möglich auf mathematische Ausführungen verzichtet. Für Interessierte finden sich im Text Hinweise auf weiterführende Literatur und empfehlenswerte Lehrbücher. Soweit mathematische Darstellungen zur Erläuterung unumgänglich waren, wurden nur einfache Mathematikkenntnisse vorausgesetzt, wie sie zum Beispiel in Gymnasien vermittelt werden. Die mit einem Stern (\*) markierten Abschnitte und Kapitel enthalten Stoffvertiefungen zu speziellen radiologischen und physikalischen Problemen. Sie können ohne Nachteil und Verständnisschwierigkeiten bei der ersten Lektüre übergangen werden.

Die Literaturangaben wurden wie bisher im wesentlichen auf die im Buch zitierten Fundstellen beschränkt. Hinweise auf weiterführende Literatur befinden sich 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 und verwendet werden, die wegen der laufenden Überarbeitung am besten im Abonnement beschafft werden.

Frau Petra Bilger danke ich für ihre Hilfe und Sorgfalt bei der Erstellung der neuen Figuren für diese Auflage. Herrn Matthias Zrenner bin ich für seinen unermüdlichen Einsatz bei der Durchsicht des Manuskriptes, seine konstruktiven Vorschläge und seine Diskussionsbereitschaft zu großem Dank verpflichtet. Ich danke meinen Fachkolleginnen und -kollegen für hilfreiche Anregungen und Diskussionen und hoffe auch zukünftig auf konstruktive Kritik. Meine Email-Adresse lautet: HK1146@bingo.baynet.de.

Ingolstadt, im Oktober 1997

H. Krieger

## Inhalt

|  |    |
|--|----|
| <b>1 Strahlungsarten</b>   | 11 |
| 1.1 Teilchenstrahlung (Die atomare Energieeinheit eV 14, Relativistische Massenzunahme von Elektronen 15, Der klassische Grenzfall 17)   | 12 |
| 1.2 Wellenstrahlung (Elektromagnetische Wellenpakete 22)   | 18 |
| 1.3 Dualismus Teilchen-Welle* (Zusammenfassung 27)   | 24 |
| <b>2 Atombau</b>   | 28 |
| 2.1 Die Atomhülle  | 31 |
| 2.1.1 Aufbau der Atomhülle   | 31 |
| 2.1.2 Anregung und Ionisation von Atomhüllen   | 38 |
| 2.1.3 Hüllenstrahlung (Charakteristische Photonenstrahlung 40, Augerelektronenemission 41, Zusammenfassung 43)   | 39 |
| 2.2 Der Atomkern (Dichte der Kernmaterie 45, Atomkernmodelle 46, Das Tröpfchenmodell 47, Bindungsenergie und Massendefekt 50, Energiegewinn durch Spaltung und Fusion 52, Anregung von Atomkernen und Separation von Nukleonen 52, Einige wichtige Begriffe der Atom- und Kernphysik 54, Zusammenfassung 55) | 43 |
| <b>3 Radioaktivität</b>  | 56 |
| 3.1 Radioaktive Umwandlungsarten (Energieverhältnisse bei Betaumwandlungen 61)   | 56 |
| 3.1.1 Der Alphazerfall (Die Massen- und Energiebilanz beim Alphazerfall* 64)   | 63 |
| 3.1.2 Die $\beta^-$ -Umwandlung (Die Massen- und Energiebilanz beim $\beta^-$ -Zerfall* 68)  | 67 |
| 3.1.3 Die $\beta^+$ -Umwandlung (Die Massen- und Energiebilanz beim $\beta^+$ -Zerfall* 70)  | 69 |
| 3.1.4 Der Elektroneneinfang (EC)   | 71 |
| 3.1.5 Der Gammazerfall   | 73 |
| 3.1.6 Die Innere Konversion (IC)   | 75 |
| 3.1.7 Spontane Kernspaltung, Neutronen- und Protonenzerfall (Zusammenfassung 81)   | 77 |
| 3.2 Das Zeitgesetz für den radioaktiven Zerfall  | 82 |
| 3.2.1 Aktivitätsdefinitionen (Aktivität 82, Spezifische Aktivität 83, Aktivitätskonzentration 84, Quellstärke 84, Ausbeute 84)   | 82 |
| 3.2.2 Formulierung des Zerfallsgesetzes (Zerfallskonstante und Halbwertszeit bei konkurrierenden Zerfällen* 88, Biologische Halbwertszeit 90)  | 84 |
| 3.2.3 Aktivitätsanalyse und radioaktives Gleichgewicht* (Aktivitätsanalyse für ein instabiles Tochternuklid 92, Das radioaktive Gleichgewicht 96, Messung von Lebensdauern, Halbwertszeiten und Zerfallskonstanten 98, Aktivierungsanalyse 99, Zusam-  | 91 |

|   |            |
|---|------------|
| menfassung 99)  |            |
| 3.3 Natürliche Radioaktivität   | 100        |
| 3.3.1 Die kosmogenen Radionuklide   | 100        |
| 3.3.2 Die primordialen Radionuklide (Primordiale Radionuklide mit stabilen Tochternukliden 103, Die natürlichen Zerfallsreihen 105, Zusammenfassung 109)  | 103        |
| 3.4 Künstliche Radioaktivität (Radionukliderzeugung durch Kernreaktionen 110, Radionuklidgewinnung durch Kernspaltung 111, Zusammenfassung 111)   | 109        |
| <b>4 Wechselwirkung ionisierender Photonenstrahlung mit Materie</b>   | <b>112</b> |
| 4.1 Der Photoeffekt (Ordnungszahlabhängigkeit des Photoabsorptionskoeffizienten 114, Energieabhängigkeit des Photoabsorptionskoeffizienten 115, Zusammenfassung 117)  | 113        |
| 4.2 Der Comptoneffekt (Relativistische Berechnung des Winkels und der Energie des gestreuten Photons 119, Variation der Streuphotonenenergie mit dem Streuwinkel 121, Variation der Streuphotonenenergie mit der Energie des primären Photons 122, Zusammenfassung 124) | 117        |
| 4.3 Die Paarbildung durch Photonen im Coulombfeld (Begründung der Notwendigkeit eines Stoßpartners bei der Paarerzeugung* 126, Zusammenfassung 127)   | 124        |
| 4.4 Die klassische Streuung   | 127        |
| 4.5 Kernphotoreaktionen (Zusammenfassung 131)   | 128        |
| 4.6 Die Bedeutung der verschiedenen Photonenwechselwirkungsprozesse in der medizinischen Radiologie und im Strahlenschutz (Zusammenfassung 133)   | 131        |
| 4.7 Schwächung eines schmalen und monoenergetischen Photonenstrahlenbündels beim Durchgang durch Materie (Zusammenfassung 140)  | 134        |
| 4.8 Schwächung schmaler heterogener Photonenstrahlenbündel* (Aufhärtung 141, Zusammenfassung 142)   | 140        |
| 4.9 Homogenität von Röntgenstrahlung* (Eigen- und Zusatzfilterung an einer Röntgenröhre 145, Normalstrahlung 145)   | 142        |
| 4.10 Schwächung ausgedehnter, divergenter Photonenstrahlenbündel in dicken Absorbent* (Divergenzeinfluß 147, Sekundärstrahlung 148, Bestimmung der Schwächung von <sup>137</sup> Cs-Photonenstrahlung in Kupfer und Blei 149, Zusammenfassung 152)                      | 147        |
| 4.11 Wirkungsquerschnitt*   | 152        |
| 4.12 Schwächungskoeffizienten bei Stoffgemischen und Verbindungen*  | 154        |
| 4.13 Energieumwandlung von Photonenstrahlung in Materie (Zusammenfassung 159)   | 155        |
| 4.14 Energieabsorption von Photonenstrahlung in Materie (Zusammenfassung 162)   | 160        |
| <b>5 Wechselwirkung von Elektronenstrahlung mit Materie</b>   | <b>163</b> |
| 5.1 Das Stoßbremsvermögen für Elektronen (Klassische Abschätzung des Energieverlaufs des Stoßbremsvermögens* 167, Massenstoßbremsvermögen 169, Dichteeffekt* 169, Datensammlungen 170)  | 166        |

|  |            |
|--|------------|
| 5.2 Das Strahlungsbremsvermögen für Elektronen   | 170        |
| 5.3 Das totale Bremsvermögen für Elektronen (Verhältnis von Stoß- und Strahlungsbremsvermögen 174, Beschränktes Massenbremsvermögen 175, Zusammenfassung 175)  | 173        |
| 5.4 Energiespektren von Elektronen in Materie  | 176        |
| 5.5 Richtungsänderungen von Elektronen, Streuvermögen (Zusammenfassung 181)  | 178        |
| 5.6 Rückstreuung und Transmission von Elektronen   | 181        |
| 5.7 Bahnlänge und Reichweiten von monoenergetischen Elektronen (Zusammenfassung 186)   | 183        |
| 5.8 Reichweiten und Transmission von $\beta$ -Strahlung (Zusammenfassung 188)  | 186        |
| <b>6 Wechselwirkung schwerer geladener Teilchen</b>  | <b>189</b> |
| 6.1 Das Bremsvermögen für schwere geladene Teilchen (Stoßbremsvermögen 192, Ladungsaustausch 194, Strahlungsbremsvermögen 195, Zusammenfassung 195)  | 192        |
| 6.2 Reichweiten schwerer geladener Teilchen (Restenergie eines nicht relativistischen geladenen Teilchens 198, Zusammenfassung 199)  | 195        |
| 6.3 Negative Pi-Mesonen  | 199        |
| <b>7 Wechselwirkung von Neutronenstrahlung mit Materie (Neutronen-</b>   | <b>201</b> |
| <b>Wirkungsquerschnitte 201, Arten von Neutronenwechselwirkungen 203, Klassifikation der Neutronen nach ihrer Energie 203, Kennzeichnung von Neutronenreaktionen 204)</b>  |            |
| 7.1 Elastische Neutronenstreuung (Labor- und Schwerpunktsystem 205, Neutronenrestenergie 206, Energieübertrag 207, Vielfachstreuung 208, Moderation und Lethargie von Neutronen* 208, Neutronenwechselwirkungen mit menschlichem Gewebe 210) | 206        |
| 7.2 Inelastische Neutronenstreuung   | 211        |
| 7.3 Neutroneneinfangreaktionen (Langsame Neutronen 212, Schnelle Neutronen 215)  | 212        |
| 7.4 Neutroneninduzierte Kernspaltung und Spallation (Zusammenfassung 217)  | 216        |
| <b>8 Ionisierung, Energieübertragung u. Dosisleistungskonstanten</b>   | <b>218</b> |
| 8.1 Ionisierungsvermögen und Ionisierungsdichte (Locker und dicht ionisierende Strahlungen 220, Bragg-Kurven 220)  | 218        |
| 8.2 Der Lineare Energietransfer (LET)  | 222        |
| 8.3 Stochastische Meßgrößen für die Mikrodosimetrie*   | 224        |
| 8.4 Dosisleistungskonstanten (Berechnung der Dosisleistungskonstanten* 227, Gammastrahlenkonstante $\Gamma$ 231, Dosisleistungskonstanten für den Strahlenschutz 231)  | 227        |
| <b>9 Grundlagen zur Strahlenbiologie</b>   | <b>233</b> |
| 9.1 Aufbau von menschlichen Zellen (Membranen 234, Zellorganellen 236, Zellkern 237, DNS 238, Chromosomen 242, Mutationen 243, Die Zellzyklusphasen 243)   | 234        |

|           |  |            |
|-----------|--|------------|
| 9.2       | Die strahlenbiologische Wirkungskette in Zellen (Direkte Strahlenwirkungen 247, Indirekte Strahlenwirkungen 248, Zusammenfassung 249)  | 245        |
| 9.3       | DNS-Schäden und ihre Reparatur (Typen von DNS-Schäden 250, Chromosomenaberrationen 251, Reparatur von Schäden an der DNS 252, Photoreparatur 253, Dunkelreparaturen 254, Zusammenfassung 258)  | 250        |
| 9.4       | Dosiseffekt-Beziehungen  | 258        |
| 9.4.1     | Dosiswirkungskurven und Überlebenskurven für deterministische Schäden (Das Ein-Treffer-Modell 263, Das Mehr-Target-Ein-Treffer-Modell 261, Das Ein-Target-Mehr-Treffer-Modell 262, Mehrkomponenten-Modelle 262, Das Linearquadratische Modell 263) | 258        |
| 9.4.2     | Dosiseffektcurven für stochastische Strahlenwirkungen (Zusammenfassung 266)  | 264        |
| 9.5       | Relative Biologische Wirksamkeit (RBW) (Zusammenfassung 268)   | 267        |
| 9.6       | Parameter der Strahlenwirkung  | 268        |
| 9.6.1     | Der Sauerstoffeffekt   | 269        |
| 9.6.2     | Chemische Modifikatoren der Strahlenwirkung (Radioprotektoren 271, Radiosensitizer 272)  | 271        |
| 9.6.3     | Abhängigkeit der Strahlenwirkungen von der Zellzyklusphase   | 273        |
| 9.6.4     | Abhängigkeit der Strahlenwirkung vom zeitlichen Bestrahlungsmuster (Reparatur 275, Reoxygenierung 277, Redistribution 277, Repopulation 277)   | 275        |
| 9.6.5     | Einflüsse des morphologischen Differenzierungsgrades der Zellen  | 279        |
| 9.6.6     | Volumeneffekte der Strahlenwirkung   | 280        |
| 9.6.7     | Temperaturabhängigkeit der Strahlenwirkung (Zusammenfassung 283)   | 280        |
| <b>10</b> | <b>Dosisgrößen und Strahlenschutz begriffe</b>   | <b>284</b> |
| 10.1      | Physikalische Dosisgrößen  | 284        |
| 10.2      | Allgemeine Strahlenschutz begriffe   | 285        |
| 10.3      | Die neuen Dosisgrößen im Strahlenschutz  | 288        |
| 10.3.1    | Äquivalentdosis  | 290        |
| 10.3.2    | Die Ortsdosisgrößen  | 292        |
| 10.3.3    | Die Personendosisgrößen  | 294        |
| 10.3.4    | Die Körperdosisgrößen (Die Organ-Äquivalentdosis 294, Die Effektive Dosis 296)   | 294        |
| 10.4      | Die bisherigen Dosisgrößen im Strahlenschutz*  | 299        |
| 10.4.1    | Die bisherigen Dosismeßgrößen*   | 299        |
| 10.4.2    | Die bisherige Größe Äquivalentdosis*   | 300        |

|           |   |            |
|-----------|---|------------|
| 10.4.3    | Die bisherige Größe Effektive Äquivalentdosis*  | 302        |
| <b>11</b> | <b>Strahlenexposition, Strahlenwirkung und Strahlenrisiko</b>   | <b>303</b> |
| 11.1      | Der Standardmensch*   | 303        |
| 11.2      | Natürliche Strahlenexposition des Menschen  | 306        |
| 11.2.1    | Externe Strahlenexposition (Terrestrische Strahlenexposition 307, Dosisleistungen im Freien 307, Dosisleistungen in Gebäuden 309, Kosmische Strahlung 310)  | 306        |
| 11.2.2    | Interne Strahlenexposition durch natürliche Radionuklide (Interne Strahlenexposition durch kosmogene Radionuklide 314, Interne Strahlenexposition durch primordiale Radionuklide 315, Zusammenfassung 319)  | 313        |
| 11.3      | Zivilisatorisch bedingte Strahlenexposition des Menschen  | 319        |
| 11.3.1    | Medizinische Strahlenexposition (Röntgendiagnostik und interventionelle Radiologie 320, Nuklearmedizinische Diagnostik und Therapie 325)  | 320        |
| 11.3.2    | Sonstige zivilisatorische Strahlenexpositionen (Kernwaffentests 326, Energie- und Wärmeerzeugung durch fossile Brennstoffe 327, Kernenergie 328, Weitere zivilisatorische Strahlungsquellen 328, Berufliche Strahlenexposition 329, Zusammenfassung natürliche und zivilisatorische Strahlenexposition 331) | 326        |
| 11.4      | Deterministische Strahlenwirkungen am Menschen (Teilkörperexpositionen 333, Hautreaktionen 333, Augenlinse 335, Blutbildendes System 335, Keimdrüsen 337, Ganzkörperexposition 337, Zusammenfassung 340)  | 332        |
| 11.5      | Stochastische Strahlenwirkungen   | 340        |
| 11.6      | Abschätzungen des stochastischen Strahlenrisikos  | 342        |
| 11.6.1    | Abschätzung des Krebsrisikos  | 342        |
| 11.6.2    | Genetisches Schadensrisiko  | 347        |
| 11.6.3    | Risiken pränataler Strahlenexposition   | 348        |
| 11.6.4    | Risikobewertung in der medizinischen Radiologie (Zusammenfassung zum stochastischen Strahlenrisiko 351)   | 349        |
| <b>12</b> | <b>Praktischer Strahlenschutz</b>   | <b>353</b> |
| 12.1      | Rechtliche Grundlagen des Strahlenschutzes  | 353        |
| 12.1.1    | Das System des Strahlenschutzrechtes  | 353        |
| 12.1.2    | Wichtige Einzelheiten aus Strahlenschutz- und Röntgenverordnung (Stellung von Strahlenschutzverantwortlichem und -beauftragten 355, Strahlenschutzbereiche 357)   | 355        |
| 12.2      | Grenzwerte  | 360        |
| 12.3      | Allgemeine Maßnahmen zur Verringerung der Strahlenexposition  | 365        |
| 12.4      | Berechnung von Abschirmungen und Schutzwänden* (Direktionisierende Strahlung 369, 369)  | 369        |

|                     |   |     |
|---------------------|---|-----|
|                     | Neutronenstrahlung 370, Gammastrahlung 371, Röntgenstrahlung 376)   |     |
| 12.5                | Abschätzung von Organdosen in der medizinischen Radiologie (Quellenkonzept 382, Konversionsfaktor-Methode 384, Bildempfängerkonzept 384)  | 380 |
| 12.6                | Strahlenexposition des medizinischen Personals an Röntgenarbeitsplätzen (Strahlenexposition im Nutzstrahl einer Röntgenanlage 387, Strahlenexposition im Streustrahlungsfeld einer Röntgenanlage 388) | 386 |
| <b>13</b>           | <b>Anhang</b>   | 390 |
| 13.1                | Einheiten des Internationalen Einheitensystems SI   | 390 |
| 13.2                | Zahlenwerte und Einheiten physikalischer Fundamentalkonstanten  | 392 |
| 13.3                | Massenschwächungskoeffizienten $\mu/\rho$ für monoenergetische Photonen   | 393 |
| 13.4                | Massenphotonenwechselwirkungskoeffizienten für Stickstoff ( $Z = 7$ )   | 395 |
| 13.5                | Massenenergieabsorptionskoeffizienten $\mu_{en}/\rho$ für monoenergetische Photonen   | 396 |
| 13.6                | Massenstoßbremsvermögen für monoenergetische Elektronen   | 399 |
| 13.7                | Massenstrahlungsbremsvermögen für monoenergetische Elektronen   | 402 |
| 13.8                | Bremsstrahlungsausbeuten für monoenergetische Elektronen  | 403 |
| 13.9                | Dichten wichtiger dosimetrischer Substanzen   | 404 |
| 13.10               | Gewebe-Luft-Verhältnisse, Patientenschwächungsfaktoren und Konversionsfaktoren für diagnostische Röntgenstrahlung   | 404 |
| <b>14</b>           | <b>Literatur</b>  | 407 |
| 14.1                | Lehrbücher und Monografien  | 407 |
| 14.2                | Wissenschaftliche Einzelarbeiten  | 408 |
| 14.3                | Nationale und internationale Protokolle und Reports zu Dosimetrie und Strahlenschutz  | 411 |
| 14.4                | Gesetze und Verordnungen der Bundesrepublik Deutschland   | 415 |
| 14.5                | Deutsche Industrie-Normen zu Dosimetrie und Strahlenschutz  | 416 |
| <b>Sachregister</b> |   | 418 |

## I Strahlungsarten

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 als Photonen<sup>1</sup> bezeichnet. Die Photonenstrahlung wird im Wellenbild anhand ihrer Frequenz oder Wellenlänge, im atomphysikalischen Bild anhand ihrer Energie 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 **Teilchenstrahlung** oder **Korpuskularstrahlung**. Teilchenstrahlung kann aus geladenen oder ungeladenen Teilchen wie Elektronen, Positronen, Protonen, Pionen und Neutronen oder aus komplexeren materiellen Gebilden wie vollständigen Atomen, Molekülen, Spaltfragmenten oder sonstigen Ionen bestehen.

Bei der Emission von Strahlungen entstehen räumlich ausgedehnte **Strahlungsfelder**. Sie sind durch die räumliche, zeitliche und energetische Verteilung der Strahlungsquanten sowie deren Ausbreitungsrichtungen im Raum charakterisiert. Ihre energetischen Verteilungen werden als **Energiespektren** bezeichnet. Trifft ein Strahlungsfeld auf Materie, so kommt es zur Wechselwirkung zwischen Strahlungsfeld und bestrahlter Materie. Dies ist im allgemeinen auch mit dem Übertrag von Strahlungsenergie auf den Absorber verbunden. Bei Photonenstrahlungsfeldern besteht die transportierte und übertragene Energie aus elektromagnetischer Feldenergie; die Wechselwirkungen sind daher ausschließlich elektromagnetischer Art. Im Falle der Korpuskularstrahlung wird die Strahlungsenergie vor allem in Form kinetischer Energie der Teilchen transportiert und übertragen. Zusätzlich zur Bewegungsenergie der Teilchen enthält ein korpuskulares Strahlungsfeld aber auch die Ruheenergien der transportierten Teilchen. Dieser Ruheenergieanteil steht jedoch mit wenigen Ausnahmen für Energieüberträge auf die bestrahlte Materie nicht zur Verfügung.

Während mit den Begriffen Strahlung und Strahlungsfeld also Energie- und Materietransportphänomene beschrieben werden, dient in der angewandten Strahlenphysik der Begriff **Strahl** im allgemeinen 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 Radiologie der Begriff Strahl nur zur Kennzeichnung der räumlichen Ausbreitungsrichtung von Strahlungsfeldern verwendet werden. Spricht man von Teilchen- oder Photonenstrahlen, 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.

<sup>1</sup> Der Name **Photon** (Lichtteilchen) geht auf den englischen Physiker Gilbert Newton Lewis (1875-1945) zurück, der ihn 1926 erstmals verwendete.

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, sondern daß auf Grund der zur Verfügung stehenden Teilchen- bzw. Photonenenergie solche Ionisierungen im Prinzip möglich sind. Die dazu benötigte Mindestenergie der Teilchen oder Photonen beträgt je nach bestrahlter Materie wenige eV bis zu einigen keV ( $1\text{eV} \approx 1.6 \cdot 10^{-19}\text{ J}$ ). Sie entspricht etwa der Bindungsenergie äußerer oder innerer Hüllenelektronen.

Eine weitere Einteilung der ionisierenden Strahlungsarten ist die Unterscheidung in **direkt** und **indirekt** ionisierende Strahlung. Zu den direkt ionisierenden Strahlungen werden alle geladenen Teilchenstrahlungen 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 Strahlungen, 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 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 dabei in der Regel entstehenden geladenen Sekundärelektronen erzeugen aber bei den darauffolgenden Sekundärprozessen den weitaus größeren Teil der Ionisierung im bestrahlten Material.

### 1.1 Teilchenstrahlung

Ein Teilchenstrahlungsfeld besteht aus Teilchen mit einer bestimmten Masse  $m$ , die mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  in eine durch den individuellen Geschwindigkeitsvektor bestimmten Richtung fliegen. Jedes Teilchen hat eine Bewegungsenergie ( $E_{\text{kin}}$ , kinetische Energie) und eine Gesamtenergie  $E_{\text{tot}}$  sowie einen Impuls  $\vec{p}$ . Teilchen eines Strahlenbündels können sich sowohl in ihrer Masse  $m$  als auch in den Geschwindigkeits- und Impulsvektoren  $\vec{v}$  und  $\vec{p}$  unterscheiden. Identische Teilchen mit einer einheitlichen Bewegungsenergie haben auch gleiche Impulsbeträge  $p$ , wenn auch die Impulsvektoren  $\vec{p}$  ihrer Bewegung in verschiedene Richtungen zeigen können. Handelt es sich um ein paralleles Strahlenbündel, so stimmen die Geschwindigkeitsvektoren  $\vec{v}$  und damit die Teilchenrichtungen überein. Divergiert das Strahlenbündel dagegen, das heißt, läuft das Strahlenbündel auseinander, so sind zwar die Impulsbeträge, nicht aber die Impulsvektoren gleich. Für den Impuls  $\vec{p}$  eines Teilchens mit der Masse  $m$  und der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  gilt:

$$\vec{p} = m \cdot \vec{v} \quad (1.1)$$

Nach der von A. Einstein<sup>2</sup> 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:

$$E_{\text{tot}} = m \cdot c^2 \quad \text{bzw.} \quad m = \frac{E_{\text{tot}}}{c^2} \quad (1.2)$$

$$c = (2.99792458 \cdot 10^8 \pm 1.1992) \text{ m/s} \quad (1.3)$$

$c$  ist die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, für deren Zahlenwert man bei Überschlagsrechnungen (nach Gl. 1.3) in sehr guter Näherung  $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$  verwenden kann. Die Gesamtenergie eines bewegten Teilchens setzt sich nach der Relativitätstheorie additiv aus der Ruheenergie  $E_0$  und der Bewegungsenergie  $E_{\text{kin}}$  zusammen:

$$E_{\text{tot}} = E_0 + E_{\text{kin}} \quad (1.4)$$

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. (1.5) 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 und Energie:

$$E_0 = m_0 \cdot c^2 \quad \text{bzw.} \quad m_0 = \frac{E_0}{c^2} \quad (1.5)$$

Die kinetische Energie eines Teilchens erhält man nach Gleichung (1.6) relativistisch als Differenz von Gesamtenergie und Ruheenergie:

$$E_{\text{kin}} = E_{\text{tot}} - E_0 = m \cdot c^2 - m_0 \cdot c^2 = m_0 \cdot c^2 \cdot \left( \frac{m}{m_0} - 1 \right) \quad (1.6)$$

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

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (1.7)$$

So lange die Teilchengeschwindigkeit klein gegen die Lichtgeschwindigkeit ist (bis  $v \approx 0.1 \cdot c$ ), ist auch der Quotient  $v^2/c^2$  wesentlich kleiner als 1. Das Wurzelargument in Gleichung (1.7) hat dann in

<sup>2</sup> **Albert Einstein** (14. 3. 1879 - 18. 4. 1955), deutscher Physiker, u. a. Begründer der speziellen und der allgemeinen Relativitätstheorie, 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.

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. u.). Je mehr sich die Geschwindigkeit der Lichtgeschwindigkeit nähert, umso größer wird die Masse des Teilchens und damit nach Gleichung (1.2) auch seine Gesamtenergie. Die zunehmende Bewegungsenergie führt bei hohen Geschwindigkeiten nicht mehr zu einer spürbaren Erhöhung der Teilchengeschwindigkeit sondern nur noch zu einer Erhöhung der Masse des Teilchens.

| Teilchen           | Ruhemasse $m_0$ (kg)       | Ruheenergie $E_0$ (J)   | $E_0$ (MeV)*        |
|--------------------|----------------------------|-------------------------|---------------------|
| Elektron ( $e^-$ ) | $0.9109534 \cdot 10^{-30}$ | $8.1868 \cdot 10^{-14}$ | 0.5110              |
| Neutrino ( $\nu$ ) | $\approx 0$                | $\approx 0$             | $< 2 \cdot 10^{-5}$ |
| Myon ( $\mu^\pm$ ) | $0.188368 \cdot 10^{-27}$  | $0.1693 \cdot 10^{-10}$ | 105.6594            |
| Pion ( $\pi^\pm$ ) | $0.24878 \cdot 10^{-27}$   | $0.2236 \cdot 10^{-10}$ | 139.5673            |
| Pion ( $\pi^0$ )   | $0.24055 \cdot 10^{-27}$   | $0.2162 \cdot 10^{-10}$ | 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 ( $\alpha$ ) | $6.644 \cdot 10^{-27}$     | $5.9713 \cdot 10^{-10}$ | 3727.2              |

Tab. 1.1: Ruhemassen und Ruheenergien einiger wichtiger Teilchen (nach Daten aus [Kohlrausch], Bd. III, 1986). (\*): Umrechnung der Energieeinheiten mit dem Faktor  $1\text{eV} = 1.6022 \cdot 10^{-19}\text{J}$ . Daten schwererer Teilchen befinden sich in Tab. (6.1) in Abschnitt 6.

Gleichung (1.7) ist auch der Grund dafür, daß die Geschwindigkeit eines Teilchens niemals die Vakuumlichtgeschwindigkeit erreichen kann. Bei Annäherung der Teilchengeschwindigkeit an die Lichtgeschwindigkeit verschwindet der Nenner in Gl. (1.7), 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 Masseteilchen (also Gebilde mit einer endlichen Ruhemasse) beobachtet, die sich mit Vakuumlichtgeschwindigkeit oder sogar schneller bewegt hätten.

**Die atomare Energieeinheit eV:** In der Atomphysik ist es üblich, Energien nicht nur in der SI-Einheit Joule (J) sondern auch wie z. B. in (Tab. 1.1) in der praktischen atomphysikalischen Energieeinheit Elektronenvolt (eV) und dessen dezimalen Vielfachen keV ( $10^3$  eV), MeV ( $10^6$  eV), GeV ( $10^9$  eV) und meV ( $10^{-3}$  eV) anzugeben. 1 Elektronenvolt ist diejenige Bewegungsenergie, die ein einfach elektrisch geladenes Teilchen beim Durchlaufen einer elektrischen Potentialdifferenz (Spannung) von 1 V im Vakuum erhält. Es gilt folgende Definitionsgleichung:

$$1\text{ eV} = e_0 \cdot 1\text{V} = 1.6021892 \cdot 10^{-19}\text{C} \cdot 1\text{V} = 1.6021892 \cdot 10^{-19}\text{J} \quad (1.8)$$

Typische Energien in der Atomhülle betragen einige eV bis etwa 100 keV, charakteristische Energien in den Atomkernen liegen in der Größenordnung einiger MeV.

| Bewegungsenergie (eV)  | $v/c$        | $m/m_0$    |
|------------------------|--------------|------------|
| $25 \cdot 10^{-3}$ (*) | 0.000313     | 1.00000005 |
| $10^0$                 | 0.002        | 1.0000002  |
| $10^1$                 | 0.006        | 1.00002    |
| $10^2$                 | 0.020        | 1.0002     |
| $10^3$                 | 0.062        | 1.002      |
| $10^4$                 | 0.195        | 1.02       |
| $10^5$                 | 0.548        | 1.20       |
| $10^6$                 | 0.941        | 2.96       |
| $10^7$                 | 0.9988       | 20.6       |
| $10^8$                 | 0.999987     | 197.       |
| $10^9$                 | 0.99999987   | 1958.      |
| $10^{10}$              | 0.9999999987 | 19'600.    |

Tab. 1.2: Änderungen des Geschwindigkeitsverhältnisses  $v/c$  und des Quotienten aus relativistischer Gesamt- und Ruhemasse für Elektronen als Funktion der Bewegungsenergie. Berechnet mit den Gln. (1.7, 1.8). (\*): Größenordnung der thermischen Bewegungsenergie eines Gasmoleküls bei  $20^\circ\text{C}$  (kT).

**Relativistische Massenzunahme von Elektronen:** Mit Hilfe der Gleichung (1.7) kann man sich beispielsweise die quantitativen Verhältnisse bei der Beschleunigung von Elektronen verdeutlichen. Wie die Tabellen (1.2), (1.3) und Fig. (1.1) 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 Elektronenenergie von etwa 80 keV beträgt die Elektronengeschwindigkeit bereits  $c/2$ , die Masse hat dann um 20% zugenommen. 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. Statt dessen kommt es zu einem dramatischen Anstieg der relativistischen Elektronenmasse.

Ähnliche Rechnungen lassen sich für alle Teilchen durchführen, wenn deren Ruhemassen bekannt sind (s. Tab. 1.3). 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. Mit den Gln. (1.5) und (1.6) erhält man für das Massenverhältnis:

$$\frac{m}{m_0} = 1 + \frac{E_{\text{kin}}}{E_0} \quad (1.9)$$

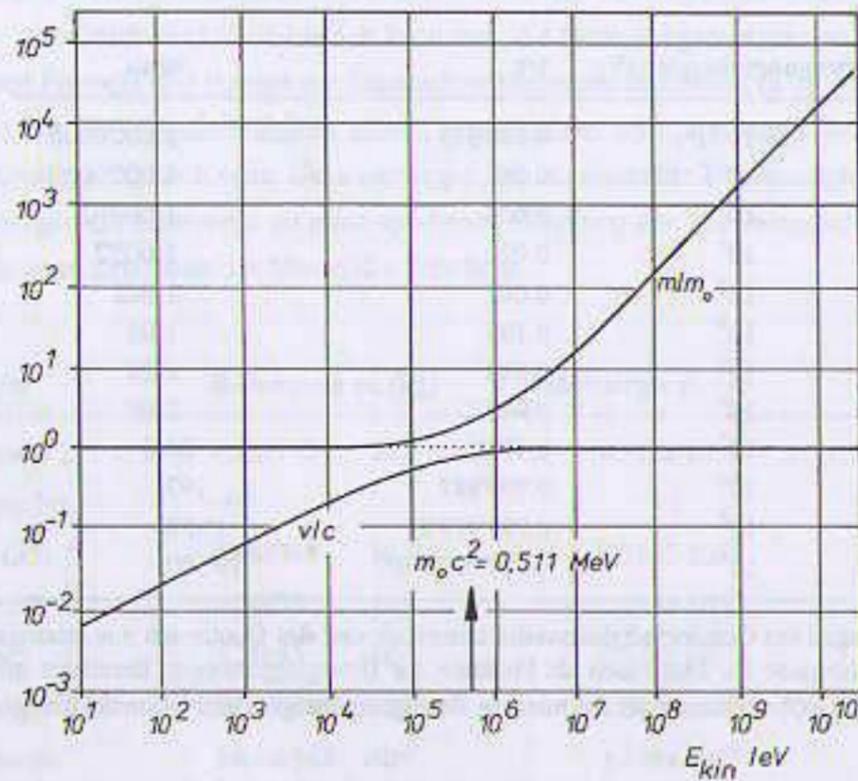


Fig. 1.1: Verlauf der relativen Geschwindigkeit und der relativen Masse von Elektronen als Funktion ihrer Bewegungsenergie (berechnet nach Gl. 1.7 sowie den Daten aus Tabelle 1.2). Aufgetragen sind die Verhältnisse der Gesamtmasse zur Ruhemasse und der Elektronengeschwindigkeit zur Vakuumlichtgeschwindigkeit 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.

und mit Gl. (1.7) für das Verhältnis von Teilchengeschwindigkeit und Lichtgeschwindigkeit:

$$\frac{v}{c} = \sqrt{1 - E_0^2 / E^2} = \sqrt{1 - m_0^2 / m^2} \quad (1.10)$$

Den relativistischen Energiesatz kann man mit Hilfe des Impulses (Gl. 1.1) auch so formulieren:

$$E^2 = E_0^2 + p^2 \cdot c^2 \quad (1.11)$$

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. 1.11) ist dann gegen den Impulsterm zu vernachlässigen, 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 sowieso exakt gilt.

$$E \approx p \cdot c \quad (1.12)$$

| v/c    | m/m <sub>0</sub> | Bewegungsenergie E <sub>kin</sub> |           |           |
|--------|------------------|-----------------------------------|-----------|-----------|
|        |                  | e <sup>-</sup>                    | 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(*) | 1.0054           | 2.574 keV                         | 4.727 MeV | 18.78 MeV |
| 0.5    | 1.1547           | 79.05 keV                         | 145.2 MeV | 576.6 MeV |
| 0.9    | 2.2942           | 661.3 keV                         | 1.214 GeV | 4.824 GeV |
| 0.99   | 7.0888           | 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. 1.3: Massenverhältnisse und Bewegungsenergien für Elektronen, Protonen (und näherungsweise für Neutronen) und Alphateilchen als Funktion der relativen Teilchengeschwindigkeit (berechnet mit Gl. 1.7). (\*): Obere Geschwindigkeitsgrenze für Verwendung der "klassischen" Formel (1.14) für die Bewegungsenergie von Teilchen.

**Der klassische Grenzfall:** Als klassischen Grenzfall bezeichnet man Bedingungen, bei denen die relativistische Massenzunahme im Vergleich zur Bewegungsenergie 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. (1.1) und der Tabellen (1.2, 1.3), die Berechnungen der relativistischen Teilchenenergien und der Massenzunahmen als Funktion des Geschwindigkeitsverhältnisses v/c enthalten.

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, um so 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<sub>kin</sub> < 0.1 · E<sub>0</sub>). 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 (1.7) für kleine v/c-Verhältnisse.

$$E_{kin} = m \cdot c^2 - m_0 \cdot c^2 = m_0 \cdot c^2 \cdot \left[ \frac{1}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} - 1 \right] \quad (1.13)$$

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

$$E_{\text{kin}} \approx m_0 c^2 \cdot \left(1 + \frac{v^2}{2c^2} - 1\right) = \frac{1}{2} \cdot m_0 v^2 \quad (1.14)$$

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. (1.1) 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:

$$\vec{p} = m_0 \cdot \vec{v} \quad (1.15)$$

$$E_{\text{kin}} = \frac{p^2}{2m_0} \quad (1.16)$$

## 1.2 Wellenstrahlung

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, z. B. 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 Ursprungsort 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. (1.2).

Die Zeit zwischen zwei benachbarten Schwingungszuständen gleicher Auslenkung und Schwingungsrichtung der Welle wird als **Schwingungsdauer**  $T$  bezeichnet. Der Kehrwert der Schwingungsdauer heißt **Frequenz**  $\nu$  der Schwingung. Wird die Schwingungsdauer in Sekunden gemessen,

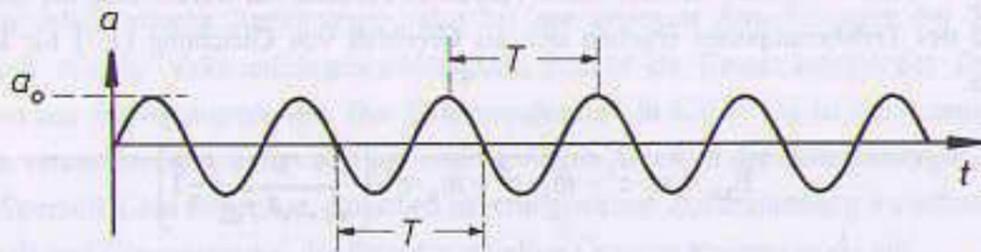


Fig. 1.2: Beschreibung des Zeitverlaufes einer kontinuierlichen sinusförmigen Welle an einem festen Ort ( $T$ : Schwingungsdauer,  $a$ : Auslenkung,  $a_0$ : Amplitude).

so gibt der Zahlenwert der Frequenz  $\nu$  die Zahl der Schwingungen pro Sekunde an. Die Einheit der Frequenz ist das Hertz ( $1 \text{ Hz} = 1/\text{s}$ ).

$$\nu = \frac{1}{T} \quad (1.17)$$

Das zu einer festen Zeit festgehaltene Momentbild einer Welle zeigt periodisch mit dem Ort wechselnde Wellenberge und Wellentäler. Mit zunehmender Zeit bewegen sich diese in Richtung der Wellenausbreitung (Fig. 1.3). Der räumliche Abstand zwischen zwei Punkten gleicher Auslenkung, d. h. gleichen Schwingungszustandes, heißt **Wellenlänge**  $\lambda$ . Sie ist genau die Entfernung, um die die Welle in einer Schwingungsdauer vorgerückt ist. Da die Welle während der Dauer  $T$  also die Strecke  $\lambda$  zurücklegt, gilt für ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v$ :

$$v = \frac{\lambda}{T} = \lambda \cdot \nu \quad (1.18)$$

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**.

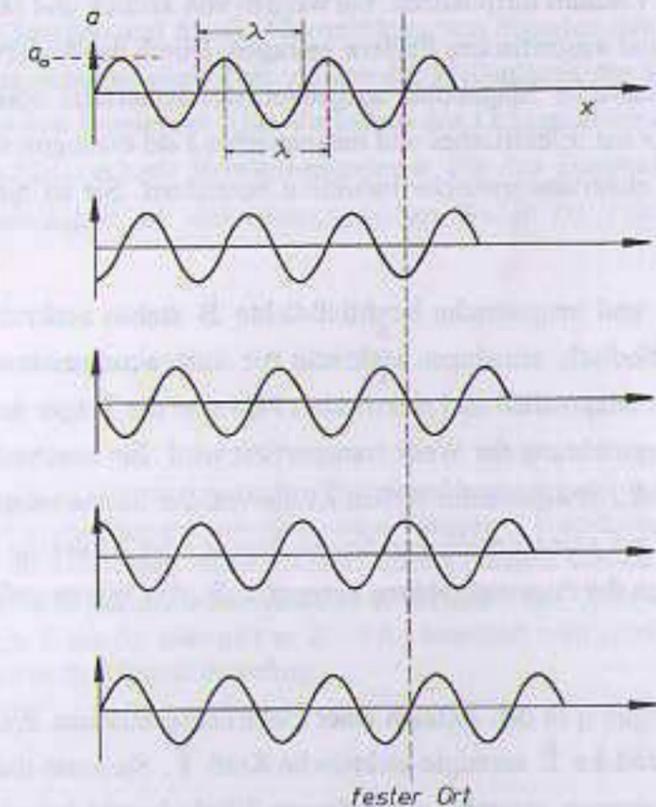


Fig. 1.3: Momentbilder einer nach rechts laufenden sinusförmigen Welle zu verschiedenen Zeiten  $t$  als Funktion des Ortes  $x$  ( $a_0$ : Amplitude,  $\lambda$ : Wellenlänge).

$$a(x, t) = a_0 \cdot \sin\left[2\pi \cdot \left(\nu \cdot t - \frac{x}{\lambda}\right)\right] \quad (1.19)$$

Das Momentbild 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. 1.3). Will man das Zeitbild an einem festen Ort berechnen, muß dagegen die Ortskoordinate fixiert und allein die Zeitvariable  $t$  verändert werden (Fig. 1.2). Liegt die Schwingungsrichtung einer Welle in Ausbreitungsrichtung, so bezeichnet man die Welle als **Longitudinalwelle**. Ein Beispiel sind Schallwellen in Luft (longitudinale Druckwellen in Gasen). Schwingen die Materieteilchen oder das elektromagnetische 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 z. B. durch Stoß benachbarter Moleküle oder elastische Verformung des Mediums weiterzuleiten. 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 Änderungen des elektrischen Feldes wird ein zeitlich variables Magnetfeld aufgebaut, das seinerseits wieder ein veränderliches elektrisches Feld zur Folge hat. Elektrisches und magnetisches Feld erzeugen sich also wechselseitig. 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  $90^\circ$  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. Die Absorption der Sonnenstrahlung erzeugt z. B. das Wärmegefühl auf der Haut beim Sonnenbaden.

Werden elektrische Ladungen  $q$  in den Bereich einer elektromagnetischen Welle gebracht, so wirkt auf sie eine durch die Feldstärke  $\vec{E}$  erzeugte elektrische Kraft  $\vec{F}$ . 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 die elektromagnetischen Rund-

funkwellen zum Schwingen angeregt. In der Antenne entsteht durch das externe elektromagnetische Wechselfeld ein hochfrequenter Wechselstrom, der einem Rundfunkempfänger zur weiteren Verarbeitung zugeführt werden kann.

$$\vec{F} = q \cdot \vec{E} \quad (1.20)$$

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.

$$I = \frac{E}{t \cdot A} = \frac{P}{A} \quad (1.21)$$

Die Intensität ist nach Gl. (1.21) also der Quotient aus Strahlungsenergie  $E$  und dem Produkt aus Fläche mal 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  $1 \text{ Watt} = 1 \text{ J/s}$  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. 1.3). Diese ist eine universelle Naturkonstante und die Grenzgeschwindigkeit für die Bewegung von Materie und für die Übermittlung von Signalen oder Information. In Materie hängt die Ausbreitungsgeschwindigkeit dagegen von der Wellenlänge der Strahlung ab. Dieser Sachverhalt wird als **Dispersion** bezeichnet. Das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeit sichtbaren Lichtes im Vakuum zu dem in Materie heißt **Brechungsindex  $n$** . Für den Zusammenhang von Wellenlänge, Frequenz und Geschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen im Vakuum gilt (in Analogie zu Gleichung 1.18):

$$c = \lambda \cdot \nu = \frac{\lambda}{T} \quad (1.22)$$

Eine weitere zur Beschreibung elektromagnetischer Wellenstrahlung gelegentlich verwendete Energiegröße ist die **Energiedichte  $w$** . Sie ist der Quotient aus der in einem Volumen  $V$  befindlichen Energie  $E$  und diesem Volumen. Zur Berechnung betrachtet man am besten einen quaderförmigen Bereich der Länge  $\ell$  und der Stirnfläche  $A$  (Fig. 1.4). Die Welle mit der Intensität  $I$  füllt in der Zeit  $t$  das Volumen  $V = \ell \cdot A = c \cdot A \cdot t$  mit der Energie  $E$ . Da die Energie  $E$  aus der Intensität zu  $E = I \cdot A \cdot t$  berechnet wird (Umkehrung der Gl. 1.21), erhält man für die Energiedichte  $w$  die folgende Beziehung.

$$w = \frac{E}{V} = \frac{I \cdot A \cdot t}{c \cdot A \cdot t} = \frac{I}{c} \quad (1.23)$$

Oder anders ausgedrückt: Jedes Volumen  $V$  der Welle transportiert die Energie  $E = w \cdot V$  mit Lichtgeschwindigkeit  $c$  in Ausbreitungsrichtung.

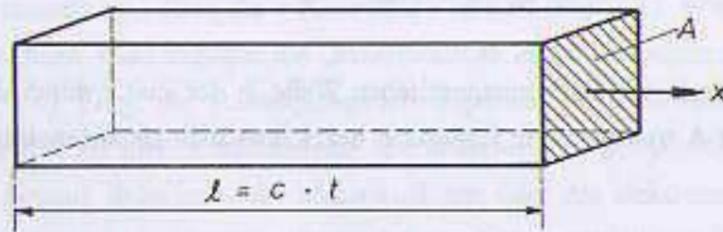


Fig. 1.4: Zum Zusammenhang von Intensität  $I$  und Energiedichte  $w$  bei elektromagnetischer Wellenstrahlung

**Elektromagnetische Wellenpakete:** 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  $w$  wäre dessen Energieinhalt unendlich groß, was natürlich nicht möglich ist.

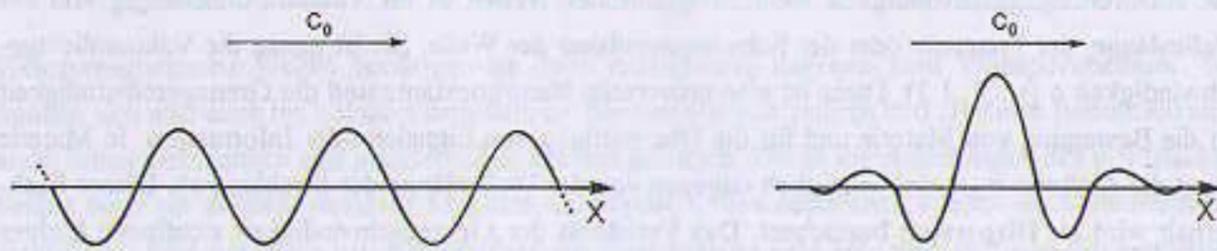


Fig. 1.5: Schematische Ortsdarstellung einer kontinuierlichen elektromagnetischen Welle (links) und eines Wellenzuges bzw. Quants mit variabler Wellenlänge und endlicher Breite (rechts). Es ist nur eine der beiden Feldkomponenten dargestellt.

Ein weiterer Grund ist die sogenannte **Heisenbergsche Unschärferelation**<sup>3</sup>. Nach ihr ist eine unendlich ausgedehnte monoenergetische Welle weder in der Zeit noch im Raum lokalisierbar. Elektromagnetische Wellen füllen den Raum also nicht mit einem unendlichen Kontinuum an elektrischen und magnetischen Feldern aus. Statt dessen 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**

<sup>3</sup> 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 verknüpft sind. Je kurzlebiger ein atomarer Zustand ist, um so 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. Die Unschärfen berechnet man analog aus  $\Delta r \cdot \Delta p \geq \hbar$ .

(s. Fig. 1.6). Will man sie nach ihrer Herkunft kennzeichnen, so nennt man sie auch Röntgenquanten, Lichtquanten, Gammaquanten usw. ...

| Bezeichnung der Welle          | Frequenz (Hz)                       | Wellenlänge <sup>(1)</sup>              | Energie (eV) <sup>(1)</sup>      |
|--------------------------------|-------------------------------------|---|----------------------------------|
| Techn. Wechselströme           | $50 - 3 \cdot 10^5$                 | 6000 - 1000 km                          | $2 \cdot 10^{-13} - 10^{-11}$    |
| Telegrafiewellen               | $3 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^3$       | 1000 - 100 km                           | $10^{-12} - 10^{-11}$            |
| Langwellen <sup>(3)</sup>      | $3 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^5$       | 10 - 1 km                               | $10^{-10} - 10^{-9}$             |
| Mittelwellen <sup>(3)</sup>    | $3 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^6$       | 1000 - 100 m                            | $10^{-9} - 10^{-8}$              |
| Kurzwellen <sup>(3)</sup>      | $3 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^7$       | 100 - 10 m                              | $10^{-8} - 10^{-7}$              |
| Ultrakurzwellen <sup>(3)</sup> | $3 \cdot 10^7 - 3 \cdot 10^8$       | 10 - 1 m                                | $10^{-7} - 10^{-6}$              |
| Dezimeterwellen <sup>(4)</sup> | $3 \cdot 10^8 - 3 \cdot 10^9$       | 1 - 0.1 m                               | $10^{-6} - 10^{-5}$              |
| Zentimeterwellen               | $3 \cdot 10^9 - 3 \cdot 10^{10}$    | 10 - 1 cm                               | $10^{-5} - 10^{-4}$              |
| Millimeterwellen               | $3 \cdot 10^{10} - 3 \cdot 10^{11}$ | 10 - 1 mm                               | $10^{-4} - 10^{-3}$              |
| Wärmestrahlung <sup>(5)</sup>  | $2 \cdot 10^{11} - 4 \cdot 10^{14}$ | 1.5 mm - 800 nm                         | $10^{-3} - 2$                    |
| Licht (sichtbar)               | $4 \cdot 10^{14} - 7 \cdot 10^{14}$ | 800 - 400 nm                            | 2 - 3.1                          |
| rot                            | $4.3 \cdot 10^{14}$                 | 700 nm                                  | 1.8                              |
| violett                        | $7.5 \cdot 10^{14}$                 | 400 nm                                  | 3.1                              |
| Ultraviolett                   | $7 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{16}$ | 400 - 3 nm                              | 2.9 - 40                         |
| UVA                            | $7 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{15}$ | 400 - 320 nm                            | 2.9 - 3.7                        |
| UVB                            | $(0.9 - 1.1) \cdot 10^{15}$         | 320 - 280 nm                            | 3.7 - 4.5                        |
| UVC <sup>(2)</sup>             | $(1.1 - 1.5) \cdot 10^{15}$         | 280 - 200 nm                            | 4.5 - 6.2                        |
| Röntgen-, Gammastr.            | $1 \cdot 10^{15} - 5 \cdot 10^{24}$ | $3 \cdot 10^{-8} - 6 \cdot 10^{-17}$ m  | $4 - 2 \cdot 10^{10}$            |
| extrem weich                   | $1 \cdot 10^{15} - 1 \cdot 10^{18}$ | $3 \cdot 10^{-8} - 3 \cdot 10^{-10}$ m  | $4 - 4 \cdot 10^3$               |
| weich                          | $1 \cdot 10^{18} - 5 \cdot 10^{18}$ | $3 \cdot 10^{-10} - 6 \cdot 10^{-11}$ m | $4 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^4$    |
| mittel                         | $5 \cdot 10^{18} - 3 \cdot 10^{19}$ | $6 \cdot 10^{-11} - 1 \cdot 10^{-11}$ m | $2 \cdot 10^4 - 1 \cdot 10^5$    |
| hart                           | $3 \cdot 10^{19} - 1 \cdot 10^{20}$ | $1 \cdot 10^{-11} - 3 \cdot 10^{-12}$ m | $1 \cdot 10^5 - 4 \cdot 10^5$    |
| extrem hart                    | $1 \cdot 10^{20} - 5 \cdot 10^{20}$ | $3 \cdot 10^{-12} - 6 \cdot 10^{-17}$ m | $4 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^{10}$ |

Tab. 1.4: Das Spektrum elektromagnetischer Wellen: Röntgenstrahlung und Gammastrahlung unterscheidet man heute nicht mehr nach der Energie sondern nach der Entstehungsweise. Sie sind deshalb in dieser Tabelle nicht wie früher üblich nach der Energie getrennt aufgeführt. (1): Zahlenwerte für Frequenz und Energie teilweise gerundet. (2): Als UVC-Wellenlängen-Bereich wird auch (280-100) nm 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.

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. Für die in einem Photon gebündelte elektromagnetische Energie ergibt sich aus Experimenten (lichtelektrischer Effekt, Photoeffekt) folgender Zusammenhang mit der Frequenz:

$$E_{\text{ph}} = h \cdot \nu \quad (1.24)$$

Die Größe  $h$  heißt **Plancksches Wirkungsquantum**<sup>4</sup> und ist wie die Vakuumlichtgeschwindigkeit eine universelle Naturkonstante (s. a. Fußnote 3). Sie hat die Einheit einer Wirkung (Energie · Zeit).

$$h = 6.626176 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} \quad (1.25)$$

Der Zusammenhang von Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$ , Wellenlänge  $\lambda$  und Frequenz  $\nu$  ist wie bei kontinuierlichen Wellen (analog zu Gleichung 1.18) durch die folgende Beziehung gegeben:

$$c = \lambda \cdot \nu = \frac{\lambda}{T} \quad (1.26)$$

Die verschiedenen elektromagnetischen Wellen werden nach ihrer Nutzung oder ihrer Herkunft in Gruppen klassifiziert (Tab. 1.4). 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 ( $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$ ) 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. 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.

### 1.3 Dualismus Teilchen-Welle\*

Die moderne Physik beschreibt Teilchen und Photonen nicht mehr nach den einfachen Regeln der klassischen Physik, sondern im Rahmen der Quantentheorie, die zu Beginn des 20. Jahrhunderts entwickelt wurde (s. auch Kap. 2.1). Die Quantentheorie ist zuständig für die Berechnung atomarer Systeme. Die klassische Wellentheorie zur Beschreibung von Photonen ist daher ebenso vereinfacht

<sup>4</sup> **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".

chend 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 taten sich zunächst eine Reihe von Ungeheimheiten 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.

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. 1.2) formal auch auf Photonen an, so kann man damit die Photonenmasse berechnen. Man erhält zusammen mit den Gl. (1.24) und (1.26):

$$m_{\text{ph}} \cdot c^2 = h \cdot \nu \quad \text{bzw.} \quad m_{\text{ph}} = \frac{h \cdot \nu}{c^2} = \frac{h}{c \cdot \lambda} \quad (1.27)$$

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 ist eine "Folge" der Relativitäts- und der Quantentheorie und 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. 1.1) aus relativistischer Masse  $m_{\text{ph}}$  und Geschwindigkeit des Photons  $c$  berechnet.

$$p_{\text{ph}} = m_{\text{ph}} \cdot c = \frac{E_{\text{ph}}}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (1.28)$$

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 Comptoneffektes. Eine schöne physikalische Spielerei, die auf dem Impulsübertrag von Photonen auf einen Absorber beruht, ist die sogenannte "Lichtmühle".

Andererseits können sich auch 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 Korpus-

kularbild 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. 1.28) die Photonenmasse durch die Gesamtmasse des Elektrons  $m_e$  und die Lichtgeschwindigkeit  $c$  durch die Elektronengeschwindigkeit  $v$  ersetzt.

$$p_e = m_e \cdot v = h / \lambda_e \quad (1.29)$$

Die Elektronenwellenlänge berechnet man daraus zu:

$$\lambda_e = \frac{h}{m_e \cdot v} \quad (1.30)$$

Die Elektronenwellenlänge ist umgekehrt proportional zu ihrem relativistischen Impuls. Die nach Gleichung (1.30) berechneten Wellenlängen von Teilchen werden nach dem Entdecker der Materiewellen als **de-Broglie-Wellenlängen**<sup>5</sup> bezeichnet. Wenn Elektronen wie 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 als Mikroskopierlicht verwendet.

Die Größe der noch auflösbaren Objekte entspricht in Analogie zum sichtbaren Licht gerade der Elektronenwellenlänge. Je höher also die Energie bzw. der Impuls der verwendeten Teilchen ist, um so besser ist die räumliche Auflösung. 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 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), in denen Teilchen und Antiteilchen bis in den GeV-Bereich beschleunigt werden können.

Wellenbild und Teilchenbild sind komplementäre Darstellungsweisen von Photonen und Korpuskeln. Sie werden wegen ihrer Anschaulichkeit auch heute noch zur physikalischen Beschreibung mikro-

<sup>5</sup> 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".

skopischer Systeme verwendet. Allerdings kann keine dieser Darstellungen alle Phänomene und experimentellen Ergebnisse allein erklären. Der Versuch, die Doppelnatur der Teilchen- und Photonenstrahlung zu verstehen, hat zu Beginn des zwanzigsten Jahrhunderts zur Entwicklung und Ende der zwanziger Jahre zur endgültigen Formulierung der Quantentheorie geführt.

#### Zusammenfassung:

- Die Strahlungsphysik unterscheidet Teilchen- und Wellenstrahlung anhand der Ruhemasse der Strahlungsquanten.
- Photonen können als elektromagnetische Energiepakete verstanden werden. Sie haben keine Ruhemasse und bewegen sich mit Lichtgeschwindigkeit.
- Im Rahmen der Strahlungsphysik werden sie meistens durch Angabe ihrer Energie in der angepaßten atomphysikalischen Energieeinheit eV und deren Vielfachen charakterisiert.
- 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.

## 2 Atombau

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 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. Für die Atomphysik existieren tatsächlich eine Reihe verschiedener Modelle, die jeweils zwar Teilaspekte richtig beschreiben, zu anderen Eigenschaften des Atoms aber keine oder falsche Aussagen machen.

Die ersten historischen Atommodelle stammen von den griechischen Philosophen aus der Zeit vor Sokrates wie z. B. den Vorsokratikern Leukippos (geb. etwa 480-470 v. Chr.) und seinem wichtigsten Schüler Demokrit von Abdera (geboren etwa um 460 v. Chr., gestorben 370 v. Chr.). Sie behaupteten, alle Materie sei aus unteilbaren Teilchen aufgebaut, den sogenannten Atomen (atomos: griechisch unteilbar). Diese Atome beständen in einer unendlichen Vielfalt von Formen. Sie seien ständig in Bewegung, stoßen 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 naturwissenschaftlich nicht begründbaren Idee hatte sich während über 2000 Jahren 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. Die moderne Atomphysik hat ihre rasante Entwicklung erst um die Jahrhundertwende nach der Entdeckung des Elektrons (1897 durch J. J. Thomson<sup>1</sup>) und der Radioaktivität (1896 durch H. Becquerel<sup>2</sup>) 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. Die punktförmigen Elektronen sollten gleichmäßig wie die Kerne in einer Wassermelone frei beweglich und reibungsfrei in die positive Ladung eingebettet sein. 1911 hat Lord

**Rutherford**<sup>3</sup> durch Streuung von  $\alpha$ -Teilchen an einer Goldfolie bewiesen, daß Atome statt dessen im wesentlichen leere Gebilde sind, deren Massen und deren positive Ladung sich in den Atomkernen befinden, die ihrerseits von den Elektronen umkreist werden wie die Sonne von den Planeten (Rutherford'sches Planetenmodell).

So anschaulich das Rutherford'sche 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  $10^{-8}$  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.

Abhilfe schaffte ein genialer Verzweiflungsakt von **N. Bohr**<sup>4</sup>, der 1913 das Rutherford'sche Atommodell mit zusätzlichen, physikalisch zunächst nicht erkläraren Forderungen versah, den **Bohr'schen Postulaten**. Sie sollten den Energieverlust der Elektronen durch Abstrahlung vermeiden und die diskreten Bahnen erklären. Nach Bohr befinden sich die Elektronen in diskreten, stationären Kreisbahnen um den Atomkern, den sogenannten Elektronenschalen. Beim Übergang der Elektronen von einer in eine andere Schale muß die Energiedifferenz der beteiligten Bahnen entweder zugeführt werden oder sie wird in Form von Licht abgestrahlt. Nach Bohr sind nur solche Elektronenbahnen zugelassen, deren Drehimpuls (Drall) bestimmte Vielfache der elementaren Drehimpulseinheit  $\hbar$  beträgt. Diese Einheit ist der halbe Quotient aus dem Planckschen Wirkungsquantum  $h$  (Gl. 1.25) und  $\pi$ .

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,054589 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} \quad (2.1)$$

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 Bohr'schen Atommodells war die nahezu korrekte Berechnung der Energiezustände und des Spektrums des Wasserstoffatoms. Dies führte dazu, daß die Bohr'schen Postulate allgemein akzeptiert wurden, obwohl niemand sie zum Zeitpunkt ihrer Aufstellung physikalisch begründen konnte.

<sup>1</sup> **Sir Joseph John Thomson** (18. 12. 1856 - 30. 8. 1940), englischer Physiker, entdeckte 1897 das freie Elektron bei der Untersuchung der sogenannten 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".

<sup>2</sup> **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".

<sup>3</sup> **Ernest Rutherford** (30. 8. 1871 - 19. 10. 1937), englischer Physiker und Mathematiker, wurde 1931 zum Lord of Nelson geadelt, Begründer des Rutherford'schen Atommodells, erhielt 1908 den Nobelpreis für Chemie "für seine Untersuchungen über den Zerfall der Elemente und die Chemie der radioaktiven Stoffe".

<sup>4</sup> **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, erhielt 1922 den Nobelpreis für Physik "für seine Verdienste um die Erforschung der Struktur der Atome und der von ihnen ausgehenden Strahlung".

In der Folgezeit wurde das auf Elektronenkreisbahnen beschränkte Bohrsche Atommodell durch **A. Sommerfeld**<sup>5</sup> verfeinert. Sein modifiziertes Schalenmodell enthielt auch elliptische Elektronenbahnen. Es war das erste quantitative Atommodell, mit dem Atomspektren komplexerer Atome als Wasserstoff exakt berechnet werden konnten. Für die Aufgaben dieses Buches genügt im 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 dieses 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**<sup>6</sup>, der Erfinder der sogenannten Schrödinger-Wellengleichung, die auch heute noch zur Basisausbildung jedes Physikers gehört, sowie die Physiker **Max Planck**, **Albert Einstein**, **W. Heisenberg**<sup>7</sup>, **W. Pauli**<sup>8</sup> und **P. Dirac**<sup>9</sup>.

Im quantentheoretischen Atommodell befinden sich Elektronen nicht auf irgendwelchen an ein Planetensystem erinnernden Bahnen sondern in Elektronenzuständen mit bestimmten Eigenschaften. 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. Solche Elektronenwolken sind in der Chemie als **Orbitale** bekannt. Sie werden dort zur Erklärung der chemischen Bindung und deren Richtungscharakteristik verwendet. Die Orte der größten Aufenthaltswahrscheinlichkeit in diesen Elektronenverteilungswolken - genauer des radialen Anteils der Elektronenverteilungen - stellen näherungsweise Kugeloberflächen um den Atomkern dar, die man nach dem

<sup>5</sup> **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.

<sup>6</sup> **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".

<sup>7</sup> **Werner Karl Heisenberg** (5. 12. 1901 - 1. 2. 1976), deutscher Physiker, einer der Begründer der Quantentheorie, er 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 sogenannter 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".

<sup>8</sup> **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".

<sup>9</sup> **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 sogenannten SPIN, beschreiben konnte. Er erhielt 1933 zusammen mit Schrödinger den Nobelpreis für Physik "für die Entdeckung neuer produktiver Formen der Atomtheorie".

Bohrschen Modell als Elektronenschalen bezeichnen würde. Dieser Sachverhalt zeigt, warum das physikalisch eigentlich unbegründete Bohrsche Kreisschalenmodell so gut zur Energieberechnung geeignet war, und rechtfertigt so im nachhinein Bohrs vereinfachende Annahmen.

## 2.1 Die Atomhülle

### 2.1.1 Aufbau der Atomhülle

Nach heutiger Kenntnis ist das Atom also aus einem elektrisch positiv geladenen, nahezu punktförmigen Atomkern und aus einer negativ geladenen Atomhülle aufgebaut, die den Kern umgibt. Die Hülle enthält die Elektronen. Diese befinden sich 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 Energie und werden vereinfachend in Anlehnung an das Bohrsche Atommodell **Schalen** genannt.

Die Schalen werden von innen nach außen bzw. nach der Bindungsenergie der in ihnen befindlichen Elektronen durchnummeriert und mit der sogenannten **Hauptquantenzahl n** ( $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ ) oder mit großen Buchstaben gekennzeichnet (K, L, M, N, ...). Man spricht also von K-Elektronen, wenn sich diese auf der kernnahen, innersten Schale einer Atomhülle befinden, von L-Elektronen auf der nächsten Schale usw.

An den Atomkern gebundene Elektronen können außerdem nur Zustände mit ganz bestimmten diskreten Drehimpulswerten<sup>10</sup> einnehmen. Diese werden in ganzzahligen Einheiten des Planckschen Wirkungsquantums  $h$  gemessen und mit der **Bahndrehimpulsquantenzahl  $\ell$**  gekennzeichnet. Elektronen auf der K-Schale haben in dieser Notation die Bahndrehimpulszahl  $\ell = 0$ , L-Elektronen die Werte  $\ell = 0$  und  $\ell = 1$ , M-Elektronen  $\ell = 0, 1, 2$ . Allgemein gilt für Haupt- und Drehimpulsquantenzahl der Zusammenhang:

$$\ell \leq n - 1 \quad (2.2)$$

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. 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  $m_\ell$  (vereinfachend auch als  $m$ ) bezeichnet; sie heißt auch **Magnetquantenzahl** des Zustandes. Bei einer Drehimpulsquantenzahl mit dem Wert  $\ell$  kann  $m$  alle ganzzahligen Werte zwischen  $-\ell$  und  $+\ell$  annehmen.

<sup>10</sup> Als **Drehimpuls** bezeichnet man das Vektorprodukt  $\vec{\ell} = \vec{r} \times \vec{p}$  aus Radiusvektor  $\vec{r}$  und Bahnmoment  $\vec{p}$  eines Teilchens. Der Drehimpulsvektor steht senkrecht auf Bahn- und Radiusvektor.

$$m_\ell = -\ell, -\ell + 1, -\ell + 2, \dots, \ell - 1, \ell \quad (2.3)$$

Das sind jeweils  $(2\ell + 1)$  Einstellmöglichkeiten des Bahndrehimpulses. Für K-Elektronen gibt es also wegen  $\ell = 0$  nur eine Einstellmöglichkeit, nämlich  $m = 0$ . Für Elektronen mit  $\ell = 1$  bereits 3 Zustände ( $m = 0, m = \pm 1$ ), für Elektronen mit  $\ell = 2$  bereits 5 Möglichkeiten ( $m = 0, m = \pm 1, m = \pm 2$ ). Sowohl die Bahndrehimpulsquantenzahl  $\ell$  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 ebenfalls in Einheiten des elementaren Drehimpulses  $\hbar$  gemessen und wird **Spin** (engl. für Rotation) genannt. Dieser 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 halbzahligen Spin werden zu Ehren des Physikers E. Fermi<sup>11</sup> als Fermionen, Teilchen mit ganzzahligen Spin nach dem indischen Physiker Bose<sup>12</sup> als Bosonen bezeichnet. Elektronen zählen wie Protonen und Neutronen wegen ihres halbzahligen Spins also zur Familie der **Fermionen**. Photonen und  $\pi$ -Mesonen und einige weitere schwerere Mesonen haben dagegen ganzzahligen Spin, sie sind "Spin-1-Teilchen" und gehören deshalb zu den **Bosonen**.

Elektronenzustände werden also mit 5 Quantenzahlen gekennzeichnet, der Hauptquantenzahl  $n$ , der Bahndrehimpulsquantenzahl  $\ell$  und deren z-Komponente  $m_\ell$ , dem Spin  $s$  und dessen Komponenten  $m_s$ . Ein Elektronenzustand hat demnach die Kennzeichnung  $(n, \ell, m_\ell, s, m_s)$ . Weitere Angaben über einen Elektronenzustand werden in der Quantentheorie nicht benötigt. Nach den Regeln der Quantenmechanik können aus einem solchen Satz von Quantenzahlen z. B. die Energie des Zustandes und die räumliche Wahrscheinlichkeitsverteilung berechnet werden. Die Darstellung dieser Berechnungsmethoden sprengt allerdings den Rahmen dieses Buches. Interessierte seien deshalb auf die zum Teil ausgezeichneten Darstellungen der Quantenmechanik in den einschlägigen Lehrbüchern verwiesen (z. B. [Mayer-Kuckuk/A], [Schiff], [Finkelburg], [Feynman]).

<sup>11</sup>Enrico Fermi (29. 9. 1901 - 28. 11. 1958), 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 ( $10^{-15}\text{m} = 1\text{ fm}$ ) Fermi genannt.

<sup>12</sup>Satyendra Nath Bose (1. 1. 1894 - 4. 2. 1974), indischer Physiker, wichtige Arbeiten zur statistischen Thermodynamik, die eine der Grundlagen der Theorie der Supraleitung und der Suprafluidität wurden, stellte 1925 eine Statistik für Photonen auf, die von Einstein auch auf materielle Teilchen mit ganzzahligen Spin erweitert wurde (die sogenannte Bose-Einstein-Statistik). Teilchen mit ganzzahligen Spin werden zusammen mit den Photonen Bose zu Ehren heute als **BOSONEN** bezeichnet.

Für Fermionen, also Teilchen mit halbzahligen Spin, 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 maximale Zahl der Elektronen, die auf einer Schale untergebracht werden können, die sogenannte **maximale Besetzungszahl**  $n_{\text{max}}$  nimmt mit der Hauptquantenzahl  $n$  zu. Ihr Wert ist  $2 \cdot n^2$ . Im neutralen Atom ist die Summe der Elektronen aller Schalen gerade gleich der Ordnungszahl  $Z$ .

$$n_{\text{max}} = 2 \cdot n^2 \quad (2.4)$$

Wie diese Formel zustande kommt, erkennt man am besten an Beispielen. Für K-Elektronen gilt  $n = 1, \ell = 0, m = 0$  und  $s = \pm 1/2$ . 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 2. 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  $m = 0$ , zu  $\ell = 1$  gehören die Werte  $m = 0$  und  $m = \pm 1$ . 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  $n = 8 = 2 \cdot n^2$  in der L-Schale. Ähnlich verfährt man für die höheren Elektronenschalen. Die maximalen Elektronenzahlen sind für alle Schalen in Tabelle (2.1) zusammengestellt.

| Hauptquantenzahl $n$ | Schalenbezeichnung | Max. Elektronenzahl |
|----------------------|--------------------|---------------------|
| 1                    | K                  | 2                   |
| 2                    | L                  | 8                   |
| 3                    | M                  | 18                  |
| 4                    | N                  | 32                  |
| 5                    | O                  | 50                  |

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

Die Quantenmechanik ist nach heutiger Ansicht zwar physikalisch korrekt, 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 keine Bedeutung mehr. Ebenso schwer

vorstellbar ist es, daß ein punktförmiges Gebilde, also ein Gebilde ohne räumliche Ausdehnung wie ein Elektron, einen Eigendrehimpuls haben soll. Andererseits kommt die moderne Naturwissenschaft in vielen Fällen nicht mehr ohne die quantenmechanischen Vorstellungen und Rechenmethoden aus. Im weiteren Verlauf dieses Buches wird dennoch gelegentlich aus Gründen der Anschaulichkeit oder, weil quantentheoretische Erläuterungen zum Verständnis nicht unbedingt notwendig sind, auf die einfachen "klassischen" Modellvorstellungen des Bohrschen Atommodells zurückgegriffen (so z. B. in den Figuren 2.1, 2.3, 2.4).

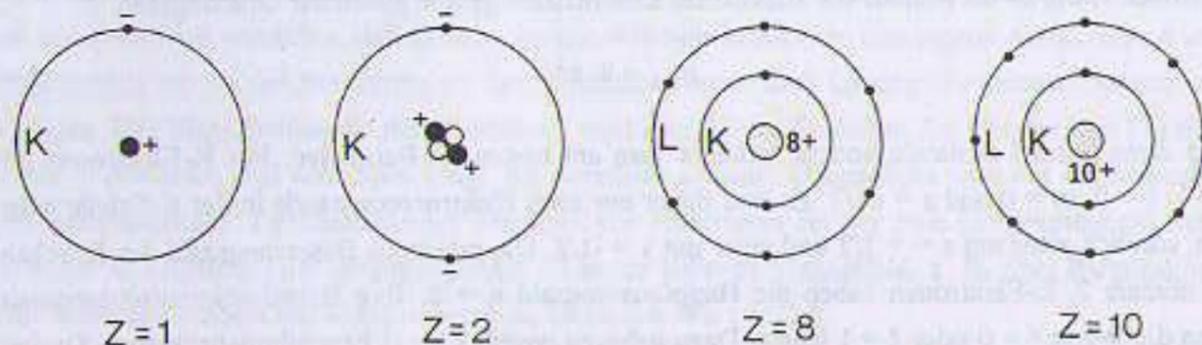


Fig. 2.1: Vereinfachter Aufbau der Atomhüllen nach dem Bohrschen Atommodell für verschiedene Elemente ( $Z = 1$ : Wasserstoff,  $Z = 2$ : Helium,  $Z = 8$ : Sauerstoff,  $Z = 10$ : Neon, Elemente mit einer maximal gefüllten äußeren Elektronenschale werden Edelgase genannt). Darstellung nicht maßstabsgerecht.

Die Zahl der Elektronen eines Atoms und dessen Schalenkonfiguration bestimmen neben seinem physikalischen auch sein chemisches Verhalten. Alle elektrisch neutralen Atome eines Elementes haben die gleiche Anzahl an Hüllenelektronen. Man nennt diese Zahl **Ordnungszahl  $Z$** , 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. 2.1.3).

Die Ordnungszahl  $Z$  bestimmt auch weitere physikalische Eigenschaften des Atoms. So hängt beispielsweise die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von Röntgen- oder Gammastrahlung stark von der Ordnungszahl des bestrahlten Materials ab (s. dazu Abschnitt 4). Zusammengesetzte Stoffe oder Stoffgemische werden der Einfachheit halber durch gemittelte effektive 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 effektiven Ordnungszahlen können dagegen wegen der Gewichtungsfaktoren 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 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. Die elektrischen Anziehungskräfte werden nach ihrem Entdecker **Coulombkräfte**<sup>13</sup> genannt. Je dichter sich die Elektronen einer Schale am Atomkern befinden, je kleiner also der Schalendurchmesser ist, um so stärker ist auch die elektrische Anziehungskraft auf die Elektronen. Die Anziehung hängt außerdem von der elektrischen Ladung des Atomkernes 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.

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q \cdot Q}{r^2} \quad (2.5)$$

Die elektrische Anziehungskraft ist also proportional<sup>14</sup> 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:

$$E_{\text{bind}} \propto \frac{e_0^2 \cdot Z}{r} \quad (2.6)$$

Nach dem Bohrschen Modell können sich Elektronen nur auf Bahnen mit diskreten Radien aufhalten, die durch die Schalennummer  $n$ , die Hauptquantenzahl, gekennzeichnet sind. Diese Bahnradien sind proportional zum Quadrat dieser Hauptquantenzahl. Der Durchmesser der Schalen und damit die Größe der Atome liegt in der Größenordnung von einigen  $10^{-10}$  m.

$$r_n = n^2 \cdot r_1 \quad \text{mit} \quad r_1 = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ m} \quad (2.7)$$

Für die Bindungsenergie eines einzelnen Elektrons in der Schale  $n$ , das sich im Coulombfeld von  $Z$  Ladungen bewegt, liefert die Bohrsche Theorie den Ausdruck:

$$E_{\text{bind}} = \frac{R^* \cdot Z^2}{n^2} \quad (2.8)$$

Die Konstante  $R^*$  hat den experimentell gesicherten Wert  $R^* = 13,6$  eV (s. Beispiel 1). Sie entspricht gerade der Coulombenergie des K-Elektrons im Wasserstoffatom und wird zu Ehren des

<sup>13</sup>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.

<sup>14</sup>Die Größe  $\epsilon_0$  heißt elektrische Feldkonstante. Sie hat den Wert  $\epsilon_0 = 8,85418782 \cdot 10^{-12}$  (C<sup>2</sup>N<sup>-1</sup>m<sup>-2</sup>).

schwedischen Physikers **J. R. Rydberg**<sup>15</sup> Rydbergkonstante genannt. Die Energie, die man benötigt, um ein Elektron aus der Anziehung des positiv geladenen Atomkernes zu entfernen, wird als **Bindungsenergie** des Elektrons bezeichnet. Sie ist wegen Gleichung (2.8) charakteristisch für die Elektronen-Schale und für die Kernladungszahl  $Z$ .

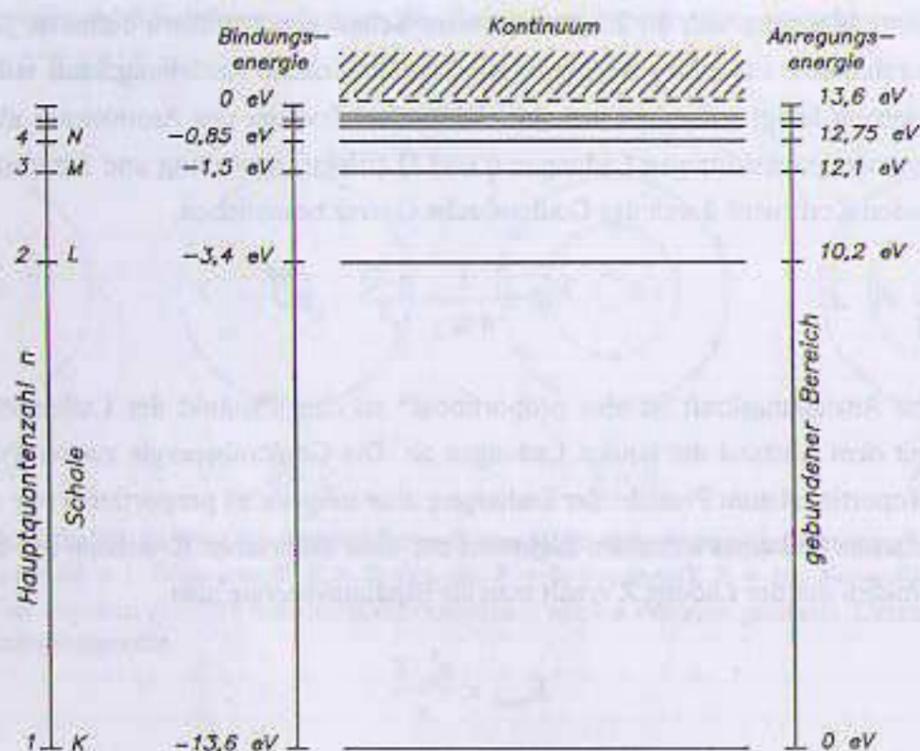


Fig. 2.2: Darstellung der möglichen Elektronenzustände im Wasserstoffatom durch ein sogenanntes "Termschema". Das Elektron in der K-Schale wird als Grundzustand bezeichnet. Oberhalb befinden sich die möglichen Anregungszustände der Elektronen. Überschreitet die Anregungsenergie 13,6 eV, so sind die Zustände des Elektrons nicht mehr gebunden, das Elektron befindet sich im Kontinuum (schraffiert), in dem unendlich viele Energiezustände zur Verfügung stehen. Die Ionisierungsenergie beträgt also 13,6 eV. Die Elektronenbindungsenergien auf der linken Seite sind von der Ionisierungsgrenze aus negativ eingezeichnet, da dann am besten die Energie verdeutlicht wird, die zur Ionisation des Elektrons in den einzelnen Schalen aufgebracht werden muß. Die Anregungsenergien auf der rechten Seite sind dagegen positiv und vom Grundzustand aus berechnet. Die Energieabstände von der K-Schale betragen nach Gl. (2.8) für die anderen Schalen: L: 10,2 eV, M: 12,09 eV, N: 12,75 eV und O: 13,06 eV.

**Beispiel 1: 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  $n = 1$ , so erhält man gerade die Bindungsenergie des K-Elektrons im Wasserstoffatom. Sie hat den Wert 13,6 eV. Für andere Eielektronensysteme mit höherer Kernladung ist diese Bindungsenergie einfach mit

<sup>15</sup> **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 ( $R^*$ ).

dem Quadrat der Ordnungszahl zu multiplizieren. Für ein Helium-Ion ( $\text{He}^+$ ,  $Z = 2$ ) erhält man also die vierfache Bindungsenergie von  $4 \cdot 13,6 \text{ eV} = 54,4 \text{ eV}$ , für ein Jodion ( $Z = 53$ ) mit nur einem Elektron in der Hülle 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.

| Element | Z  | Elektronenschale |        |        |        |             |             |             |             |
|---------|----|------------------|--------|--------|--------|-------------|-------------|-------------|-------------|
|         |    | K                | (I)    | (II)   | (III)  | M (I-V)     | N (I-VII)   | O (I-IX)    | P (I-XI)    |
| H       | 1  | 0.0136           |        |        |        |             |             |             |             |
| He      | 2  | 0.0246           |        |        |        |             |             |             |             |
| C       | 6  | 0.249            | 0.013  | 0.005  | 0.005  |             |             |             |             |
| O       | 8  | 0.543            | 0.024  | 0.009  | 0.009  |             |             |             |             |
| 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 |             |
| 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 im Strahlenschutz und der Radiologie wichtiger Elemente im Grundzustand der Atomhüllen. Die römischen Ziffern kennzeichnen die jeweiligen Unterschalen (s. Text). (Daten nach [Lederer], [Storm/Israel]).

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 Kernes abgeschirmt. Durch diese Abschirmung reduziert sich die anziehende Kraft und damit auch die Bindungsenergie der Elektronen der äußeren Schalen.

Um auch in diesen Fällen noch mit den einfachen Bohrschen Formeln arbeiten zu können, hat man **effektive Kernladungszahlen**  $Z_{\text{eff}}$  eingeführt, die diese Abschirmungseffekte berücksichtigten. Effektive Kernladungszahlen können statt der regulären Ordnungszahl  $Z$  in Gleichung (2.8) eingesetzt werden, um die Bindungsenergie der Valenzelektronen zu berücksichtigen. Je mehr Elektronen sich zwischen Atomkern und dem Valenzelektron befinden, um so deutlicher ist der Abschirmeffekt. Valenzelektronen sehr schwerer Kerne sehen daher praktisch nur noch die Wirkung einer einzigen resultierenden Kernladung statt die 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 ( $L_I, L_{II}, L_{III}, M_I, \dots$ ). Beispiele für exakte Bindungsenergien von für die Radiologie wichtigen Elementen zeigt Tabelle (2.2).

### 2.1.2 Anregung und Ionisation von Atomhüllen

Die Bindungsenergien von Elektronen kann man mit der Lageenergie schwerer Teilchen (der potentiellen Energie) im Schwerfeld 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 soviel Energie zu, wie es seiner Bindungsenergie entspricht, so kann es aus der Atomhülle entfernt werden. Diesen Vorgang nennt man **Ionisation**. Das Elektron befindet sich dann im Kontinuum der ungebundenen Zustände (s. Fig. 2.2). In der Ursprungsschale des Elektrons entsteht dadurch eine Defektstelle, ein sogenanntes Elektronenloch. War das Atom vorher elektrisch neutral, so ist es nach einer Ionisation einfach positiv geladen. 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:

$$E_{n \rightarrow m} = E_n - E_m = R^* \cdot Z^2 \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (2.10)$$

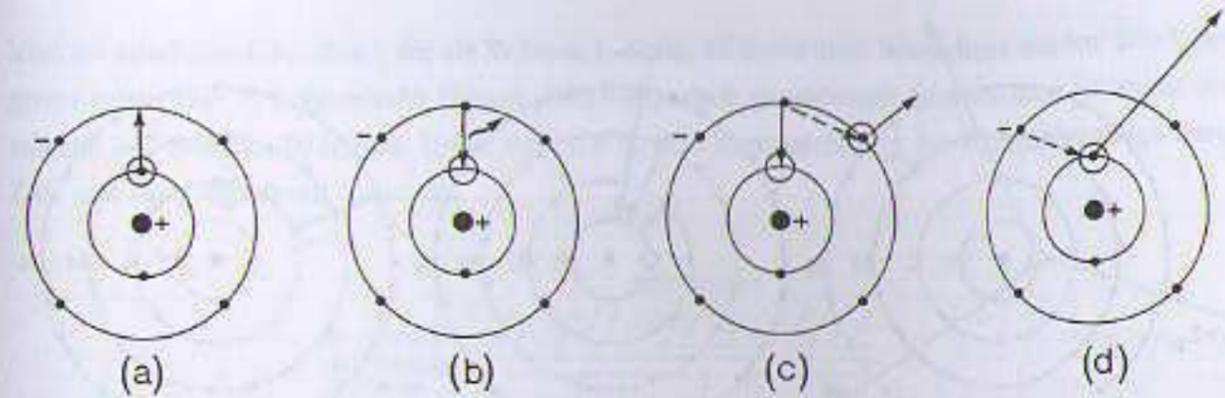


Fig. 2.3: Schematische Darstellung der Anregung (a), der Abregung mit Photonenemission (b), der Abregung mit Augerelektronenemission (c) und der Ionisation (d) eines Hüllenelektrons mit anschließendem Auffüllen des Elektronenloches in der inneren Schale (gestrichelte Linie). Beim Rücksprung eines Elektrons aus einem angeregten Zustand kann die Differenz der Bindungsenergien in Form charakteristischer Photonenstrahlung (b) oder durch Augerelektronenemission (c) vernichtet werden. In beiden Fällen ist die emittierte Strahlungsenergie charakteristisch für das Atom.

Sind ein oder mehrere Elektronen nicht auf ihren "Stammpätzen", 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 sogenannten **Grundzustand**. Der Grundzustand der Atomhülle ist also der Zustand minimaler Gesamtenergie.

### 2.1.3 Hüllenstrahlung

Eine Elektronenschale, aus der 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 Elektronenloch sofort (in ca.  $10^{-8}$  s) wieder durch Elektronen äußerer Schalen aufzufüllen. Dies ist natürlich nur möglich, wenn in äußeren Schalen Elektronen verfügbar sind, und die durch Drehimpuls und Spin der beteiligten Elektronenzustände bestimmten sogenannten Auswahlregeln den Rücksprung zulassen. In diesem Fall entsteht in dem energetisch höheren Zustand ein neues Loch. 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 (s. Fig. 2.4). Das Elektronenloch wandert durch sukzessives Auffüllen bis in die äußerste Schale, da dies der energetisch günstigste Zustand für die ionisierte Atomhülle ist.

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. Die Energiedifferenz der beteiligten Elektronenniveaus " $n$ " und " $m$ ", d. h. die bei der Abregung freigesetzte Energie, wird genau wie bei der Anregung berechnet (Gln. 2.8, 2.10, 2.11). Die Differenzenergie ist charakteristisch für das angeregte Atom und kann daher zur

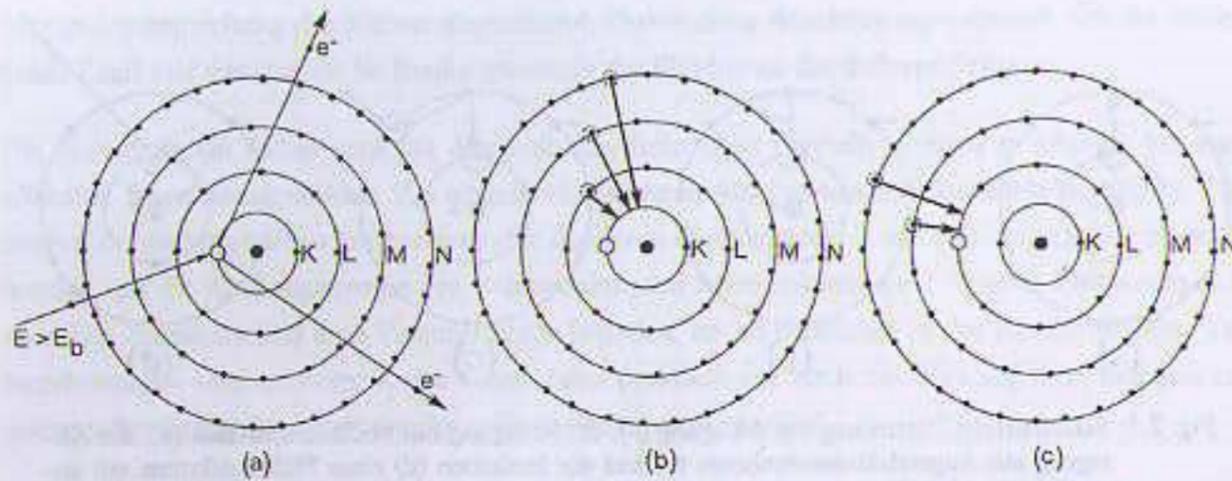


Fig. 2.4: Entstehung der charakteristischen Röntgenstrahlung am Beispiel eines schweren Atoms. (a): Ionisierung des Atoms in einer der inneren Schalen (hier K-Schale) durch Elektronenstoß, falls die Bewegungsenergie des einlaufenden Elektrons größer als die K-Bindungsenergie ist. (b): Verschiedene Möglichkeiten zum Auffüllen des K-Schalen-Loches durch Elektronen auserer 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 Bindungsenergie Differenz in Form von L-Serien-Strahlung (s. Text).

Bestimmung des Materials verwendet werden. Untersuchungen von Elektronenübergängen und der dabei emittierten Strahlungen sind die Aufgabe der **Atom-Spektrometrie**.

$$E_{\text{rad}} = E_n - E_m \quad (2.11)$$

**Charakteristische Photonenstrahlung:** Die charakteristische Energiedifferenz der beteiligten Elektronenzustände kann nach einer Anregung oder Ionisation auf zwei Arten aus dem Atom emittiert werden. Eine Möglichkeit ist die Abstrahlung der Überschussenergie in Form charakteristischer 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. 1.4), so werden sie als charakteristische Röntgenstrahlung, der Vorgang selbst als **Röntgenfluoreszenz** bezeichnet. Die Untersuchung der Zusammensetzung einer unbekannt Substanz durch den Nachweis dieser charakteristischen Röntgenstrahlung heißt deshalb Röntgenfluoreszenzanalyse.

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 " $\alpha$ ", aus der übernächsten Schale mit " $\beta$ " usw. 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. Die Übergänge haben zum Teil historische Namen. Diese historisch gewachsene Nomenklatur ist etwas verwirrend und teilweise fehlerhaft. Heute wird die direkte Kennzeichnung der Hüllenübergänge durch Ziel- und Ausgangsniveau bevorzugt.

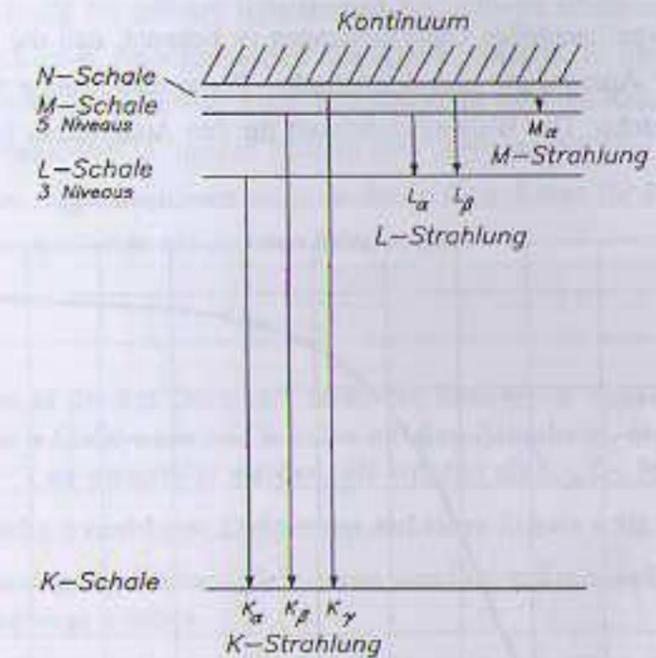


Fig. 2.5: Vereinfachtes Elektronen-Energieniveauschema für ein schweres Atom. Die vertikalen Pfeile markieren die Elektronenübergänge bei der Entstehung charakteristischer Röntgenstrahlung nach einer vorhergehenden Ionisation der Elektronenhülle z. B. durch Elektronenstoß.

**Beispiel 2: Charakteristische Röntgenstrahlung am Wolframatom.** Eine für die Röntgentechnik wichtige Anwendung ist die charakteristische Röntgenstrahlung des Wolframs, die beim Beschuss der Wolframanode 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 Strahlungsbremmung der Elektronen in der Röntgenröhre entsteht. Die Entstehung der charakteristischen Röntgenstrahlung nach Stoßionisation ist in den Figuren (2.4) und (2.5) dargestellt. Numerische Werte der wichtigsten Hüllenübergangsenergien im Wolfram finden sich in [Krieger Bd2].

**Augerelektronenemission:** Die zweite Möglichkeit zur Emission überschüssiger Hüllenenergie ist die unmittelbare Energieübertragung vom nach innen fallenden Elektron auf benachbarte Hüllenelektronen, die dadurch aus der Atomhülle entfernt werden. Diesen Prozeß nennt man **Augereffekt**, die freigesetzten Elektronen Augerelektronen. Lösen die in den äußeren Schalen beim Elektronenrücksprung entstehenden neuen Löcher wiederum Augerelektronen aus, so kann es zu einer regelrechten Entladungswave (Augerkaskade) kommen, die zu einer vielfachen Ionisation der Atomhülle führen kann. Die Abhängigkeit der relativen Ausbeuten für die beiden konkurrierenden Prozesse beim Auffüllen eines K-Schalen-Loches von der Ordnungszahl kann man wie folgt abschätzen. Be-

zeichnet man die Ausbeute für die Emission charakteristischer K-Photonenstrahlung (die K-Fluoreszenzausbeute) mit  $\omega$  und die Augerausbeute mit  $\alpha$ , so gilt, da die Gesamtwahrscheinlichkeit natürlich immer 100% beträgt:

$$\omega + \alpha = 1 \quad (2.12)$$

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

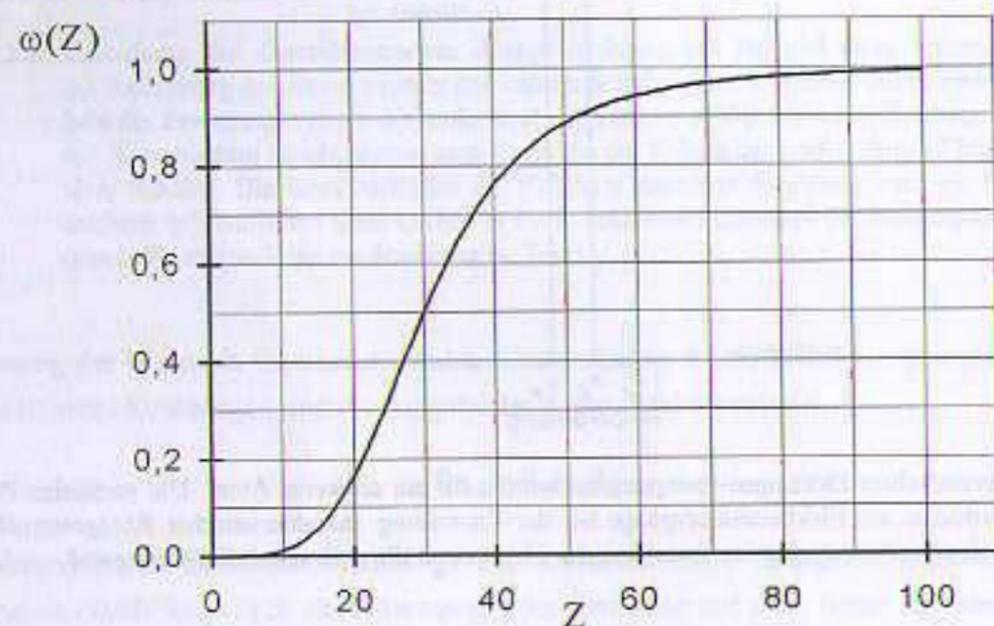


Fig. 2.6: Relative Ausbeute  $\omega(Z)$  für die K-Schalen-Fluoreszenz in Abhängigkeit von der Ordnungszahl  $Z$  des Absorbers (nach Gl. 2.14), für die K-Schalen-Augerausbeute gilt  $\alpha = 1 - \omega$ .

unabhängig von  $Z$ . Ihr Wert ist darüberhinaus konstant gleich dem Wert für die K-Photonenemission bei  $Z \approx 30$ . Es gilt also:

$$\omega \propto Z^4, \quad \alpha = \text{const} = \alpha(30) \quad \text{und} \quad \omega(30) = \alpha(30) \propto 30^4 \quad (2.13)$$

Für die relative K-Fluoreszenzausbeute  $\omega$  erhält man daher (vgl. Fig. 2.6):

$$\omega(Z) = \frac{Z^4}{Z^4 + 30^4} \quad (2.14)$$

Charakteristische K-Photonenstrahlung tritt also vor allem nach K-Schalen-Ionisation bei Elementen hoher Ordnungszahl auf, während bei leichteren Elementen der Augereffekt überwiegt. Bei mittel-

schweren Elementen ( $Z \approx 30$ ) sind beide Effekte für die K-Schale etwa gleich wahrscheinlich (ausführliche Datensammlung in [Bambynek 1972]).

Als Folge der Ionisationen in den äußeren Schalen kommt es anders als in der K-Schale nahezu unabhängig von der Ordnungszahl fast ausschließlich zur nachfolgenden Augerelektronenemission [ICRU 32]. Dies gilt sowohl für primäre Ionisationen der äußeren Elektronenhülle als auch für sekundäre Übergänge nach einer vorhergehenden Röntgenfluoreszenz. 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, während dies für Materialien höherer Ordnungszahl nur für Elektronenlöcher der äußeren Schalen gilt.

#### 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 einer Schale  $n$  ist  $2n^2$ .
- Durch Energieübertragung können Elektronen von ihrem Stammsitz aus in höherenergetische Zustände angeregt werden.
- Wird mindestens die Bindungsenergie der Elektronen zugeführt, so wird das Atom ionisiert. Am ursprünglichen Elektronensitz 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 auf Augerelektronen übertragen.
- Die relativen Ausbeuten hängen von der Ordnungszahl und den beteiligten Schalen ab.

## 2.2 Der Atomkern

Der Atomkern besteht aus  $Z$  Protonen<sup>16</sup> und  $N$  Neutronen<sup>17</sup>. 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<sup>18</sup>. Die elektrischen Ladungen

<sup>16</sup> 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.

<sup>17</sup> Das **Neutron** wurde 1920/21 von Lord Rutherford aus theoretischen Gründen vorhergesagt. Experimentell entdeckt wurde es 1932 durch James Chadwick (1891 - 1974), der dafür 1935 den Nobelpreis erhielt.

<sup>18</sup> Die Bezeichnung **Ordnungszahl** für die Zahl der Protonen in einem Atomkern geht auf den Physiker Henri Gwyn-Jeffries Moseley zurück, der die englische Bezeichnung **Atomic Number** für die Kernladungszahl einführte. Moseley wurde durch seine 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, 2.10).

von Elektron und Proton sind entgegengesetzt gleich der Elementarladung  $e_0$ <sup>19</sup>. Neutronen tragen keine elektrische Ladung. Im elektrisch neutralen Atom stimmt 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:

$$A = Z + N \quad (2.15)$$

Anders als Elektronen oder die beim radioaktiven Zerfall auftretenden Positronen oder Neutrinos sind Proton und Neutron keine punktförmigen Elementarteilchen. Bei Streuexperimenten mit hochenergetischen Elektronen hat man herausgefunden, daß beide Nukleonen sowohl einen endlichen äußeren Radius als auch eine innere elektrische Ladungsverteilung aufweisen, die als Ladungsverteilung mehrerer interner punktförmiger Gebilde interpretiert werden kann. Nach heutigem Kenntnisstand werden diese Teilchen als Quarks<sup>20</sup> bezeichnet. Sie tragen gedrittelte Elementarladungen. In den Nukleonen finden sich die sogenannten up-Quarks ( $q = +2/3 e_0$ ) und die down-Quarks mit einer negativen  $1/3$ -Ladung ( $q = -1/3 e_0$ ). Protonen bestehen danach aus 2 up- und einem down-Quark, Neutronen aus zwei down- und einem up-Quark. Quarks existieren nicht als freie Teilchen sondern nur als gebundene 3-Quark-Zustände (Baryonen: z. B. n und p) oder als Quark-Antiquark-Zustände (z. B. als Mesonen:  $\pi^0, \pi^\pm$ ).

$$p = u+u+d \quad n = u+d+d \quad (2.16)$$

Die innere Struktur der Nukleonen spielt bei den Energien der "alltäglichen" Strahlungsphysik keinerlei Rolle. Sie ist aber für das tiefere Verständnis des Aufbaus der Materie und der Elementarteilchenphysik sowie der verschiedenen Wechselwirkungsarten von fundamentaler Bedeutung.

Zur Kennzeichnung eines Atomkernes 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:

$${}^A_Z X_N: {}^{12}_6 C_6, {}^{14}_6 C_8, {}^{22}_{11} Na_{11}, {}^{238}_{92} U_{146} \quad (2.17)$$

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

$${}^A X: {}^{12}C, {}^{14}C, {}^{22}Na, {}^{238}U \quad \text{oder} \quad X-A: C-12, C-14, Na-22, U-238 \quad (2.18)$$

Ein Nukleon ist fast 2000 mal schwerer als ein Elektron ( $m_p = 1835.97 \cdot m_e$ ,  $m_n = 1836.15 \cdot m_e$ , s. Tab. 1.1). Seine Masse beträgt etwa  $m(\text{Nukleon}) \approx 1.67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ . Die Masse eines Atoms steckt daher nahezu ausschließlich im Atomkern. Sie wird aus praktischen Gründen meist in Vielfachen der

<sup>19</sup> 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 auf dem Elektron. Ladungen verschiedenen Vorzeichens neutralisieren sich. Der Zahlenwert der Elementarladung beträgt  $e_0 = 1.6021892 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ .

<sup>20</sup> 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 einen Phantasienamen aus einem Roman von J. Joyce (Finnegans Wake) zurück.

atomaren Masseneinheit  $u$  angegeben. Diese ist definiert als ein Zwölftel der Masse eines neutralen  $^{12}\text{C}$ -Atoms. Ihr Zahlenwert wird aus der molaren Masse dieses Atoms und der Avogadro-Konstante<sup>21</sup>  $A$  berechnet.

$$1u = \frac{m_C}{12} = \frac{12 \text{ g/mol}}{12} \cdot \frac{1}{6.022137 \cdot 10^{23} / \text{mol}} = 1.66054 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \quad (2.19)$$

Letztere Zahl ist der derzeit genaueste Wert der atomaren Masseneinheit  $u$ . Das entsprechende Energieäquivalent hat den Wert (s. auch Anhang, Tab. 13.3):

$$1 u \cdot c^2 = 931.50157 \text{ MeV} \quad (2.20)$$

Da Neutronen- und Protonenmasse ungefähr gleich sind, gibt der Zahlenwert von  $A$  auch näherungsweise die Masse des Kernes in dieser atomaren Masseneinheit  $u$  an.  $A$  heißt deshalb auch **Massenzahl**. Der Radius der Nukleonen beträgt etwa 1.3 Femtometer (1 Femtometer =  $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$ ). Kerndurchmesser werden aus Streuexperimenten experimentell bestimmt. Der Kernradius nimmt mit der dritten Wurzel der Nukleonenzahl  $A$  zu.

$$R_{\text{Kern}} = r_0 \cdot A^{1/3} \quad \text{mit} \quad r_0 = 1.3 \cdot 10^{-15} \text{ m} \quad (2.21)$$

Typischer Kernradius (einige fm) und Hüllradius des gleichen Atoms (einige  $10^{-10} \text{ m}$ ) unterscheiden sich daher etwa um den Faktor  $10^4$  bis  $10^5$ .

$$r_{\text{Hülle}}/r_{\text{Kern}} \approx 10'000 : 1 \quad \text{bis} \quad 100'000 : 1 \quad (2.22)$$

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  $10^{-19} \text{ m}$ , ist daher um mindestens den Faktor 10'000 kleiner als ein Nukleon und wird deshalb als punktförmiges und unstrukturiertes Elementarteilchen 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-Atomkernes beträgt nach Gl. (2.21)  $r(131\text{-J}) = 6.6 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ , der Kernradius eines Uranatoms ist  $r(238\text{-U}) = 8.06 \cdot 10^{-15} \text{ m}$  und der Kernradius eines leichten Sauerstoff-16-Kernes ist  $r(16\text{-O}) = 3.3 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ .

**Dichte der Kernmaterie:** Aus Kernvolumen und Kernmasse kann man die Dichte der Kernmaterie abschätzen. Vernachlässigt man die Massenunterschiede zwischen Proton und Neutron und den

<sup>21</sup> 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  $A$  ist der Quotient der Teilchenzahl in einer Stoffmenge und dieser Stoffmenge (Teilchen/Mol). Ihr Zahlenwert ist  $A = 6.022137 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ .

Massendefekt (Massenverlust bei der Nukleonenbindung, s. u.), so gilt für die Masse eines Kernes aus  $A$  Nukleonen:

$$m_{\text{Kern}} \approx A \cdot m_{p,n} \quad (2.23)$$

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

$$V_{\text{Kern}} = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r_{\text{Kern}}^3 = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot (r_0 \cdot A^{1/3})^3 = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r_0^3 \cdot A \quad (2.24)$$

Die Dichte der Kernmasse  $\rho$  erhält man aus diesen Gleichungen zu:

$$\rho = \frac{m_{\text{Kern}}}{V_{\text{Kern}}} \approx 2,5 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3 = 2,5 \cdot 10^8 \text{ g/cm}^3 \quad (2.25)$$

Kernmaterie hat also eine extrem hohe und von der Massenzahl  $A$  des Atomkernes unabhängige Dichte. Diese ist um ungefähr 8 Zehnerpotenzen größer als beispielsweise die Dichte von Wasser ( $\rho \approx 1 \text{ g/cm}^3$ ). 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 ( $\approx 2 \text{ fm}$ ). 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.

Atomkerne ähneln also kompakten, scharf begrenzten Kugeln. Die Kernkräfte müssen die starken abstoßenden elektrischen Kräfte (Coulomb-Kräfte) 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 Kernes ist bei gleicher Entfernung etwa 100 mal 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.

**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 **Flüssigkeits-Tröpfchenmodell** (engl.: liquid drop model) bezeichnet. Es hat sehr große Dienste bei der Berechnung der mittleren Bindungsener-

gien 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 Atomkernes erfahren darüberhinaus 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  $B_{\text{tot}}$  setzt sich aus 5 Einzelbeiträgen zusammen:

$$B_{\text{tot}} = B_{\text{Kond}} + B_{\text{Oberfl.}} + B_{\text{Coulomb}} + B_{\text{Asym.}} + B_{\text{Paar}} \quad (2.26)$$

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  $a_{\text{vol}}$  erhält man:

$$B_{\text{Kond}} = a_{\text{vol}} \cdot A = 15,85 \text{ MeV} \cdot A \quad (2.27)$$

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 kugelförmigen Kernes mit dem Radius  $R$  erhält man wegen  $O = 4\pi R^2$  zusammen mit Gleichung (2.21) und der empirischen Konstanten  $a_{\text{Oberfl.}}$ :

$$B_{\text{Oberfl.}} = -a_{\text{Oberfl.}} \cdot A^{2/3} = -18,34 \text{ MeV} \cdot A^{2/3} \quad (2.28)$$

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  $a_{\text{Coulomb}}$  als Coulombenergieverlust zusammen mit Gleichung (2.21) für den Radius  $R$ :

$$B_{\text{Coulomb}} = -a_{\text{Coulomb}} \cdot A^{-1/3} \cdot Z^2 \approx -0,67 \text{ MeV} \cdot A^{-1/3} \cdot Z^2 \quad (2.29)$$

Betrachtet man die empirische Abhängigkeit der Bindungsenergien vom Unterschied der Neutronenzahl  $N$  und der Protonenzahl  $Z$ , den sogenannten 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 sogenannte Asymmetrieenergie. Für sie erhält man mit der Proportionalitätskonstanten  $a_{\text{Asym.}}$  den Wert:

$$B_{\text{Asym.}} = -a_{\text{Asym.}} \cdot \frac{(N-Z)^2}{4A} \approx -92,86 \text{ MeV} \cdot \frac{(N-Z)^2}{4A} \quad (2.30)$$

Der fünfte, ebenfalls empirisch festgestellte Energiebeitrag ist die sogenannte Paarungsenergie. Man hat festgestellt, daß Kerne dann besonders stabil sind, wenn sowohl die Neutronenzahl als auch die Protonenzahl gerade ist, als keine ungepaarten Nukleonen im Kern zu finden sind. Der Paarungsenergiebeitrag  $B_{\text{Paar}}$  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 Nucleonenarten ungepaart).

$$B_{\text{paar}} = a_{\text{paar}}/\sqrt{A} \quad (2.31)$$

$$a_{\text{paar}} = 11.46 \text{ MeV}/\sqrt{A} \quad \text{für gg-Kerne} \quad (2.32)$$

$$a_{\text{paar}} = 0 \quad \text{für gu-Kerne und ug-Kerne} \quad (2.33)$$

$$a_{\text{paar}} = -11.46 \text{ MeV}/\sqrt{A} \quad \text{für uu-Kerne} \quad (2.34)$$

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

$$B_{\text{tot}} = 15.85 \cdot A - 18.34 \cdot A^{2/3} - 0.67 \cdot A^{-1/3} \cdot Z^2 - 92.86 \frac{(N-Z)^2}{4A} + \frac{a_{\text{paar}}}{\sqrt{A}} \quad (2.35)$$

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 (2.35) ein Minimum erreicht, sie sind dagegen instabil und somit

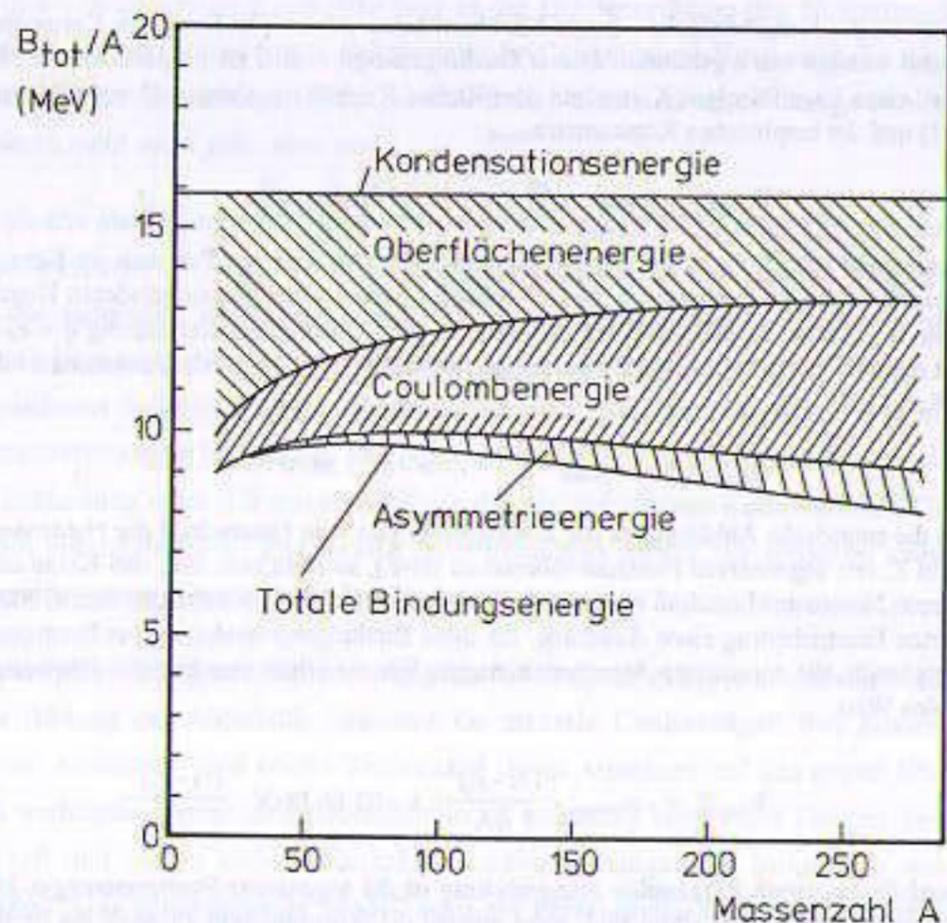


Fig. 2.7: Mittlere Bindungsenergie pro Nucleon für Atomkerne ohne Paarungsenergie als Funktion der Massenzahl, berechnet mit den ersten vier Termen der Bethe-Weizsäcker-Formel (Gl. 2.35).

radioaktiv, wenn sie eine höhere Energie enthalten. Mit Hilfe der Bethe-Weizsäcker-Formel kann man für verschiedene Nucleonenzahlkonfigurationen die Bindungsenergie berechnen.

Für ein konstantes  $A$ , also isobare Atomkerne, hängt die Bindungsenergie nach dem Tröpfchenmodell (Gl. 2.35) 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).

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 ihre 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.

Da die Parameter des Tröpfchenmodells nur an einige Atomkerne angepaßt werden, versagt es bei der Vorhersage der exakten Bindungsenergie individueller Atomkerne aus anderen Massenzahlbereichen und vor allem bei der Berechnung der Bindungsenergieveränderungen beim Zufügen oder Entfernen einzelner Nucleonen. 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 Nucleonen 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 sogenannten **magischen** Nucleonenzahlen, 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 Einzelnucleonenzustände durch das Tröpfchenmodell zu erklären.

Die quantitative Deutung dieser Ergebnisse gelang 1949 mit der Entwicklung des **Kernschalenmodells** durch **Goepfert-Mayer**<sup>22</sup>, **Haxel**, **Jensen**<sup>23</sup> und **Süß**. In diesem Schalenmodell wird die gegenseitige paarweise auftretende Nucleonenbindung in einen gemeinsamen zentralen Anteil und die sogenannten Restwechselwirkungen aufgeteilt, so daß die Nucleonen 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 entwick-

<sup>22</sup> **Maria Goepfert-Mayer** (28. 06. 1906 - 1972), amerikanische Physikerin, arbeitete an Theorien zur Struktur des Atomkernes, erhielt 1963 zusammen mit J. Jensen den Physiknobelpreis "für ihre Entdeckung der nuklearen Schalenstruktur".

<sup>23</sup> **J. Hans Daniel Jensen** (25. 06. 1907 - 1973), deutscher Physiker, erhielt 1963 zusammen mit Goepfert-Mayer und zeitgleich mit E. P. Wigner den Nobelpreis für Physik "für ihre Entdeckung der nuklearen Schalenstruktur".

kelt, wie das **Fermigasmodell**, das **Kollektive Kernmodell** (von Bohr, Nielsen, Mottelson u. a.), das eine Art Synthese von Tröpfchenmodell und Schalenmodell darstellt, und das vor allem für die Deutung von Kernreaktionen erfolgreiche **Optische Kernmodell**, in 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.

**Bindungsenergie und Massendefekt:** 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. 2.35). 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. 2.8). 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. 1.2).

Bei der Atomkernsynthese tritt also ein Massenschwund ein, der als **Massendefekt** bezeichnet wird. Er erreicht bei den Zinnisotopen ( $Z = 50$ ) etwa eine atomare Masseneinheit ( $\approx 1$  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, wenn deren Massen bekannt sind.

**Beispiel 4: Berechnung des Massendefektes für das  $^{12}\text{C}$ -Atom.** Zur Bildung eines vollständigen  $^{12}\text{C}$ -Atoms werden 6 Protonen, 6 Neutronen und 6 Elektronen benötigt. Für diese Teilchen findet man mit den Massen in Tab. (1.1) und der Umrechnung in atomare Masseneinheiten nach Gleichung (2.14):

$$m(n) = 1.008665012 \text{ u}$$

$$m(p) = 1.007276470 \text{ u}$$

$$m(e) = 0.000548503 \text{ u}$$

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

|                         |                                       |
|-------------------------|---------------------------------------|
| Masse von 6 Neutronen:  | $m(6n) = 6.051990 \text{ u}$          |
| Masse von 6 Protonen:   | $m(6p) = 6.043656 \text{ u}$          |
| Masse von 6 Elektronen: | $m(6e) = 0.003291 \text{ u}$          |
| Summe:                  | $m(\text{tot}) = 12.098937 \text{ u}$ |

Wegen der Definition der atomaren Masseneinheit (Gl. 2.20) hat das  $^{12}\text{C}$ -Atom genau die Masse 12 u. Der Massendefekt zwischen vollständigem  $^{12}\text{C}$ -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  $^{12}\text{C}$ -Atoms von 92.16 MeV. In dieser Berechnung sind die Bindungsenergien der Elektronen vernachlässigt. Sie betragen nach Tab. (2.2) 249 eV in der K-Schale und zwischen 5 und 13 eV in der L-Schale. Der  $^{12}\text{C}$ -Kern besteht aus 12 Nukleonen. Die mittlere Bindungsenergie pro Nukleon hat somit den Wert  $E(B) = 92.16/12 = 7.68 \text{ MeV/Nukleon}$ .

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.

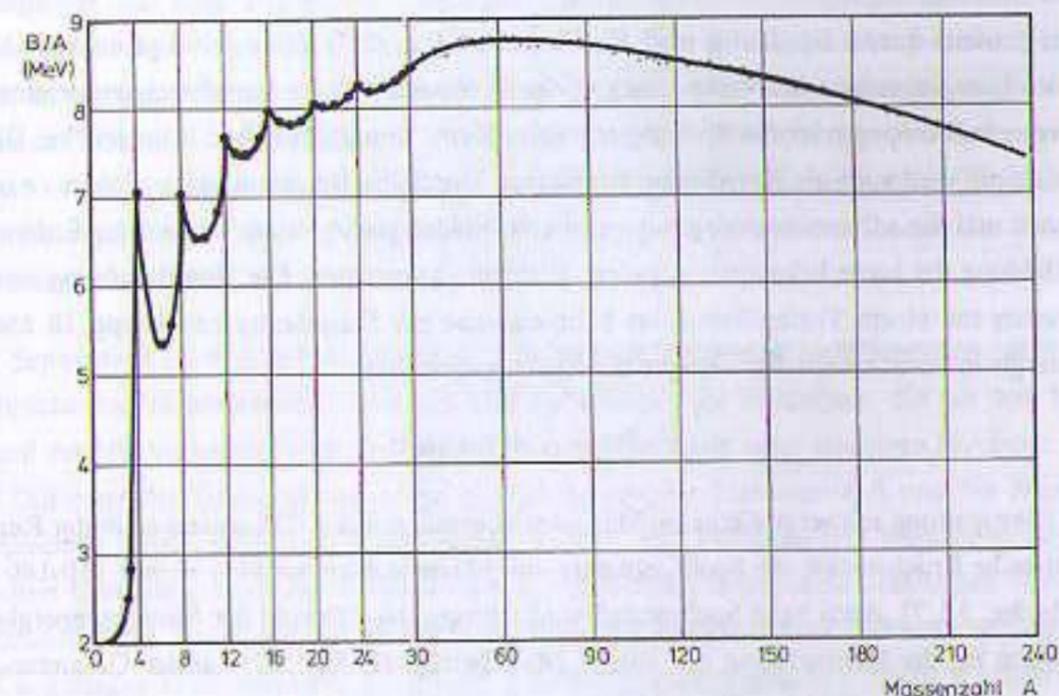


Fig. 2.8: Experimentelle mittlere Bindungsenergien pro Nukleon  $B/A$  für die stabilen Atomkerne und die primordialen Radionuklide als Funktion der Massenzahl  $A$ .  $\alpha$ : Bindungsenergie für das Alphateilchen (nach [Evans 55]). Die Massenachse ist ab  $A=30$  gestaucht.

Einen grafischen Überblick über experimentell bestimmte mittlere Bindungsenergien pro Nukleon als Funktion der Massenzahl  $A$  gibt Fig. (2.8). 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, um so höher befindet es sich in dieser Darstellung.

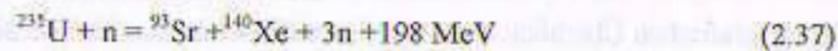
Die höchsten mittleren Bindungsenergien findet man bei den Atomkernen um  $Z = 20 - 30$ , der Atomkern mit der höchsten mittleren Bindungsenergie aller Nuklide ist  $^{56}\text{Fe}$ . Zu den leichten Kernen hin nimmt die mittlere Bindungsenergie stark ab, mit einer besonders drastischen Abnahme unterhalb

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. (2.7) nicht mehr getrennt darzustellen sind. Für die Zinnisotope beträgt der maximale Energieunterschied weniger als 5%.

**Energiegewinn durch Spaltung und Fusion:** Nach Fig. (2.7) 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 zu schweren Kernen und die sukzessive Anlagerung weiterer Nukleonen ist es im Verlauf der Erdentstehung 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.



Bei der Kernspaltung schwerer Kerne im Massenzahlbereich um  $A \approx 235$  entstehen in der Regel zwei asymmetrische Bruchstücke, die Spaltfragmente, mit Massenzahlen um 90-100 und 130-140 (s. Fig. 3.15, 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. 2.7), 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  ${}^{235}\text{U}$  in Gl. (2.37) 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. (2.36).



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

**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. **Nukleonenab-**

**dampfreaktionen** sind unter anderem an der für Kernreaktionen vergleichsweise langen Energieumverteilungszeit von  $10^{-15}$  bis  $10^{-16}$  s zu erkennen.

Die auf den Atomkern übertragene Energie kann auch zu **kollektiven Anregungszuständen** des Atomkernes 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 Teilkerns die kurzreichweitigen nuklearen Bindungskräfte. Die Abschnürung wird dadurch so verstärkt, daß es zur **Kernspaltung**, also einem Auseinanderreißen des Kernes kommt (Fig. 3.15). 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 Energiezustände 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 sogenannte **Termschemata** bildlich dargestellt. Diese sind grafische Darstellungen, bei denen der Grundzustand in Form einer waagrechten Linie, die angeregten Zustände als darüberliegende horizontale Linien markiert werden. Diese Linien werden je nach Verwendungszweck mit der Nukleonenkonfiguration, den Anregungsenergien (also den Energiedifferenzen zum Grundzustand des betrachteten Nuklides), der Halbwertszeit 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.

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 direkten 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<sup>24</sup>.

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

|                        |   |
|------------------------|---|
| <b>Anregung</b>        | Zufuhr von Energie in ein atomares System.  |
| <b>Atom</b>            | Gesamtheit aus Atomhülle und Atomkern.  |
| <b>Besetzungszahl</b>  | Zahl der Elektronen oder Nukleonen in einem durch einen Satz an Quantenzahlen beschriebenen Zustand.  |
| <b>Bindungsenergie</b> | Beim Einfang von Elektronen in der Hülle oder Nukleonen im Kern frei werdender Energieüberschuß. Muß bei der Separation des Teilchens wieder aufgebracht werden.  |
| <b>Boson</b>           | Teilchen mit ganzzahligem Spin.   |
| <b>Element</b>         | Chemische Bezeichnung für Atome, die sich in chemischen Reaktionen völlig identisch verhalten. Physikalisch bestehen Elemente aus Atomen gleicher Ordnungszahl aber mit nicht notwendigerweise gleicher Massenzahl.   |
| <b>Fermion</b>         | Teilchen mit halbzahligem Spin.   |
| <b>Grundzustand</b>    | Zustand minimaler Energie für Atomhüllen und Atomkerne.   |
| <b>Ion</b>             | Atom mit ungleicher Elektronen- und Protonenzahl, kann positiven oder negativen Ladungsüberschuß in der Elektronenhülle haben, Kennzeichnung mit chemischem Elementzeichen und der Ladungsdifferenz (z. B. $\text{Na}^+$ , $\text{Cl}^-$ , $\text{Fe}^{2+}$ ).  |
| <b>Ionisation</b>      | Entfernung eines oder mehrerer Elektronen aus Atomhüllen.   |
| <b>Isobare</b>         | Nuklide mit gleicher Massenzahl ( $A=N+Z=\text{const}$ , z. B. $^{14}\text{C}$ , $^{14}\text{N}$ , $^{14}\text{O}$ ).   |
| <b>Isomere</b>         | 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. $^{137\text{m}}\text{Ba}$ , $^{99\text{m}}\text{Tc}$ ). |
| <b>Isotone</b>         | Nuklide mit gleicher Neutronenzahl ( $N=\text{const}$ , z. B. $^{18}\text{O}$ , $^{19}\text{F}$ , $^{20}\text{Ne}$ ).   |
| <b>Isotope</b>         | Nuklide mit gleicher Protonenzahl ( $Z=\text{const}$ , z. B. $^{25}\text{Mg}$ , $^{24}\text{Mg}$ , $^{23}\text{Mg}$ ).  |
| <b>Kernladungszahl</b> | Zahl der Protonen in einem Atomkern.  |

<sup>24</sup> Bei einem Kerndurchmesser  $d$  von etwa  $10^{-14}$  m und einer Teilchengeschwindigkeit  $v$  knapp unterhalb der Lichtgeschwindigkeit ( $3 \cdot 10^8$  m/s) erhält man als Abschätzung für die Aufenthaltszeit des Beschußteilchens im Kernvolumen  $t=d/v = 10^{-14} \text{ m} / 3 \cdot 10^8 \text{ (m/s)} = 0,3 \cdot 10^{-22}$  s. Die Zeit, die zur Passage eines Protons mit Lichtgeschwindigkeit benötigt wird, ergibt sich aus der gleichen Rechnung zu  $t=0,9 \cdot 10^{-23}$  s. Sie wird als Elementarzeit bezeichnet und hat eine große Bedeutung in der Astro- und Elementarteilchenphysik.

|                           |  |
|---------------------------|--|
| <b>Kernreaktion</b>       | Wechselwirkung von Atomkernen mit ionisierender Strahlung.   |
| <b>Massendefekt</b>       | Energie-Massen-Äquivalent, das beim Zusammenschluß von Nukleonen zu einem Kern frei wird.  |
| <b>Massenzahl</b>         | Zahl der Nukleonen im Atomkern.  |
| <b>Nukleon</b>            | Kernteilchen (Neutron, Proton).  |
| <b>Nuklid</b>             | Atomart (Kern + Hülle), Kennzeichnung durch chemisches Symbol, Massenzahl $A$ , Ordnungszahl $Z$ , Neutronenzahl $N$ , kann stabil oder instabil sein.   |
| <b>Ordnungszahl</b>       | Zahl der Protonen und Zahl der Elektronen in einem neutralen Atom, dient zur Einteilung der chemischen Elemente im Periodensystem (Symbol $Z$ ).   |
| <b>Quarks</b>             | Punktförmige Elementarteilchen mit gedrittelten elektrischen Ladungen, existieren nach der Quantenchromodynamik nur als gebundene Bausteine der Baryonen und Mesonen, also nicht als freie Teilchen. |
| <b>Radioaktivität</b>     | Kernumwandlung bzw. Kernzerfall.   |
| <b>Radioisotop</b>        | Synonym für Radionuklid, wenn besonderer Wert auf die Zugehörigkeit zu einem bestimmten Element gelegt wird (gleiches chemisches Verhalten).   |
| <b>Radionuklid</b>        | Instabiles bzw. radioaktives Nuklid.   |
| <b>Separation</b>         | Auslösen eines Nukleons aus dem Kernverband durch Energiezufuhr.   |
| <b>Separationsenergie</b> | Energie, die zur Abtrennung eines Elektrons aus der Atomhülle (Ionisation) oder eines Nukleons aus dem Atomkern benötigt wird.   |
| <b>Spin</b>               | Eigendrehimpuls eines Teilchens.   |
| <b>Valenzelektron</b>     | Elektron in der äußersten Schale der Atomhülle oder mit der geringsten Bindungsenergie, ist für das chemische Verhalten des Atoms verantwortlich.  |

#### Zusammenfassung:

- Atomkerne sind aus Neutronen und Protonen zusammengesetzt, die durch die sogenannte starke Wechselwirkung aneinander gebunden sind.
- Die starke Wechselwirkung ist eine kurzreichweitige Paarkraft, die Nukleonen in unmittelbarem Kontakt aneinander bindet. Kernmaterie hat deshalb eine extrem hohe Dichte.
- Mit zunehmender Massenzahl wird für stabile Kerne ein anwachsender Neutronenüberschuß benötigt, der bei schweren Kernen bis etwa 50% betragen kann.
- Wegen des Fehlens einer zentralen Kernkraft werden Atomkerne durch eine Reihe quantitativer Kernmodelle beschrieben, die je nach Anwendungszweck ausgewählt werden und jeweils nur Teilaspekte der Kernphysik beschreiben können.
- Das Tröpfchenmodell hat sich als ein für Energieberechnungen sehr geeignetes Kernmodell erwiesen, das sowohl die Stabilität als auch die Instabilität (Radioaktivität) von Atomkernen quantitativ vorhersagen kann.
- 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.

## 3 Radioaktivität

### 3.1 Radioaktive Umwandlungsarten

Atomkerne heißen radioaktiv, wenn sie unter spontaner Strahlungsemission und Energieabgabe aus einem instabilen Zustand in eine stabilere Konfiguration oder Struktur übergehen. Radioaktivität umfaßt alle ohne äußere Einwirkung stattfindenden Kernumwandlungsprozesse. Dazu zählen die Umwandlungen eines Atomkernes (des Mutternuklides) in einen Tochterkern sowie isomere Übergänge, bei denen der Ausgangskern aus einem angeregten, metastabilen Anfangszustand in einen Zustand niedrigerer Energie übergeht. Dieser Zustand ist oft der Grundzustand des Atomkernes, manchmal aber auch ein weiterer angeregter Zustand. Die Gründe für einen radioaktiven Zerfall eines Nuklides liegen also in dessen Energieüberschuß. Bei allen radioaktiven Zerfällen ist die Bindungsenergie der Zerfallsprodukte kleiner als die des Mutternuklides.

Zur besseren Anschauung werden die bekannten Nuklide üblicherweise in N-Z-Diagrammen aufgetragen (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. 2.2, 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 aufrägt, spricht man zur Verdeutlichung auch vom Stabilitätstal (Bereich der stabilen Kerne). An den Hängen dieses Bereiches minimaler Energie bzw. stärkster Bindung liegen die instabilen, energiereicheren und daher weniger stark gebundenen Nuklide. Sie können durch radioaktive Umwandlungen überschüssige Energie abgeben und "fallen" dabei energetisch hinunter in das Stabilitätstal.

Zur Zeit sind 2685 Nuklide von 112 Elementen bekannt. Etwa 10% (297 Nuklide) sind natürlicher Herkunft, von denen die meisten (insgesamt 268) 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 Nukliden mit geringem natürlichem Vorkommen aus analytischen Gründen sehr schwer. Dadurch schwanken die Nuklidzahl- und eventuelle Halbwertszeitangaben in der Literatur stark. Durch radioaktive Zerfälle wandeln sich instabile Atomkerne solange um, bis sie in der Nähe der Stabilitätslinie, dem Bereich minimaler Energie, zu liegen kommen. 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 beim Zerfall im N-Z-Diagramm verschieben. Kerne, die von links oben in Richtung zur Stabilitätslinie zerfallen, er-

höhen ihren Neutronenüberschuß und damit die nach dem Tröpfchenmodell berechnete Bindungsenergie. Diese Zerfallsart ist in Fig. (3.1) mit (" $\beta^+$ , EC") gekennzeichnet. Atomkerne, die von rechts unten nach links oben zerfallen (Markierung " $\beta^-$ "), 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 " $\alpha$ " markiert. Bei dieser Zerfallsart werden simultan Ordnungszahl und Neutronenzahl verringert.

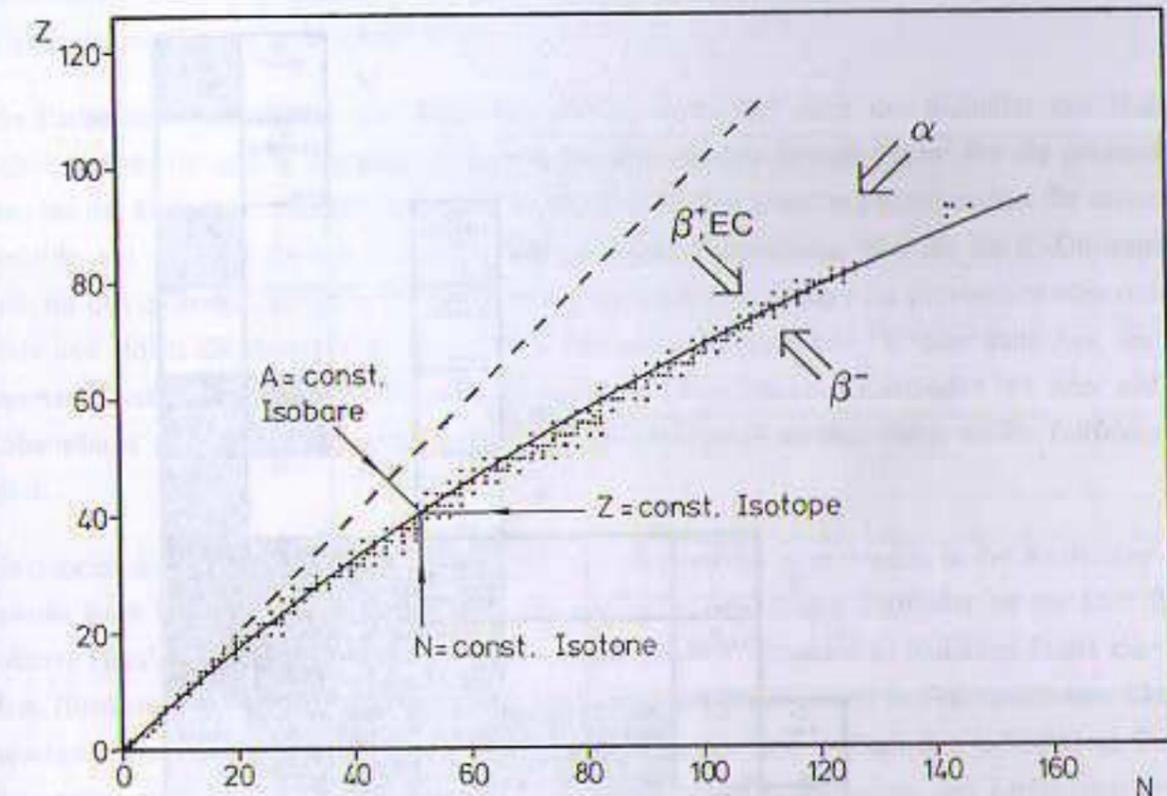


Fig. 3.1: Schematisches N-Z-Diagramm der Atomkerne (Nuklidtafel). Die Pfeile markieren die Verschiebungen der Kerne bei den verschiedenen Zerfallsarten (s. Text). Z: Zahl der Protonen (Ordnungszahl), N: Neutronenzahl, Punkte: natürliche Atomkerne. Alle Atomkerne mit Ordnungszahlen oberhalb von  $Z = 92$  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 (s. Text).

In der Nuklidarstellung der Fig. (3.1) sind 4 verschiedene radioaktive Zerfallsarten<sup>1</sup> 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 Kern-Zerfallsarten noch die spontane **Kernspaltung** (sf, engl.: spontaneous fission), der **Gam-**

<sup>1</sup>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.

mazerfall ( $\gamma$ , Aussenden eines Gammaquants) und die **Innere Konversion** (IC, engl.: inner conversion). Sie sind in Fig. (3.1) nicht miteingezeichnet.

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]), oder sie werden in grafischer Form dargestellt. Eine sehr wichtige und übersichtliche Darstellung ist die Nuklidkarte des Kernfor-

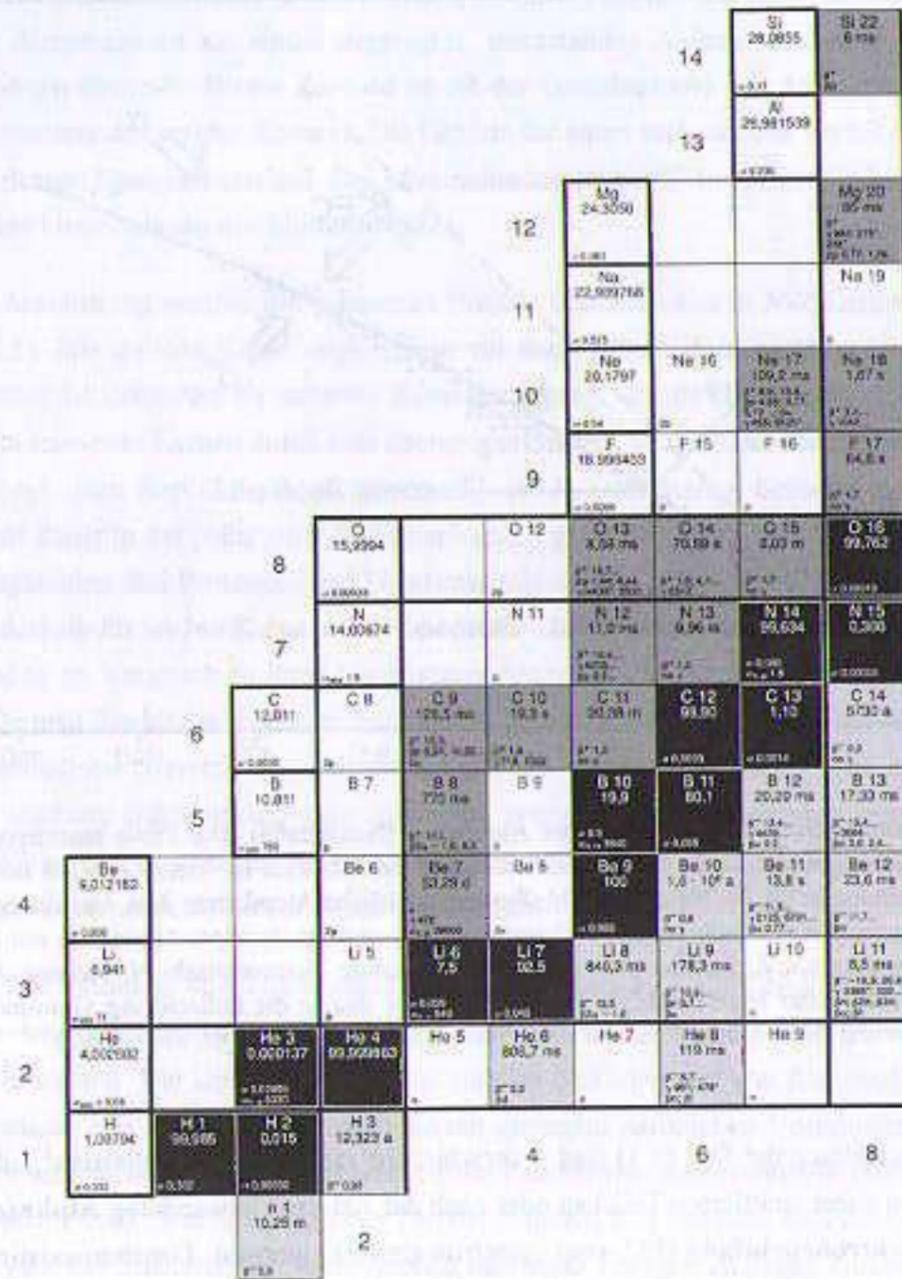


Fig. 3.2: Ausschnitt aus der Nuklidkarte des Kernforschungszentrums Karlsruhe ((Karlsruher Nuklidkarte)). Dargestellt sind die leichten Nuklide. Die Ordnungszahl wird in dieser Darstellung wie üblich nach oben, die Neutronenzahl nach rechts gezählt. Schwarze Felder zeigen stabile Nuklide, Mittelgraue Felder (im Original rot) zeigen  $\beta^-$ -aktive, hellgraue (im Original blau)  $\beta^-$ -aktive Radionuklide. Für weitere Informationen s. Text.

schungszentrums Karlsruhe. Ein Ausschnitt für die leichten Nuklide ist in Figur (3.2) abgebildet. In dieser Darstellung findet sich für jedes bekannte Nuklid ein farblich 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<sup>2</sup> (zur Definition des Wirkungsquerschnittes s. Abschnitt 4.11).

Die Farbe der Nuklidfelder gibt Hinweise auf die Zerfallsart oder die Stabilität des Nuklides. 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 den  $\beta^-$ -Zerfall oder den Elektroneneinfang, blau für die  $\beta^-$ -Umwandlung, gelb für den  $\alpha$ -Zerfall und grün für die spontane Kernspaltung, orange für protonenemittierende Nuklide und violett für Atomkerne, die größere Nukleonenverbände wie <sup>12</sup>C oder ähnliches, die sogenannten Cluster, emittieren. Isomere Übergänge (also Übergänge aus Zuständen mit einer endlichen Lebensdauer ohne Änderung von Massen- und Protonenzahl) werden durch weiße Teilfelder markiert.

Gammaemissionen des Tochternuklides eines radioaktiven Nuklides 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 Nuklides (in Prozent) in der natürlichen Elementmischung. Bei instabilen Nukliden steht an dieser Stelle die Halbwertszeit des radioaktiven Zerfalls. Ausserdem enthalten die Felder weitere Informationen zu den Zerfallsarten, 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 dann möglich, wenn der Ausgangskern, das Mutternuklid, eine höhere Bindungsenergie enthält als der entstehende Atomkern, das Tochternuklid. Die bei der Umwandlung frei werdende Energie tritt in Form kinetischer Energie der Strahlungsteilchen, als Rückstoßenergie des Mutterkernes, 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).

<sup>2</sup>Das Barn ist eine besonders praktische kernphysikalische "Privateinheit". Es ist die Einheit des Wirkungsquerschnittes, einer Größe, die zur Beschreibung der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von Teilchen mit Atomkernen bei Kernreaktionen verwendet wird. Wirkungsquerschnitte haben die Dimension einer Fläche. Für das Barn gilt: 1 Barn = 1 b = 10<sup>-28</sup> cm<sup>2</sup>. Für einen Atomkern mit dem Radius 6 fm erhält man als Fläche  $F = r^2 \pi = 36 \cdot 10^{-30} \cdot 3,1415 \text{ m}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2 = 10^{-28} \text{ cm}^2$ . 1 Barn entspricht also gerade der Querschnittsfläche, die ein mittlerer bis schwerer Atomkern einem Beschussteilchen bei Kernreaktionen entgegenstellt.

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 Gesamtzahl der schweren Teilchen (Hadronen: Neutronen und Protonen) und die Zahl der leichten Teilchen (Leptonen: Elektron, Positron, Neutrinos) nicht verändert werden. Entsteht wie beispielsweise beim  $\beta^-$ -Zerfall durch schwache Wechselwirkung aus Kernteilchen ein Elektron (das Betaminus-Teilchen  $\beta^-$ ), so muß wegen der Konstanzbedingung für die Leptonenzahl gleichzeitig ein leichtes Antiteilchen<sup>3</sup>, das Antineutrino entstehen. Antiteilchen werden in der Teilchenbilanz negativ gezählt.

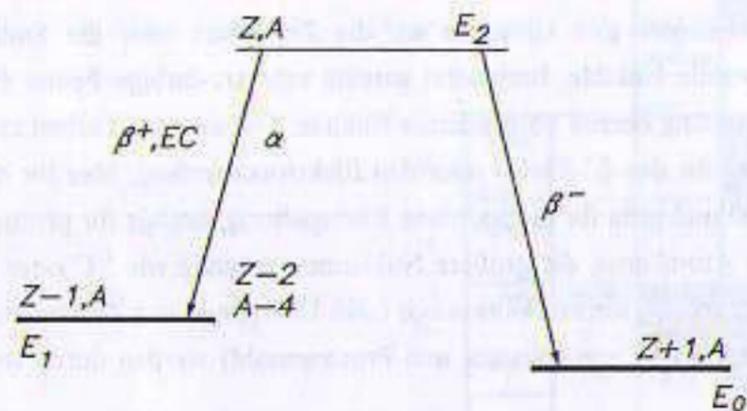


Fig. 3.3: Darstellung der radioaktiven Umwandlungen mit Hilfe von Zerfallsschemata. Wegen der bei radioaktiven Umwandlungen manchmal auftretenden großen Energiedifferenzen ist die Energieskala oft nicht maßstäblich. Betaminus-Zerfälle werden durch schräg nach rechts unten gerichtete Pfeile, Betaplus-Umwandlungen, 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.

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 Tochterkernes verwendet. Finden Zerfälle über mehrere Nuklidgenerationen statt, so stellt der Grundzustand des letzten Tochternuklides den Energienullpunkt dar. Schräge und senkrechte Verbindungs Pfeile oder Verbindungslinien symbolisieren die emittierten Strahlungen. Zusätzlich werden die Strahlungsart und die relative Häufigkeit der Übergänge an den Verbindungslinien angegeben.

<sup>3</sup>Antiteilchen tragen, falls sie nicht elektrisch neutral sind wie die Antineutrinos, die entgegengesetzte 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 Vernichtungsstrahlung bezeichnet.

Radioaktive Übergänge müssen nicht direkt in den Grundzustand des Tochternuklides 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 Tochternuklides metastabil, kommt es zu den früher erwähnten isomeren Übergängen.

Es sind zwei Arten von radioaktiven Umwandlungen zu unterscheiden. Zum einen Zerfälle durch die starke Kernwechselwirkung, bei denen sowohl Massenzahl als auch Ordnungs- und Neutronenzahl vermindert wird. Ein typischer Vertreter ist der Alphazerfall. Die zweite Art radioaktiver Umwandlungen betrifft die schwache Wechselwirkung. Diese Zerfallsarten sind isobar, Tochter- und Mutter-nuklid haben also die gleiche Massenzahl. Die entsprechenden Umwandlungen sind die Betaumwandlungen und der Elektroneneinfang. Bei solchen isobaren Umwandlungen kann die Energiebilanz der Zerfälle gut mit dem Tröpfchenmodell abgeschätzt werden.

**Energieverhältnisse bei Betaumwandlungen\***: Betrachtet man die Bethe-Weizsäckerse Massensformel (Gl. 2.35) für konstante Massenzahlen A, so findet man eine quadratische Abhängigkeit der Bindungsenergien<sup>4</sup> von der Ordnungszahl Z. Der zu einer solchen Formel gehörende Graph stellt also Parabeln zweiter Ordnung dar, die sogenannten Isobarenparabeln (s. Fig. 3.4).

Für ungerade Kerne (ug- oder gu-Kerne) verschwindet der Paarungsenergiebeitrag  $B_{\text{pair}}$  in Gl. (2.35), da er nach Gl. (2.33) 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. 3.4a). 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. EC: (Z vermindern) solange 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 uu- oder gg-Kerne erhält man zwei Energieparabeln. Sie unterscheiden in der Bindungsenergie gerade um den doppelten Paarungsterm. Es existieren also eine

\*Betrachtet man Gl. (2.35) für isobare Kerne, also für eine konstante Massenzahl A, so erhält man mit neuen Konstanten (a, b, c) eine Gleichung der Form  $B(A=\text{const}) = a - bZ^2 - c(N-Z)^2$ . 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.

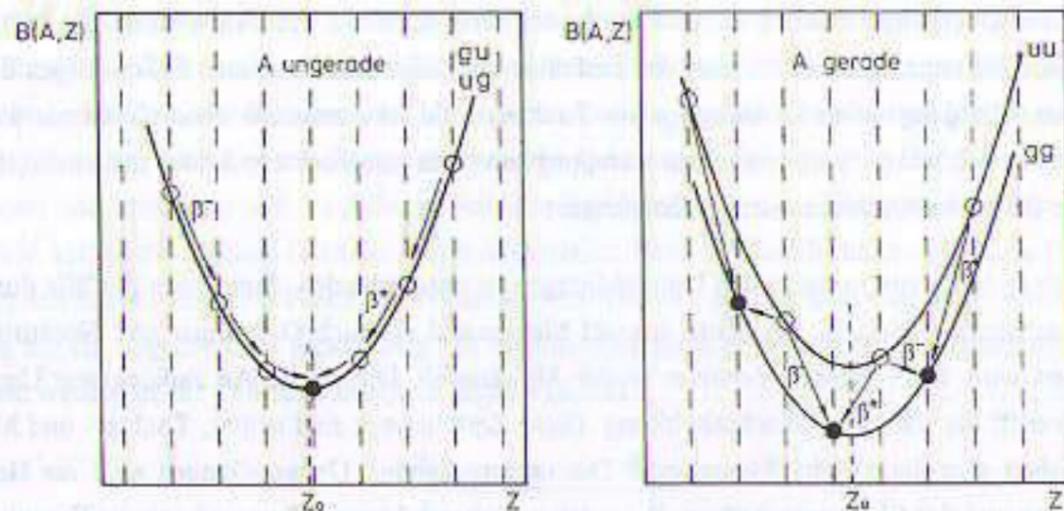


Fig. 3.4: Energieparabeln für isobare Kerne nach der Weizsäckerschen Bindungsenergieformel (Gl. 2.35). (a) Isobarenparabel für Kerne mit ungerader Massenzahl, also für ug- oder gu-Kerne, bei denen nur jeweils eine Nukleonart ungepaart ist. Der Paarungsterm der Energieformel ist deshalb Null. Nach der Isobarenparabel existiert dann nur ein stabiles Nuklid. (b) 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 ersichen, 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-Zwischenkernes.

Parabel für doppelt ungepaarte Kerne (die uu-Kerne) und eine tieferliegende mit stärkerer Bindung für doppelt gepaarte gg-Kerne. Die uu-Isobaren-Parabel liegt nach den Gln. (2.32-2.34) um etwa  $(23/\sqrt{A})$  MeV höher als die der gg-Kerne. Bei der Erhöhung oder Erniedrigung der Ordnungszahl um einen Schritt innerhalb einer Isobarenreihe findet immer ein Wechsel zwischen diesen beiden Parabeln statt, da die Veränderung der Protonenzahl um 1 automatisch eine entgegengesetzte Shift 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 Stabilitätsales der Nuklidkarte. Die entsprechenden Nuklide erkennt man an der Farbmischung von Rot mit Blau, die sich immer in der Nähe stabiler schwarzer Nuklide befinden. 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 sogenannten "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.

### 3.1.1 Der Alphazerfall

Das Alphateilchen besteht aus zwei Protonen und zwei Neutronen. Es ist also ein doppelt ionisiertes  ${}^4\text{He}$ -Atom. 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  $\alpha$ -Teilchen eine energetische Sonderstellung ein. Dies führt dazu, daß sich auch innerhalb schwererer Atomkerne sogenannte  $\alpha$ -Cluster bilden, das Nuklid also aus einer Verbindung mehrerer Alphateilchen bestehen kann ( $\alpha$ -Cluster-Modell<sup>5</sup>). Der bei der internen  $\alpha$ -Bildung freiwerdende Differenz-Energiebetrag kann zur inneren Anregung des Nuklides verwendet werden. Aus diesen angeregten Zuständen können Alphateilchen spontan mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit sogar den Atomkern verlassen, der Atomkern wird  $\alpha$ -aktiv. Je höher die Energie der internen  $\alpha$ -Zustände ist,

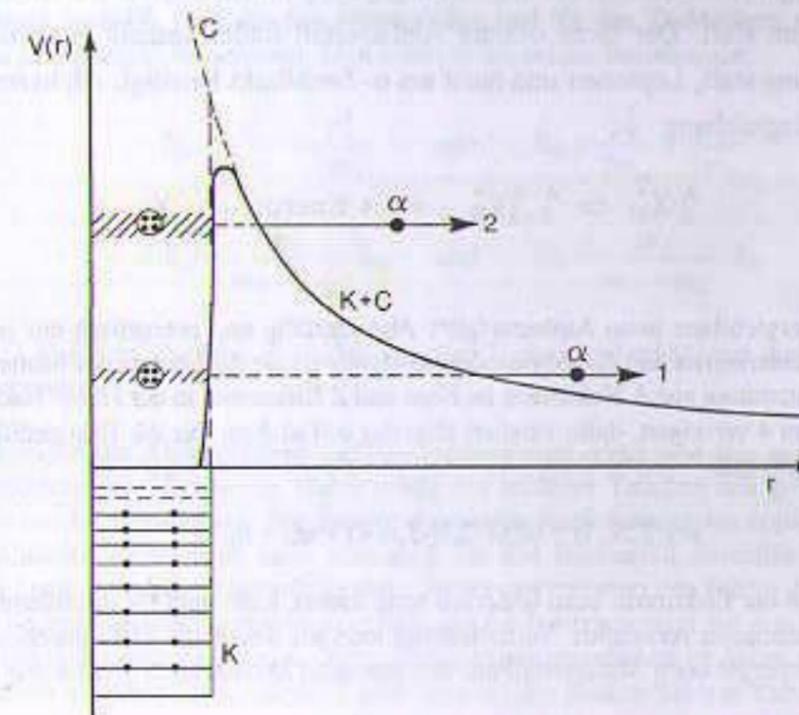
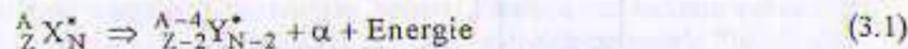


Fig. 3.5: Schematische Darstellung der Kernbindungsverhältnisse beim  $\alpha$ -Zerfall. Aus der Überlagerung von starker Kernkraft (K) und abstoßender Coulombkraft (C) entsteht ein sogenannter Potentialtopf (K + C) mit Coulombbarriere für das Alphateilchen. Je höher die Energie des quasistationären Alphateilchenzustandes im Kernpotential ist, um so 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, um so größer ist die Zerfallswahrscheinlichkeit, um so kürzer die Halbwertszeit und um so 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.

<sup>5</sup> Ein typischer Vertreter für ein aus Alphaclustern bestehendes Nuklid ist der Sauerstoffkern  ${}^{16}\text{O}$ , der bei ausreichender Energiezufuhr in vier Alphateilchen zerfallen kann.

um so höher ist auch die Bewegungsenergie der emittierten Alphateilchen und um so kürzer ist die Halbwertszeit des Zerfalls. Dieser Zusammenhang wurde bereits 1911 von Geiger<sup>6</sup> und Nuttall experimentell festgestellt und wird deshalb als **Geiger-Nuttalsche Regel** bezeichnet. Inzwischen hat diese Regel auch eine quantitative Erklärung durch die Quantentheorie gefunden (die Zerfallswahrscheinlichkeit ist proportional zur quantenmechanischen Tunnelwahrscheinlichkeit durch die Coulombbarriere, s. Fig. 3.4).

Alphazerfälle von Atomkernen im Grundzustand können nach dem Tröpfchenmodell erst oberhalb der Massenzahl  $A \approx 150$  stattfinden. Der leichteste  $\alpha$ -aktive Kern ist tatsächlich das  $^{144}\text{Nd}$  ( $T_{1/2} \approx 2 \cdot 10^{15}$  a). Alle Nuklide mit einer Ordnungszahl oberhalb von  $Z = 83$  sind instabil. Die meisten von ihnen zerfallen über Alphaemission. Beim Alphazerfall vermindert sich die Kernladungszahl und die Neutronenzahl um je 2 ( $Z \rightarrow Z-2$ ,  $N \rightarrow N-2$ ) sowie die Massenzahl um 4 ( $A \rightarrow A-4$ ). Anders als bei den Betaumwandlungen oder dem Elektroneneinfang (s. u.) finden beim  $\alpha$ -Zerfall keine Elementarteilchenumwandlungen statt. Der nicht isobare Alphazerfall findet deshalb ausschließlich über die starke Wechselwirkung statt, Leptonen sind nicht am  $\alpha$ -Zerfallsakt beteiligt. Alphazerfälle gehorchen der folgenden Zerfallsgleichung.



**Die Massen- und Energiebilanz beim Alphazerfall\*:** Alphazerfälle sind energetisch nur möglich, wenn die Gesamtenergie des Tochterkernes und des Alphateilchens kleiner ist als die Energie des Mutterkernes. Vor dem Zerfall besteht das Mutteratom aus  $A$  Nucleonen im Kern und  $Z$  Elektronen in der Hülle. Nach dem Zerfall hat sich die Massenzahl um 4 verringert, dafür existiert aber das  $\alpha$ -Teilchen. Für die Energiedifferenz  $E_b$  und die Nuklidmassen  $m_X$  und  $m_Y$  gilt

$$m_X(Z, N, A) = m_Y(Z-2, N-2, A-4) + m_\alpha + E_b/c^2 \quad (3.2)$$

Da sich die Gesamtzahl der Elektronen beim  $\alpha$ -Zerfall nicht ändert, kann man für die Bilanz direkt die Atommassen statt der Nuklidmassen 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  $c^2$ .

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

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 Alphastrahlen aus Zerfällen stellt man jedoch fest, daß die kinetischen Energien der  $\alpha$ -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 in der Größenordnung einiger MeV. Solche Alphateilchen sind nach Tab. (1.3) also nicht relativistisch, sie bewegen sich mit Geschwindigkeiten von maximal etwa  $10^7$  m/s. Man kann daher die nicht relativistischen Formeln zur Berechnung der Rückstoßverhältnisse verwenden.

<sup>6</sup> Hans Geiger (30. 9. 1882 - 24. 9. 1945), deutscher Physiker, wichtige Arbeiten zum Alphazerfall und zur Systematik des Periodensystems; erfand 1913 den Spitzenzähler und 1928 zusammen mit W. Müller das nach beiden benannte Geiger-Müller-Zählrohr.

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  $\alpha$ -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.

$$\vec{p}_X = \vec{p}_\alpha + \vec{p}_Y \quad \text{und} \quad |\vec{p}_\alpha| = |\vec{p}_Y| \quad (3.4)$$

Die Zerfallsenergie  $E_b$  verteilt sich auf die beiden Reaktionspartner Alpha und Tochterkern Y.

$$E_b = E_\alpha + E_Y \quad (3.5)$$

Nach Gl. (1.16) kann man die Energien der rechten Seite durch die Impulsquadrate ausdrücken.

$$E_b = \frac{p_\alpha^2}{2m_\alpha} + \frac{p_Y^2}{2m_Y} \quad (3.6)$$

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:

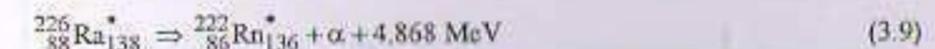
$$E_b = \frac{p_\alpha^2}{2m_\alpha} + \frac{p_\alpha^2}{2m_Y} \quad \text{und} \quad E_b = \frac{p_Y^2}{2m_\alpha} + \frac{p_Y^2}{2m_Y} \quad (3.7)$$

$$E_\alpha = \frac{m_Y}{m_Y + m_\alpha} \cdot E_b \quad \text{und} \quad E_Y = \frac{m_\alpha}{m_Y + m_\alpha} \cdot E_b \quad (3.8)$$

Die Gleichungen (3.8) für die Energien für  $\alpha$ -Teilchen und Tochterkern erhält man durch leichte Umformungen<sup>7</sup> aus den Gleichungen (3.7).

Die kinetischen Energien des Alphateilchens und des Tochterkernes erhält man also aus der mit den Massenverhältnissen gewichteten Zerfallsenergie. Dabei erhält das leichtere Teilchen den größeren, das schwerere Teilchen den kleineren Energieübertrag. 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 Halbwertszeit des Zerfalls beträgt 1602 a. Die Zerfallsgleichung lautet:



Die Atommassen betragen  $m(\text{Ra-226}) = 226,025360$  u,  $m(\text{Rn-222}) = 222,017531$  u und die des He-4-Atoms  $m(\text{He-4}) = 4,002603$  u. Der Massendefekt beträgt also  $\Delta m = 0,0005226$  u, entsprechend einer Energiedifferenz

<sup>7</sup> Zur Umformung klammert man auf den rechten Seiten der Gl. (3.7) jeweils das Impulsquadrat aus. So erhält man Gleichungen der Form:  $E_b = p^2 \cdot (1/m_\alpha + 1/m_Y)/2$ . Den Klammerausdruck formt man durch Hauptnennersuchen um und erhält so die Gleichung  $E_b = p^2 \cdot (m_Y + m_\alpha)/(2 \cdot m_\alpha \cdot m_Y)$ . Man erhält nach Substitution des Impulsquadrates durch die Energien  $E_\alpha$  und  $E_Y$  die Energiegleichungen  $E_b = E_\alpha \cdot (m_Y + m_\alpha)/m_Y$  und  $E_b = E_Y \cdot (m_Y + m_\alpha)/m_\alpha$ . Die Umstellung der beiden Gleichungen nach  $E_\alpha$  und  $E_Y$  liefert dann die Energieverhältnisse der Gleichungen (3.8).

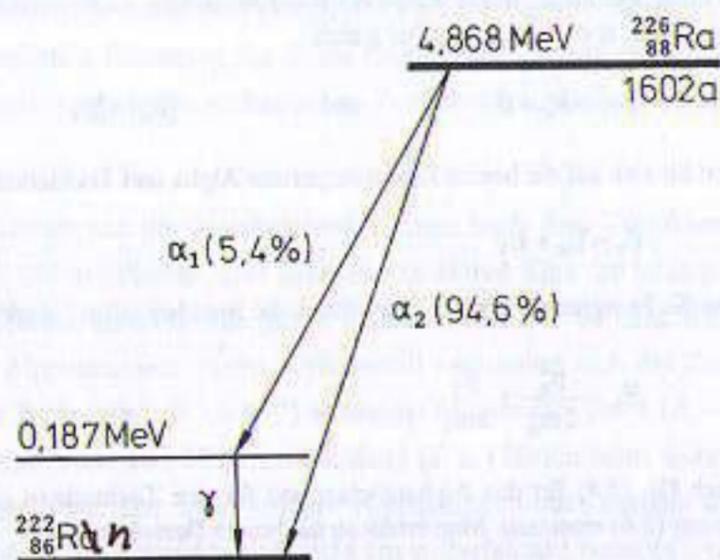


Fig. 3.6: Zerfallsschema des 226-Radium. Die Halbwertszeit für den Alphazerfall beträgt 1602 a, die Zerfallsenergie 4.868 MeV. Der Zerfall findet zu 94,6% in den Grundzustand, zu 5,4% in den angeregten Zustand des 222-Rn statt. Das Grundzustands-Alpha teilchen hat die Energie 4.782 MeV. Das Alpha teilchen, das in den angeregten Zustand des Radons zerfällt, hat eine Energie von 4.599 MeV. Der angeregte Zustand des Rn-222 zerfällt unter Gammaemission ( $E_\gamma = 0.187$  MeV) in den Grundzustand des Rn-222. Rn-222 ist ebenfalls instabil. Es zerfällt über einen Alphazerfall ( $T_{1/2} \approx 3.8$  d).

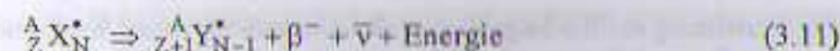
renz von  $\Delta E = 4.868$  MeV. Das Alpha teilchen, das aus dem Grundzustandszerfall herrührt, hat jedoch beim Zerfall nur eine Bewegungsenergie von 4.782 MeV. Setzt man die Atommassen und die Zerfallsenergie in die Gleichungen (3.8) ein, so erhält man als Bewegungsenergien für den Tochterkern Rn-222 den Wert  $E(\text{Rn}) = 0.086$  MeV und für das Alpha teilchen  $E(\alpha) = 4.782$  MeV, was hervorragend mit der experimentellen  $\alpha$ -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). 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 $\beta^-$ -Umwandlung

Weist ein Radionuklid einen Neutronenüberschuß gegenüber stabilen Kernen auf, so erfolgt in der Regel ein  $\beta^-$ -Zerfall. Dabei wandelt sich im Kern des Mutternuklides ein Neutron in ein Proton um. Die frei werdende elektrische Elementarladung wird in Form eines Elektrons emittiert. Aus historischen Gründen wird dieses Elektron als  $\beta^-$ -Teilchen bezeichnet. Wegen des Erhaltungssatzes für die Leptonenzahl wird ein weiteres Teilchen emittiert, das das neu entstandene Elektron "kompensieren" muß, das Antineutrino  $\bar{\nu}$ . Betazerfälle werden durch die Schwache Wechselwirkung verursacht.



Durch  $\beta^-$ -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. Betazerfälle sind deshalb **isobar**. Die beim Zerfall entstehende Energie wird in Form kinetischer Energie auf die Zerfallsprodukte  $\beta^-$ ,  $\bar{\nu}$  und Tochterkern verteilt und außerdem zur Bildung des Antiteilchens  $\bar{\nu}$  verwendet. Die Kerngleichung für den  $\beta^-$ -Zerfall des radioaktiven Mutternuklides  $X$  in das Tochternuklid  $Y$  lautet:



Das beim  $\beta^-$ -Zerfall emittierte Antineutrino  $\bar{\nu}$  ist (ebenso wie das beim  $\beta^-$ -Zerfall ausgesendete Neutrino  $\nu$ ) wegen seiner äußerst geringen Wechselwirkung mit Materie nur sehr schwer nachzuweisen. Es spielt daher auch keine Rolle für die Dosimetrie oder den Strahlenschutz. Neutrinos sind ungeladene Elementarteilchen der Leptonengruppe, deren Ruhemasse nahezu Null ist ( $m_0 c^2 < 20$  eV). In der Energiebilanz des  $\beta^-$ -Zerfalls darf das Antineutrino jedoch nicht vernachlässigt werden. Neben der geringen Ruheenergie liegt dies vor allem an der statistischen Verteilung der Bewegungsenergie auf Elektron und Antineutrino. Dies hat zur Folge, daß auf das Elektron jede Bewegungsenergie zwischen Null und der maximal verfügbaren Energie entfallen kann. Auf das Antineutrino wird der jeweilige Differenzbetrag der Zerfallsenergie als Bewegungsenergie übertragen. Die Gesamtheit aller beim  $\beta^-$ -Zerfall emittierten Elektronen wird als Betastrahlung bezeichnet. Beta teilchen haben eine

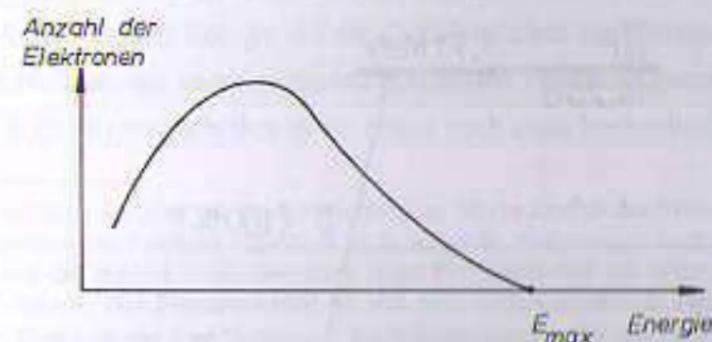


Fig. 3.7: Die Verteilung der kinetischen Energien der Beta teilchen beim  $\beta^-$ -Zerfall (schematisch). Die Zerfallsenergie  $E_{max}$  verteilt sich auf die Antineutrinos und die Elektronen. Das Maximum des Energiespektrums der Beta teilchen liegt etwa bei einem Drittel der beim Zerfall verfügbaren Energie.

kontinuierliche Energieverteilung, das sogenannte Betaspektrum (Fig. 3.7). Ein  $\beta^-$ -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 aus Betaminus-Zerfällen kontaminiert.

**Die Massen- und Energiebilanz beim  $\beta^-$ -Zerfall\*:** Atommassen werden in der Regel massenspektrometrisch bestimmt. Sie sind tabellarisch erfasst (s. Abschn. 2.2). 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, sondern muß die entsprechende Anzahl der Elektronen berücksichtigen. Vernachlässigt man die Bindungsenergie 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 das Mutternuklid  $X$  mit der Ordnungszahl  $Z$  erhält man:

$$m_X(Z, N, A) = m(Z, N, A) - Z \cdot m_e \quad (3.12)$$

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

$$m_Y(Z+1, N-1, A) = m(Z+1, N-1, A) - (Z+1) \cdot m_e \quad (3.13)$$

Zur Berechnung der Bindungsenergie-Differenz von Mutter- und Tochternuklid muß außerdem die Ruhemasse des beim Betazerfall emittierten Elektrons berücksichtigt werden.

$$m_X(Z, N, A) - m_Y(Z+1, N-1, A) = m(Z, N, A) - Z \cdot m_e - [m(Z+1, N-1, A) - (Z+1) \cdot m_e + m_e] \quad (3.14)$$

Nach Auflösen des Klammersausdruckes ergibt sich die Massendifferenz des  $\beta^-$ -Zerfalls exakt als die Differenz der Atommassen der neutralen Mutter- und Tochteratome.

$$\Delta m = m(Z, N, A) - m(Z+1, N-1, A) \quad (3.15)$$

Die maximale Betaenergie, die also gleichzeitig die gesamte Bindungsenergie-Differenz der Umwandlung ist, erhält man mit Hilfe der Einsteinrelation (Gl. 1.2). Sie wird auch als Wärmewert oder  $Q$ -Wert des Zerfalls bezeichnet.

$$E_{\max} = \Delta m \cdot c^2 = [m(Z, N, A) - m(Z+1, N-1, A)] \cdot c^2 \quad (3.16)$$

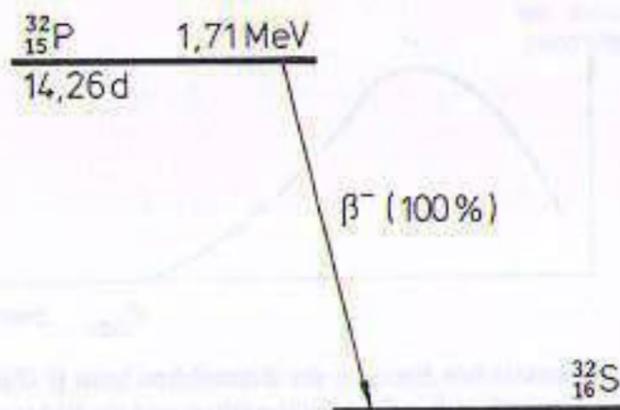
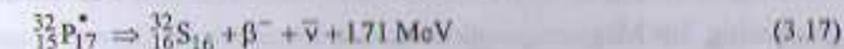


Fig. 3.8: Zerfallsschema des  $\beta^-$ -Zerfalls des P-32, das zu 100% in den Grundzustand des S-32 zerfällt. Die Halbwertszeit dieses Zerfalls beträgt 14,26 d, die maximale Betaenergie 1,71 MeV.

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



Die Atommassen der beteiligten Atome werden in der Praxis meistens in atomaren Masseneinheiten  $u$  angegeben (s. Gl. 2.19). In diesem konkreten Fall sind ihre Werte  $m(\text{P-32}) = 31,9739095$   $u$  und  $m(\text{S-32}) = 31,9720737$   $u$ . Die Massendifferenz beträgt also  $\Delta m = 0,001835$   $u$ . Nach Gleichung (3.15) entspricht sie gerade der Nuklidmassendifferenz des Betazerfalls. Nach Gl. (2.20) beträgt das Massenenergieäquivalent einer atomaren Masseneinheit  $931,5016$  MeV. Für die maximale Betaenergie ergibt dies in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten  $E_{\max} = 0,001835 \cdot 931,5016$  MeV = 1,71 MeV. Phosphor-32 ist ein wichtiges Nuklid für die nuklearmedizinische Strahlentherapie.

### 3.1.3 Die $\beta^+$ -Umwandlung

Atomkerne mit einem energetisch ungünstigen Neutronendefizit gegenüber ihren Nachbarnukliden können ihre Neutronenzahl bei geeigneten energetischen Verhältnissen durch eine Positronenemission erhöhen. Dabei wird innerhalb des Atomkernes ein Proton spontan in ein Positron, ein Neutrino und ein Neutron umgewandelt. Das Positron ist das Antiteilchen zum Elektron. Es wird auch als  $\beta^+$ -Teilchen bezeichnet.



Durch  $\beta^+$ -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  $\beta^-$ -Zerfall erhalten.  $\beta^+$ -Zerfälle sind also ebenfalls isobar. Die freiwerdende Zerfallsenergie wird wieder durch die emittierten Teilchen wegtransportiert und zur Bildung des Neutrinos verwendet. Die Kerngleichung des  $\beta^+$ -Zerfalls lautet:



Wegen der sehr geringen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit des Neutrinos spielt dieses zwar keine Rolle im Strahlenschutz oder der Dosimetrie. Das Positron erhält aber wie das Elektron beim  $\beta^-$ -Zerfall durch die Aufteilung der Energie auf die Zerfallsteilchen ein kontinuierliches Energiespektrum mit einer der Zerfallsenergie entsprechenden maximalen Positronenenergie. Ein  $\beta^+$ -Zerfall des freien Protons nach Gl. (3.18) wurde bisher in der Natur noch nicht beobachtet<sup>8</sup>.

<sup>8</sup>Da die Masse eines freien Protons kleiner als die des Neutrons ist, ist ein Zerfall des Protons gemäß Gl. (3.18) nach dem Energiesatz für ungebundene Protonen eigentlich nicht möglich. Andererseits fordert die Vereinheitlichungstheorie der schwachen und der starken Wechselwirkung einen Protonenzerfall mit einer Halbwertszeit in der Größenordnung von  $> 10^{31}$  Jahren. Der Protonenzerfall ist also sehr 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.

Beim Durchgang des Positrons durch Materie tritt eine Besonderheit in der Wechselwirkung auf, die mit dem Antiteilchencharakter des Positrons zusammenhängt. Trifft das Positron nämlich auf ein Elektron, z. B. ein Hüllenelektron eines Absorberatoms, so vernichten sich Positron und Elektron gegenseitig. Ihr Massenäquivalent wird in Form zweier Gammaquanten, der **Vernichtungsquanten**, emittiert. Deren Energie entspricht gerade der Summe der Ruheenergien von Elektron und Positron, die nach Tab. (1.1) je 511 keV betragen, und der Bewegungsenergien des Teilchenpaares vor der Vernichtung. Positronenzerfälle sind in Materie daher immer von durchdringender Vernichtungsstrahlung begleitet, die selbstverständlich im Strahlenschutz beachtet werden muß (Fig. 3.9 und Abschnitt 4.3).

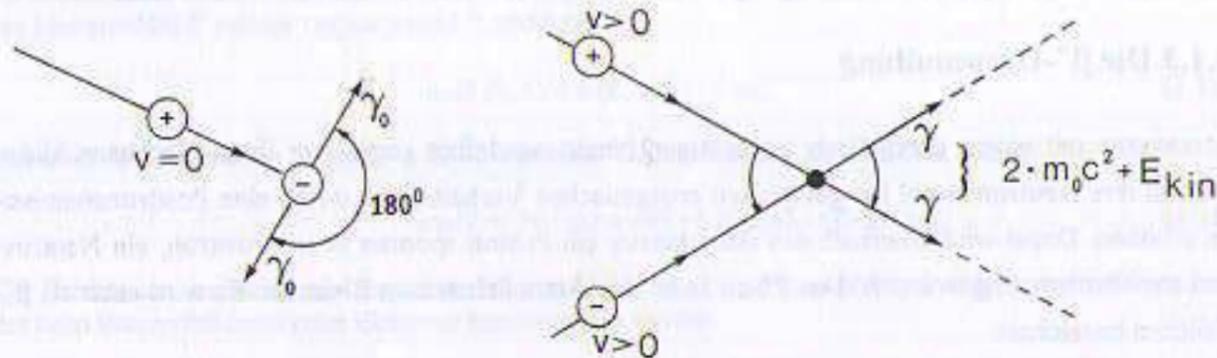


Fig. 3.9: Die Entstehung der Vernichtungsstrahlung bei der Vernichtung des Teilchen-Antiteilchenpaares Elektron-Positron. Die beiden 511-keV-Vernichtungsquanten werden, wenn Elektron und Positron unmittelbar vor der Vernichtung in Ruhe waren, unter  $180^\circ$  zueinander abgestrahlt. Dadurch wird der 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.

**Die Massen- und Energiebilanz beim  $\beta^+$ -Zerfall\*:** Die Masse eines Neutrons ist größer als die Masse des Protons (entsprechend einer Energiedifferenz von 0,783 MeV, s. Tab. 1.1). Zusätzlich muß beim  $\beta^+$ -Zerfall ein Positron und ein Neutrino gebildet werden. Die Masse auf der linken Seite der Gleichungen (3.18, 3.19) ist daher grundsätzlich kleiner als die Massensumme auf der rechten Seite. Das Mutternuklid muß deshalb mindestens den notwendigen Energieüberschuß zur Bildung der drei Teilchen aufbringen. Ein Positronenzerfall ist also nur möglich, wenn die Bindungsenergie von Mutter- und Tochternuklid ausreichend groß ist. Die Massenbilanz beim Positronenzerfall lautet:

$$m_X(Z, N, A) = m_Y(Z-1, N+1, A) + E_{\max}/c^2 + m_e \quad (3.20)$$

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

$$m_X(Z, N, A) + Z \cdot m_e = m_Y(Z-1, N+1, A) + E_{\max}/c^2 + (Z+1) \cdot m_e \quad (3.21)$$

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

$$m(Z, N, A) = m(Z-1, N+1, A) + E_{\max}/c^2 + 2 \cdot m_e \quad (3.22)$$

Dies ergibt mit der Massen-Energie-Beziehung (Gl. 1.2) folgende Energiebilanz des  $\beta^+$ -Zerfalls:

$$[m(Z, N, A) - m(Z-1, N+1, A)] \cdot c^2 = \Delta m \cdot c^2 = E_{\max} + 2m_e \cdot c^2 \quad (3.23)$$

Die maximale Betaenergie ist also um die zwei Elektronenruheenergien verminderte Bindungsenergie-Differenz der beteiligten Atome. Steht weniger Energie als zwei Elektronenruheenergien zur Verfügung ( $\Delta m \cdot c^2 < 2 \cdot 511 \text{ keV} = 1022 \text{ keV}$ ), so kann der  $\beta^+$ -Zerfall auf keinen Fall stattfinden, da das Positron sonst negative Bewegungsenergien haben müßte. Die Alternative ist dann ein Elektroneneinfang (s. u.).

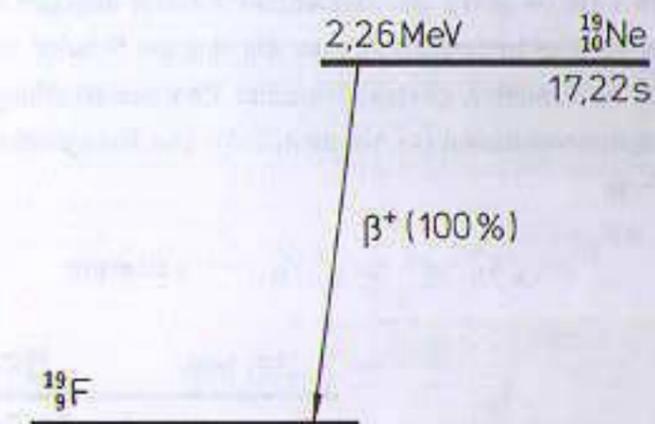
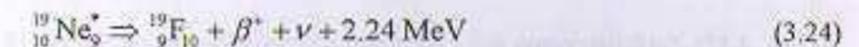


Fig. 3.10: Zerfallsschema des Ne-19, das über einen Positronenzerfall zu fast 100% direkt in den Grundzustand des F-19 zerfällt. Die Halbwertszeit beträgt 17,22 s, die maximale Betaenergie 2,26 MeV.

**Beispiel 3: Massen- und Energiebilanz beim Positronenzerfall des Neon-19.** Fig. (3.10) zeigt das Zerfallsschema des Neon-19. Neon-19 zerfällt zu mehr als 99% über einen  $\beta^+$ -Zerfall direkt in den Grundzustand des Fluor-19. Die Halbwertszeit beträgt 17,22 s, die experimentell festgestellte maximale Positronenenergie 2,26 MeV.



Die Atommassen betragen  $m(\text{Neon-19}) = 19,0018809 \text{ u}$ , die des Fluoratoms  $m(\text{Fluor-19}) = 18,9984046 \text{ u}$ . Die Massendifferenz in atomaren Einheiten beträgt also  $\Delta m = 0,0034763 \text{ u}$ , 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 (3.23) noch 2,216 MeV für die maximale Positronenbewegungsenergie, 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.

### 3.1.4 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 Aufenthaltswahrscheinlichkeit auch im Kerninneren haben. Dieser Einfangprozeß findet immer

dann statt, wenn aus energetischen Gründen kein  $\beta^-$ -Zerfall möglich ist. Oft konkurriert der Elektroneneinfang aber auch mit dem energetisch möglichen Positronenzerfall. Das eingefangene Elektron bildet zusammen mit einem Proton 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.



Wie beim  $\beta^-$ -Zerfall vermindert sich bei diesem Prozeß die Ordnungszahl um 1 ( $Z \rightarrow Z-1$ ), die Neutronenzahl erhöht sich um 1 ( $N \rightarrow N+1$ ), die Massenzahl  $A$  bleibt dagegen erhalten. Da die Atomhülle des Tochternuklides ein Elektronenloch in einer der inneren Schalen aufweist, folgt auf einen Elektroneneinfang immer die Emission charakteristischer Photonenstrahlung oder deren Konkurrenzprozeß, die Augerelektronenemission (s. Abschnitt 2.1). Die Kerngleichung des Elektroneneinfanges hat die folgende Form:

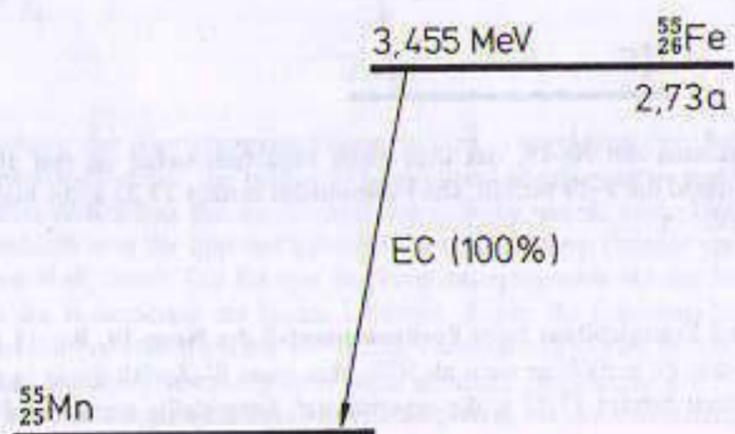
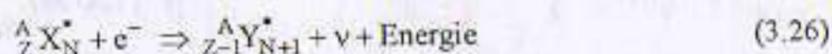


Fig. 3.11: Zerfallsschema des Elektroneneinfanges am Eisen-55. Fe-55 zerfällt zu 100% in den Grundzustand des Mangan-55. Die Halbwertszeit ist 2,73 a, die Zerfallsenergie beträgt 3,455 MeV.

Findet der Elektroneneinfang direkt in den Grundzustand des Tochternuklides 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 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 Tochternuklides zeigt Fig. (3.11).

### 3.1.5 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" Kernes nicht. Allerdings vermindert sich die Energie des Kernes 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 der Mutternuklide. Er äußert

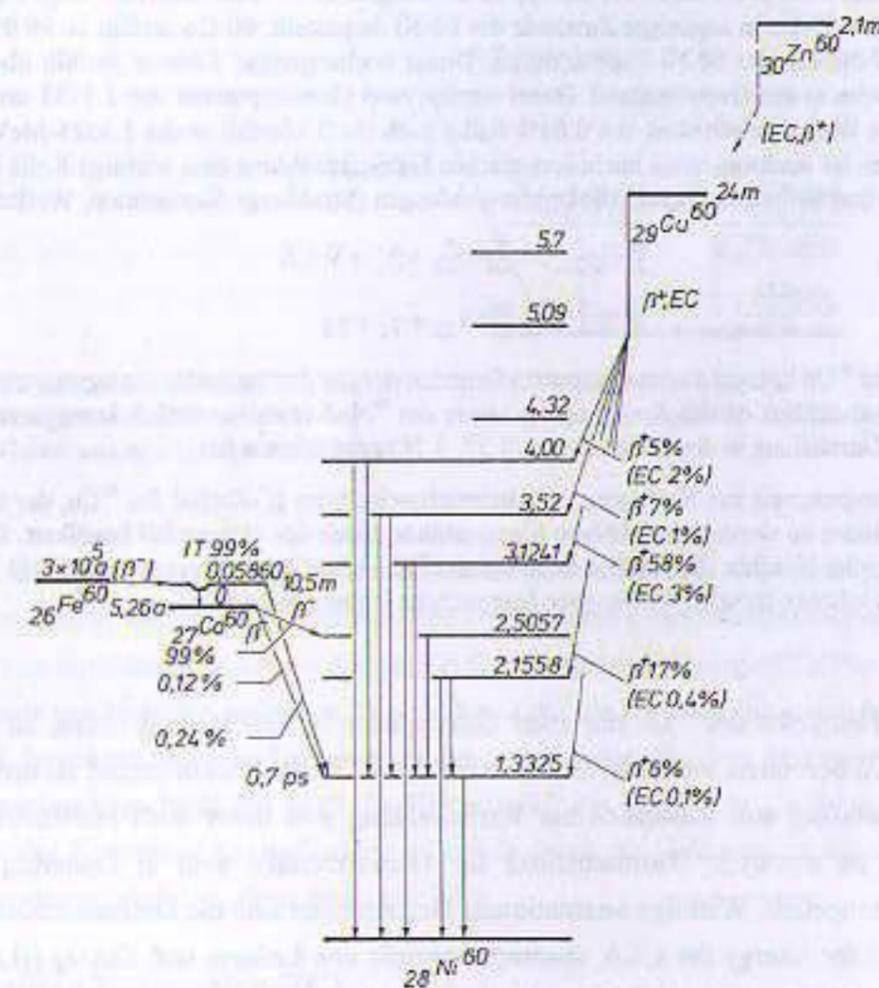


Fig. 3.12: Termschema des stabilen Nuklides Nickel-60 und Zerfall der dazugehörigen isobaren Kerne Co-60, Zn-60, Fe-60 und Cu-60 (vereinfacht nach Lederer). Es sind zwei Zerfallsarten dargestellt:  $\beta^-$ -Zerfälle von Zn und Cu und  $\beta^-$ -Zerfälle des Fe-60 und Co-60. Die Prozentzahlen geben die relativen Zerfallshäufigkeiten an. Außerdem sind die gerundeten Halbwertszeiten und die Energien der angeregten Niveaus in MeV über dem jeweiligen Grundzustand angegeben. IT: isomere Übergang (isomeric transition) innerhalb des Co-60. Die Halbwertszeiten umfassen den Zeitbereich von  $1,5 \cdot 10^6$  Jahren (Fe-60) bis zu den nahezu prompten Gammaübergängen von weniger als 1 ps (1,33 MeV-Niveau des Ni-60). Alle Übergänge ohne Angabe einer Halbwertszeit zerfallen prompt, also mit bisher nicht nachweisbarer Verzögerung. Für das Co-60 sind im Energiebereich bis etwa 4 MeV über 70 Anregungszustände bekannt, für das Ni-60 über 50 Niveaus bis zur Anregungsenergie von 5 MeV.

sich lediglich in einer Verminderung der Nuklidenergie und somit der entsprechenden Kernmasse. Bei radioaktiven Zerfällen mit Teilchenemission werden sehr oft nicht die Grundzustände, sondern angeregte Zustände des Tochternuklides erreicht. Die angeregten Zustände können einfachen Einzelneutronenanregungen oder kollektiven Zuständen des Kernes entsprechen. Während in der Atomhülle einfacher isolierter Atome sehr klare Regeln für die Energien der Elektronenübergänge existieren (s. Abschnitt 2.1), gibt es für nukleare Übergänge wegen der Vielgestalt der möglichen Anregungszustände keine einfachen Beziehungen. Entsprechend komplex können die Gamma-Zerfallschemata sein (s. Fig. 3.12).

**Beispiel 4: Gammazerfall des Nickel-60.** Ein typisches Beispiel eines Gammazerfalls zeigt Fig. (3.12). Dort ist der  $\beta^-$ -Zerfall des  $^{60}\text{Co}$  in angeregte Zustände des  $^{60}\text{Ni}$  dargestellt.  $^{60}\text{Co}$  zerfällt zu 99,9% in das angeregte 2,5057-MeV-Niveau des  $^{60}\text{Ni}$ -Tochterkernes. Dieser hochangeregte 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  $\beta^-$ -Zerfall in das 1,3325-MeV-Niveau statt.  $^{60}\text{Co}$  spielt wegen der nachfolgenden hochenergetischen Gammastrahlung eine wichtige Rolle in der Medizin (Strahlentherapie) und bei technischen Radiologieanwendungen (Strahlungs-Sterilisation, Werkstoffprüfung).



Beim  $\beta^-$ -Zerfall des  $^{60}\text{Co}$  können aus energetischen Gründen nur die drei untersten Anregungszustände des  $^{60}\text{Ni}$  erreicht werden. Tatsächlich ist das Anregungsspektrum des  $^{60}\text{Ni}$ -Kernes wesentlich komplizierter, als es aus der vereinfachten Darstellung in den Gleichungen (3.27, 3.28) anzunehmen ist.

Steht mehr Anregungsenergie zur Verfügung, wie beispielsweise beim  $\beta^+$ -Zerfall des  $^{60}\text{Cu}$ , der in den gleichen Tochterkern stattfindet, so werden auch höhere Kernzustände durch den Betazerfall bevölkert. Das vollständige Zerfallsschema aller Nuklide, die letztlich beim Nuklid  $^{60}\text{Ni}$  enden, ist im Termschema (3.12) aufgezeichnet, das im übrigen ein schönes Beispiel für die oben besprochene Isobarenparabel ist.

Während beim Betazerfall des  $^{60}\text{Co}$  nur zwei Gammalinien in Erscheinung treten, ist das Zerfallsspektrum des  $^{60}\text{Cu}$  besonders vielfältig. Beim Zerfall des  $^{60}\text{Cu}$  tritt konkurrierend zu den  $\beta^+$ -Zerfällen auch Elektroneneinfang auf. Zusätzlich zur Kernstrahlung sind daher auch Hüllenstrahlungen des Tochternuklides zu erwarten. Termschemata für Gammazerfälle sind in Gammaskopie-Atlanten zusammengefaßt. Wichtige internationale Datenquellen sind die Datensammlung des National Departments for Energy der USA, zusammengestellt von Lederer und Shirley ([Lederer]), und die Atomic Data and Nuclear Data Tables ([Nuclear Data Tables]).

**Beispiel 5: Gammazerfall des Barium-137.** Ein weiterer für Medizin und Technik bedeutsamer Gammazerfall findet sich nach dem  $\beta^-$ -Zerfall des  $^{137}\text{Cs}$  (Fig. 3.13).  $^{137}\text{Cs}$  ist ein künstlich durch Atomkernspaltung erzeugtes Nuklid mit einer Halbwertszeit von 30,17 a. Es zerfällt über einen  $\beta^-$ -Zerfall zu 5,6% in den Grundzustand und zu 94,4% in einen angeregten Zustand des  $^{137}\text{Ba}$ . Die zugehörigen maximalen Betaenergien betragen 1,18 MeV und 0,51 MeV.



Das angeregte Bariumniveau ist ebenfalls wieder metastabil. Seine Halbwertszeit beträgt 2,55 min. Die emittierte Gammastrahlung hat eine Energie von 662 keV. Weil sie die einzige vom Tochternuklid emittierte Gammalinie ist, wird  $^{137}\text{Cs}$  gerne als Kalibrierpräparat für Gammaskopie benutzt. Da  $^{137}\text{Cs}$  bei der Kernspaltung in Kernreaktoren oder Atomwaffen entsteht und eine vergleichsweise lange Lebensdauer hat, ist es eines der Leitchuklide 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  $^{137}\text{Cs}$  kontaminiert.

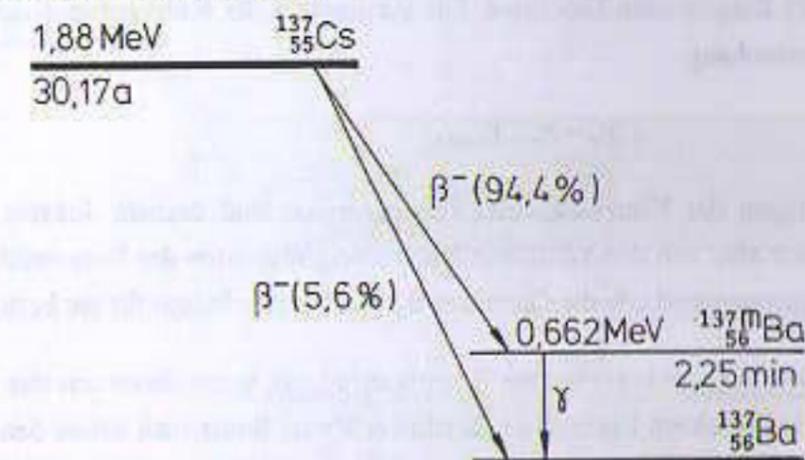


Fig. 3.13: Zerfallsschema des Cs-137. Die Halbwertszeit des Betazerfalls beträgt 30,17 a, die Zerfallsenergien sind 1,18 und 0,51 MeV. Die Halbwertszeit des Ba-137m-Zerfalls ist 2,55 min. Die Gammaenergie beträgt 0,662 MeV.

**Metastabile**, also isomere angeregte Kernzustände treten immer dann auf, wenn das angeregte Nuklid beim Übergang in niedrigere Energiezustände komplizierte Umordnungsprozesse seiner Nukleonkonfiguration durchlaufen muß und die zur Verfügung stehende Energiedifferenz im Vergleich zur Bindungsenergie des Nuklides gering ist. Die mittlere Zeit, die für diese Neuordnung der Nukleonen benötigt wird, bestimmt dann die Lebensdauer der metastabilen Niveaus. Bei vielen technisch oder medizinisch verwendeten Nukliden spielt die Halbwertszeit der angeregten Zustände allerdings kaum eine Rolle, da der Zeitverlauf des radioaktiven Zerfalls durch die Halbwertszeit des langlebigen Mutternuklides dominiert wird (vgl. dazu Abschnitt 3.2).

### 3.1.6 Die Innere Konversion (IC)

Sind die Wahrscheinlichkeiten für Gammazerfälle angeregter Kernzustände wegen komplizierter Nukleonkonfigurationen 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. Diese inneren Elektronen haben dann eine endliche Aufenthaltswahrscheinlich-

keit 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:

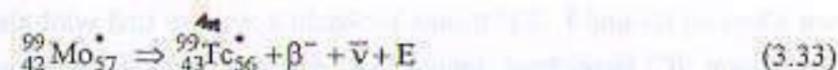
$$E_e = E_\gamma - E_{\text{bind},e} \quad (3.31)$$

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 Gammazerfälle 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  $\alpha$**  bezeichnet. Experimentell wird dieser als Verhältnis der Anzahl der pro Zeitintervall emittierten Konversionselektronen  $N_e$  und der Zahl der Gammaquanten  $N_\gamma$  bestimmt. Er wird getrennt für die verschiedenen Elektronenschalen angegeben und erhält zur Kennzeichnung als Index die jeweilige Schalenkennung ( $\alpha_K, \alpha_L, \dots$ ). Konversionskoeffizienten sind unter anderem in [Lederer] als Funktion der Gammaenergie und der Ordnungszahl tabelliert.

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma} \quad (3.32)$$

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  $^{99}\text{Mo}$  (Fig. 3.14), dessen Tochternuklid  $^{99}\text{Tc}$  eine wichtige Rolle in der nuklearmedizinischen Diagnostik spielt. Es wird dort als sogenannter **Technetium-Generator** zur Gewinnung des metastabilen gammastrahlenden  $^{99\text{m}}\text{Tc}$  verwendet (s. Beispiel 10 in Abschn. 3.2).



Die Halbwertszeit 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 Kernort 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 Halbwertszeit des metastabilen Zustandes nicht erklären.

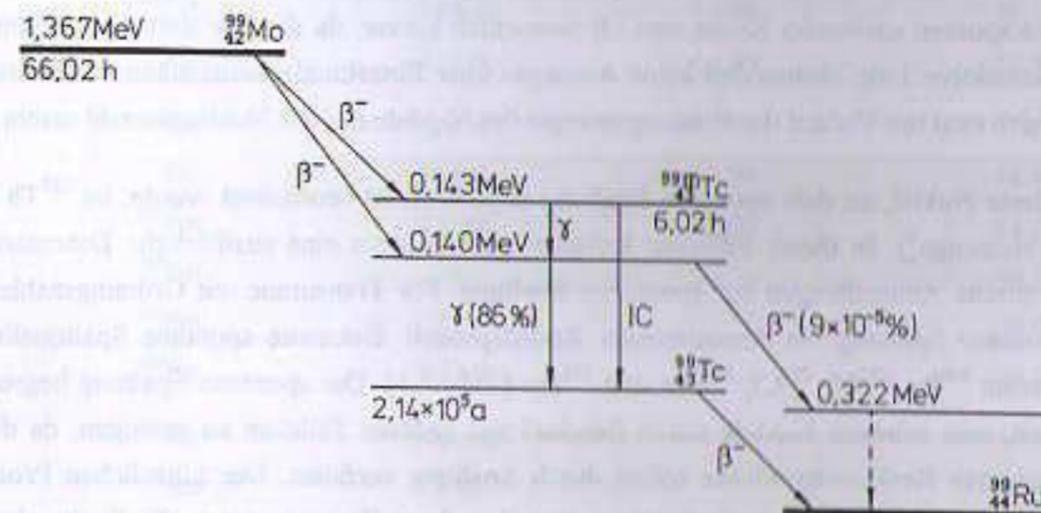


Fig. 3.14: Vereinfachtes Zerfallsschema des Molybdän-99. Es zerfällt mit 66,02 h Halbwertszeit in angeregte Zustände des Technetium-99. Die Betaübergänge bevölkern zu etwa 14% den Grundzustand des  $^{99}\text{Tc}$  und zu ca. 86% den metastabilen Zustand  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ . Dieser hat eine Anregungsenergie von 143 keV und zerfällt über einen Zwischenzustand durch Gammaemission und Innere Konversion mit einer Halbwertszeit von 6,02 h in den instabilen Grundzustand des  $^{99}\text{Tc}$  (Halbwertszeit 214000 a,  $\beta^-$ -Zerfall in Ruthenium-99).

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.

### 3.1.7 Spontane Kernspaltung, Neutronen- und 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 Tropfenmodells unter bestimmten Annahmen (wie symmetrische Spaltung, kleine Deformationen) in Form des sogenannten **Spaltparameters  $s$** .

$$s = \frac{Z^2}{A} \quad (3.35)$$

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, um so kürzer ist die Halbwertszeit des Zerfalls. Für  $s = 37$  liegen die aus dem Tröpfchenmodell abgeschätzten Halbwertszeiten 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  $^{232}\text{Th}$  ([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  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{254}\text{Cf}$ ,  $^{244}\text{Cm}$  und  $^{256}\text{Fm}$  (Tab. 3.1). Die spontane Spaltung begrenzt die Möglichkeit, 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 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.

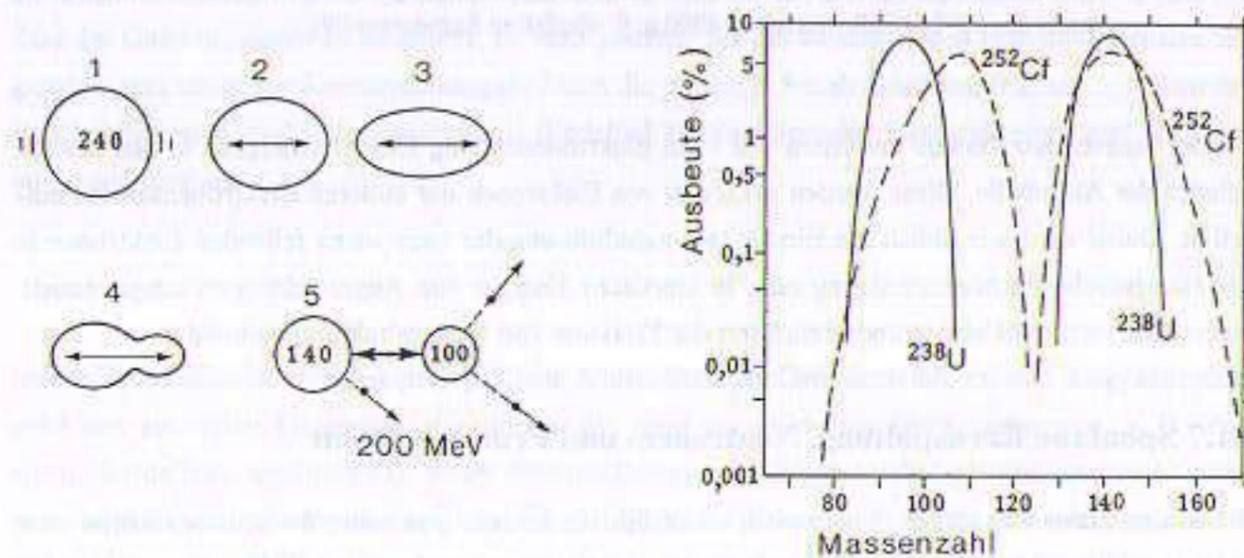


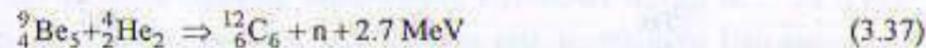
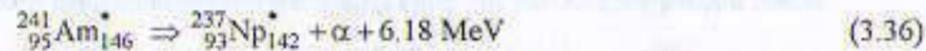
Fig. 3.15: Links: Spontaner Spaltprozeß an einem schweren Atomkern. Durch Instabilität in der Deformation schnürt der Atomkern ab. Sobald sich die Einschnürung verstärkt, kommt es zur Coulombabstoßung der beiden Fragmente. Dadurch deformiert der Kern noch mehr und spaltet. Nach dem Tröpfchenmodell werden 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  $^{238}\text{U}$  und  $^{252}\text{Cf}$ . Die Massen der Spaltfragmente sind asymmetrisch verteilt, das mittlere Massenverhältnis beträgt etwa 2:3.

| Nuklid              | Halbwertszeit      | Ordnungszahl Z | Spaltparameter s |
|---------------------|--------------------|----------------|------------------|
| $^{240}\text{Pu}$   | $6.6 \cdot 10^7$ a | 94             | 36.8             |
| $^{244}\text{Cm}$   | 18.11 a            | 96             | 37.8             |
| $^{248}\text{Cm}$   | $3.5 \cdot 10^5$ a | 99             | 37.2             |
| $^{250}\text{Cm}$   | $1.1 \cdot 10^4$ a | 99             | 36.9             |
| $^{252}\text{Cf}^*$ | 2.64 a             | 98             | 38.1             |
| $^{254}\text{Cf}$   | 60.5 d             | 99             | 37.8             |
| $^{256}\text{Cf}$   | 12 min             | 99             | 37.5             |
| $^{255}\text{Es}$   | 38.3 d             | 99             | 38.4             |
| $^{242}\text{Fm}$   | 0.8 ms             | 100            | 41.3             |
| $^{248}\text{Fm}$   | 36s                |                | 40.3             |
| $^{254}\text{Fm}$   | 3.24 h             |                | 39.4             |
| $^{256}\text{Fm}$   | 2.63 h             |                | 39.1             |
| $^{257}\text{Fm}$   | 100.5 d            |                | 38.9             |
| $^{258}\text{Fm}$   | 0.4 ms             |                | 38.8             |
| $^{259}\text{Fm}$   | 1.5 s              |                | 38.6             |
| $^{259}\text{Md}$   | 1.6 h              | 101            | 39.4             |
| $^{250}\text{No}$   | 0.25 ms            | 102            | 41.6             |
| $^{252}\text{No}$   | 2.3 s              | 99             | 41.3             |
| $^{258}\text{No}$   | 1.2 ms             | 99             | 40.3             |
| $^{253}\text{Ku}$   | 1.8 s              | 104            | 42.8             |
| $^{254}\text{Ku}$   | 0.5 ms             |                | 42.6             |
| $^{256}\text{Ku}$   | 11 ms              |                | 41.9             |
| $^{257}\text{Ha}$   | 5s                 | 105            | 42.9             |

Tab. 3.1: Daten einiger aus dem Grundzustand spontan spaltender künstlicher Nuklide (nach [Lederer]). (\*): Nutzung als med. Neutronenquelle. (Pu: Plutonium, Cm: Curium, Cf: Californium, Es: Einsteinium, Fm: Fermium, Md: Mendelevium, No: Nobelium, Ku: Kurchatovium, Ha: Hahnium).

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 Mutterkernes einen erheblichen Neutronenüberschuß aufweisen. Bei jedem Spaltakt eines Aktinidenkernes 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  $^{252}\text{Cf}$  (Daten s. Tab. 3.1).

Andere Neutronenquellen benutzen die Alphateilchen aus  $\alpha$ -aktiven schweren Nukliden als Geschossteilchen. Mit den  $\alpha$ -Partikeln werden Fusionsreaktionen an leichten Targetkernen ausgelöst, die dann ihrerseits aus angeregten Zuständen Neutronen emittieren. Das bekannteste Beispiel ist die  $^{241}\text{Am}$ -Be( $\alpha$ ,n)-Quelle, die einfacher auch als **Americium-Beryllium-Quelle** bezeichnet wird. Das  $\alpha$ -aktive Nuklid  $^{241}\text{Am}$  zerfällt mit einer Halbwertszeit von 433 a in das langlebige  $^{237}\text{Np}$ , das ebenfalls  $\alpha$ -aktiv ist und mit einer Halbwertszeit von 2.106 a zerfällt. Die Alphateilchen werden auf ein Be-Target geschossen. Dabei entstehen ein  $^{12}\text{C}$ -Kern und ein freies Neutron mit einer mittleren Bewegungsenergie von 2.7 MeV. Americium-Beryllium-Quellen sind also eigentlich keine spontanen Neutronenemitter, sie erzeugen die Neutronen statt dessen über eine induzierte Kernreaktion.



Eine ausführliche Darstellung medizinisch genutzter Neutronenquellen findet sich in [Krieger Bd2].

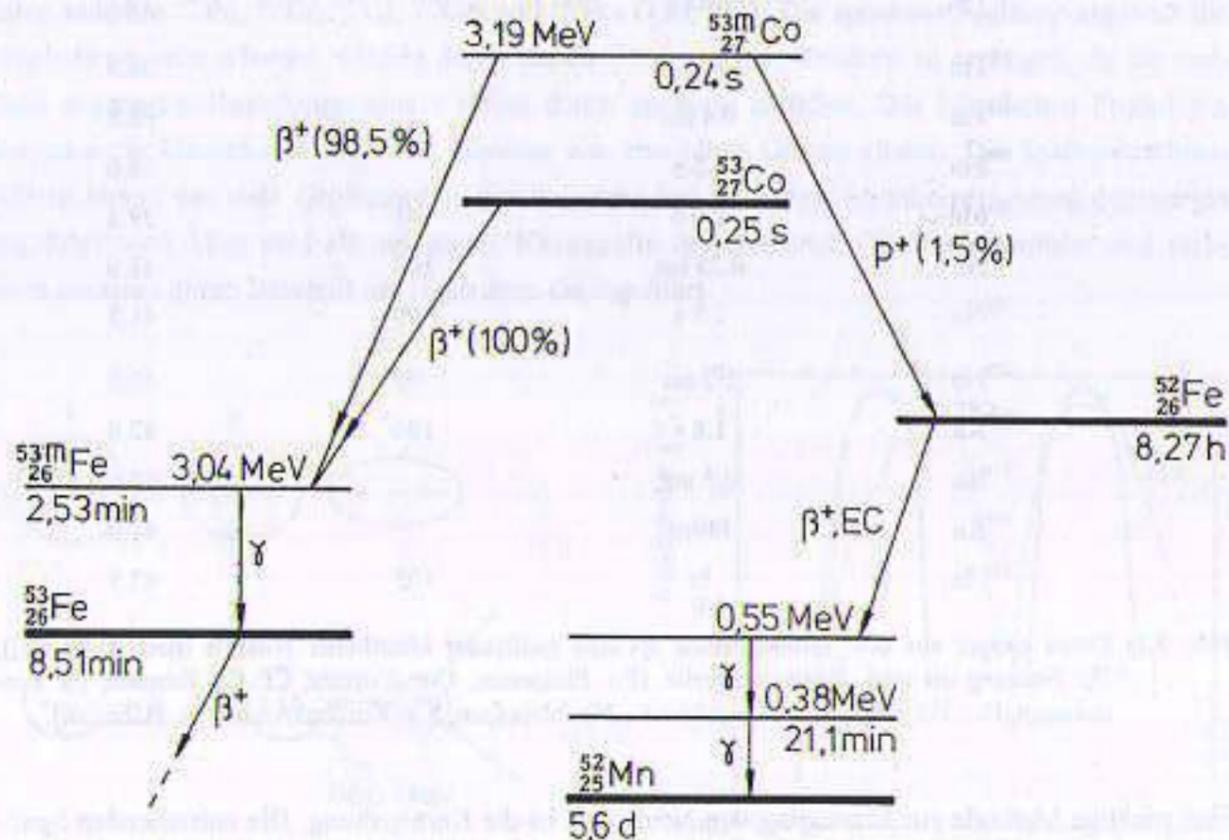


Fig. 3.16: Zerfallsschema des Positronen- und Protonenstrahlers Co-53. Der instabile Grundzustand des Co-53 zerfällt zu 100%, der metastabile Anregungszustand Co-53m zu 98,5% über einen  $\beta^+$ -Zerfall in den instabilen Grundzustand des Fe-53 (Halbwertszeit 8,51 min). Daneben besteht mit 1,5% eine kleine Wahrscheinlichkeit für den metastabilen Co-53m-Zustand, über Protonenemission in Fe-52 zu zerfallen. Die Halbwertszeit der Co-53-Zustände beträgt jeweils 0,25s.  $^{52}\text{Fe}$  ist ebenfalls instabil (Halbwertszeit: 8,27 h) und zerfällt über  $\beta^+$ -Zerfall und Elektroneneinfang in angeregte Zustände des instabilen  $^{52}\text{Mn}$  (Halbwertszeit 5,59 d). In Abweichung von den üblichen Regeln (s. Fig. 3.3) ist der Protonenzerfall in diesem Zerfallsschema aus Darstellungsgründen nach rechts statt nach links gezeichnet.

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 Stabilitätsales statt. Sie spielen deshalb in der Technik oder der Medizin keine Rolle. Ein Beispiel für einen der seltenen spontanen Protonenzerfälle ist das hauptsächlich  $\beta^+$ -aktive Nuklid  $^{53}\text{Co}$ . Es besitzt 3,19 MeV oberhalb seines instabilen Grundzustandes einen angeregten isomeren Zustand. Dieser zerfällt mit einer Halbwertszeit von 0,240 s überwiegend über einen  $\beta^+$ -Zerfall in den Grundzustand des  $^{53}\text{Fe}$ . Mit einer kleinen Wahrscheinlichkeit kann der metastabile Zustand aber auch unter Protonenemission in das Nuklid  $^{52}\text{Fe}$  zerfallen.

#### Zusammenfassung:

- Zur Minimierung ihrer Gesamtenergie unterliegen Nuklide radioaktiven Zerfällen.
- Man unterscheidet die nichtisobaren 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 nichtisobare Zerfall ist der Alphazerfall.
- Isobare Zerfälle sind die Betaminus- und die Betaplusumwandlung bzw. ihr Konkurrenzprozeß, der Elektroneneinfang.
- Radionuklide können außerdem durch elektromagnetische Übergänge angeregter Zustände Energie abgeben. Dieser elektromagnetische "Zerfall" heißt Gammazerfall. Sein Konkurrenzprozeß ist die Innere Konversion.
- Seltenerer Zerfallsarten sind die spontane Spaltung, die Neutronen- oder die Protonenemission.
- In seltenen Fällen kommt es bei uu-Kernen mit geringem Energieüberschuß zum sogenannten doppelten Betazerfall, bei dem zwei Betaminus-Teilchen simultan emittiert werden.

## 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.

$$A = \langle dN / dt \rangle \quad (3.38)$$

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

$$1 \text{ Becquerel} = 1 \text{ Bq} = 1 \text{ s}^{-1} \quad (3.39)$$

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 Nuklides, 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 Radionuklides  $^{226}\text{Ra}$  (zu den Zerfallsdaten s. Abschnitt 3.1)<sup>9</sup>. Sie wurde zu Ehren von Marie Curie<sup>10</sup>, der Entdeckerin des Radiums, 1 Curie genannt. Der Umrechnungsfaktor Curie-Becquerel wurde später gesetzlich festgelegt. Die Verwendung der Einheit Curie ist seit 1986 nicht mehr zulässig. Die Umrechnung ist:

$$1 \text{ Curie} = 1 \text{ Ci} = 3.70 \cdot 10^{10} \text{ Bq} = 37 \text{ GBq} \quad (3.40)$$

<sup>9</sup> Nach heutiger Kenntnis hat 1 g  $^{226}\text{Ra}$  die Aktivität von  $0.989 \text{ Curie} = 3.66 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$ .

<sup>10</sup> Marie Curie, geb. Skłodowska (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".

**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 isotonen 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  $\lambda$  (s. Abschnitt 3.2.2) berechnet werden.

$$a = \frac{A}{m} = \frac{\lambda \cdot N}{m} = \frac{\lambda \cdot m \cdot N_A}{m \cdot M} = \lambda \cdot \frac{N_A}{M} \quad (3.41)$$

Die Avogadrozahl ist hier (in Abweichung zur Fußnote 21 in Abschnitt 2.2) mit  $N_A$  bezeichnet, um Verwechslungen mit dem Zeichen  $A$  für die Aktivität zu vermeiden. 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, so wird als spezifische Aktivität dieses Gemisches der Quotient aus Aktivität und Gesamtmasse bezeichnet.

$$A_{\text{tot}} = \frac{A}{m_{\text{tot}}} \quad (3.42)$$

Beträgt der relative (prozentuale) Gehalt an radioaktiven Nukliden in der Probe  $p$ , so erhält man die spezifische Aktivität in Analogie zu Gl. (3.41) durch:

$$A_{\text{tot}} = \frac{A}{m_{\text{tot}}} = \lambda \cdot p \cdot \frac{N_A}{M} \quad (3.43)$$

| Radionuklid        | $T_{1/2}$ (a)      | $\lambda$ ( $s^{-1}$ ) | Häufigkeit $p$ (%) | Spez. Aktivität (Bq/g) |
|--------------------|--------------------|------------------------|--------------------|------------------------|
| $^{40}\text{K}$    | $1.28 \cdot 10^9$  | $1.716 \cdot 10^{-17}$ | 0.0118             | 31.2                   |
| $^{232}\text{Th}$  | $14.1 \cdot 10^9$  | $0.156 \cdot 10^{-17}$ | 100                | 4043                   |
| $^{235}\text{U}$   | $0.704 \cdot 10^9$ | $3.120 \cdot 10^{-17}$ | 0.72               | 576                    |
| $^{235}\text{U}^*$ | $0.704 \cdot 10^9$ | $3.120 \cdot 10^{-17}$ | 100*               | 8995*                  |
| $^{238}\text{U}$   | $4.47 \cdot 10^9$  | $0.491 \cdot 10^{-17}$ | 99.27              | 12342                  |

Tab. 3.2: Zerfallsdaten einiger natürlicher Radionuklide. Die relativen Häufigkeiten  $p$  entsprechen natürlichen Nuklidzusammensetzungen. Die spezifischen Aktivitäten sind nach Gl. (3.43) berechnet (s. Beispiel 6). (\*): spez. Aktivität reinen  $^{235}\text{U}$  (weitere Daten in Abschnitt (3.3)).

**Beispiel 6: Berechnung der spezifischen Aktivität des natürlichen Radionuklides Kalium-40.** Es kommt mit einer relativen Häufigkeit von  $0.0118\% = 0.000118 = 1.18 \cdot 10^{-4}$  in der Natur vor. Die Zerfallskonstante  $\lambda$  berechnet man aus der Halbwertszeit  $T_{1/2}$  (nach Gl. 3.51) zu  $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$ . Die Halbwertszeit des  $^{40}\text{K}$  beträgt  $T_{1/2} = 1.28 \cdot 10^9$  a. Da  $1 \text{ a} = 31.5576 \cdot 10^6 \text{ s}$  gilt, erhält man für  $\lambda$  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:  $a(\text{tot}) = 1,72 \cdot 10^{17} \cdot 1,18 \cdot 10^{-4} \cdot 6,022 \cdot 10^{23} / 0,0391 \text{ Bq/kg} = 31207 \text{ Bq/kg} = 31,2 \text{ Bq/g}$ . In jedem Gramm natürlichen Kaliums finden pro Sekunde also 31,2  $^{40}\text{K}$ -Zerfälle statt. Der menschliche Körper enthält im Mittel etwa 2,0 g Kalium pro kg Körpermasse (vgl. Tab. 11.4). Für einen 70-kg-Menschen bedeutet das 140 g Kalium im Ganzkörper. Der erwachsene männliche Standardmensch ist deshalb ein lebenslanger radioaktiver Strahler mit einer Kalium-Aktivität von  $\approx 4400 \text{ Bq}$ .

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

$$c_A = \frac{A}{V} \quad (3.44)$$

**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  $dN_{\text{ex}}$  und diesem Zeitintervall  $dt$ . Die Quellstärke ( $dN/dt$ ) wird auch als **Präparatstärke** oder Emissionsrate bezeichnet. Ihre Einheit ist die reziproke Sekunde ( $\text{s}^{-1}$ ). 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, z. B. bei hoher Strahlungsquantenenergie oder punktförmigen Präparaten und der Emission nur eines Strahlungsquantens 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 Kernes 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**  $\lambda$ . Die Zerfallswahrscheinlichkeiten sind für ein bestimmtes Nuklid physikalisch wohl definierte und fast spezifische Größen und

durch äußere Einflüsse nicht zu verändern<sup>11</sup>. 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 um so 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 Zerfallswahrscheinlichkeit  $\lambda$ . Man erhält also:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda \cdot N \quad (3.45)$$

Dies ist die differentielle Form des Zerfallsgesetzes. Die **Zerfallskonstante**  $\lambda$  ist die mittlere relative Zerfallsrate der betrachteten radioaktiven Zerfallsart. Sie hat die Einheit einer reziproken Zeit ( $\text{s}^{-1}$ ,  $\text{min}^{-1}$ ,  $\text{h}^{-1}$ ,  $\text{a}^{-1}$ , 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.

$$\frac{dN}{N \cdot dt} = -\lambda = \text{const} \quad (3.46)$$

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

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (3.47)$$

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 entgegengesetzte Vorzeichen.

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N \quad (3.48)$$

Das Zeitgesetz der Aktivität erhält man durch Multiplikation von Gleichung (3.47) mit der Zerfallskonstanten  $\lambda$ . Da das Produkt  $\lambda \cdot N$  gerade die Aktivität  $A$  und  $\lambda \cdot N_0$  gleich der Anfangsaktivität  $A_0$  ist, erhält man:

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (3.49)$$

<sup>11</sup> 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 spielt die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen am Kernort einen gewissen Einfluß auf die Einfangs- bzw. Konversionswahrscheinlichkeit. Dies führt zu einer von der "chemischen" Umgebung des Kernes geringfügig abhängigen Lebensdauer (vgl. auch die Ausführungen zum  $^{99}\text{Tc}$ -Zerfall in Kap. 3.1.6). Die Spezifität experimentell ermittelter Halbwertszeiten für bestimmte Radionuklide hängt von der Genauigkeit bei ihrer Bestimmung ab.

Die Zahl  $e$  ist die Basis der natürlichen Logarithmen<sup>12</sup>. Aktivität  $A$  und Anzahl der aktiven Mutterkerne  $N$  zeigen also die gleiche zeitliche Abhängigkeit. Durch beidseitiges Logarithmieren der Gleichungen (3.47) und (3.49) erhält man, da der natürliche Logarithmus und die Exponentialfunktion Umkehrfunktionen sind, linearisierte Darstellungen, die vor allem für grafische Auswertungen vorteilhaft sind (Fig. 3.17).

$$\ln\left(\frac{N(t)}{N_0}\right) = -\lambda \cdot t \quad \text{und} \quad \ln\left(\frac{A(t)}{A_0}\right) = -\lambda \cdot t \quad (3.50)$$

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 **Halbwertszeit**  $T_{1/2}$  des radioaktiven Zerfalls. Zur Unterscheidung von anderen Halbwertszeitdefinitionen (z. B. in der Strahlenbiologie oder der Physiologie) wird sie genauer auch als **physikalische Halbwertszeit** bezeichnet. Der Zusammenhang von Halbwertszeit und Zerfallskonstante  $\lambda$  ergibt sich aus Gleichung (3.49)<sup>13</sup>.

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (3.51)$$

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

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} \quad (3.52)$$

Setzt man in Gl. (3.49) die mittlere Lebensdauer  $\tau$  ein, so erhält man (wegen  $e^{(-\tau \cdot \lambda)} = e^{(-\lambda/\lambda)} = e^{-1} = 1/e \approx 0.37$ ) 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 folgende Überlegung. Kerne, die im Zeitintervall  $(t, t+dt)$  zerfallen, haben eine Lebensdauer von  $t$  Sekunden. Ihre Zahl ist nach Gleichung (3.45) 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  $t = \infty$ . Die Auswertung der Mittelungsintegrale liefert direkt die Beziehung (3.53).

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t \cdot dN(t)}{\int_0^{\infty} dN(t)} = \frac{\int_0^{\infty} t \cdot \lambda \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda t} \cdot dt}{\int_0^{\infty} -\lambda \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda t} \cdot dt} = \frac{1}{\lambda} \quad (3.53)$$

<sup>12</sup> Die Zahl  $e$  ist eine irrationale, d. h. nicht periodische Zahl und definiert als Grenzwert des Ausdrucks  $(1 + 1/x)^x$  für  $x \rightarrow \infty$ . Ihr Zahlenwert beträgt  $e = 2.718281828\dots$

<sup>13</sup> Zerfallskonstante und  $T_{1/2}$ : Einsetzen der Halbwertszeit in Gleichung (3.49) ergibt zusammen mit der Definition der Halbwertszeit:  $A(T_{1/2}) = 1/2 A_0 = A_0 \cdot \exp(-\lambda \cdot T_{1/2})$  bzw.  $1/2 = \exp(-\lambda \cdot T_{1/2})$ . Logarithmieren beider Seiten liefert  $\ln(1/2) = -\lambda \cdot T_{1/2}$  bzw.  $\ln 2 = \lambda \cdot T_{1/2}$ . Der natürliche Logarithmus von 2 hat den Wert  $\ln 2 = 0.69315 \approx 0.7$ .

Mit mittlerer Lebensdauer  $\tau$  und Halbwertszeit  $T_{1/2}$  kann man das Zeitgesetz der Radioaktivität für die Zahl der Restkerne  $N$  oder die Aktivität  $A$  auch folgendermaßen schreiben:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} = N_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2 t}{T_{1/2}}} \quad (3.54)$$

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} = A_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2 t}{T_{1/2}}} \quad (3.55)$$

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

$$e^{-\frac{\ln 2 t}{T_{1/2}}} = (e^{-\ln 2})^{\frac{t}{T_{1/2}}} \quad (3.56)$$

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

$$N(t) = \frac{N_0}{2^{\frac{t}{T_{1/2}}}} \quad \text{und} \quad A(t) = \frac{A_0}{2^{\frac{t}{T_{1/2}}}} \quad (3.57)$$

Diese Schreibweise des Zerfallsgesetzes ist besonders für grobe Abschätzungen der Restaktivität nützlich, wenn die Zeiten in Einheiten der Halbwertszeit gemessen werden. Beträgt die Zeit  $t$  gerade  $n$  Halbwertszeiten, so vereinfacht sich die rechte Seite in Gl. (3.57) zu:

$$A(n \cdot T_{1/2}) = \frac{A_0}{2^n} \quad (3.58)$$

| Zeit ( $n \cdot T_{1/2}$ ) | Aktivität ( $2^{-n}$ ) | prozentuale Restaktivität |
|----------------------------|------------------------|---------------------------|
| 0                          | 1                      | 100%                      |
| 1                          | 1/2                    | 50%                       |
| 2                          | 1/4                    | 25%                       |
| 3                          | 1/8                    | 12.5% $\approx$ 10%       |
| 4                          | 1/16                   | 6.25%                     |
| 5                          | 1/32                   | 3%                        |
| 6                          | 1/64                   | 1.5% $\approx$ 1%         |
| 7                          | 1/128                  | 0.7%                      |
| 8                          | 1/256                  | 0.4%                      |
| 9                          | 1/512                  | 0.2%                      |
| 10                         | 1/1024                 | 0.1% $\approx$ 1 Promille |

Tab. 3.3: Abnahme der Restaktivität mit der Anzahl  $n$  der Halbwertszeiten (nach Gl. 3.58). Näherungsweise gelten folgende Faustregeln: nach 3 Halbwertszeiten verbleiben 10%, nach 6 Halbwertszeiten 1% und nach 10 Halbwertszeiten 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. 3.17).

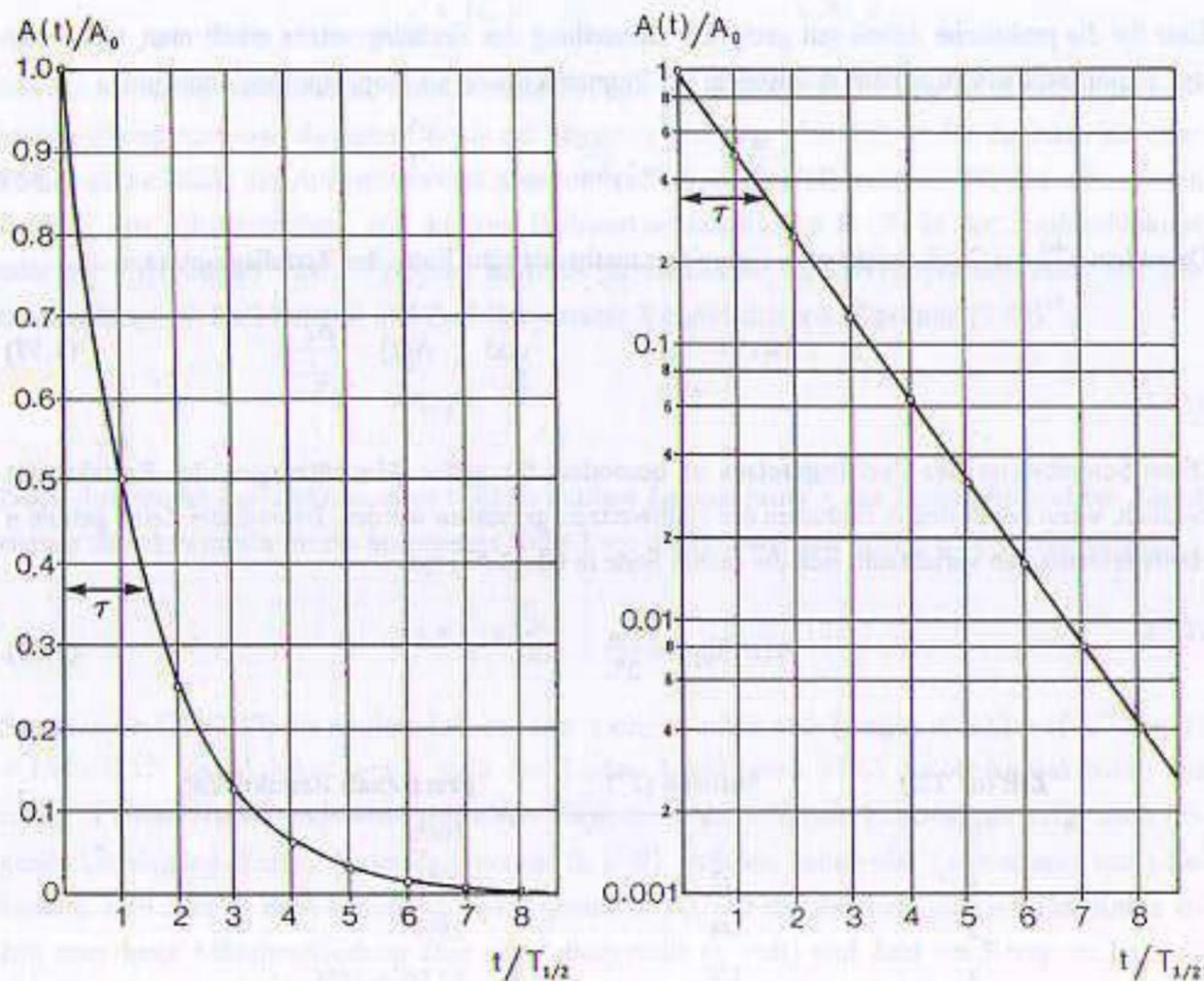


Fig. 3.17: Darstellung des exponentiellen Zeitgesetzes für den radioaktiven Zerfall als Funktion der Zeit in Einheiten der Halbwertzeit (nach Gl. 3.55). Links: doppeltlineare Darstellung, rechts: halblogarithmische Darstellung. Beide Kurven sind universell für beliebige Nuklide verwendbar, da die Zeiten in Einheiten der Halbwertzeit aufgetragen sind. Aktivitäten für Zwischenzeiten können grafisch interpoliert werden.

**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  $\lambda_{\text{tot}}$  ist dann gleich der Summe der  $n$  Einzelwahrscheinlichkeiten  $\lambda_i$ .

$$\lambda_{\text{tot}} = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \dots = \sum_{i=1}^n \lambda_i \quad (3.59)$$

Für die totale Halbwertzeit und die mittlere totale Lebensdauer ergibt diese Beziehung zusammen mit den Gleichungen (3.51) und (3.52):

$$\frac{1}{T_{1/2}^{\text{tot}}} = \frac{1}{(T_{1/2})_1} + \frac{1}{(T_{1/2})_2} + \frac{1}{(T_{1/2})_3} + \dots = \sum_{i=1}^n \frac{1}{(T_{1/2})_i} \quad (3.60)$$

$$\frac{1}{\tau_{\text{tot}}} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} + \dots = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\tau_i} \quad (3.61)$$

Partielle Halbwertzeiten und partielle mittlere Lebensdauern müssen also reziprok addiert werden, um die totale Halbwertzeit oder Lebensdauer zu erhalten. In Tabellen oder Nuklidkarten angeführte Zerfallsdaten beziehen sich immer auf die totale Zerfallswahrscheinlichkeit oder die Halbwertzeit. Bei der Berechnung der Restaktivität aus der Zerfallskonstanten oder Halbwertzeit ist es unerheblich, ob 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 Radionuklides sind Elektroneneinfang und  $\beta^+$ -Zerfall bzw.  $\alpha$ - und  $\beta^-$ -Zerfälle, die häufig bei schweren Kernen miteinander konkurrieren. Selbst konkurrierende  $\beta^+$ - und  $\beta^-$ -Zerfälle sind bei einigen Radionukliden zu beobachten. Solche konkurrierend zerfallenden Betastrahler erkennt man in der Nuklidkarte leicht an ihrer Farbenpracht. Kombinierte  $\beta^+$ - und  $\beta^-$ -Strahler sind gleichzeitig blau und rot gekennzeichnet (Beispiele:  $^{138}\text{Lanthan}$ ,  $^{112}\text{Indium}$ ,  $^{86}\text{Rubidium}$  usw.). Ein besonders "vielseitiges" Radionuklid ist  $^{242}\text{Americium}$ , das alternativ über Elektroneneinfang,  $\beta^+$ -Zerfall,  $\beta^-$ -Zerfall, Innere Konversion,  $\alpha$ -Zerfall und spontane Spaltung zerfallen kann.

**Beispiel 7: Zerfallswahrscheinlichkeiten des Jod-128.** Jod-128 zerfällt mit einer totalen Halbwertzeit von 25 min ( $\lambda_{\text{tot}} = 0.02773 \text{ min}^{-1}$ ) zu  $p(1) = 94\%$  über einen  $\beta^-$ -Zerfall in Xenon-128, zu  $p(2) = 0.003\%$  über  $\beta^+$ -Zerfall und zu  $p(3) = 6\%$  über Elektroneneinfang in Zustände des Tellur-128. Die partiellen Zerfallswahrscheinlichkeiten berechnet man aus  $\lambda(i) = p(i) \cdot \lambda_{\text{tot}}$ . Ihre Werte sind daher:  $\lambda(\beta^-) = 2.606 \cdot 10^{-2} \text{ min}^{-1}$ ,  $\lambda(\text{EC}) = 1.66 \cdot 10^{-3} \text{ min}^{-1}$  und  $\lambda(\beta^+) = 8.32 \cdot 10^{-5} \text{ min}^{-1}$ , die entsprechenden partiellen Halbwertzeiten betragen 26.598 min, 417.558 min und  $8.33 \cdot 10^6$  min.

**Beispiel 8: Partielle Zerfallswahrscheinlichkeiten für Wismut-212.** Wismut-212 zerfällt mit einer totalen Halbwertzeit von 60.6 min zu 36% über  $\alpha$ -Zerfall in Zustände des Thallium-208 und zu 64% über  $\beta^-$ -Zerfall in Zustände des Polonium-212. Die totale Zerfallswahrscheinlichkeit beträgt deshalb nach Gl. (3.59)  $\lambda_{\text{tot}} = 1.143 \cdot 10^{-2} \text{ min}^{-1}$ . Die partiellen Zerfallswahrscheinlichkeiten betragen  $\lambda(\alpha) = 0.412 \cdot 10^{-3} \text{ min}^{-1}$  und  $\lambda(\beta^-) = 0.732 \cdot 10^{-3} \text{ min}^{-1}$ . Die partiellen Lebensdauern sind nach Gl. (3.61)  $\tau(\alpha) = 242.85 \text{ min}$  und  $\tau(\beta^-) = 136.60 \text{ min}$ , die partiellen Halbwertzeiten nach Gl. (3.60)  $T_{1/2}(\alpha) = 168.33 \text{ min}$  und  $T_{1/2}(\beta^-) = 94.68 \text{ min}$ . Die Summe der Kehrwerte der partiellen Halbwertzeiten ist der Kehrwert der totalen Halbwertzeit. Wismut-212 ist ein Glied der natürlichen Thoriumzerfallsreihe (s. u.).

**Biologische Halbwertszeit:** Neben der physikalischen Halbwertszeit spielt in Biologie und Medizin auch die sogenannte **biologische Halbwertszeit** eine wichtige Rolle. Biologische Halbwertszeiten können immer dann angegeben werden, wenn die Ausscheidung oder Verstoffwechslung einer Substanz nach einer Exponentialfunktion stattfindet, 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 Nuklides 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 Halbwertszeiten physikalische und biologische Halbwertszeit angegeben werden. Die resultierende oder **effektive Halbwertszeit** wird wieder aus der reziproken Summe der partiellen Halbwertszeiten (s. Gl. 3.60) berechnet. Man erhält:

$$\frac{1}{T_{\text{eff}}} = \frac{1}{T_{\text{ph}}} + \frac{1}{T_{\text{biol}}} \quad \text{bzw.} \quad T_{\text{eff}} = \frac{T_{\text{ph}} \cdot T_{\text{biol}}}{T_{\text{ph}} + T_{\text{biol}}} \quad (3.62)$$

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

$$T_{\text{eff}} = \frac{T_{\text{ph}}}{2} = \frac{T_{\text{biol}}}{2} \quad (3.63)$$

**Beispiel 9: Effektive Halbwertszeit 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  $\beta^-$ -Strahler mit nachfolgender harter Gammastrahlung des Tochternuklides Xe-131.



Die physikalische Halbwertszeit 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 biologische Halbwertszeit von Schilddrüsenerkrankten für Jod-131 beträgt bei Überfunktionen typischerweise 24 Tage. Für die effektive Halbwertszeit ergibt Gl. (3.62) den Wert  $T(\text{eff}) = (1/8.06 + 1/24)^{-1} \text{ d} \approx 6 \text{ d}$ . Diese Halbwertszeit 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 Halbwertszeiten auf Werte um 4 Tage. Dies bedeutet nach Gleichung (3.63) biologische und physikalische Halbwertszeiten von je 8 Tagen.

### 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 Tochternuklides bzw. angeregten Zustandes im Tochternuklid berücksichtigt werden.

Nuklidmengen, Halbwertszeiten, Lebensdauern und Zerfallskonstanten der aufeinanderfolgenden 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. 3.66) 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 Halbwertszeit in das Tochternuklid zerfallen kann und sämtliche Tochtergenerationen ebenfalls nur eine einzige Zerfallsmöglichkeit in den unmittelbaren Nachfolger haben.

$$\begin{aligned} 0. \text{ Generation:} & \quad dN_0/dt = -\lambda_0 \cdot N_0 = -A_0 \\ 1. \text{ Generation:} & \quad dN_1/dt = +\lambda_0 \cdot N_0 - \lambda_1 \cdot N_1 \\ 2. \text{ Generation:} & \quad dN_2/dt = +\lambda_1 \cdot N_1 - \lambda_2 \cdot N_2 \\ & \quad \dots \\ n. \text{ Generation:} & \quad dN_n/dt = +\lambda_{n-1} \cdot N_{n-1} - \lambda_n \cdot N_n \end{aligned} \quad (3.66)$$

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, je nachdem ob mehr Kerne zerfallen oder 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) promptly, also ohne meßbare Lebensdauer, so bestimmt offensichtlich ausschließlich die Zerfallsrate des Mutternuklides ( $n = 0$ ) den radioaktiven Zerfall. In diesem Fall gilt das Zerfallsgesetz in der bisher beschriebenen einfachen Form. In allen anderen Fällen muß eine sogenannte **Aktivitätsanalyse** durchgeführt werden. Zur Lösung der Gleichungen (3.66) wählt man folgenden Lösungsansatz für die Nuklidzahlen:

$$\begin{aligned}
 0. \text{ Generation:} & \quad N_0(t) = K_{00} \cdot e^{-\lambda_0 t} \\
 1. \text{ Generation:} & \quad N_1(t) = K_{10} \cdot e^{-\lambda_0 t} + K_{11} \cdot e^{-\lambda_1 t} \\
 2. \text{ Generation:} & \quad N_2(t) = K_{20} \cdot e^{-\lambda_0 t} + K_{21} \cdot e^{-\lambda_1 t} + K_{22} \cdot e^{-\lambda_2 t} \\
 & \quad \dots \\
 n. \text{ Generation:} & \quad N_n(t) = K_{n0} \cdot e^{-\lambda_0 t} + K_{n1} \cdot e^{-\lambda_1 t} + \dots + K_{nn} \cdot e^{-\lambda_n t} \quad (3.67)
 \end{aligned}$$

Für die Konstanten  $K$  vor den Exponentialgliedern erhält man die folgende Rekursionsformel (3.68). Sie enthält die Anfangsbedingungen und die Verhältnisse von Zerfallskonstanten und ist nur für ungleiche Indizes ( $i \neq j$ ) definiert.

$$K_{ij} = K_{i-1j} \cdot \frac{\lambda_{i-1}}{\lambda_i - \lambda_j} \quad (\text{für } i \neq j) \quad (3.68)$$

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 Mutternuklides, 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:

$$N_0(t) = K_{00} \cdot e^{-\lambda_0 t} \quad (3.69)$$

$$N_1(t) = K_{10} \cdot e^{-\lambda_0 t} + K_{11} \cdot e^{-\lambda_1 t} \quad (3.70)$$

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 (3.69, 3.70) für  $t = 0$  den Wert 1 haben, erhält man für die beiden Konstanten  $K_{10}$  und  $K_{11}$  die Bilanz:

$$0 = K_{10} + K_{11} \quad \text{bzw.} \quad K_{10} = -K_{11} \quad (3.71)$$

Es ist also ausreichend, eine der beiden Konstanten, z. B. die Konstante  $K_{10}$ , mit Hilfe der Rekursionsformel zu berechnen. Die Rekursionsformel (3.68) 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 (3.69, 3.70) für den Zeitverlauf der Nuklidzahlen erhält man also nach Einsetzen der Konstanten und leichten Umformungen:

$$N_0(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda_0 t} \quad (3.72)$$

$$N_1(t) = N_0 \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda_1 - \lambda_0} \cdot (e^{-\lambda_0 t} - e^{-\lambda_1 t}) \quad (3.73)$$

Gleichung (3.72) ist die altbekannte Exponentialform für den radioaktiven Zerfall des Mutternuklides. Der Zeitverlauf für die Bevölkerung und den Zerfall der Tochterkerne wird dagegen durch eine mit den Zerfallskonstanten gewichtete Differenz zweier Exponentialfunktionen beschrieben (Gl. 3.73). Die Gleichungen (3.72) und (3.73) 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  $\lambda_i$  (s. Gleichung 3.48).

$$A_0(t) = \lambda_0 \cdot N_0(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda_0 t} \quad (3.74)$$

$$A_1(t) = \lambda_1 \cdot N_1(t) = \lambda_1 \cdot N_0 \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda_1 - \lambda_0} \cdot (e^{-\lambda_0 t} - e^{-\lambda_1 t}) \quad (3.75)$$

Gleichung (3.74) ist wieder die vertraute Formel für die Aktivität eines einzelnen mit der Zerfallskonstanten  $A_0$  zerfallenden Mutternuklides. Gleichung (3.75) enthält dagegen einen Bevölkerungsterm mit der Zerfallskonstanten des Mutternuklides und einen Zerfallsterm mit negativem Vorzeichen und der Zerfallskonstanten der Tochterkerne. Zur Vereinfachung des Gleichungssystems klammert man das erste Exponentialglied in Gl. (3.75) aus und stellt etwas um.

$$A_1(t) = \lambda_0 \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda_0 t} \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_0} \cdot (1 - e^{-(\lambda_1 - \lambda_0)t}) \quad (3.76)$$

Die ersten drei Faktoren in dieser Gleichung sind gerade die Aktivität  $A_0(t)$  (vgl. Gl. 3.74). So erhält man schließlich für die Aktivität des Tochternuklides:

$$A_1(t) = A_0(t) \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_0} \cdot (1 - e^{-(\lambda_1 - \lambda_0)t}) \quad (3.77)$$

Schon die Aktivitätsanalyse eines einfachen Zweinuklidensystems ist also recht umständlich und erfordert bereits eine ganze Serie mathematischer Umformungen. Zerfallsreihen mit mehreren radioaktiven Tochtergenerationen erfordern eine noch wesentlich kompliziertere Aktivitätsanalyse, insbeson-

dere, wenn neben den Hauptzerfallszweigen auch alternative Zerfallsmöglichkeiten mit unterschiedlichen partiellen Zerfallskonstanten bestehen.

**Beispiel 10: Aktivitätsverhältnisse am nuklearmedizinischen Technetiumgenerator.** In den Gleichungen (3.33) und (3.34) sowie Fig. (3.14) wurde der Betazerfall des Mo-99 ausführlich dargestellt. Seine Halbwertszeit beträgt 66,02 h. Das hier interessierende isomere Tochternuklid Tc-99m zerfällt über einem Gammazerfall mit der Halbwertszeit von 6,02 h in seinen extrem langlebigen Grundzustand (Halbwertszeit  $2,14 \cdot 10^5$  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  $\lambda(\text{Mo-99}) = \lambda_0 = 0,010499 \text{ h}^{-1}$  und  $\lambda(\text{Tc-99m}) = \lambda_1 = 0,115114 \text{ h}^{-1}$ . Die Differenz der Zerfallskonstanten beträgt demnach  $\lambda_1 - \lambda_0 = 0,104615 \text{ h}^{-1}$ . Der Zerfall des Mutternuklides  $^{99}\text{Mo}$  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

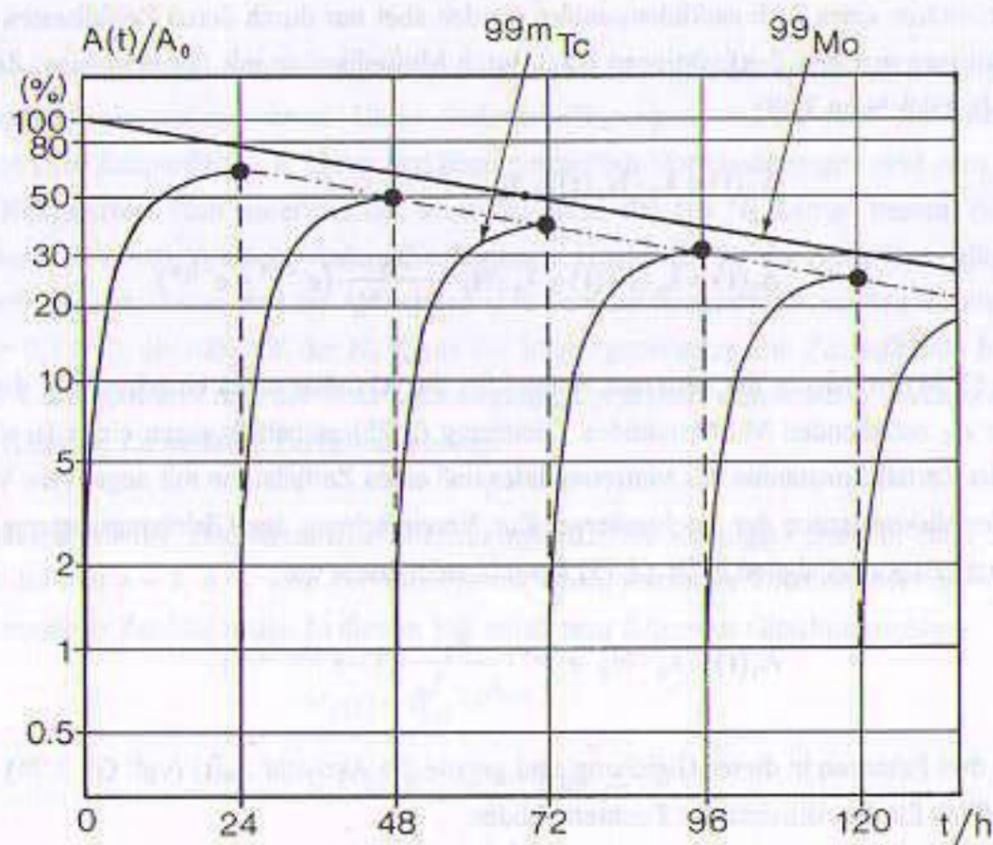


Fig. 3.18: Zeitlicher Aktivitätsverlauf von Mutternuklid Mo-99 und Tochternuklid Tc-99m am Technetiumgenerator. Am Generator wird alle 24 h, d. h. nach jeweils  $\frac{1}{4}$  Halbwertszeiten, eluiert. Dadurch nimmt die Tochteraktivität jeweils nach einem Tag auf Null ab und muß danach durch Bevölkung wieder neu aufgebaut werden. Die strichpunktierte Linie zeigt den Verlauf der Tc-99m-Aktivität, falls nicht eluiert wird. 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).

Zahlenwertgleichung für den Aktivitätsverlauf des Tochternuklides in diesem speziellen Fall lautet, falls alle Zeiten bzw. Zerfallskonstanten in h bzw.  $\text{h}^{-1}$  sowie der Wert des obigen Ausbeutefaktors von 0,86 eingesetzt werden, entsprechend Gl. (3.77):

$$A_1(t) = 0,9463 \cdot A_0 \cdot e^{-0,01054t} \cdot (1 - e^{-0,1051t}) \quad (3.78)$$

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 Halbwertszeiten ( $\approx 24 \text{ h} = 1 \text{ d}$ ) hat der Klammerausdruck bereits den Wert 0,92 erreicht. Die Aktivität des Tc-99m im Generator nimmt also ständig zu. Sie könnte ohne den Ausbeutefaktor von 86% sogar größer als die aktuelle Aktivität des Mutternuklides werden. Ist die Sättigung erreicht, führt weiteres Abwarten zu keiner weiteren Erhöhung der Bevölkerung des isomeren Zustandes mehr sondern zur Abnahme mit der Halbwertszeit des Mutternuklides  $^{99}\text{Mo}$ .

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

| 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 (3.78). 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).

**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.

$$dN_0(t)/dt = dN_1(t)/dt = dN_2(t)/dt = \dots = dN_n(t)/dt = 0 \quad (3.79)$$

$$A_0(t) = A_1(t) = A_2(t) = \dots = A_n(t) \quad (3.80)$$

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 Nuklides darf sich dabei kaum verändern, was bei ausreichend großer Halbwertszeit, d. h. bei sehr kleiner Zerfallskonstante auch näherungsweise gegeben ist (s. nachfolgendes Beispiel 11).

**Beispiel 11: Radioaktives Gleichgewicht beim Zerfall des  $^{137}\text{Cs}$ .**  $^{137}\text{Cs}$  zerfällt mit einer Halbwertszeit von 30,17 a zu 94,4% in einen isomeren angeregten Zustand des  $^{137}\text{Ba}$ , der wiederum mit einer Halbwertszeit von 2,55 min über Gammazerfall in den stabilen Grundzustand des  $^{137}\text{Ba}$  zerfällt (vgl. Beispiel 5 in Abschnitt 3.1.5). Barium und Cäsium zeigen ein 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  $\beta^-$ -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 angenehmen kurzen Halbwertszeit des isomeren Bariumzustandes lassen sich die Bevölkerung und das radioaktive Zeitgesetz bequem über mehrere Halbwertszeiten studieren.

Bei dem in den Figuren (3.19) und (3.20) 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 Halbwertszeiten des Tochterzustandes. Der von der Höhenstrahlung und der aus der Umweltaktivität verursachte Untergrund (der sogenannte Nulleffekt: je 8 Ereignisse in 10 s bei dem verwendeten Aufbau) wurde von allen Meßwerten abgezogen.

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  $\text{Cs-137}$  absorbiert.  $\text{Ba-137m}$  ist ein monoenergetischer Gammastrahler, so daß die nach der Abschirmung verbleibende Zählrate eindeutig dem Zerfall des metastabilen Bariumzustandes zugerechnet werden konnte. Zur Aktivitätsanalyse des  $\text{Cs-Ba-Zerfalls}$  beachtet man die lange Halbwertszeit des  $^{137}\text{Cs}$ -Zerfalls.

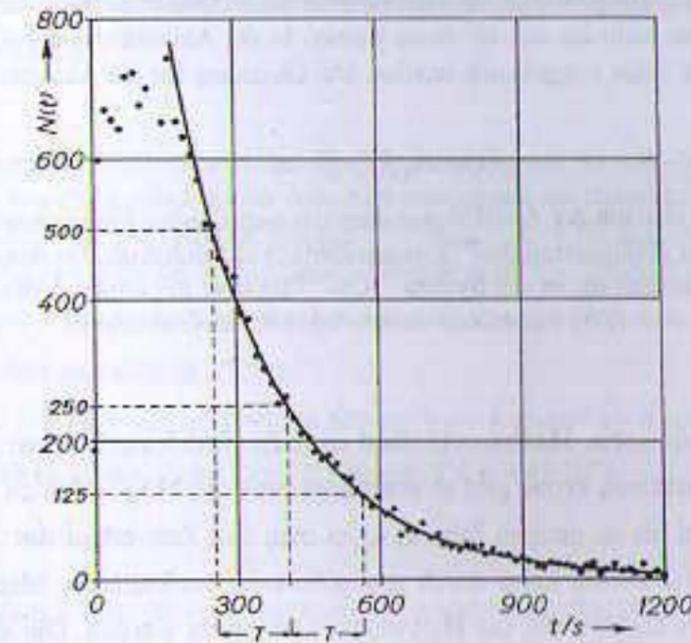


Fig. 3.19: Experimenteller Zeitverlauf der Aktivität des metastabilen Zustandes Ba-137m im Eluat in doppeltlinearer Auftragungsweise. Die Halbwertszeit ist im Diagramm mit T bezeichnet und hat den Literaturwert  $T = 153 \text{ s} = 2,55 \text{ min}$ . Die Meßwerte während der ersten 200 Sekunden sind durch den Präparationsablauf beeinflusst und deshalb für die Bestimmung der Halbwertszeit nicht verwendet worden. (Punkte: Meßwerte, durchgezogene Linie: Anpaßkurve zur Bestimmung der Halbwertszeit also der Zeit, die zur Halbierung der Aktivität benötigt wird).

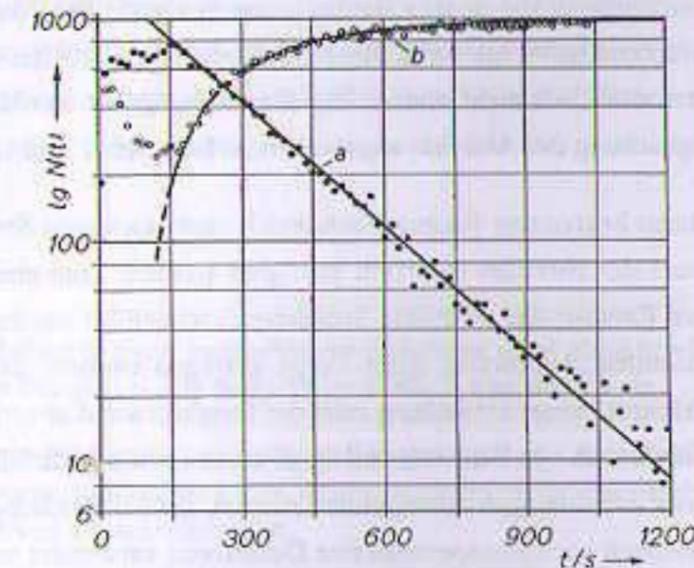


Fig. 3.20: Linearisierte Darstellung der Aktivitätsmeßwerte im Cäsium-Barium-Generator und im Eluat in halblogarithmischer Darstellung. (a): Aktivitätsverlauf für das metastabile Ba-137m im Eluat. Die Halbwertszeit ergab sich aus der Steigung der abfallenden Geraden über den Zeitbereich von 6 Halbwertszeiten zu  $(157 \pm 5) \text{ s}$ . Der Literaturwert beträgt 153 s. (b): Anstieg der Gamma-Zählrate im  $\text{Cs-137}$ -Präparat durch Bevölkung des isomeren Bariumniveaus bis zur Sättigung bzw. zum Erreichen des radioaktiven Gleichgewichtes nach Gl. (3.81) nach etwa 4-5 Halbwertszeiten. Die Aktivitäten des  $\text{Cs-137}$  und des  $\text{Ba-137m}$  sind dann identisch.

Sie ist etwa um den Faktor  $2 \cdot 10^4$  größer als die Halbwertszeit des metastabilen Bariumniveaus; die Zerfallskonstante des  $^{137}\text{Cs}$  ist also um mehr als das  $10^5$ -fache kleiner. In der Aktivitätsformel (Gl. 3.77) kann die Zerfallskonstante  $\lambda_0$  des  $^{137}\text{Cs}$  daher weggelassen werden. Die Gleichung für die Aktivität des  $^{137\text{m}}\text{Ba}$  vereinfacht sich deshalb zu:

$$A_{\text{Ba}}(t) = A_{\text{Cs}}(t) \cdot (1 - e^{-\lambda_0 t}) \quad (3.81)$$

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

**Messung von Lebensdauern, Halbwertszeiten und Zerfallskonstanten:** Zur Bestimmung der Halbwertszeit einer radioaktiven Probe gibt es prinzipiell mehrere Möglichkeiten. Bei nicht zu großen Halbwertszeiten (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 Halbwertszeit 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 Halbwertszeitbestimmung führen können.

Bei sehr großen Halbwertszeiten 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. 3.48).

Die vom Detektor in einem begrenzten Raumwinkelbereich nachgewiesene Strahlung muß zur Bestimmung der Lebensdauer des Nuklides 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 isotonenrein, 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 Halbwertszeit aus der Aktivität einer Uran-238-Probe.** Eine Probe  $^{238}\text{U}$  habe die molare Masse von 238 g. Die Zahl der Atome ist dann gerade die Avogadrozahl  $A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ Mol}^{-1}$  (s. Abschnitt 2.2, Fußnote 21). Die Aktivität betrage  $2,95 \text{ MBq} = 2,95 \cdot 10^6 \text{ Bq}$ . Die Zerfallskonstante erhält man direkt aus Gleichung (3.48) 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 Halbwertszeit erhält man nach Gl. (3.51)

$$T_{1/2} = \ln 2 / \lambda = 0,693 / (4,899 \cdot 10^{-16}) \text{ s} = 1,42 \cdot 10^{15} \text{ s} = 4,49 \cdot 10^9 \text{ a}$$

Der Literaturwert für die Halbwertszeit des Uran-238 beträgt  $T_{1/2} = 4,47 \cdot 10^9 \text{ a}$ .

**Aktivierungsanalyse:** Unter Aktivierungsanalyse versteht man die Untersuchung von Substanzen über die aus den Atomhüllen oder den Atomkernen emittierte charakteristische Strahlung. Atomhüllen werden dazu in der Regel mit Elektronen angeregt, so daß sie zur Emission von charakteristischer Photonenstrahlung oder von Augerelektronen veranlaßt werden. Aktivierungsanalysen mit Hilfe von Atomkernstrahlungen erfordert 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 ( $n, \gamma$ -Reaktionen, s. Abschnitt 7.3). Werden besonders hoch auflösende Gammaskpektrometer mit Halbleitersonden verwendet, so kann die Empfindlichkeit so gesteigert werden, daß sogar Massen von weniger als  $10^{-13} \text{ kg}$  nachgewiesen werden können. Allerdings werden dazu auch erhebliche Neutronenflüsse benötigt, die in der Regel nur in Kernreaktoren zur Verfügung stehen.

#### Zusammenfassung:

- Die mittlere Zerfallsrate einer radioaktiven Substanz wird als Aktivität  $A$  bezeichnet. Ihre SI-Einheit ist das Becquerel, die historische Einheit war das Curie.
- Der zeitliche Verlauf radioaktiver Umwandlungen wird mit dem Zerfallsgesetz beschrieben. Es stellt eine Exponentialfunktion dar, deren bestimmender Parameter die Zerfallskonstante  $\lambda$  der radioaktiven Umwandlung ist.
- Die Zerfallskonstante  $\lambda$  ist eine charakteristische Größe für das zerfallende Radionuklid.
- Statt der Zerfallskonstanten wird auch ihr Kehrwert, die mittlere Lebensdauer  $\tau$ , oder die Halbwertszeit  $T_{1/2}$  verwendet, die die mittlere Zeitspanne bis zur Halbierung einer Aktivität angibt.

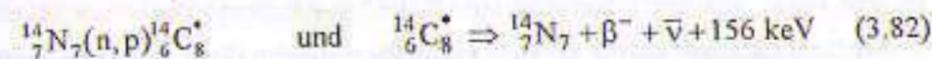
### 3.3 Natürliche Radioaktivität

Bei den natürlich vorkommenden Radionukliden unterscheidet man zwei Gruppen. Die erste und wichtigste Gruppe betrifft die sogenannten **primordialen** Radionuklide, die schon während der Elementbildung zur Zeit der Erdentstehung gebildet wurden. Wegen ihrer sehr großen Halbwertszeiten, 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 Hochenergiepartikels 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 Sekundär-Teilchenschauer eines primären kosmischen Quantens 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  $^{14}\text{C}$ . Es entsteht aus dem inaktiven Stickstoffnuklid  $^{14}\text{N}$  in der thermischen Neutroneneinfangreaktion  $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ . Kohlenstoff-14 ist ein  $\beta^-$ -Strahler, der mit einer Halbwertszeit von 5730 a in das stabile Tochternuklid  $^{14}\text{N}$  zerfällt.



Das radioaktive  $^{14}\text{C}$ -Atom befindet sich in Form von Kohlendioxid in der Atmosphäre und als Carbonat 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 Halbwertszeit des  $^{14}\text{C}$  sehr

genau bekannt ist, kann man aus dem heutigen relativen Gehalt an Kohlenstoff-14 auf das Alter fossiler Funde, den Zeitpunkt des Todes bzw. der Beendigung des Stoffwechsels zurückschließen.

Dieses Verfahren wird als **Radiokarbonmethode** bezeichnet. Sie ist eine der wichtigsten Datierungsmethoden der Biologie, der Altertumforschung und der Archäologie. Sie ermöglicht Datierungen bis vor etwa 50000 Jahren (ca. 10 Halbwertszeiten des  $^{14}\text{C}$ ). Voraussetzungen für das Funktionieren der Radiokarbonmethode sind die Konstanz bzw. die Kenntnis der Erzeugungsrate des  $^{14}\text{C}$  während des betrachteten Zeitraums der Erdgeschichte, die vollständige und gleichmäßige Durchmischung des radioaktiven Kohlendioxids in der Erdatmosphäre und der sonstigen Ökosphäre nach seiner Produktion, die Kenntnis des relativen Anteils in der Atmosphäre und in den untersuchten Organismen bzw. Fossilien sowie die exakte Kenntnis der Halbwertszeit des Nuklids.

| Nuklid              | Halbwertszeit      | Zerfallsart                   | Zerfallsenergie (MeV) |
|---------------------|--------------------|-------------------------------|-----------------------|
| $^3\text{H}^*$      | 12.323 a           | $\beta^-$                     | 0.0186                |
| $^7\text{Be}^*$     | 53.29 d            | EC                            | 0.860                 |
| $^{10}\text{Be}$    | $1.6 \cdot 10^6$ a | $\beta^-$                     | 0.556                 |
| $^{14}\text{C}^*$   | 5730 a             | $\beta^-$                     | 0.156                 |
| $^{22}\text{Na}^*$  | 2.602 a            | $\beta^+, \text{EC}$          | 2.842                 |
| $^{24}\text{Na}$    | 14.96 h            | $\beta^-$                     | 1.4                   |
| $^{28}\text{Mg}$    | 20.9 h             | $\beta^-$                     | 0.5-0.9, 1.832        |
| $^{31}\text{Si}$    | 2.62 h             | $\beta^-$                     | 1.491                 |
| $^{32}\text{Si}$    | 172 a              | $\beta^-$                     | 0.213                 |
| $^{32}\text{P}$     | 14.26 d            | $\beta^-$                     | 1.710                 |
| $^{35}\text{S}$     | 87.5 d             | $\beta^-$                     | 0.167                 |
| $^{35}\text{S}$     | 170 min            | $\beta^-$                     | 2.936                 |
| $^{34}\text{Cl}(m)$ | 32.0 min           | $\beta^+$                     | 2.5, 5.493            |
| $^{36}\text{Cl}$    | $3 \cdot 10^5$ a   | $\beta^-, \beta^+, \text{EC}$ | 0.71-1.14             |
| $^{38}\text{Cl}$    | 37.18 min          | $\beta^-$                     | 4.917                 |
| $^{39}\text{Cl}$    | 56 min             | $\beta^-$                     | 3.438                 |
| $^{39}\text{Ar}$    | 269 a              | $\beta^-$                     | 0.565                 |
| $^{85}\text{Kr}$    | 10.76 a            | $\beta^-$                     | 0.687                 |

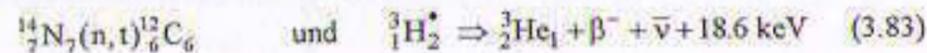
Tab. 3.5: Daten der kosmogenen Radionuklide, Nuklide nach [Kiefer/Koelzer], Daten nach [Lederer] und [Karlsruher Nuklidkarte], (\*): wichtige Radionuklide für die Strahlenexposition des Menschen. Zerfallsenergien: maximale Betaenergie bzw. Q-Wert.

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

noch ältere Baumfossilien herangezogen und diese an die Jahresring-Datierung noch lebender Bäume angeschlossen, so ermöglicht dieses 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.

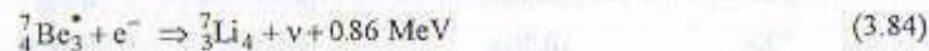
Um die Zeit davor zu erschließen, wird die mit massenspektrometrischen Methoden untersuchte relative Verteilung der Aktiniden Thorium-230 und Uran-234 in Meeressedimenten zur Kalibrierung herangezogen. Diese Nuklide zeigen ein unterschiedliches Lösungsverhalten im Meerwasser und somit zeitlich gestufte 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  $^3\text{H}$  (Tritium, T). Es entsteht unter anderem bei der Wechselwirkung energiereicher Neutronen mit dem Stickstoff der oberen Atmosphärenschichten. Es zerfällt mit einer Halbwertszeit 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 Quadratmeter der Erdoberfläche geschätzt.

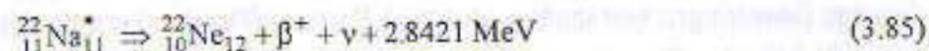


Tritium liegt meistens in Form tritiumhaltigen Wassers vor (als THO) und befindet sich daher im normalen Wasserkreislauf und im Stoffwechsel der Organismen.

Das ebenfalls durch Kernzertrümmerung der Luftatome kosmogon entstehende Beryllium-Isotop  $^7\text{Be}$  zerfällt über Elektroneneinfang mit einer Halbwertszeit von 53,29 d in  $^7\text{Li}$ . Es wird über die Atemluft inhaliert und durch Pflanzenverzehr inkorporiert.



Neben vielen anderen kosmogenen Radionukliden (s. Tab. 3.5) interessiert auch das  $^{22}\text{Na}$ , 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 Halbwertszeit von 2,602 a über  $\beta^+$ -Zerfall und Elektroneneinfang in das stabile  $^{22}\text{Ne}$ .



### 3.3.2 Die primordialen Radionuklide

Alle heute noch existierenden 28 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 Halbwertszeiten bis heute überlebt (s. Tab. 3.6). Die primordialen Radionuklide werden nach ihrer Zugehörigkeit oder Nichtzugehörigkeit zu einer der 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). Halbwertszeitbestimmungen bei solch extremen Halbwertszeiten 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  $^{128}\text{Te}$  so klein<sup>14</sup>, daß erhebliche Mengen dieses Nuklides zur Verfügung stehen müssen, um die Aktivität überhaupt eindeutig nachweisen, dem Nuklid zuordnen und außerdem daraus die Halbwertszeit bestimmen zu können.

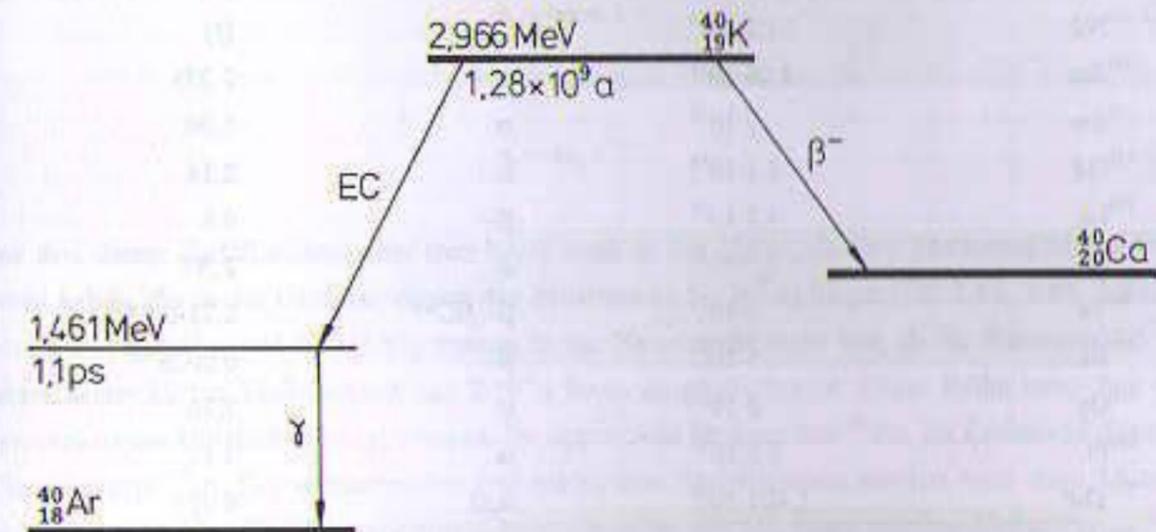


Fig. 3.21: Zerfallsschema des Kalium-40. Das primordiale Radionuklid  $^{40}\text{K}$  zerfällt mit einer Halbwertszeit von  $1,28 \cdot 10^9$  a zu 89% über einen  $\beta^-$ -Zerfall direkt in den Grundzustand des  $^{40}\text{Ca}$  und zu ca. 11% über einen Elektroneneinfang in einen angeregten Zustand des Edelgases  $^{40}\text{Ar}$ . Dieses gibt seine Anregungsenergie praktisch prompt über einen Gammazerfall mit einer Photonenenergie von 1,461 MeV ab (Halbwertszeit des Gammazerfalls 1,1 ps). Zu einem geringen Anteil ( $\approx 0,2\%$ ) findet auch ein Elektroneneinfang und zu 0,001% auch ein  $\beta^+$ -Zerfall direkt in den Grundzustand des  $^{40}\text{Ar}$  statt. Beide sind wegen ihrer geringen Bedeutung hier nicht mit eingezeichnet. Die Zerfallsenergie für den  $\beta^-$ -Zerfall beträgt 1,31 MeV, die für den Elektroneneinfang 1,505 MeV.

<sup>14</sup> Die Zerfallskonstante des  $^{128}\text{Te}$  beträgt  $\lambda = \ln 2/T_{1/2} \approx 0,096 \cdot 10^{-24} \text{ s}^{-1}$ . Ein Mol des Nuklides  $^{128}\text{Te}$  ( $6,0225 \cdot 10^{23}$  Atome) hat dann nach Gl. (3.41) die Aktivität von  $A = 0,096 \cdot 10^{-24} \cdot 6,0225 \cdot 10^{23} \text{ s}^{-1} \approx 0,06 \text{ Bq}$ .

| Nuklid             | Halbwertszeit (a)      | Zerfallsart | Teilchenenergie (MeV) |
|--------------------|------------------------|-------------|-----------------------|
| <sup>40</sup> K*   | 1.28·10 <sup>9</sup>   | β+,EC,β-    | 1.31-1.51             |
| <sup>50</sup> V    | 1.4·10 <sup>17</sup>   | β-,EC       | (?)                   |
| <sup>76</sup> Ge   | 1.53·10 <sup>21</sup>  | β-          | (?)                   |
| <sup>82</sup> Se   | 1.08·10 <sup>20</sup>  | 2-β-        | (?)                   |
| <sup>87</sup> Rb   | 4.8·10 <sup>10</sup>   | β-          | 0,273                 |
| <sup>96</sup> Zr   | 3,9·10 <sup>19</sup>   | 2-β-        | (?)                   |
| <sup>100</sup> Mo  | 1.15·10 <sup>19</sup>  | 2-β-        | (?)                   |
| <sup>113</sup> Cd  | 9·10 <sup>15</sup>     | β-          | 0,3                   |
| <sup>116</sup> Cd  | 2.6·10 <sup>19</sup>   | 2-β-        | (?)                   |
| <sup>115</sup> In  | 4.4·10 <sup>14</sup>   | β-          | 1,448                 |
| <sup>123</sup> Te  | 1.24·10 <sup>13</sup>  | EC          | 0,052                 |
| <sup>128</sup> Te  | 7.2·10 <sup>24</sup>   | 2-β-        | ≈0,65                 |
| <sup>130</sup> Te  | 2.7·10 <sup>21</sup>   | 2-β-        | 2,984                 |
| <sup>138</sup> La  | 1.05·10 <sup>11</sup>  | β-,EC       | 0,3                   |
| <sup>144</sup> Nd  | 2.29·10 <sup>15</sup>  | α           | 1,910                 |
| <sup>150</sup> Nd  | 1.7·10 <sup>19</sup>   | 2-β-        | (?)                   |
| <sup>147</sup> Sm  | 1.06·10 <sup>11</sup>  | α           | 2,235                 |
| <sup>149</sup> Sm  | 7·10 <sup>15</sup>     | α           | 1,96                  |
| <sup>152</sup> Gd  | 1.1·10 <sup>14</sup>   | α           | 2,14                  |
| <sup>176</sup> Lu  | 3.8·10 <sup>10</sup>   | β-          | 0,6                   |
| <sup>174</sup> Hf  | 2.0·10 <sup>15</sup>   | α           | 2,50                  |
| <sup>180</sup> Ta  | >10 <sup>15</sup>      | β-,EC**     | 0,71-0,87**           |
| <sup>187</sup> Re  | 5·10 <sup>10</sup>     | β-          | 0,0026                |
| <sup>186</sup> Os  | 2·10 <sup>15</sup>     | α           | 2,76                  |
| <sup>190</sup> Pt  | 6.5·10 <sup>11</sup>   | α           | 3,17                  |
| <sup>232</sup> Th# | 1.405·10 <sup>10</sup> | α,sf        | 4,013                 |
| <sup>235</sup> U#  | 7.038·10 <sup>8</sup>  | α,β-,sf     | 4,398                 |
| <sup>238</sup> U#  | 4.468·10 <sup>9</sup>  | α,β-,sf     | 4,198                 |

Tab. 3.6: Daten der 28 primordialen Radionuklide ohne die Folgenuklide der natürlichen Zerfallsreihen. Daten 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). (\*\*): Zerfall des isomeren Zustandes in den Grundzustand, der dann über (β-,EC) zerfällt. (#): Startnuklide der 3 noch existierenden natürlichen Zerfallsreihen. Zum Vergleich: Das Alter des Universums wird auf etwa 12-18 Milliarden Jahre, das unseres Sonnensystems auf ca. 10 Milliarden Jahre und das Alter der Erde auf 4,5·10<sup>9</sup> Jahre geschätzt.

Bis auf die 3 Startnuklide der Zerfallsketten (<sup>232</sup>Th, <sup>235</sup>U, <sup>238</sup>U) haben alle Nuklide dieser Tabelle stabile Tochternuklide. Ein für den Strahlenschutz sehr bedeutsames Radionuklid ist wegen seiner ver-

gleichsweise "kurzen" Halbwertszeit, seiner relativen Häufigkeit und seiner Beteiligung am menschlichen Stoffwechsel das <sup>40</sup>K. Dessen Tochternuklid <sup>40</sup>Ar sendet außerdem eine durchdringende Gammastrahlung von 1461 keV aus (s. Fig. 3.22), die merklich zur externen Strahlenexposition des Menschen beiträgt (vgl. dazu auch Kap. 11.2).

**Die natürlichen Zerfallsreihen:** Neben den 28 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. Betazerfälle 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 Radionuklides 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.

$$A = 4n + 0 \tag{3.86}$$

$$A = 4n + 1 \tag{3.87}$$

$$A = 4n + 2 \tag{3.88}$$

$$A = 4n + 3 \tag{3.89}$$

Nur drei dieser Zerfallsreihen existieren heute noch in der Natur, da ihre Mutternuklide Halbwertszeiten haben, die in der Größenordnung des Erdalters (4,5 · 10<sup>9</sup> a) liegen (Gl. 3.86, 3.88, 3.89). Die zweite Zerfallsreihe nach Gl. (3.87) kommt in der Natur nicht mehr vor, da ihr Stammnuklid <sup>237</sup>Np wegen seiner kurzen Halbwertszeit von 2·10<sup>6</sup> a heute ausgestorben ist. Diese Reihe kann aber durch Kernreaktionen künstlich erzeugt werden. Ihr Startnuklid ist dann das <sup>241</sup>Pu, ihr Endnuklid das stabile Wismutisotop <sup>209</sup>Bi. Die verbleibenden drei natürlichen Zerfallsreihen werden nach ihren Mutternukliden und wichtigen Töchtern gekennzeichnet; sie enden alle mit einem stabilen Bleiisotop.

| Name          | Reihe | Startnuklid              | Start-n | Halbwertszeit             | Endnuklid         | End-n | Erzeugung |
|---------------|-------|--------------------------|---------|---------------------------|-------------------|-------|-----------|
| Thorium       | 4n    | <sup>232</sup> Thorium   | 58      | 1,41 · 10 <sup>10</sup> a | <sup>208</sup> Pb | 52    | natürl.   |
| Neptunium     | 4n+1  | <sup>237</sup> Neptunium | 59      | 2,14 · 10 <sup>6</sup> a  | <sup>209</sup> Bi | 52    | künstl.   |
| Uran-Radium   | 4n+2  | <sup>238</sup> Uran      | 59      | 4,47 · 10 <sup>9</sup> a  | <sup>206</sup> Pb | 51    | natürl.   |
| Uran-Actinium | 4n+3  | <sup>235</sup> Uran      | 58      | 7,04 · 10 <sup>8</sup> a  | <sup>207</sup> Pb | 51    | natürl.   |

Tab. 3.7: Kennzeichnung und Daten der 4 natürlichen Zerfallsreihen und ihre Zuordnung zu den Gleichungen (3.86 - 3.89).

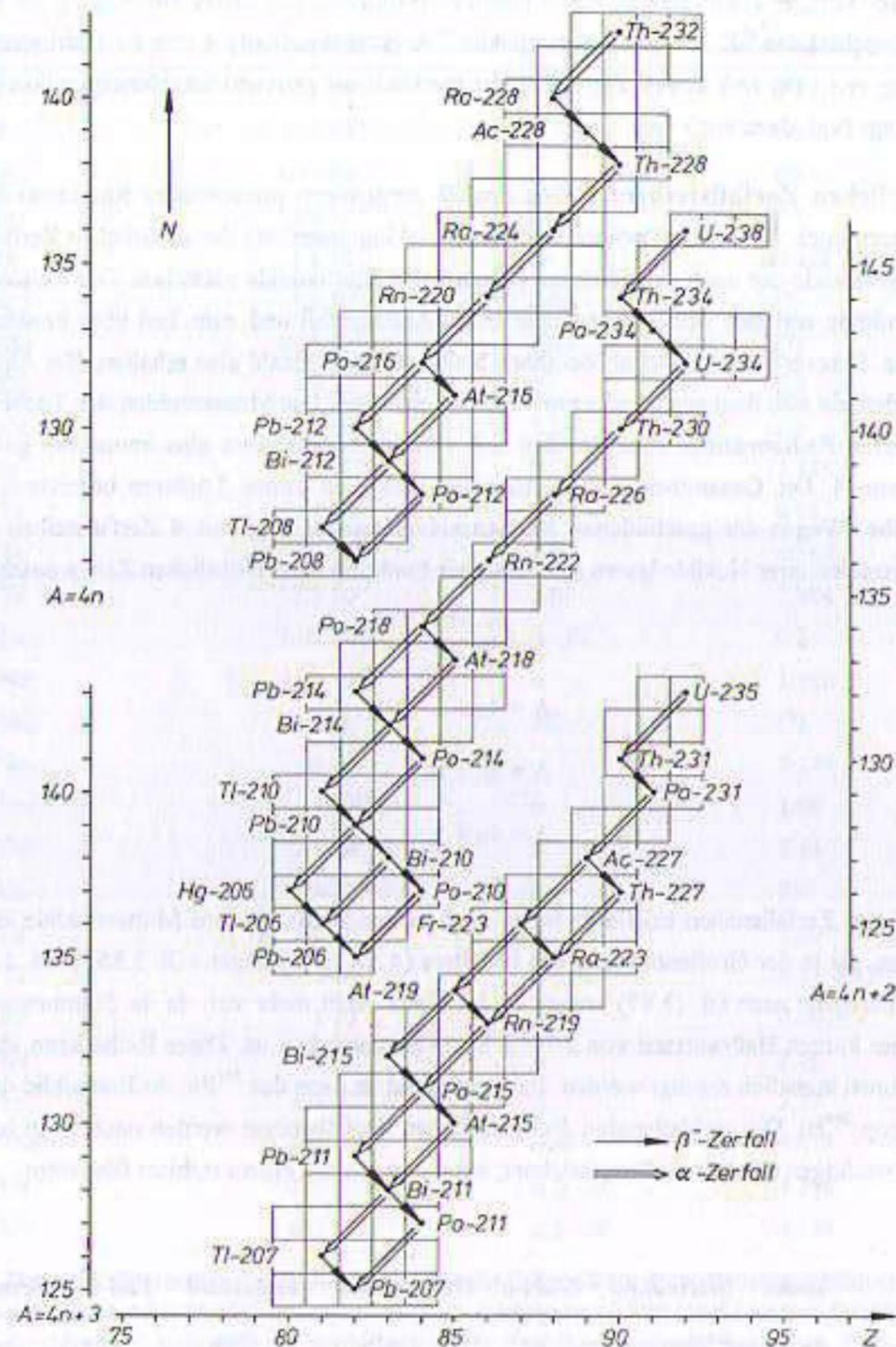


Fig. 3.22: Darstellung der natürlichen Zerfallsreihen im N-Z-Diagramm. In dieser Darstellung ist die Neutronenzahl  $N$  als Ordinate und die Ordnungszahl  $Z$  als Abszisse aufgetragen. Für jede Reihe existiert eine eigene Neutronenachse. Wie üblich sind die  $\beta^-$ -Zerfälle durch schräge, nach rechts gerichtete Pfeile, die Alpha-Zerfälle 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].

Die größte Halbwertszeit der Zerfallsreihen hat das jeweilige Mutternuklid. Die Folgenuklide der drei natürlichen Zerfallsreihen sind verglichen mit der Lebensdauer des Mutternuklides durchwegs kurzlebig. Die meisten Folgenuklide haben Halbwertszeiten im Sekunden- bis Jahrbereich. Die langlebigsten Tochternuklide sind das  $^{231}\text{Pa}$  der Uran-Actinium-Reihe ( $T_{1/2} = 3,276 \cdot 10^4 \text{ a}$ ), sowie das  $^{234}\text{U}$  ( $T_{1/2} = 2,455 \cdot 10^5 \text{ a}$ ), das  $^{230}\text{Th}$  ( $T_{1/2} = 7,54 \cdot 10^4 \text{ a}$ ) und das aus einem besonders langlebigen isomeren Zustand heraus zerfallende alphaaktive  $^{210}\text{Bi}$  ( $T_{1/2} = 3,5 \cdot 10^6 \text{ a}$ ) aus der Uran-Radium-Reihe. Die Aktivitäten der Thorium- und der Uran-Actinium-Reihe wurden daher von Anfang an ausschließlich von der Aktivität des Mutternuklides 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. 11.2). In der Uran-Radiumreihe befindet sich außerdem das berühmte von Marie Curie entdeckte  $^{226}\text{Ra}$ , das bis heute noch in der Strahlentherapie verwendet wird.

An den ersten vier Nukliden der Uran-Radium-Reihe (Startnuklid  $^{238}\text{U}$ ) kann man gut die Einstellung des radioaktiven Gleichgewichtes einer Zerfallsreihe untersuchen. Tab. (3.8) zeigt die Zerfallsdaten der Nuklide dieser Zerfallsreihe. Zur Berechnung der Aktivitätsanalyse müssen die Gleichungssysteme (3.67) und (3.68) 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

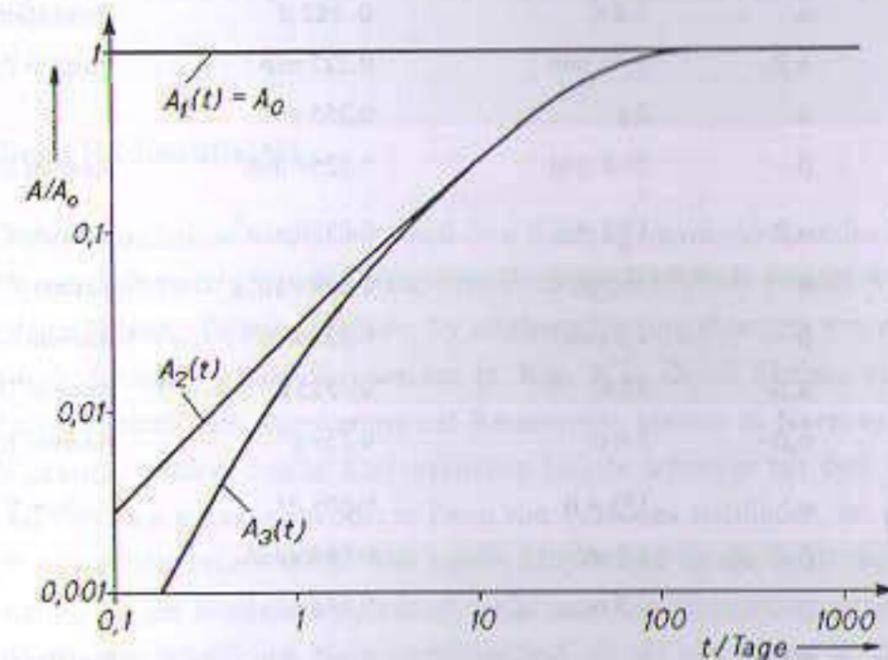


Fig. 3.23: Doppeld logarithmische Darstellung des zeitlichen Verlaufes der relativen Aktivitäten der ersten 3 Nuklide der Uran-Radium-Reihe, alle bezogen auf die Aktivität des Mutternuklides  $^{238}\text{U}$ .  $A_1$ :  $^{238}\text{U}$ ,  $A_2$ :  $^{234}\text{Th}$ ,  $A_3$ :  $^{234}\text{Pa}$ . Die Aktivitätskurve von  $^{238}\text{U}$  ist wegen der großen Halbwertszeit in dieser Grafik nicht darstellbar, sie verläuft dicht auf der Zeitachse (s. Text).

überlassen bleiben. Hilfreich dabei ist, daß die Zerfallskonstante des  $^{238}\text{U}$  so klein ist, daß man sie in sehr guter Näherung zu Null setzen kann. Das bedeutet, daß die Aktivität des  $^{238}\text{U}$  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.  $^{234}\text{Th}$  mit der Halbwertszeit von 24,1 d und  $^{234}\text{Pa}$  mit der Halbwertszeit von 6,7 h sind so kurzlebig, daß beide Nuklide praktisch schon nach 100 Tagen mit dem Mutternuklid im Gleichgewicht stehen.  $^{234}\text{Pa}$  zerfällt durch  $\beta^-$ -Zerfall in  $^{234}\text{U}$ , das allerdings wieder eine sehr große Halbwertszeit von  $2,45 \cdot 10^5$  a besitzt. In dem in Fig. (3.24) gezeigten Zeitraum ist daher praktisch kein Zerfall des  $^{234}\text{U}$  zu erwarten. Seine Aktivität steigt wegen der Bevölkerung durch das Mutternuklid  $^{238}\text{U}$  so langsam, daß seine relative Aktivität nach 1000 d ( $\approx 3$  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       | Halbwertszeit       | $\lambda$                            | hist. Name |
|-------------------|-------------------|---------------------|--------------------------------------|------------|
| $^{238}\text{U}$  | $\alpha$          | $4,47 \cdot 10^9$ a | $0,155 \cdot 10^{-9} \text{ a}^{-1}$ | UI         |
| $^{234}\text{Th}$ | $\beta^-$         | 24,10 d             | $0,0288 \text{ d}^{-1}$              | UX 1       |
| $^{234}\text{Pa}$ | $\beta^-$         | 6,7 h               | $0,103 \text{ h}^{-1}$               | UX 2       |
| $^{234}\text{U}$  | $\alpha$          | $2,5 \cdot 10^5$ a  | $0,277 \cdot 10^{-5} \text{ a}^{-1}$ | UII        |
| $^{230}\text{Th}$ | $\alpha$          | $8 \cdot 10^4$ a    | $0,866 \cdot 10^{-5} \text{ a}^{-1}$ | Ionium     |
| $^{226}\text{Ra}$ | $\alpha$          | 1602 a              | $0,433 \cdot 10^{-3} \text{ a}^{-1}$ | Radium     |
| $^{222}\text{Rn}$ | $\alpha$          | 3,8 d               | $0,182 \text{ d}^{-1}$               | Emanation  |
| $^{218}\text{Po}$ | $\alpha, \beta^-$ | 3,05 min            | $0,227 \text{ min}^{-1}$             | Radium A   |
| $^{218}\text{At}$ | $\alpha$          | 2 s                 | $0,355 \text{ s}^{-1}$               |            |
| $^{214}\text{Pb}$ | $\beta^-$         | 26,8 min            | $0,0259 \text{ min}^{-1}$            | Radium B   |
| $^{214}\text{Bi}$ | $\alpha, \beta^-$ | 19,8 min            | $0,0350 \text{ min}^{-1}$            | Radium C   |
| $^{214}\text{Po}$ | $\alpha$          | 162 $\mu\text{s}$   | $0,428 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$    | Radium C'  |
| $^{214}\text{Tl}$ | $\beta^-$         | 1,3 min             | $0,533 \text{ min}^{-1}$             | Radium C'' |
| $^{210}\text{Pb}$ | $\alpha, \beta^-$ | 22 a                | $0,0315 \text{ a}^{-1}$              | Radium D   |
| $^{210}\text{Bi}$ | $\alpha, \beta^-$ | 5,0 d               | $0,139 \text{ d}^{-1}$               | Radium E   |
| $^{210}\text{Po}$ | $\alpha$          | 138,4 d             | $0,005 \text{ d}^{-1}$               | Radium F   |
| $^{206}\text{Hg}$ | $\beta^-$         | 8,1 min             | $0,086 \text{ min}^{-1}$             | -          |
| $^{206}\text{Tl}$ | $\beta^-$         | 4,3 min             | $0,161 \text{ min}^{-1}$             | -          |
| $^{206}\text{Pb}$ | stabil            | -                   | -                                    | Radium G   |

Tab. 3.8: Halbwertszeiten und Zerfallsarten der Nuklide der Uran-Radium-Zerfallsreihe ( $4n+2$ ). Die Zerfallskonstanten sind in den jeweiligen reziproken Einheiten der Halbwertszeit angegeben. Die historischen Namen sind heute nicht mehr in Gebrauch (Daten nach [Karlsruher Nuklidkarte]).

Eine Fortsetzung der Zerfallsreihe nach dem  $^{234}\text{U}$  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.

#### 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 inhaled wird und deshalb zu einem erheblichem Anteil an der natürlichen Strahlenexposition des Menschen beteiligt ist.**
- **Kosmogene Radionuklide entstehen durch Wechselwirkung kosmischer Strahlungsquanten, der sogenannten Höhenstrahlung, mit Luftatomen.**
- **Die wichtigsten kosmogenen Radionuklide sind das  $^{22}\text{Na}$ , das Tritium ( $^3\text{H}$ ) und das für Altersbestimmungen verwendete  $^{14}\text{C}$ .**
- **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. 2.2). 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 Geschosß 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 sogenannte 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 Nuklidkarte zu finden. Typische Vertreter der neutronenaktivierten Nuklide sind das  $^{32}\text{P}$  für die endolymphatische Therapie, das  $^{60}\text{Co}$ , das in der perkutanen Strahlentherapie eingesetzt wird, das für die Brachytherapie verwendete  $^{192}\text{Ir}$  oder das für die interstitielle Brachytherapie in Form von Seeds zur "Spickung" angewendete  $^{198}\text{Au}$ . Ausführliche Daten dieser und weiterer Nuklide einschließlich der verwendeten Kernreaktionen befinden sich in Kap. (7.3) in diesem Band und in ([Krieger Bd2], Kap. 1.1).

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  $^{239}\text{Pu}$ , das in sogenannten Brutreaktoren (Kernreaktoren ohne Wassermoderation der schnellen Spaltneutronen, die deshalb mit flüssigem Natrium gekühlt werden müssen) durch wiederholten Neutroneneinfang aus  $^{238}\text{U}$  erzeugt wird. Plutonium ist ein in der Waffentechnik schon 1945 in Nagasaki verwendetes Transuran, es wird außerdem in den schnellen Brütern als Spaltmaterial verwendet. Für physikalisch-technische Anwendungen ist auch das Transuran  $^{241}\text{Americium}$  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  $^{252}\text{Cf}$ , das wegen seiner Halbwertszeit 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 sogenannten **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 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) die bisher schwersten Elemente bis hin zur Ordnungszahl  $Z = 112$  zu erzeugen.

Sollen **betaplusaktive** Radionuklide erzeugt werden, so verwendet man Kernreaktionen, bei denen die Kernladungszahl des Targetkernes 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 Targetkernes 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 (Positronenstrahler) sind das  $^{18}\text{F}$ , das  $^{11}\text{C}$  und das  $^{15}\text{O}$ , die alle in der nuklearmedizinischen Diagnostik (Positronenemissionstomografie: PET) verwendet werden. Da Positronenstrahler in der Regel kurzlebiger sind als die Betaminusnuklide, müssen sich die Beschleunigeranlagen aus Gründen der Zeitersparnis 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  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  und  $^{239}\text{Pu}$  von Bedeutung. Bei der induzierten Spaltung von Aktinidenkernen werden wegen des großen Neutronenüberschusses der im Mittel asymmetrisch schweren Spaltfragmente 2-3 Neutronen frei, die für weitere Kernspaltungen bei geeigneter Geometrie verwendet werden können (vgl. dazu die Ausführungen in Kap. 3.1.7). 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  $^{99}\text{Mo}$  (Mutternuklid für nuklearmedizinische Technetiumgeneratoren) und das  $^{90}\text{Sr}$  oder  $^{90}\text{Y}$  z. B. für die endolymphatische Strahlentherapie oder für die Verwendung als Prüfstrahler in der klinischen Dosimetrie. Typische schwere medizinisch genutzte Spaltfragmentderivate sind das  $^{137}\text{Cs}$ , eines der Leitnuklide bei kerntechnischen Störfällen, und das  $^{131}\text{I}$ , 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 Positronenstrahler.
- 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.

## 4 Wechselwirkung ionisierender Photonenstrahlung mit Materie

Die in Medizin und Technik verwendete Photonenstrahlung umfaßt den Bereich nieder- und hochenergetischer Röntgenstrahlung aus Röntgenröhren und Beschleunigern (10 keV - 50 MeV) und die von radioaktiven Atomkernen ausgesendete Gammastrahlung mit Energien zwischen wenigen Kilo-elektronenvolt und mehreren Megaelektronenvolt. 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 abgeben. Da die Ionisation der durchstrahlten Materie überwiegend indirekt über diese Sekundärteilchen und nicht 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 physikalische Meßgrößen zuzuordnen sind. Die primären Wechselwirkungsprozesse der Photonen mit dem durchstrahlten Material bewirken eine **Schwächung** des ursprünglichen Photonenstrahls, also einen Intensitäts- bzw. Photonenanzahlverlust 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 Atomkern 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 tiefliegender 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, aber mit Richtungsänderung 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 seiner 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 wird dabei absorbiert. Beide 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 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  $E_\gamma$  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<sup>1</sup>.

$$E_{\text{kin}} = E_{\gamma} - E_{\text{b}}(\text{K, L, M, ...}) \quad (4.1)$$

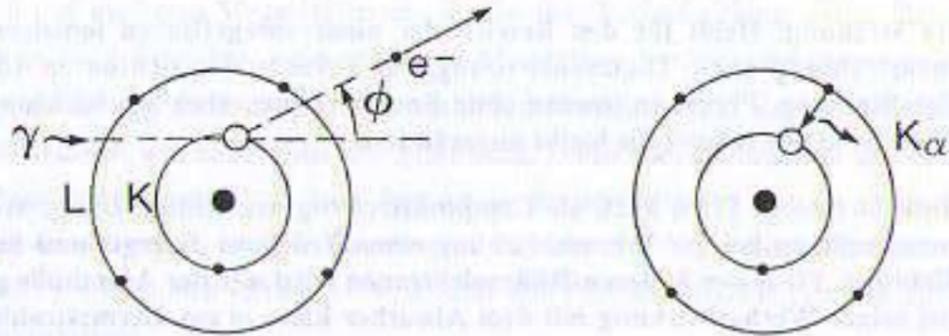


Fig. 4.1: Schematische Darstellung des Photoeffektes an einem K-Elektron. Links: Absorption des Photons durch ein K-Elektron mit Ionisierung der Atomhülle. In der K-Schale bleibt ein Elektronenloch. Rechts: Das Elektronenloch wird durch ein äußeres Elektron aufgefüllt. Die Differenzenergie wird als charakteristisches Photon emittiert oder auf ein weiteres Hüllenelektron übertragen (Augerelektronenemission).

**Ordnungszahlabhängigkeit des Photoabsorptionskoeffizienten:** Die Wahrscheinlichkeit für eine Photowechselwirkung wird durch den **Photoabsorptionskoeffizienten**  $\tau$  beschrieben. Er nimmt mit der Dichte  $\rho$  und mit der Ordnungszahl  $Z$  des Absorbers zu, da die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit der in schwereren Atomen größeren Elektronenbindung anwächst, und ist daher für K-Elektronen in dichten Absorbieren mit hoher Ordnungszahl am größten. Die Photowechselwirkungswahrscheinlichkeit für die K-Schale ist etwa proportional zur vierten Potenz der Ordnungszahl.

$$\tau \propto \rho \cdot \frac{Z^{n+1}}{A} \approx \rho \cdot Z^n \quad (n = 3 - 3.6) \quad (4.2)$$

Der Ordnungszahl exponent  $n$  hat für leichte Elemente den Wert  $n \approx 3.6$ , für hohe Ordnungszahlen hat er den Wert  $n = 3$ . 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  $Z/A \approx Z/2Z = 1/2$ . ( $Z^{n+1}/A$ ) kann also unter diesen Bedingungen durch  $(Z^n/2)$  ersetzt werden.

<sup>1</sup> Tatsächlich wird wegen der Impulserhaltung bei der Photowechselwirkung ein verschwindend geringer und 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.

**Energieabhängigkeit des Photoabsorptionskoeffizienten:** Für zunehmende Photonenenergien oberhalb der K-Schalen-Energie der Absorberatome nimmt  $\tau$  zunächst stetig mit  $1/E^{3-4}$  ab. Für Energien deutlich oberhalb der Elektronenruheenergie (511 keV) fällt die Photo-Wechselwirkungswahrscheinlichkeit etwas langsamer mit nur noch etwa  $1/E_{\gamma}$  ab. Die Wahrscheinlichkeit für eine Photoabsorption ist am höchsten, wenn die Photonenenergien und die Bindungsenergie der Elektronenschale exakt übereinstimmen. So zeigt der Photoabsorptionskoeffizient beispielsweise bei der

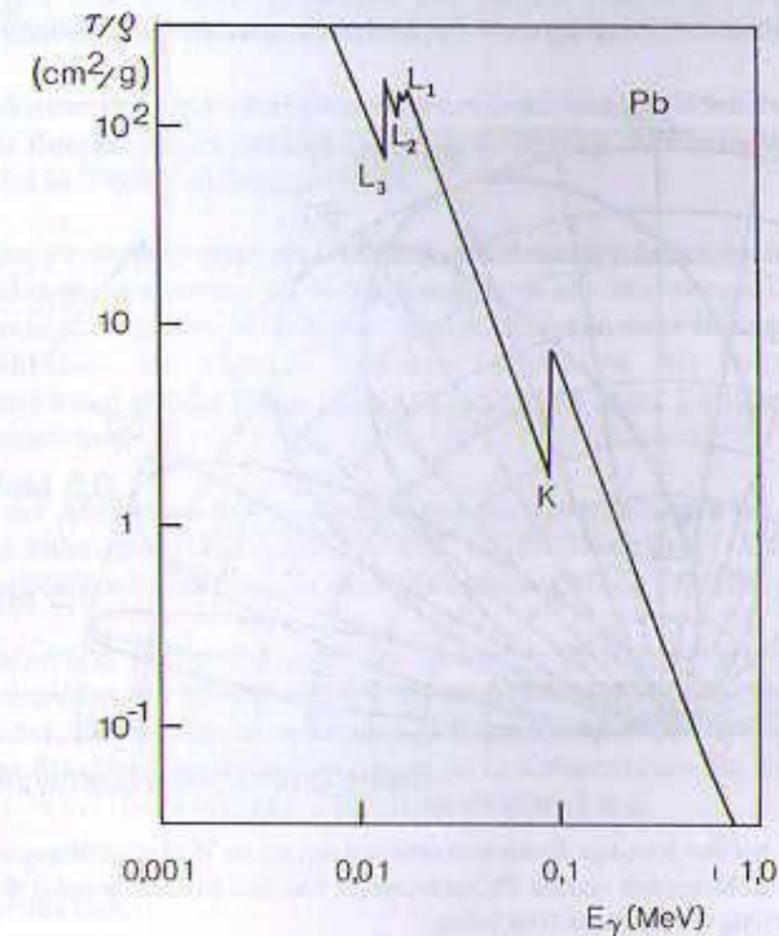


Fig. 4.2: Energieabhängigkeit des Massen-Photoabsorptionskoeffizienten  $\tau/\rho$  für Blei. L1-L3 und K sind die Absorptionskanten (s. Text).

Energie der K-Schale im Vergleich zu benachbarten Energien ein deutliches Maximum. Beim Unterschreiten der K-Schalen-Energie fällt  $\tau$  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 Elektronenschalenenergie (L-Schale) an. Diese sprunghaften 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):

$$\tau \propto \rho \cdot \frac{Z^{n+1}}{A \cdot E_\gamma^3} \approx \rho \cdot \frac{Z^n}{E_\gamma^3} \quad (E_\gamma \ll 511 \text{ keV}) \quad (4.3)$$

$$\tau \propto \rho \cdot \frac{Z^{n+1}}{A \cdot E_\gamma} \approx \rho \cdot \frac{Z^n}{E_\gamma} \quad (E_\gamma \gg 511 \text{ keV}) \quad (4.4)$$

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"!

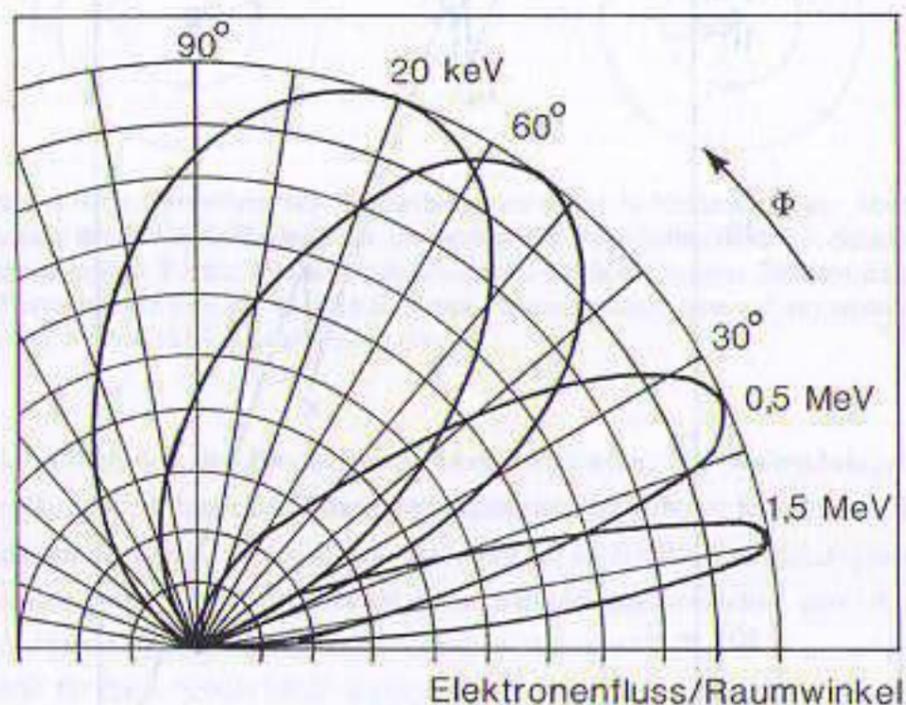


Fig. 4.3: Relative, auf das jeweilige Emissionsmaximum normierte Winkelverteilungen von Photoelektronen in Abhängigkeit von der Photonenenergie und dem Emissionswinkel  $\Phi$  relativ zur Einstrahlrichtung der Photonen (von links).

Die beim Stoß aus der Hülle entfernten Photoelektronen zeigen eine energieabhängige Winkelverteilung relativ zur Einfallrichtung 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, um so 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 Augerelektronen aus der Atomhülle emittiert (s. Abschnitt 2.1.3).

### Zusammenfassung:

- Beim Photoeffekt wird das einfallende Photon absorbiert, aus einer der inneren Schalen der Absorberatome wird ein Photoelektron freigesetzt. Bevorzugt findet 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 Absorbieren 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 hochionierte Atomionen.
- Die mit der Absorption der Sekundär- und Tertiärstrahlungen im Absorber verbundene hohe lokale Energiedichte und die hochionisierten 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.

## 4.2 Der Comptoneffekt

Der Comptoneffekt ist die 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 (gestreut). Das gestoßene Elektron verläßt die Atomhülle, die dadurch ionisiert wird. Die Comptonwechselwirkung eines Photons wird auch als inkohärente Streuung bezeichnet. Es war das Verdienst von A. H. Compton<sup>2</sup>, diese Wechselwirkung mit Hilfe klassischer physikalischer Vorstellungen als elastischen Stoßprozeß zweier "Teilchen", dem Photon und dem quasi freien Hüllenelektron gedeutet zu haben. Diese Interpretation hat sehr wesentlich zur Entwicklung der Quantentheorie beigetragen.

<sup>2</sup>Arthur Holly Compton (10. 09. 1892 - 15. 3. 1962), amerikanischer Physiker, arbeitete an der Erforschung der Röntgenstrahlen und der spezifischen Wärme von Flüssigkeiten, 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".

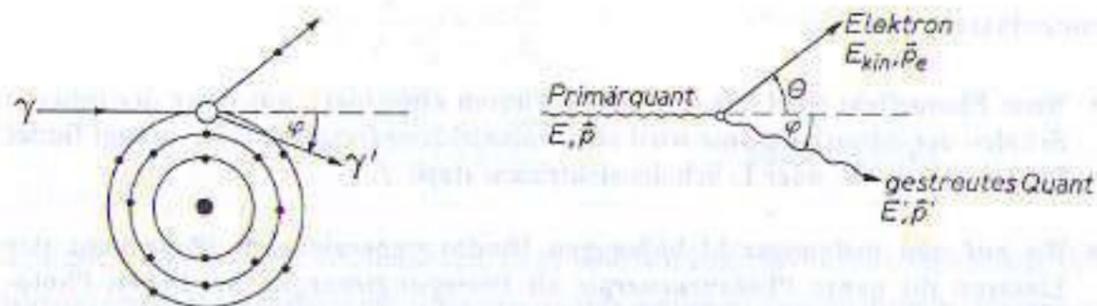


Fig. 4.4: Schematische Darstellung des Comptoneffektes als Stoßprozess des einfallenden Photons mit einem schwach gebundenen äußeren Hüllenelektron. Sowohl Impuls als auch Photonenenergie werden in Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\varphi$  auf das Comptonelektron und das gestreute Photon verteilt. Das Atom wird durch eine Compton-Wechselwirkung einfach ionisiert.

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des Comptoneffektes wird durch den Comptonwechselwirkungskoeffizienten  $\sigma_c$  beschrieben. Da im Ausgangskanal der Comptonwechselwirkung zwei sekundäre "Teilchen" auftreten, das gestreute Comptonphoton und das aus der Hülle entfernte Comptonelektron, wird der Wechselwirkungskoeffizient in der Theorie häufig in den Comptonstreuoeffizienten  $\sigma_{streu}$  für die inkohärente Photonenstreuung und den Comptonenergieübertragungskoeffizienten  $\sigma_{tr}$  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.

$$\sigma_c = \sigma_{streu} + \sigma_{tr} \quad (4.5)$$

Eine ausführliche Darstellung zur quantentheoretischen Theorie des Comptoneffektes findet sich u. a. in [Evans 1958], wo sich auch Aussagen zur Wechselwirkungswahrscheinlichkeit z. B. in Form der sogenannten Klein-Nishina-Formel finden. 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 Comptonstreuoeffizient 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 alle anderen Photonenkoeffizienten proportional zur Dichte  $\rho$  des Absorbers.

Für die Abhängigkeit des Comptonkoeffizienten  $\sigma_c$  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 Comptonwechselwirkungskoeffizienten 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 (Gl. 4.6).

$$\sigma_c \propto \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{E_\gamma^n} \neq f(Z) \quad (n = 0.5 \text{ bis } 1) \quad (4.6)$$

**Relativistische Berechnung des Winkels und der Energie des gestreuten Photons\*:** Der Comptoneffekt kann als elastischer Stoß mit den Mitteln der klassischen Mechanik beschrieben werden. Dazu wird 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  $E_0 = m_0 \cdot c^2 = 511 \text{ keV}$ , sein Impuls vor dem Stoß ist  $p_0 = 0$ . Das Photon hat vor der Wechselwirkung die Energie  $E_\gamma$  und nach Gl. (1.28) den Impuls  $p_\gamma = E_\gamma/c$ . Die Gesamtenergie vor dem Stoß beträgt also

$$E_{\text{vor}} = E_\gamma + m_0 \cdot c^2 \quad (4.7)$$

Der Gesamtimpulsbetrag vor dem Stoß beträgt:

$$p_{\text{vor}} = E_\gamma/c \quad (4.8)$$

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  $m_e$ :

$$E_{\text{nach}} = E_e + E_\gamma' = m_e \cdot c^2 + E_\gamma' \quad (4.9)$$

Der Impuls verteilt sich auf das gestreute Photon  $\gamma'$  und das gestoßene Elektron  $e$ .

$$p_{\text{nach}} = p_\gamma' + p_e = E_\gamma'/c + m_e \cdot v_e \quad (4.10)$$

Da Gesamtenergie und Gesamtimpuls vor und nach dem Stoß gleich bleiben müssen, ergibt dies unter Vernachlässigung der Elektronenbindungsenergie die folgende Energie- und Impulsbilanz:

$$E_\gamma + m_0 \cdot c^2 = E_\gamma' + m_e \cdot c^2 \quad (4.11)$$

$$E_\gamma/c = E_\gamma'/c + m_e \cdot v_e \quad (4.12)$$

In diesen beiden Gleichungen ersetzt man jetzt die Elektronenmasse durch die relativistische Massenformel (Gl. 1.7).

$$E_\gamma + m_0 \cdot c^2 = E_\gamma' + \frac{m_0 \cdot c^2}{\sqrt{1 - v_e^2/c^2}} \quad (4.13)$$

$$E_\gamma/c = E_\gamma'/c + \frac{m_0 \cdot v_e}{\sqrt{1 - v_e^2/c^2}} \quad (4.14)$$

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  $\theta$  für das Elektron und den Winkel  $\varphi$  für das gestreute Photon. Die Komponentenzerlegung für den Impuls in Gl. (4.14) in den Anteil in der ursprünglichen Photonenrichtung (Gl. 4.15) und die Impulskomponente senkrecht dazu (Gl. 4.16) ergibt:

$$E_\gamma/c = E_\gamma'/c \cdot \cos\varphi + \frac{m_0 \cdot v_e \cdot \cos\theta}{\sqrt{1 - v_e^2/c^2}} \quad (4.15)$$

$$0 = E_\gamma'/c \cdot \sin\varphi + \frac{m_0 \cdot v_e \cdot \sin\theta}{\sqrt{1 - v_e^2/c^2}} \quad (4.16)$$

Aus diesem Gleichungssystem erhält man nach einigen Umformungen die Restenergie des Streuphotons  $E'_\gamma$  als Funktion der Einschußenergie  $E_\gamma$  und des Photonenstreuwinkels  $\varphi$ .

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} \cdot (1 - \cos \varphi)} \quad (4.17)$$

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 dieses Buches nicht ableiten, Hinweise findet sich in der oben angegebenen Literaturstelle.

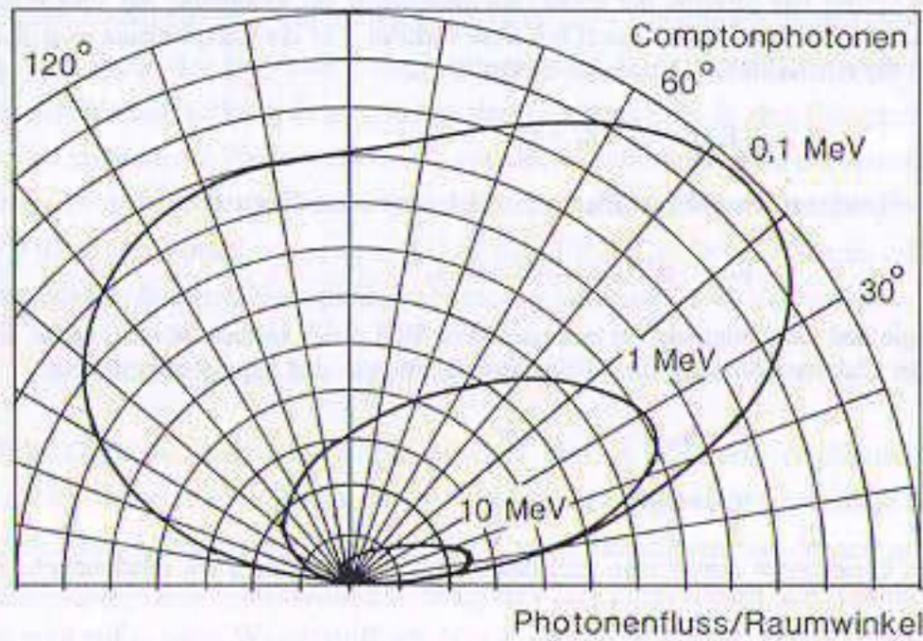


Fig. 4.5: Winkelverteilungen von Comptonphotonen (nach [Evans 1958]). Die primären Photonen werden in dieser Darstellung von links eingestrahlt. Ein erheblicher Anteil der Photonen wird auch in Rückwärtsrichtungen gestreut (Backscatter). Bei Energien bis etwa 100 keV ähnelt das Winkelverteilungsdiagramm der Comptonphotonen einem Schmetterlingsflügel, bei hohen Energien schmalen, nach schräg vorne gerichteten Keulen. Dargestellt ist der differentielle Wirkungsquerschnitt pro Elektron und pro Winkелеlement als Funktion des Streuwinkels (die Energiefluenz = Energie pro Flächeneinheit).

Bei sehr niedrigen Energien sind die gestreuten Photonen nach der Theorie fast symmetrisch um die Senkrechte zur Strahlrichtung verteilt. Ein erheblicher Teil der Photonen wird dabei sogar entgegen der Strahlrichtung abgelenkt. Ist der Streuwinkel der Photonen größer als  $90^\circ$ , so bezeichnet man dies als **Rückstreuung** (engl.: Backscatter). Für niedrige Energien ( $< 0.1 \text{ MeV}$ ) befindet sich das Maximum der Streuphotonenintensität bei nahezu  $45^\circ$ . Mit zunehmender Energie werden die Photo-

nen mehr und mehr nach vorne gestreut; die Intensität der rückgestreuten Photonen bzw. der relative Rückstreuanteil nehmen entsprechend ab (Fig. 4.5). 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 liegt also zwischen  $0^\circ$  und  $90^\circ$  (Fig. 4.6). Die Vorwärtsstreuanteile wachsen mit der Photonenenergie.

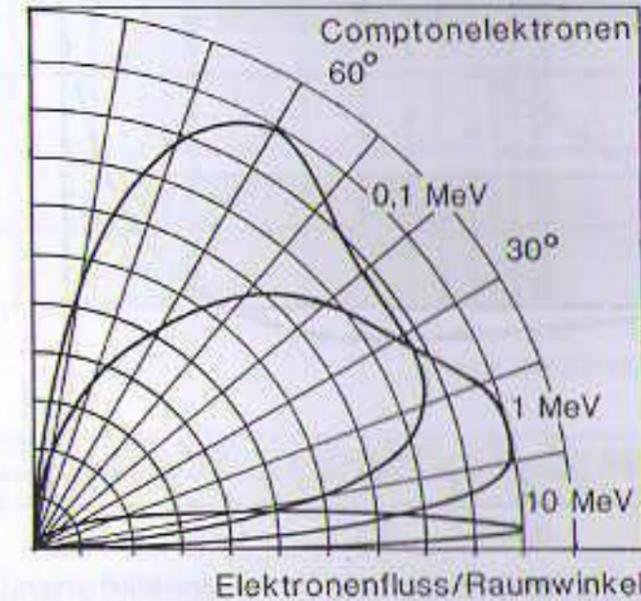


Fig. 4.6: Auf das jeweilige Maximum normierte Winkelverteilungen von Comptonelektronen nach [Whyte 1959]. Die primären Photonen werden von links eingeschossen. Dargestellt ist die relative Teilchenfluenz (die Teilchenzahl pro Flächeneinheit und pro Winkелеlement) als Funktion des Emissionswinkels der Elektronen.

Restenergien von Photonen und damit auch der auf das Elektron übertragene Energieanteil werden mit Gl. (4.17) berechnet. Diese Beziehung hängt von zwei Parametern ab, dem Photonenstreuwinkel  $\varphi$  und der Photonenenergie  $E_\gamma$ . Mit Hilfe der Gl. (4.17) kann zwar nicht die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten bestimmter Streuwinkel oder Energieüberträge berechnet werden, sie ist aber sehr nützlich zur Beurteilung der Energieverhältnisse als Funktion des Winkels und der ursprünglichen Photonenenergie. Die kinetische Energie des Elektrons ist nach Gl. (4.18) die Differenz der Energie  $E_\gamma$  des primären Photons, der Restenergie  $E'_\gamma$  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.

$$E_{kin} = E_\gamma - E'_\gamma - E_b \approx E_\gamma - E'_\gamma \quad (4.18)$$

**Variation der Streuphotonenenergie mit dem Streuwinkel:** Für eine vorgegebene Energie des einfallenden Photons  $E_\gamma$  ist die Restenergie des gestreuten Photons dann am kleinsten, wenn der

Nenner von Gl. (4.17) maximal wird. Das ist der Fall für den Photonen-Streuwinkel  $\varphi = 180^\circ$ . Das Photon und das Elektron stoßen dabei zentral aufeinander. Der Cosinus hat dann den Wert  $\cos(180^\circ) = -1$ , der Nenner in Gleichung (4.17) wird zu  $[1 + 2 \cdot E_\gamma / (m_0 c^2)]$ . Bei der  $180^\circ$ -Streuung erhält das Comptonelektron den höchsten Impulsübertrag und übernimmt nach Gleichung (4.18) auch den höchsten Energieanteil.

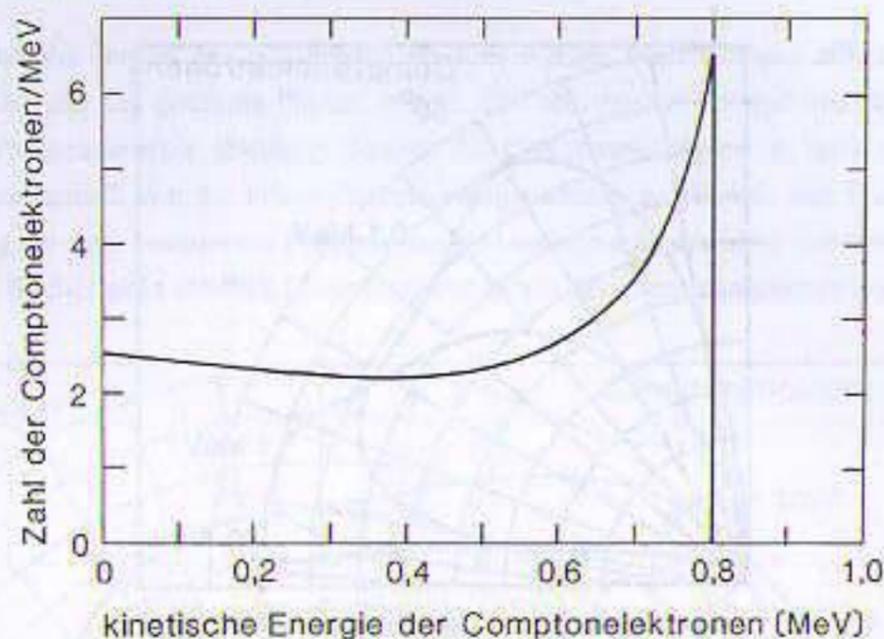


Fig. 4.7: Relative Energieverteilung von Comptonelektronen für Photonenstrahlung mit einer Energie von 1 MeV. Die scharfe obere Grenze des Comptonelektronenspektrums entsteht durch das Comptonelektron zu dem unter  $180^\circ$  zurückgestreuten Photon (vgl. Text).

Je kleiner der Streuwinkel des Photons wird, um so kleiner wird auch der Nenner in Gl. (4.17). Das Minimum erreicht der Winkelterm für den Grenzfall der Vorwärtsstreuung des Photons, also für den Streuwinkel  $\varphi = 0^\circ$ . In diesem Fall verschwindet der Energieausdruck im Nenner, die Energie des gestreuten und des primären Photons werden gleich. Je geringer der Energieverlust des Photons ist, um so weniger Energie erhält das Comptonelektron. Die Energieverteilungen von Comptonelektronen sind kontinuierlich und haben bei der nach Gl. (4.17) möglichen maximalen Elektronenenergie eine scharfe obere Grenze, die sogenannte "Comptonkante" (Fig. 4.7). Diese entspricht der minimalen Photonenrestenergie, die nach Gl. (4.17) bei der Rückstreuung des Photons unter  $180^\circ$  auftritt.

**Variation der Streuphotonenenergie mit der Energie des primären Photons:** Aus den Gleichungen (4.17) und (4.18) kann man auch leicht abschätzen, wie die Energieübertragung von der Photonenenergie abhängt. Entscheidend für den Photonenenergieverlust ist dabei das Verhältnis  $E_\gamma / m_0 c^2$  im Nenner von Gleichung (4.17).

Ist dieses Verhältnis deutlich kleiner als 1, die Photonenenergie  $E_\gamma$  also erheblich geringer als die Ruheenergie des Elektrons (511 keV), so ist die Restenergie des Photons nach Gl. (4.17) nur wenig von

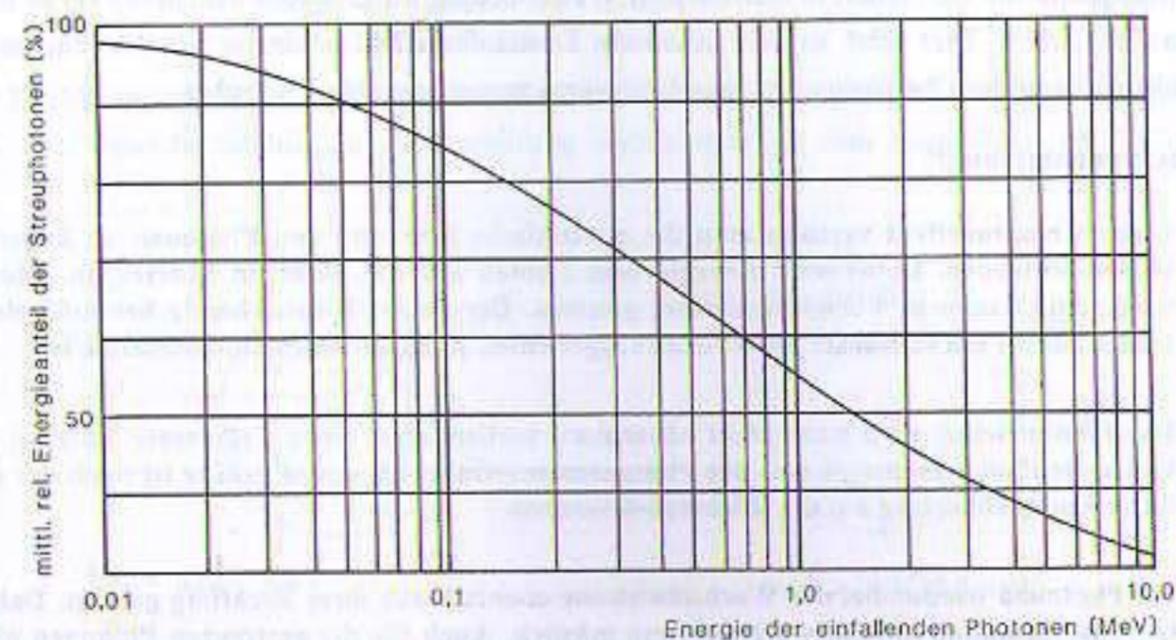


Fig. 4.8: Über alle Streuwinkel gemittelter Restenergieanteil comptongestreuter Photonen, bezogen auf die Energie des einfallenden Photons. Nach Daten von [Greening 1981].

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 - eine nur wenig "weichere" Strahlungsqualität als die primäre Strahlung hat, darf sie beim Strahlenschutz im Streustrahlungsfeld von Röntgenstrahlern nicht unterschätzt werden.

Das Comptonelektron übernimmt bei weicher Photonenstrahlung natürlich auch nur einen entsprechend kleinen Teil der Photonenenergie. Comptonelektronen in der Röntgendiagnostik sind daher energiearm und haben in menschlichem Gewebe auch nur eine geringe Reichweite (s. Abschnitt 5). Für diagnostische Röntgenstrahlung tritt deshalb auch kein Dosisaufbaueffekt durch kontinuierliche Abgabe der Bewegungsenergie der Sekundärelektronen an die Materie auf, wie er durch die Verschiebung des Wechselwirkungsortes zum Abgabeort dieser Energie bei hohen Photonenenergien vorkommt.

Ist die Photonenenergie dagegen größer als die Ruheenergie des Elektrons ( $E_\gamma \gg 511$  keV), so ist der Faktor beim Cosinusglied im Nenner von Gleichung (4.17) 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 einen relativ größeren Teil der Photonenenergie (Fig. 4.8). Sie sind energiereicher und haben deshalb eine größere Reichweite in Materie. In Materialien niedriger

Ordnungszahl wie menschlichem Gewebe oder Wasser beträgt die Elektronenreichweite bis zu einigen Zentimetern. Dies führt zu dem bekannten Dosisaufbaueffekt höherenergetischer Photonenstrahlung hinter den Oberflächen bzw. an Materialgrenzen der bestrahlten Absorber.

#### Zusammenfassung:

- Unter Comptoneffekt versteht man die unelastische Streuung von Photonen an äußeren Hüllenelektronen. Dabei wird Energie vom Photon auf das Elektron übertragen. Dieses wird seitlich oder in Vorwärtsrichtung gestreut. Der dadurch entstehende Sekundärelektronenfluß ist um so stärker nach vorne ausgerichtet, je höher die Photonenenergie ist.
- Das Photon selbst wird zwar nicht absorbiert, verliert aber einen Teil seiner Energie. Je höher die Photonenenergie und der Photonenstreuwinkel ist, um so größer ist auch der relative Energieübertrag auf die Rückstoßelektronen.
- Die Photonen werden bei der Wechselwirkung ebenfalls aus ihrer Richtung gelenkt. Dabei ist sogar Streuung in Rückwärtsrichtung möglich. Auch für die gestreuten Photonen gilt, daß sie mit zunehmender Photonenenergie mehr in Strahlrichtung gestreut werden. Die höchsten Rückstreubeiträge treten bei niedrigen Photonenenergien auf.
- Der Comptoneffekt ist in menschlichem Weichteilgewebe und anderen Substanzen mit niedriger Ordnungszahl für therapeutische und diagnostische Photonenstrahlung ab etwa 30 keV der dominierende Wechselwirkungsprozeß.

### 4.3 Die Paarbildung durch Photonen im Coulombfeld

Photonen können als elektromagnetische Energiepakete aufgefaßt werden (s. Kap. 1.2). Sie können daher auch mit dem elektrischen Feld geladener Teilchen, wie Atomkerne oder Elektronen, wechselwirken. Übersteigt die Photonenenergie das Energie-Massen-Äquivalent für zwei Elektronen ( $2 \cdot 511 \text{ keV}$ ), 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 Atomkernes im Mittel allerdings eine geringfügig höhere Bewegungsenergie als das negative 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.

$$E_{\text{kin}} = E_\gamma - 2 \cdot m_0 \cdot c^2 = E_\gamma - 1022 \text{ keV} \quad (4.19)$$

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 Photo-

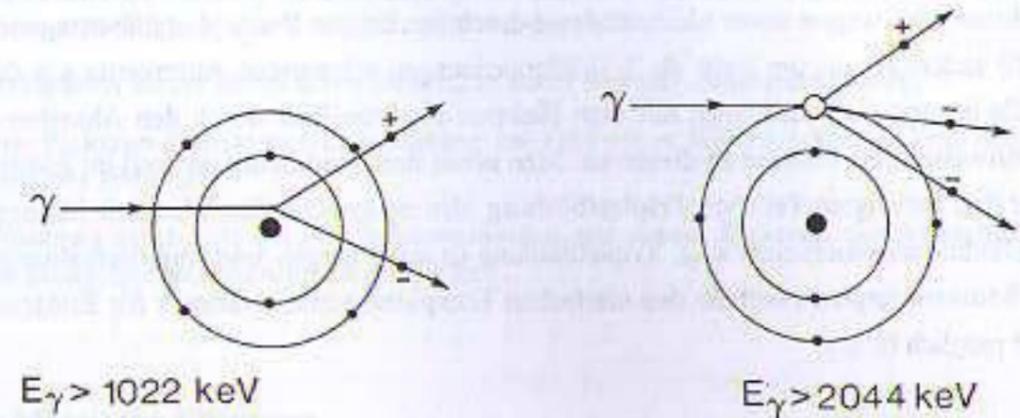


Fig. 4.9: Schematische Darstellung der Paarbildungsprozesse. Links: Paarbildung im Coulombfeld eines Atomkernes. Das erzeugte Teilchen-Antiteilchenpaar besteht aus Elektron und Positron. Damit ist dem Gesetz von der Erhaltung der Teilchenzahl genüge getan. Aus Gründen der Impulserhaltung werden die Teilchen 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 sogenannten Vernichtungsstrahlung von 2.511 keV (s. Abschnitt 3.1.3).

nenenergie 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  $\kappa$  gilt (für die Paarbildung im Kernfeld):

$$\kappa_{\text{Kern}} \propto Z \cdot \rho \cdot \log E_\gamma \quad \text{mit } E_\gamma > 1022 \text{ keV} \quad (4.20)$$

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, die sogenannte Vernichtungsstrahlung, umgewandelt, die unter  $180^\circ$  zueinander abgestrahlt werden. 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 umgewandelt.

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 zumindestens nur teilweise zur lokalen Entstehung

einer Energiedosis im Absorber bei (s. auch Abschnitt 3.1.3, Fig. 3.9). Bei sehr hohen Photonenenergien und hohen Ordnungszahlen kann die Paarbildung im Kernfeld zur dominierenden Wechselwirkung von Photonen mit Materie werden (vgl. Fig. 4.12).

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  $\kappa_{\text{trip}}$ . Triplettbildung ist aus Energie- und Impulserhaltungsgründen erst bei Photonenenergien oberhalb des vierfachen Energiemassenäquivalentes für Elektronen  $E_\gamma > 4 \cdot 511 \text{ keV}$  möglich (s. u.).

**Begründung der Notwendigkeit eines Stoßpartners bei der Paarerzeugung\*:** Bei der Paarbildung gilt wie bei allen Vorgängen in der Natur der Energie- und der Impulserhaltungssatz. Vor der Paarbildung ist die Gesamtenergie die Photonenenergie  $E_\gamma$ , der Gesamtimpuls ist der Photonenimpuls  $E_\gamma/c$  (s. Abschn. 1.3, Gl. 1.28). Nach der Paarbildung bleibt für die Bewegungsenergie des Teilchenpaares nur die Differenzenergie von Photonenenergie und doppelter Ruhemasse  $E_{\text{kin}} = E - 2 \cdot m_0 \cdot c^2$ . Der Gesamtimpulsbetrag des Teilchenpaares soll mit  $p$  bezeichnet werden. Wenn Elektron und Positron allein den Impuls des Photons übernehmen, erhielte man nach dem relativistischen Energiesatz (Gl. 1.11) für den Gesamtimpuls der beiden Teilchen nach der Paarbildung durch leichte Umformung.

$$p^2 = \frac{E_\gamma^2 - E_0^2}{c^2} \quad \text{bzw.} \quad p = \frac{1}{c} \cdot \sqrt{E_\gamma^2 - (2m_0 \cdot c^2)^2} < \frac{E_\gamma}{c} \quad (4.21)$$

Da der Wurzelausdruck offensichtlich immer kleiner ist als  $E_\gamma$ , 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-Positronpaar 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, um so weniger Impuls muß der Atomkern nach Gl. (4.21) übernehmen.

Den relativ größten Impulsübertrag erhält der Atomkern unmittelbar oberhalb der Paarerzeugungsschwelle, da dann der maximal mögliche Teilchengesamtimpuls  $p$  nach Gl. (4.21) 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. (1.16) berechnet und beträgt an der Paarbildungsschwelle  $p^2/2m_{\text{Kern}} \approx E_\gamma - 2 \cdot m_0 \cdot c^2$ . Wegen der hohen Kernmasse und der geringen Rückstoßenergie ist die Rückstoßgeschwindigkeit des Kernes 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  $E_{\text{kin}} = p^2/2m_e$  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 Atomkernes spontan ein Elektron-Positronpaar gebildet.
- Für die Paarbildung 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 bei der Rekombination mit einem Elektron des Absorbers zu zwei Vernichtungsgammaquanten zu je 511 keV.

### 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.

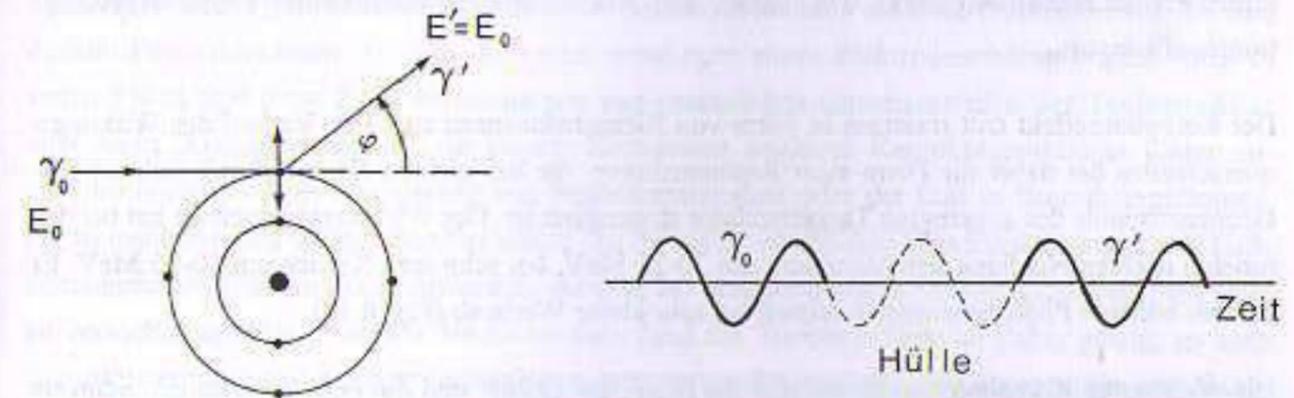


Fig. 4.10: Links: Schematische Darstellung des klassischen Streuvorganges an gebundenen Elektronen. Das primäre Photon regt die Elektronenhülle zu erzwungenen Schwingungen an. Das gestreute Photon hat zwar dieselbe Energie aber im allgemeinen eine andere Richtung als das primäre Photon. Rechts: Phasenbeziehung zwischen einlaufendem Photon  $\gamma_0$ , Hüllenschwingung und gestreutem Photon  $\gamma'$ .

Klassische Streuung schwächt das Strahlenbündel durch Aufstreuung, nicht aber durch Energieumwandlung oder Absorption. 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  $\rho$  des Absorbers zu. Für den klassischen Streukoeffizienten oberhalb 10 keV gilt deshalb ungefähr:

$$\sigma_{kl} \propto \rho \cdot \frac{Z^{2.5}}{A \cdot E_\gamma^2} \approx \rho \cdot \frac{Z^{1.5}}{E_\gamma^2} \quad (4.22)$$

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 dieser 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 2.2). In Analogie zum Photoeffekt in der Hülle nennt man diesen Prozeß **Kernphotoeffekt**, den zugehörigen Wechselwirkungskoeffizienten Kernphotoabsorptionskoeffizient  $\sigma_{kp}$ .

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 Targetnuklides 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. 4.11).

Die wichtigsten Kernphotoreaktionen sind die  $(\gamma, n)$ -, die  $(\gamma, 2n)$ - und die  $(\gamma, p)$ -Reaktionen. Schwere Kerne wie Uran können durch Photonen auch gespalten werden. Diese Kernreaktion wird Photospaltung genannt und mit dem Kürzel  $(\gamma, f)$  bezeichnet ( $f = \text{fission}$ , engl. für Spaltung). Reicht die Photonenenergie zur Teilchenemission nicht aus, so geht der angeregte Atomkern durch Emission von Gammaquanten wieder in den Grundzustand über (Kern-Fluoreszenz).

| Reaktion               | Schwelle (MeV) | Tochter nuklid     | Zerfallsart | T <sub>1/2</sub> | E <sub>γ</sub> (keV) |
|------------------------|----------------|--------------------|-------------|------------------|----------------------|
| <sup>12</sup> C(γ,n)   | 18.7           | <sup>11</sup> C*   | β+, EC      | 20.4 min         | 511                  |
| <sup>14</sup> N(γ,n)   | 10.5           | <sup>13</sup> N*   | β+          | 9.96 min         | 511                  |
| <sup>16</sup> O(γ,n)   | 15.68          | <sup>15</sup> O*   | β+, EC      | 122 s            | 511                  |
| <sup>16</sup> O(γ,2n)  | 28.9           | <sup>14</sup> O*   | β+, γ       | 70.6 s           | 511, 2313            |
| <sup>27</sup> Al(γ,n)  | 12.7           | <sup>26</sup> Al*  | β+, EC, γ   | 6.4 s            | 511, 1810            |
| <sup>63</sup> Cu(γ,n)  | 10.8           | <sup>62</sup> Cu*  | β+, EC      | 9.73 min         | 511                  |
| <sup>208</sup> Pb(γ,n) | 7.9            | <sup>207</sup> Pb  | stabil      | -                | -                    |
| <sup>12</sup> C(γ,p)   | 16.0           | <sup>11</sup> B    | stabil      | -                | -                    |
| <sup>16</sup> O(γ,p)   | 12.1           | <sup>15</sup> N    | stabil      | -                | -                    |
| <sup>27</sup> Al(γ,p)  | 8.3            | <sup>26</sup> Mg   | stabil      | -                | -                    |
| <sup>63</sup> Cu(γ,p)  | 6.1            | <sup>62</sup> Ni   | stabil      | -                | -                    |
| <sup>208</sup> Pb(γ,p) | 8.0            | <sup>207</sup> Tl* | β-          | 4.8 min          | -                    |

Tab. 4.1: Reaktions- und Zerfallsdaten für Kernphotoreaktionen an einigen für die Radiologie wichtigen Materialien. \*:radioaktives Tochter nuklid.

Für die globalen Abhängigkeiten der Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten für Kernphotoreaktionen von der Ordnungs-, Neutronen- oder Massenzahl der Targetkerne gibt es wegen der individuellen Nukleonkonfigurationen der einzelnen Isotope 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  $(\gamma, xn)$ -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 Gammazerfällen der Tochter nuklide oder deren "Konkurrenzerfall", 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 Tochter nuklide 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 (<sup>16</sup>O) oder Benzol (<sup>12</sup>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.

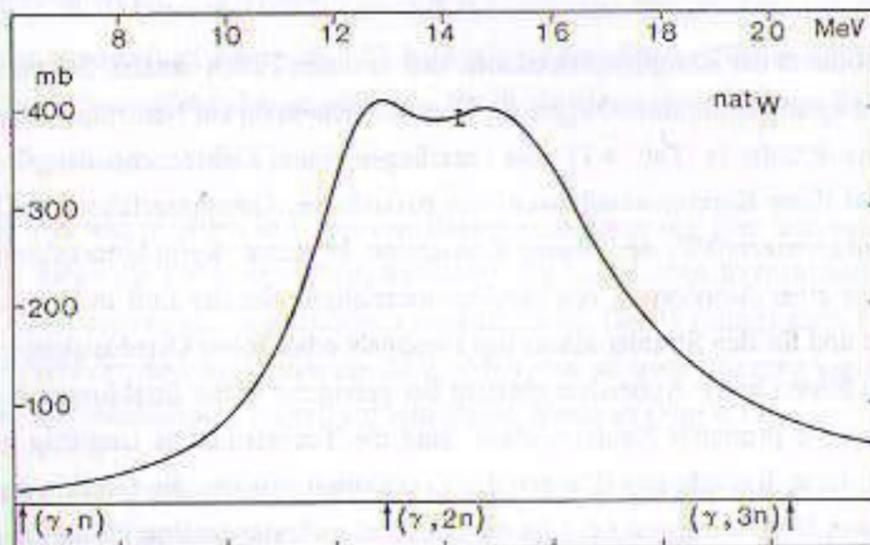
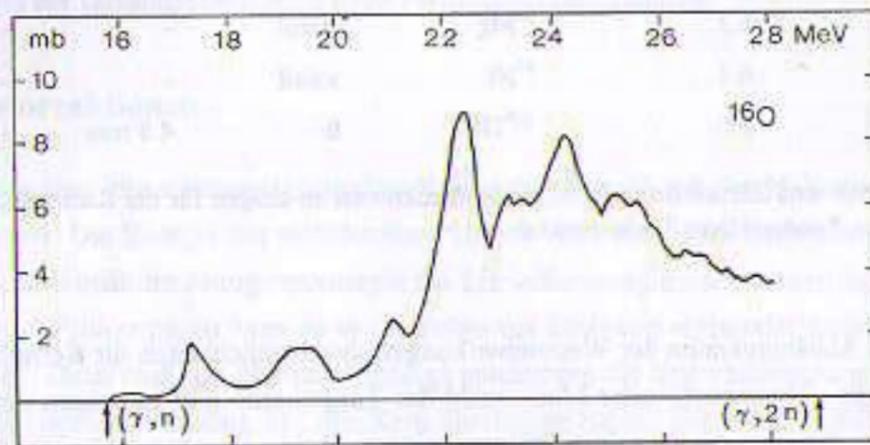
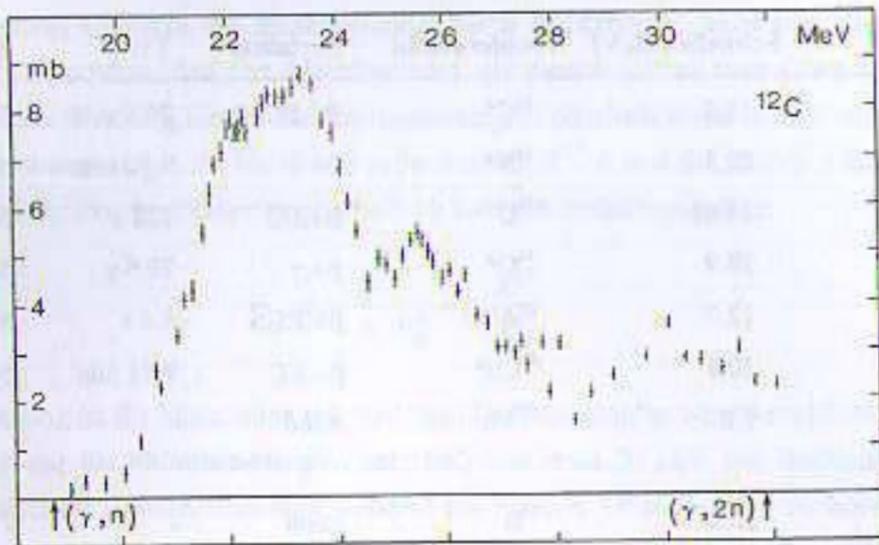


Fig. 4.11: Wirkungsquerschnitte für Kernphotoreaktionen des Typs  $(\gamma, xn)$ , für monoenergetische Photonen, (Angaben in  $\text{mb} = 10^{-31} \text{m}^2$ , Quellen:  $^{12}\text{C}$ : [Kneißl 1975],  $^{16}\text{O}$ : [Caldwell 1965], W-nat: [Veyssiere 1975]). (Zum Begriff des Wirkungsquerschnittes s. Abschnitt 4.11). Besonders für das  $^{16}\text{O}$  sind deutlich die resonanzartigen Strukturen im Wirkungsquerschnitt für die Anregung von Einzelnukleonenzuständen zu erkennen.

Zusammenfassung:

- Photonenstrahlung kann über das elektromagnetische Feld mit Atomkernen oder einzelnen Nukleonen wechselwirken.
- Bewirkt die Wechselwirkung eine Teilchenemission, so spricht man vom Kernphotoeffekt.
- Atomkerne werden durch den Kernphotoeffekt in der Regel 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.

4.6 Die Bedeutung der verschiedenen Photonen-Wechselwirkungsprozesse in der medizinischen Radiologie und im Strahlenschutz.

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  | $f(Z, A)$           | $f(E_\gamma)$  | Sekundärstrahlungen              |
|-----------------|---------------------|--|----------------------------------|
| Photoeffekt     | $Z^4/A$ bis $Z^5/A$ | $1/E^3$ ( $E \ll 511 \text{ keV}$ )<br>$1/E$ ( $E \gg 511 \text{ keV}$ ) | $e^-$ , Röntgenstrl., Auger- $e$ |
| Comptoneffekt   | $Z/A$               | $1/E^{0.5}$ bis $1/E$  | $\gamma$ , $e^-$                 |
| klass. Streuung | $Z^2/A$             | $1/E^2$  | $\gamma$                         |
| Paarbildung     | $Z^2/A$             | $\log E_\gamma$ ( $E_\gamma > 1022 \text{ keV}$ )                        | $e^-, e^+$                       |
| Kernphotoeffekt | Riesenresonanz      | $E_\gamma > E_{\text{Schwelle}}$   | $n, p$ , (Spaltung), $\gamma$    |

Tab. 4.2: Näherungsweise Abhängigkeiten der Photonen-Wechselwirkungskoeffizienten von Photonenenergie, Ordnungszahl und Massenzahl des Absorbers.

Alle Wechselwirkungskoeffizienten sind proportional zur Dichte  $\rho$  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 im Text beschriebenen Einschränkungen und sollen einen qualitativen orientierenden Überblick über die wichtigsten Einflußgrößen auf den Photonen-Schwächungskoeffizienten geben.

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 Wechselwirkungswahrscheinlichkeit auch wegen der fehlenden Photonenstreustrahlung von Vorteil ist. Allerdings erzeugt der Photoeffekt speziell in schweren Absorbieren 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, die inkohärente Streuung, ist für einen breiten Bereich von Photonenenergien und für kleine Ordnungszahlen (bis etwa  $Z = 10$ ) der dominierende Wechselwirkungsprozeß. 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.

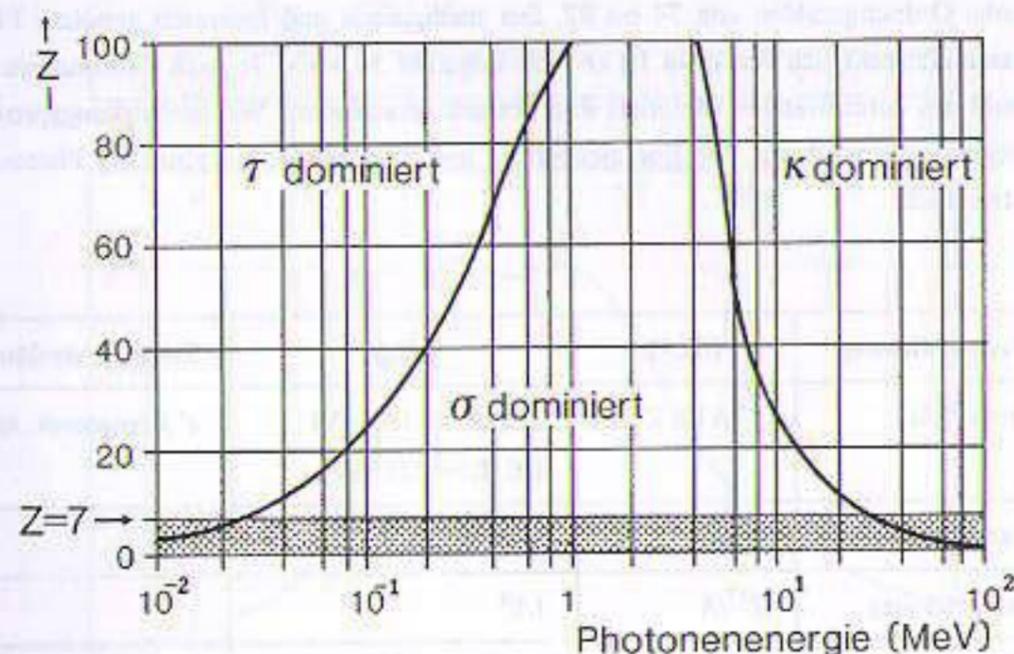


Fig. 4.12: Flächendiagramm der wichtigsten relativen Anteile der Photonen-Wechselwirkungswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Photonenenergie und der Ordnungszahl des Absorbers (nach [Evans 1968]). Punktiert: Gewebe und Phantommaterialien. Die geschwungenen Linien zeigen die Bereiche von Ordnungszahl und Energie, in denen jeweils angrenzende Effekte (Photo- und Comptoneffekt bzw. Comptoneffekt und Paarbildung) gleich wahrscheinlich sind.

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 Absorbieren ( $Z > 20$ ) 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 Photonspektren 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 inkohärent 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).
- 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 bis 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 Photonschwächung 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.

#### 4.7 Schwächung eines schmalen und monoenergetischen Photonenstrahlenbündels beim Durchgang durch Materie

Zur Beschreibung der Schwächung von Photonenstrahlenbündeln beim Durchgang durch Materieschichten beschränkt man sich zunächst auf den (wenig realistischen) Fall der unendlich schmalen, parallelen Strahlenbündel. Dadurch werden Mehrfachwechselwirkungen der Photonen bzw. ihrer Sekundärstrahlungen im durchstrahlten Material und die Vermischung des sekundären und tertiären Strahlungsfeldes mit dem ursprünglichen Strahlenbündel vermieden. Die Abhängigkeit der Strahlungsintensitäten von der Entfernung von der Strahlungsquelle spielen bei dieser angenommenen Parallelstrahl-Geometrie (Ausschaltung des Abstandsgesetzes) keine Rolle.

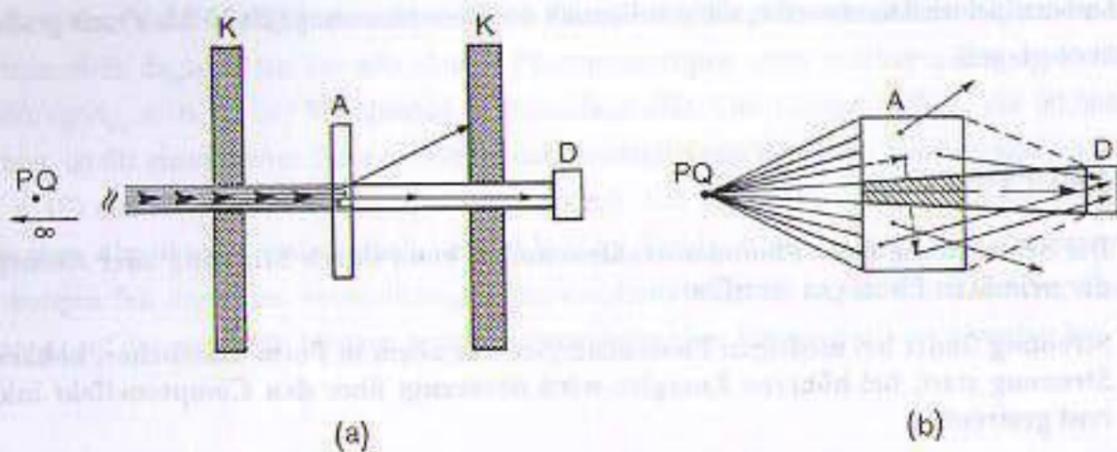


Fig. 4.13: (a): Experimenteller Aufbau zur Messung der Schwächung eines Photonenstrahlenbündels in "schmaler" Geometrie: Der Strahler (PQ) befindet sich so weit vom Detektor entfernt, daß ein nahezu paralleles Strahlenbündel entsteht. Das Strahlenbündel ist durch zwei Kollimatoren (K) ausgeblendet. Der Detektor (D) sieht nur den vom dünnen Absorber (A) durchgelassenen Primärstrahlungsanteil. Es finden keine Mehrfachwechselwirkungen im Absorber statt. (b): Messung in offener Geometrie: Der Strahler befindet sich in endlicher Entfernung vom Detektor. Der Absorber ist dick (Mehrfachwechselwirkungen!). Der Detektor sieht den Strahler unter kleinerem Winkel als den Absorber (gestrichelte Linien), dessen Streustrahlung wegen der offenen Geometrie den Detektor treffen kann.

Im Experiment erreicht man dies durch fein ausgeblendete, kollimierte Strahlungsquellen und Detektoren und Messungen in fester Geometrie, bei der also die relative Lage von Strahlungsquelle und Detektor während des Experimentes nicht verändert wird (Fig. 4.13a). Bei monoenergetischen Photonspektren können die Untersuchungen auch mit Hilfe von Gammaskpektrometern durchgeführt werden, in denen die Photonen nach ihrer Energie unterschieden werden können (s.  $^{137}\text{Cs}$ -Beispiel in Abschnitt 4.10). Auf diese Weise können alle Photonen, die bereits einer Wechselwirkung mit Energieverlust unterlagen, von primären Photonen diskriminiert werden. Von primären Photonen durch ihre Energie nicht zu unterscheiden sind dagegen klassisch gestreute Photonen.

In den meisten Fällen finden Wechselwirkungen von Photonenfeldern mit Absorbieren jedoch in "offener" Geometrie statt. Die breiten Strahlungsfelder sind deshalb in der Regel mehr oder weniger di-

vergent und enthalten nach der Wechselwirkung mit einem Absorber auch gestreute Photonen und Sekundärelektronen, die zusammen mit den Primärphotonen im Detektor nachgewiesen werden (Fig. 4.13b). Jede Wechselwirkung eines Photonenstrahlenbündels mit einem Absorber schwächt die Intensität des primären, ursprünglich geradeaus gerichteten Photonenstrahls. Die Wechselwirkungen können zur Absorption oder zur Streuung von Photonen führen.

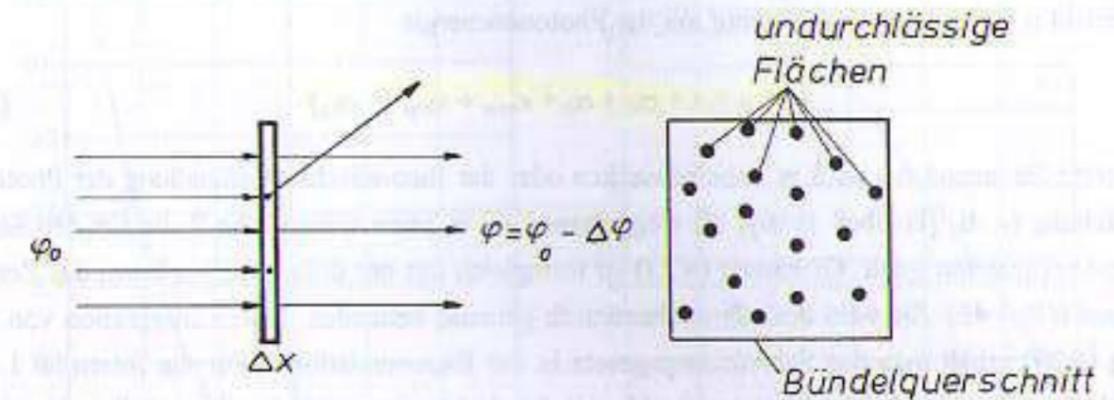


Fig. 4.14: Links: Schwächung einer primären Photonenflußdichte ( $\varphi_0$ ) durch einen dünnen Absorber.  $\Delta\varphi_0$  ist die Abnahme von  $\varphi$  beim Durchgang durch die Absorberdicke  $\Delta x$ . Rechts: Schematische Darstellung der Wechselwirkungsorte (als absorbierende dunkle Kreisflächen) in Aufsicht auf den Absorber.

Das exponentielle Schwächungsgesetz beschreibt den Anteil der primären Photonen, der einem schmalen, parallelen und monoenergetischen Photonenstrahlenbündel durch Wechselwirkungen verloren geht (Fig. 4.14). Als physikalische Größen können bei der Formulierung des Schwächungsgesetzes die Primärphotonenzahl  $N$ , die Photonenflußdichte  $\varphi$  (d. i. die Zahl der Photonen pro Zeiteinheit und Querschnittsfläche) oder bei monoenergetischer Photonenstrahlung auch eine Energieflußgröße wie die Intensität  $I$  ("Energie pro Fläche und Zeit") verwendet werden. Für die Photonenzahl  $N$  lautet das Schwächungsgesetz in der differentiellen Schreibweise, d. h. für beliebig kleine Schichtdicken  $dx$ :

$$dN = -\mu \cdot N \cdot dx \quad (4.23)$$

Es besagt, daß die Abnahme  $dN$  der primären Photonenzahl  $N$  durch Wechselwirkungen mit dem durchstrahlten Material proportional zur Zahl der primären Photonen und zur durchsetzten infinitesimalen Schichtdicke  $dx$  ist. Die Proportionalitätskonstante  $\mu$  dieser Gleichung heißt **linearer Schwächungskoeffizient**. Stellt man Gleichung (4.23) etwas um, so erkennt man leicht die physikalische Bedeutung dieses Parameters.

$$\mu = -\frac{dN}{N} / dx \quad (4.24)$$

Der Schwächungskoeffizient  $\mu$  ist also der Quotient aus dem relativen Primärphotonenzahlverlust  $dN/N$  (der relativen Anzahl der Photonenwechselwirkungen auf einem Wegstück  $dx$ ) und der Wegstrecke  $dx$ .  $\mu$  hat deshalb die Einheit einer reziproken Länge (z. B.  $1/\text{cm}$ ). Er ist eine für das jeweilige Absorbermaterial charakteristische Konstante und setzt sich nach Gleichung (4.25) additiv aus den Koeffizienten für die einzelnen Photonenwechselwirkungen zusammen. Aufgrund der verschiedenen Energieabhängigkeiten der einzelnen Komponenten (vgl. Tab. 4.2) zeigt der lineare Schwächungskoeffizient  $\mu$  keinen einfachen Verlauf mit der Photonenenergie.

$$\mu = \tau + \sigma_C + \sigma_k + \kappa_{\text{pair}} + \kappa_{\text{tripl}} (+ \sigma_{\text{kp}}) \quad (4.25)$$

Der letzte Summand  $\sigma_{\text{kp}}$  wird in Tabellenwerken oder der theoretischen Behandlung der Photonen-schwächung (z. B. [Hubbell 1996]) oft weggelassen, da er keine wesentliche Rolle für den Schwächungskoeffizienten spielt. Gleichung (4.23) ist formgleich mit der differentiellen Form des Zerfallsgesetzes (Gl. 3.45). Sie wird deshalb mathematisch genauso behandelt. Durch Integration von Gleichung (4.23) erhält man das Schwächungsgesetz in der Exponentialform. Für die Intensität  $I$  eines schmalen monoenergetischen Photonenstrahls mit der Anfangsintensität  $I_0$  gilt nach Durchlaufen einer einheitlich dichten Absorberschicht der Dicke  $x$  beispielsweise das Gesetz in der Form:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (4.26)$$

und für die Primärphotonenzahl  $N$  findet man entsprechend den Ausdruck:

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (4.27)$$

Die Intensität und die Primärphotonenzahl nehmen also exponentiell mit der Dicke des Absorbers ab. In linearer grafischer Darstellung erhält man wie beim Zerfallsgesetz wieder einen asymptotisch gegen Null verlaufenden Graphen, in halblogarithmischer Auftragungsweise Geraden mit negativer Steigung (Fig. 4.15, vgl. auch Fig. 3.17).

In formaler Analogie zur Halbwertszeit beim radioaktiven Zerfallsgesetz kann man beim Schwächungsgesetz wegen der mathematischen Gleichheit der beiden Beziehungen (Exponentialfunktion) die **Halbwertschichtdicke** ( $d_{1/2}$ ,  $d_{50}$ ,  $s_1$  oder HWSD) für die Schwächung definieren (Gl. 4.28). Sie gibt diejenige Schichtdicke an, hinter der die Intensität bzw. die Zahl der primären Photonen eines schmalen Photonenstrahlenbündels auf 50% abgenommen hat. Die Halbwertschichtdicke für eine bestimmte Photonenenergie ist ebenso charakteristisch für das Material wie der Schwächungskoeffizient.

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad \text{und} \quad I(x) = I_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2 \cdot x}{d_{1/2}}} \quad (4.28)$$

Die **Zehntelwertdicke** oder Zehntelwertschichtdicke ist diejenige Dicke eines Absorbers, nach der die Primärphotonenintensität oder -zahl auf ein Zehntel (10%) abgenommen hat. Etwa drei Halbwertschichtdicken entsprechen einer Zehntelwertschicht (exakt:  $d_{1/10} = 3,32 \cdot d_{1/2}$ ).

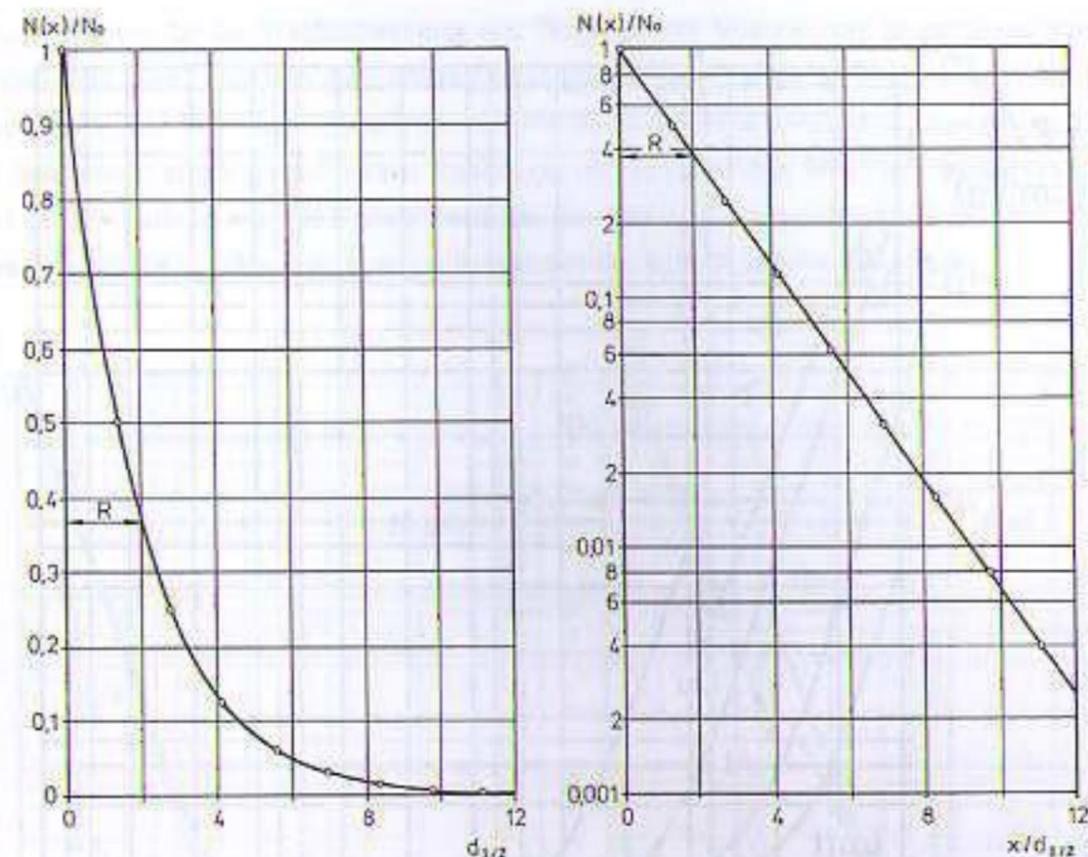


Fig. 4.15: Schematische Darstellung des exponentiellen Schwächungsgesetzes für monoenergetische Photonenstrahlung in schmaler Geometrie. Ordinaten: Photonenzahl bzw. Intensität, Abszissen: Absorberdicke. Links lineare, rechts halblogarithmische Darstellung. Eingezeichnet sind mehrere Halbwertschichtdicken, die Zehntelwertdicken und die mittlere freie Weglänge  $R$  der Photonenstrahlung (zur Definition vgl. Gln. 4.27 bis 4.29). Die Zahlenwerte im Beispiel sind:  $d_{1/2} = 1,4 \text{ cm}$ ,  $d_{1/10} = 4,6 \text{ cm}$ ,  $\mu = 0,5 \text{ cm}^{-1}$ ,  $R = 2,0 \text{ cm}$ .

$$d_{1/10} = \frac{\ln 10}{\mu} \approx \frac{2,303}{\mu} \quad (4.29)$$

In formaler Analogie zu den Überlegungen zur Definition der mittleren Lebensdauer radioaktiver Atomkerne (s. Gln. 3.51, 3.52) kann man für die Schwächung von Photonenstrahlung die **mittlere freie Weglänge  $R$**  durch eine Integralbeziehung berechnen.

$$R = \frac{\int_{x=0}^{\infty} x \cdot dN(x)}{\int_{x=0}^{\infty} dN(x)} = \frac{\int_{x=0}^{\infty} -x \cdot \mu \cdot N_0 \cdot e^{-\mu x} \cdot dx}{\int_{x=0}^{\infty} -\mu \cdot N_0 \cdot e^{-\mu x} \cdot dx} = \frac{1}{\mu} \quad (4.30)$$

Die mittlere freie Weglänge von Photonenstrahlung ist also gerade der Kehrwert des linearen Schwächungskoeffizienten  $\mu$ . Damit erhält man das Schwächungsgesetz in der Form:

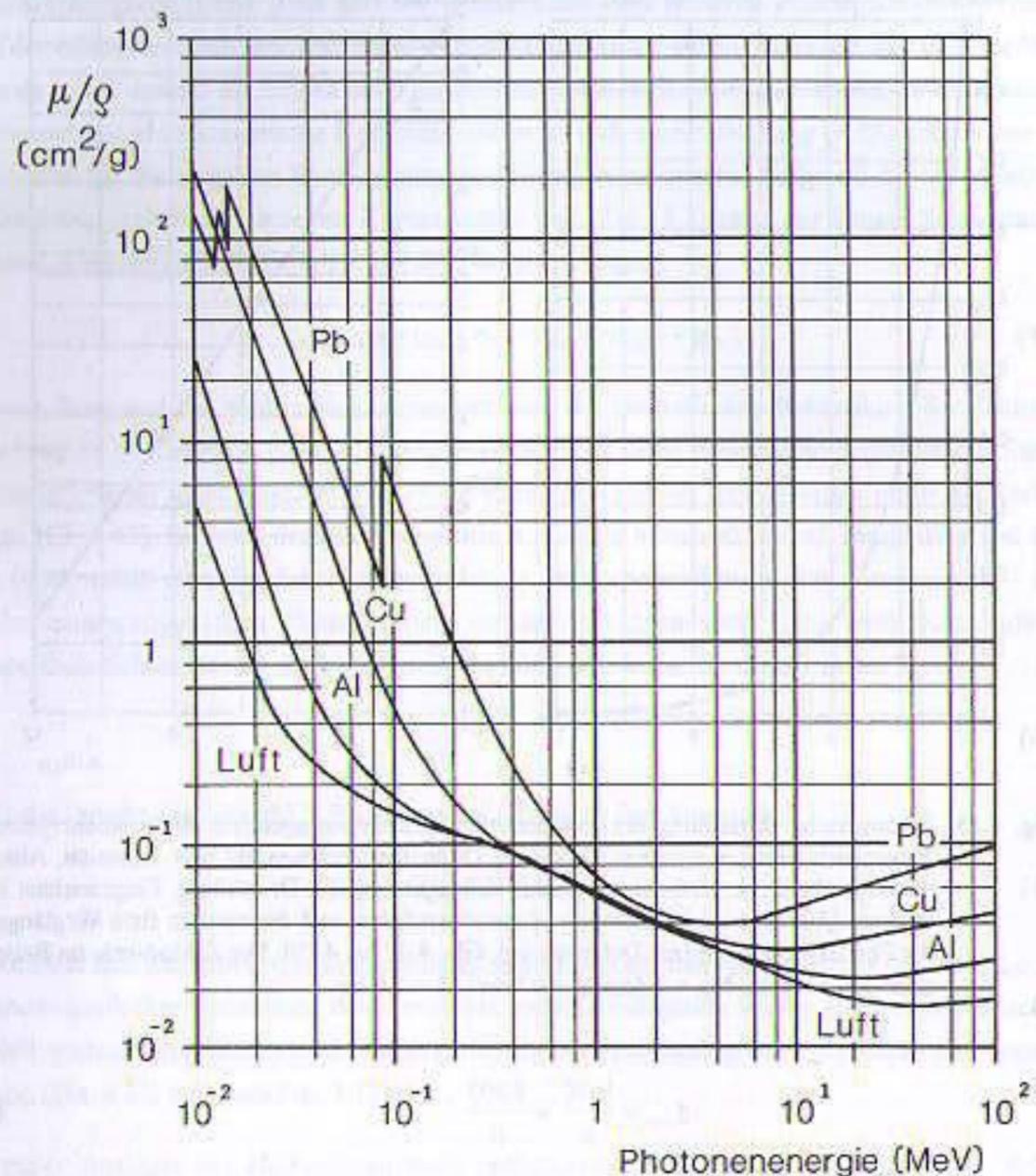


Fig. 4.16: Massenschwächungskoeffizienten  $\mu/\rho$  ( $\text{cm}^2/\text{g}$ ) einiger gebräuchlicher Materialien. Der Massenschwächungskoeffizient für Luft unterscheidet sich wegen der vergleichbaren Ordnungszahl nur geringfügig von dem für Wasser. Im Bereich des dominierenden Comptoneffektes sind 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.

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-\frac{x}{R}} \quad \text{mit} \quad R = \frac{1}{\mu} \quad (4.31)$$

Durch Einsetzen von  $x = R$  findet man, daß die Zahl der Photonen nach einer mittleren freien Weglänge gerade auf  $1/e$  (ca. 37%), nach zwei freien Weglängen auf  $1/e^2$  (13%) abgenommen hat.

Die Koeffizienten für die Wechselwirkung von Photonen mit Materie sind proportional zur Dichte des Absorbers. Sieht man von ihrer Ordnungszahlabhängigkeit einmal ab, so unterscheiden sich die materialabhängigen Schwächungskoeffizienten wie die Dichten der bestrahlten Materie. Dichten typischer Substanzen in der medizinischen Radiologie wie menschliches Weichteilgewebe oder Wasser ( $\rho \approx 1 \text{ g/cm}^3$ ), Luft ( $\rho \approx 0.0013 \text{ g/cm}^3$ ) und Blei ( $\rho = 11.35 \text{ g/cm}^3$ ) umfassen 4 Größenordnungen. Um mindestens die gleichen Faktoren variieren daher die Schwächungskoeffizienten.

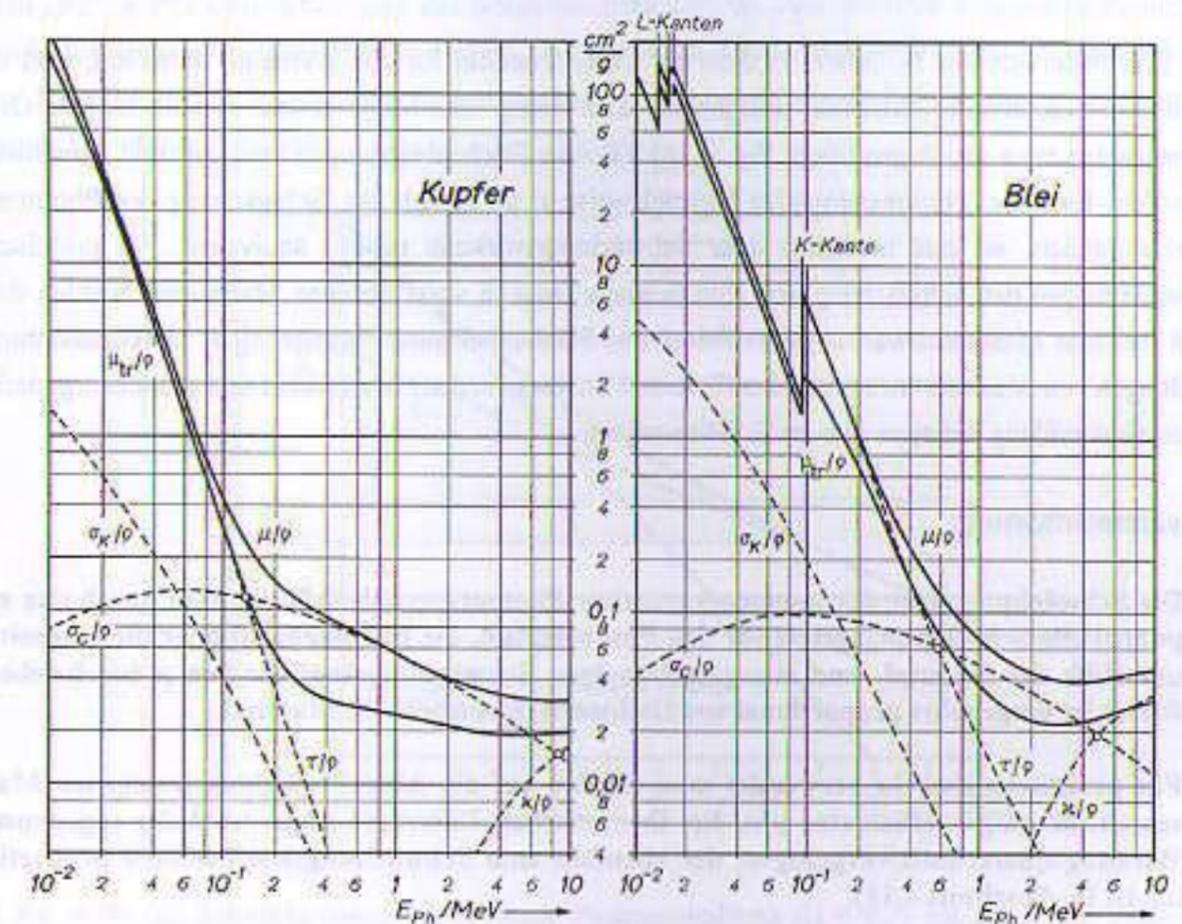


Fig. 4.17: Massenschwächungskoeffizienten von Kupfer (links,  $Z = 29$ ) und Blei (rechts,  $Z = 82$ ). Obere durchgezogene Linie: Massenschwächungskoeffizient  $\mu/\rho$  (in  $\text{cm}^2/\text{g}$ ). Untere durchgezogene Linie: Massenenergieumwandlungskoeffizient  $\mu_e/\rho$  (in  $\text{cm}^2/\text{g}$ , s. Abschnitt 4.13). Gestrichelte Linien: Komponenten des Massenschwächungskoeffizienten für die Comptonstreuung  $\sigma_C/\rho$ , kohärente Streuung  $\sigma_V/\rho$ , Photoeffekt  $\tau/\rho$  und Paarbildung  $\kappa/\rho$ . Die K-Kante für Kupfer liegt außerhalb des dargestellten Energiebereiches ( $E(K, \text{Cu}) = 8.981 \text{ keV}$ , s. Tab. 2.2). Die kleinen Kreise markieren diejenigen Energien, bei denen die Massenschwächungskoeffizienten für Photoabsorption und Comptoneffekt bzw. Comptoneffekt und Paarbildung gleich sind. Daten nach [Storm/Israel 1970], [Veigele 1973].

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 sogenannten **Massenschwächungskoeffizienten**  $\mu/\rho$ . Der Massenschwächungskoeffizient und seine massenbezogenen Bestandteile ( $\tau/\rho$ ,  $\sigma_C/\rho$ ,  $\kappa/\rho$ , usw.)

unterscheiden sich für verschiedene Absorber nur noch wegen der Ordnungszahlabhängigkeiten. Das Schwächungsgesetz schreibt sich mit dem Massenschwächungskoeffizienten in der Form:

$$I(x \cdot \rho) = I_0 \cdot e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot x \cdot \rho} \quad (4.32)$$

Das Produkt  $(x \cdot \rho)$  heißt Flächenbelegung oder **Massenbedeckung** des durchstrahlten Materials und hat die Einheit Masse/Fläche (z. B.  $\text{g}/\text{cm}^2$ ).

Im Energiebereich um 1-4 MeV, in dem der Comptoneffekt für alle Elemente dominiert, sind die Massenschwächungskoeffizienten weitgehend unabhängig vom Material und deshalb für alle Ordnungszahlen etwa gleich groß (vgl. Fig. 4.16). Gleiche Flächenbelegungen von Luft und Aluminium bewirken für diese Photonenenergien beispielsweise etwa die gleiche Schwächung des Photonenstrahlenbündels, sie sind bezüglich ihrer Schwächungswirkung nahezu äquivalent. Für praktische Abschätzungen der Schwächung von Photonenstrahlung in verschiedenen Materialien werden deshalb meistens Massenschwächungskoeffizient und Flächenbelegung herangezogen. Datenzusammenstellungen von Massenschwächungskoeffizienten für verschiedene Materialien und monoenergetische Photonenstrahlung befinden sich im Tabellenanhang.

#### Zusammenfassung:

- Die Schwächung schmaler monoenergetischer Photonenstrahlenbündel wird durch das exponentielle Schwächungsgesetz für den Photonenfluß, die Photonenzahl oder die Intensität mit Hilfe des material- und energieabhängigen Schwächungskoeffizienten  $\mu$  beschrieben. Dieser ist umgekehrt proportional zur Halbwertschichtdicke im Material.
- Für praktische Zwecke verwendet man oft den auf die Absorberdichten bezogenen Massenschwächungskoeffizienten  $\mu/\rho$ . Bei theoretischen Untersuchungen wird der sogenannte Wirkungsquerschnitt vorgezogen, der ebenfalls zum Schwächungskoeffizienten proportional ist (s. Abschnitt 4.11).

### 4.8 Schwächung schmaler heterogener Photonenstrahlenbündel\*

Sind mehrere Photonenenergien im Photonenpektrum enthalten, so bezeichnet man die Energieverteilung der Photonen als **heterogen**. Beispiele für heterogene Photonenstrahlung sind die Strahlenbündel aus Röntgenröhren oder medizinischen Beschleunigern und die diskreten Spektren aus Atomkernzerfällen mit mehreren, energetisch verschiedenen Gammaquanten. Für solche Spektren folgt die Gesamtschwächung auch in "schmaler Geometrie" im allgemeinen keiner Exponentialfunktion mehr.

Wegen der starken Energieabhängigkeit des Schwächungskoeffizienten müßte das exponentielle Schwächungsgesetz für heterogene Photonenstrahlung eigentlich für jede im Spektrum vorhandene Photonenenergie einzeln berechnet werden. Die Gesamtschwächung ergäbe sich bei diesem Verfahren dann aus einer mit dem Photonenpektrum gewichteten Summe (bei diskreten Spektren) bzw.

Integration (bei kontinuierlicher Verteilung) dieser Einzelschwächungen ("Faltung"). Man kann statt dessen auch ersatzweise eine mittlere Photonenenergie durch Integration über das Photonenpektrum berechnen.

Beide Methoden sind nur anwendbar, wenn die energetische (spektrale) Verteilung des Photonenpektrums hinreichend bekannt ist. Dies ist in der Regel nur für Photonenstrahlung aus Röntgenröhren mit standardisierter Strahlungsqualität (Filterung, Hochspannung) oder für Kerngammaspekten, nicht aber für Photonenstrahlungen aus Beschleunigern der Fall. Auf alle Fälle sind solche Rechnungen in der Regel sehr aufwendig, so daß sie in der üblichen Routine kaum durchgeführt werden können. Man beschreibt die Schwächung heterogener Photonenstrahlung deshalb besser mit Hilfe empirischer Schwächungskurven.

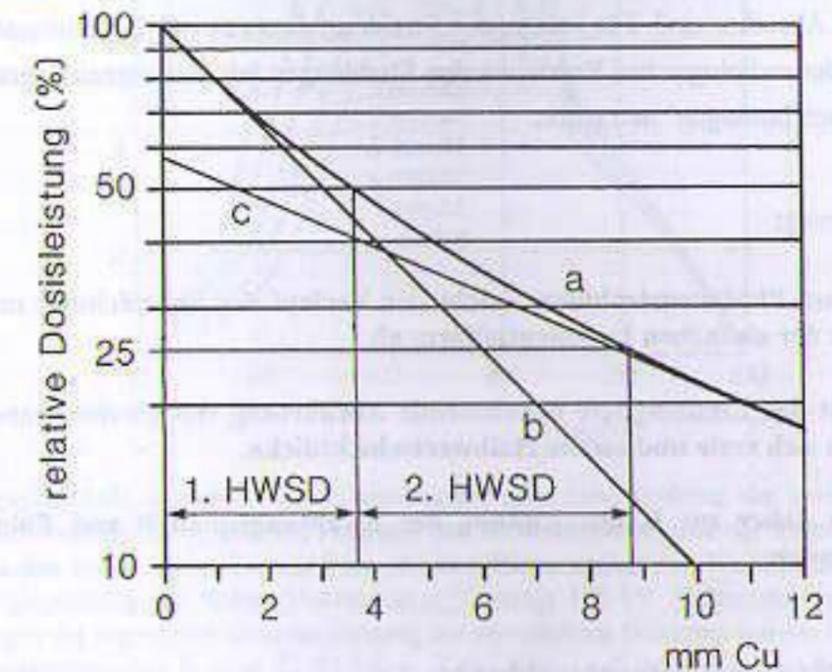


Fig. 4.18: (a): Schwächungskurve heterogener Photonenstrahlung ( $H = 0.7$ ) mit erster und zweiter Halbwertschichtdicke in Kupfer. (b+c): Tangenten an die Schwächungskurve (Betrag der Steigungen ist der effektive Schwächungskoeffizient), die Änderung der Steigung mit zunehmender Absorbiertiefe ist durch Aufhärtung (d. i. die bevorzugte Absorption weicher Strahlungsanteile) bewirkt.

**Aufhärtung:** Wegen der großen Werte des Schwächungskoeffizienten bei kleinen Photonen-Energien werden beim Durchstrahlen von Materie vor allem die weichen (niederenergetischen) Strahlungsanteile des Photonenpektrums herausgefiltert. Dadurch ändert sich die spektrale Zusammensetzung eines heterogenen Photonenpektrums mit der Tiefe im Absorber, das Strahlenbündel wird aufgehärtet. Der energiemittelte Schwächungskoeffizient wird wegen der anwachsenden effektiven Photonenenergie kleiner und die Halbwertschichtdicke nimmt dadurch - zumindest bei nicht zu hohen Photonenenergien, bei denen der Schwächungskoeffizient ja wieder ansteigt - mit der durchstrahlten Materiedicke zu.

Erste und zweite Halbwertschichtdicke können bei heterogener Photonenstrahlung aus Röntgenröhren zur Kennzeichnung der Strahlungsqualität herangezogen werden. Wegen der Aufhärtung im Medium ist die zweite Halbwertschichtdicke bei heterogener niederenergetischer Photonenstrahlung immer größer als die erste. Man kann diesen Sachverhalt deshalb auch zur Charakterisierung der Homogenität, also der Energieschärfe heterogener Photonenstrahlung, verwenden. Das Verhältnis von erster zu zweiter Halbwertschichtdicke wird als Homogenitätsgrad  $H$  bezeichnet.

$$H = \frac{d_{1/2}^1}{d_{1/2}^2} \leq 1 \quad (4.33)$$

Monoenergetische Photonenstrahlung hat definitionsgemäß den Homogenitätsgrad 1, da der Schwächungskoeffizient und deshalb auch 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.

#### 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 Photonenenergiespektrums unterscheiden sich erste und zweite Halbwertschichtdicke.
- Diese können daher zur Kennzeichnung der Strahlungsqualität von Photonenstrahlung verwendet werden.

#### 4.9 Homogenität von Röntgenstrahlung\*

Die wichtigste heterogene Photonenstrahlungsquelle ist die Röntgenröhre. Das in ihr erzeugte Photonenpektrum besteht aus einer Überlagerung der kontinuierlichen Röntgenbremsstrahlung und der charakteristischen Röntgenstrahlung. Letztere besteht aus einer Reihe diskreter Linien (s. Abschnitt 2.1.3 und [Krieger Bd2]), 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 das Problem der Vergleichbarkeit von Strahlungsqualitäten und der damit zusammenhängenden Schwächun-

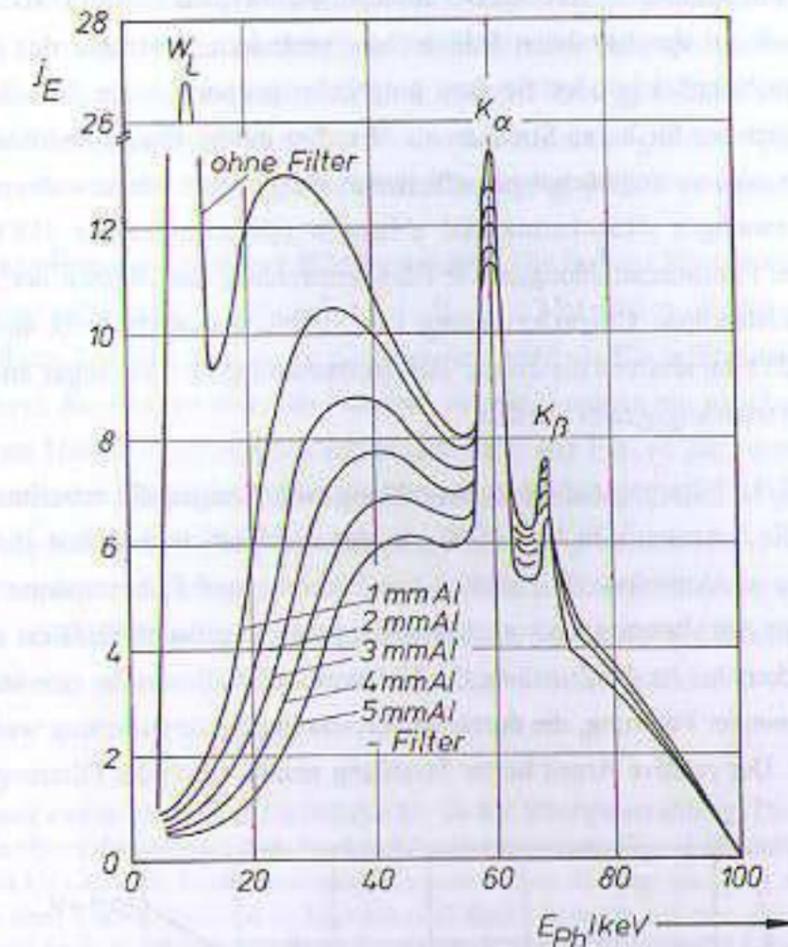


Fig. 4.19: Experimentelle, mit einem Szintillationszähler gemessene Spektren der spezifischen Photonenstromdichte dargestellt als Funktion der Photonenenergie und der Filterung durch verschieden dicke Aluminiumschichten für eine Röntgenröhre mit Wolframanode. Die Anregungsspannung der Röhre (Hochspannung) beträgt 100 kV. Gezeichnet nach [ICRU 17]. Wegen der begrenzten Energieauflösung des verwendeten Detektors werden die Gruppen der charakteristischen  $K_\alpha$ - und  $K_\beta$ -Strahlung nicht einzeln aufgelöst. Das Gleiche gilt für die L-Strahlung. Genaue Energien der Serien finden sich in Tab. (1.2.1) in [Krieger Bd2].

gen. Auch hier ist eine Homogenisierung, also eine 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. 4.33) 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 (s. Gl. 4.28) immer nur für kurze Strecken im Absorber gültig. Einige Autoren verwenden deshalb tiefenabhängige mittlere Schwächungskoeffizienten  $\bar{\mu}(z)$ , 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 (vgl. Abschnitt 4.8). Es muß zusätzlich mindestens die zweite Halbwertschichtdicke oder sogar am besten das vollständige Energiespektrum angegeben werden.

Wie die unterschiedliche Filterung auf Röntgenstrahlung wirkt, zeigen die experimentellen Spektren in Fig. (4.19) und die Systematik in Fig. (4.20), 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 Schwä-

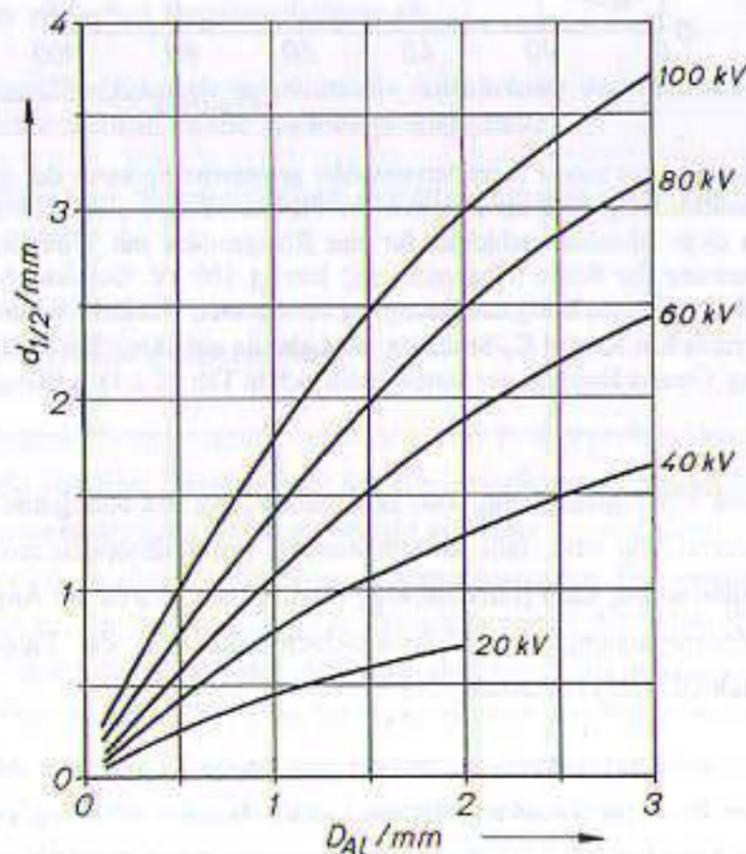


Fig. 4.20: Änderungen der ersten Halbwertschichtdicke  $d_{1/2}$  in Aluminium für Röntgenstrahlung als Funktion der Röhrenspannung und der Filterung durch Aluminiumfilter der Dicke  $D_{Al}$ . Das Abflachen der Kurven deutet auf den zunehmenden Homogenitätsgrad bei starker Filterung hin. Der Effekt ist umso größer, je niedriger die Röhrenspannung ist.

chung wegen des dann kleineren Schwächungskoeffizienten entsprechend ab. Das Abflachen der Kurven für hohe Filterungen zeigt den zunehmenden 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. 4.7), würden alle Kurven in Fig. (4.20) horizontal verlaufen.

**Eigen- und Zusatzfilterung an einer Röntgenröhre:** Die in einer Röntgenröhre erzeugte Röntgenstrahlung passiert auf dem Weg nach außen verschiedene Materialien. Zunächst durchsetzt sie die Wand des Glaskolbens. Die Filterung durch die Glaswand wird als **Eigenfilterung** der Röntgenröhre bezeichnet und durch die Angabe einer äquivalenten Aluminiumdicke mit gleicher Filterwirkung beschrieben. Die erste Halbwertschichtdicke ergibt sich dann aus Fig. (4.20), wenn die Röhrenspannung und die äquivalente Aluminiumdicke bekannt sind (s. Beispiel 1). Das so gefilterte und gehärtete Strahlenbündel passiert dann je nach Aufbau der Anordnung weitere Filter, die entweder fest installiert sind oder nach Bedarf eingeschoben werden können. Diese Filter werden als **Zusatzfilter** bezeichnet. Dabei wird das Photonenspektrum weiter gehärtet. Sind diese Zusatzfilterungen und die Eigenfilterung bekannt, so kann mit Fig. (4.20) die Halbwertschichtdicke in Aluminium bestimmt werden.

**Beispiel 1: Erste und zweite Halbwertschichtdicke für 60-kV-Röntgenstrahlung.** Die Eigenfilterung durch die Wand des Glaskolbens der Röntgenröhre betrage 0.5 mm Aluminium. Fig. (4.20) liefert dann für eine Röhrenspannung von 60 kV eine erste Halbwertschichtdicke von 0.6 mm Al. Fügt man jetzt zur Grundfilterung als Zusatzfilter gerade diese Halbwertschicht in Aluminium (0.6 mm) dazu, so hat man eine Gesamtfilterung von 1.1 mm Aluminium (0.5 mm Eigenfilter + 0.6 mm Zusatzfilter). Fig. (4.20) liefert für das dann mit 1.1 mm Al gefilterte Spektrum die zweite Halbwertschichtdicke von 1.2 mm Al. Der Homogenitätsgrad nach Gl. (4.33) ist:

$$H = 0.6 \text{ mm} / 1.2 \text{ mm} = 0.5$$

Ein Homogenitätsgrad von nur 0.5 bedeutet ein noch "ziemlich heterogenes" Spektrum. Man wird also versuchen, weitere Zusatzfilter einzusetzen. Ein 1 mm Al-Zusatzfilter ergibt folgende Bilanz: Die Filterung besteht jetzt aus 1.5 mm Al (Eigenfilterung und Zusatzfilter). Fig. (4.20) ergibt eine erste Halbwertschichtdicke von zufällig ebenfalls 1.5 mm Al. Die Verdopplung der Aluminiumdicke durch Hinzufügen dieser Halbwertschicht in Form von weiteren 1.5 mm Al ergibt eine Gesamt-Al-Dicke von 3 mm. Die zweite Halbwertschichtdicke beträgt dann nach Fig. (4.20) 2.4 mm Al. Für den Homogenitätsgrad erhält man nach Gl. (4.33) jetzt:

$$H = 1.5 \text{ mm} / 2.4 \text{ mm} = 0.63$$

Die zunehmende Filterung hat die Röntgenstrahlung also, wie zu erwarten war, zusätzlich gehärtet. Im konkreten Beispiel wurde sie durch eine Gesamtfilterung von 1.5 mm Al "praktisch" homogen. Da der Röhrenkolben bereits eine Eigenfilterung von 0.5 mm aufweist, benötigte man dazu nur noch einen Zusatzfilter von 1 mm Al.

**Normalstrahlung:** Für Kalibrier- und Prüfzwecke werden Strahlungsquellen mit festgelegten genormten spektralen Verteilungen benötigt. Ein Sonderfall sind die sogenannten 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.

| Serie A     | U(kV)                     | Zusatzfilter(mm) |     |     | 1.HWSD(mm) |      | E <sub>m</sub> (keV) |
|-------------|---------------------------|------------------|-----|-----|------------|------|----------------------|
|             |                           | Al               | Cu  | Sn  | Al         | Cu   |                      |
| Kurzzeichen |                           |                  |     |     |            |      |                      |
| A20         | 20                        | 1.0              | -   | -   | 0.35       | -    | 17                   |
| A40         | 40                        | 0.21             | -   | -   | -          | 0.09 | 33                   |
| A60         | 60                        | 0.6              | -   | -   | -          | 0.24 | 48                   |
| A80         | 80                        | 2.0              | -   | -   | -          | 0.59 | 65                   |
| A100        | 100                       | 5.0              | -   | -   | -          | 1.1  | 83                   |
| A150        | 150                       | -                | 2.5 | -   | -          | 2.4  | 118                  |
| A200        | 200                       | 2.0              | 3.0 | 1.0 | -          | 3.9  | 161                  |
| A250        | 250                       | -                | 2.0 | 3.0 | -          | 5.2  | 205                  |
| A300        | 300                       | -                | 3.0 | 5.0 | -          | 6.2  | 248                  |
| Cs          | Cäsium-137-Gammastrahlung |                  |     |     |            | 10.8 | 662                  |
| Co          | Kobalt-60-Gammastrahlung  |                  |     |     |            | 14.6 | 1250                 |

| Serie B     | U/kV | Zusatzfilter/mm |     |     | 1.HWSD/mm |      | E <sub>m</sub> /keV |
|-------------|------|-----------------|-----|-----|-----------|------|---------------------|
|             |      | Al              | Cu  | Sn  | Al        | Cu   |                     |
| Kurzzeichen |      |                 |     |     |           |      |                     |
| B20         | 20   | 1.0             | -   | -   | 0.35      | -    | 17                  |
| B40         | 40   | 4.0             | -   | -   | 1.7       | -    | 31                  |
| B60         | 60   | -               | 0.3 | -   | -         | 0.18 | 45                  |
| B80         | 80   | -               | 0.5 | -   | -         | 0.35 | 58                  |
| B110        | 100  | -               | 2.0 | -   | -         | 0.94 | 79                  |
| B150        | 150  | -               | -   | 1.0 | -         | 1.8  | 104                 |
| B200        | 200  | -               | -   | 2.0 | -         | 3.1  | 134                 |
| B250        | 250  | -               | -   | 4.0 | -         | 4.3  | 269                 |
| B300        | 300  | -               | -   | 6.5 | -         | 5.0  | 202                 |

| Serie C     | U/kV | Zusatzfilter/mm |      |    | 1.HWSD/mm |      | E <sub>m</sub> /keV |
|-------------|------|-----------------|------|----|-----------|------|---------------------|
|             |      | Al              | Cu   | Sn | Al        | Cu   |                     |
| Kurzzeichen |      |                 |      |    |           |      |                     |
| C20         | 20   | 0.15            | -    | -  | 0.11      | -    | 12                  |
| C40         | 40   | 1.0             | -    | -  | 0.80      | -    | 25                  |
| C60         | 60   | 3.9             | -    | -  | 2.4       | -    | 37                  |
| C80         | 80   | 3.2             | -    | -  | 5.0       | -    | 49                  |
| C100        | 100  | -               | 0.15 | -  | -         | 0.29 | 57                  |
| C150        | 150  | -               | 0.50 | -  | -         | 0.92 | 78                  |
| C200        | 200  | -               | 1.0  | -  | -         | 1.7  | 102                 |
| C250        | 250  | -               | 1.6  | -  | -         | 2.6  | 122                 |
| C300        | 300  | -               | 2.2  | -  | -         | 3.4  | 147                 |

Tab. 4.3: Genormte Strahlungsqualitäten zur Kalibrierung von Strahlenschutzdosimetern für Photonenstrahlung. Daten nach [Kohlrausch Bd. III]. Serie A: Standardserie, starke Filterung (Äquivalentdosisleistung in 1m: 10-100 mSv/h für 10mA Röhrenstrom, Eigenfilter: angepaßt an 4mm Al für U>40 kV, an 2mm Be für U<40 kV). Serie B: Röntgenstrahlung, mittlere Filterung (Anwendung, wenn die Dosisleistung bei Serie A nicht ausreicht, Äquivalentdosisleistung in 1m: 0.1-1 Sv/h für 10mA Röhrenstrom, Eigenfilter: angepaßt an 4mm Al für U>60 kV, an 2mm Be für U<60 kV). Serie C: Röntgenstrahlung, schwache Filterung (Anwendung, wenn die Dosisleistungen von Serien A und B nicht ausreichen, Äquivalentdosisleistung in 1m: 1-5 Sv/h für 10mA Röhrenstrom, U > 7.5 kV, Eigenfilter: angepaßt an 4mm Al für U>80 kV, an 2mm Be für U<80 kV). (U: Röhrenspannung, 1.HWSD: erste Halbwertschichtdicke, E<sub>m</sub>: mittlere Energie des Photonenpektrums).

Für praktische Anwendungen, z. B. zur Prüfung des Ansprechvermögens und zum Kalibrieren von Strahlenschutzdosimetern, sind die von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB Braun-

schweig) empfohlenen Filter oder Filterkombinationen gebräuchlich. In Tabelle (4.3) sind Zahlenwerte einiger dieser Filter-Kombinationen zusätzlich mit den dabei verwendeten Grenzenergien (Hochspannungen der Röntgenröhre) wiedergegeben. Die mit der Filterung anwachsenden mittleren Photonenenergien bei fester Hochspannung haben ihren Grund in der Unterdrückung der weichen Spektralanteile. Damit ist natürlich auch eine Zunahme des Homogenitätsgrades verbunden. Eine ausführliche aktuelle Datensammlung befindet sich in [Kohlrausch Bd. III], weitere Ausführungen zu Normalstrahlungen in [Reich 1990].

#### 4.10 Schwächung ausgedehnter, divergenter Photonenstrahlenbündel in dicken Absorbern\*

Reale Photonenstrahlenbündel sind in der Regel nicht schmal und parallel, sie verlaufen statt dessen meistens mehr oder weniger divergent. Außerdem verändern sie ihr Photonenpektrum sowohl durch Aufhärtung als auch durch Sekundärstrahlungserzeugung mit der durchstrahlten Tiefe im Absorber. Beide Effekte können rechnerisch durch geeignete Korrekturen berücksichtigt werden.

**Divergenzeinfluß:** Die Divergenz realer Photonenstrahlenbündel führt zu einer vom Absorbermaterial unabhängigen zusätzlichen Abnahme der Strahlungsintensität mit der Entfernung von der Strahlungsquelle, die in vielen Fällen durch das Abstandsgesetz beschrieben werden kann. Für die Photonenflußdichte  $\phi$  gilt deshalb die Schwächungsfunktion auch nicht in der in den Gleichungen (4.26, 4.32) dargestellten einfachen Form; sie besteht statt dessen aus einer Überlagerung des Schwächungsgesetzes mit einer Geometriefunktion G, z. B. dem Abstandsgesetz.

$$\phi(x) = G \cdot \phi_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (4.34)$$

G heißt **Geometriefaktor**. Er stellt bei Punktstrahlern und näherungsweise auch bei ausgedehnten Strahlungsquellen, sofern der Abstand Strahler-Aufpunkt mindestens der 5-fachen Strahlerausdehnung entspricht, einen Korrekturausdruck nach dem einfachen Abstandsgesetz dar. Ist  $r_0$  die Bezugsentfernung, so lautet diese Korrektur für den Meßort r:

$$G(r) = \frac{r_0^2}{r^2} \quad (4.35)$$

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 Photonenstrahlenbündel interessiert, muß der Einfluß der Geometrie auf die experimentellen Daten entweder rechnerisch korrigiert oder durch einen geeigneten experimentellen Aufbau, z. B. Messung in konstantem Sondenabstand von der Strahlungsquelle, von vorne herein vermieden werden (vgl. Fig. 4.13).

**Sekundärstrahlung:** 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 je nach Absorbermaterial und Photonenenergie aus gestreuten Photonen aus Comptonwechselwirkungen und klassischer Streuung, aus den nach einer Paarbildung entstehenden Vernichtungsstrahlungsquanten, 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 Photonspektrum, dem durchstrahlten Material und von den geometrischen Verhältnissen wie Volumen und Blenden ab. Daneben mischen sich bei entsprechender Anordnung unter Umständen auch die Sekundärelektronen aus den Photonenwechselwirkungen dem Strahlenbündel bei. Im Bereich der diagnostischen Röntgenstrahlungen sind diese Sekundärelektronen so kurzreichweitig, daß sie außerhalb des Absorbers keinen wesentlichen Beitrag zum Strahlungsfeld liefern. Bei hochenergetischer Photonenstrahlung dürfen die Sekundärteilchen für Strahlenschutzbelange allerdings nicht vernachlässigt werden (zur Wechselwirkung der Teilchenstrahlungen vgl. Abschnitte 5, 6 und 7).

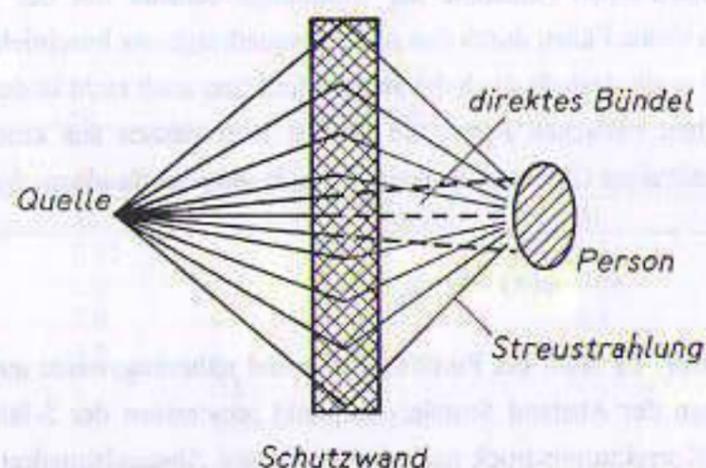


Fig. 4.21: Schematische Darstellung der relativen Erhöhung der Ortsdosisleistung hinter einer ausgedehnten Strahlenschutzwand durch die im Abschirmmaterial entstehende Streustrahlung in offener Geometrie im Vergleich zur transmittierten Primärstrahlung.

Bei schweren Absorbieren (hohe Ordnungszahlen) und niedrigen Photonenenergien treten wegen der Dominanz des Photoeffektes und der erheblichen lokalen Abschirmwirkung dieser Absorber auf die Röntgenfluoreszenzstrahlung kaum Sekundärstrahlungen auf. Dies ist zum Beispiel in Abschirmungen für diagnostische Röntgenstrahlungen der Fall. In leichteren Materialien und bei höheren Photonenenergien ist wegen des dominierenden Comptoneffektes 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 unter anderem die der Elektron-Positron-Paarbildung

folgende Positronen-Vernichtungsstrahlung (511-keV-Photonen) sowie Neutronen- und Kerngammastrahlung aus Kernphotoreaktionen beigemischt.

Sind die durchstrahlten Materieschichten genügend dick, so kann es bei breiten Strahlungsfeldern auch zu Mehrfachwechselwirkungen der primären und sekundären Photonen kommen. Diese Mehrfachwechselwirkungen sowie die oben erläuterten Sekundärstrahlungen werden nicht durch das einfache exponentielle Schwächungsgesetz erfaßt. Die zusätzlichen Strahlungskomponenten in breiten Strahlenbündeln erhöhen die Strahlungsintensität hinter endlich breiten und dicken Absorbieren im Vergleich zum einfachen Schwächungsgesetz. Durch Erweiterung des exponentiellen Schwächungsgesetzes (Gl. 4.25) um den sogenannten **Aufbaufaktor B** kann dem Rechnung getragen werden. Für die Photonenflußdichte  $\phi$  nimmt das so modifizierte Schwächungsgesetz dann die folgende Form an:

$$\phi(x) = B \cdot \phi_0 \cdot e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot x \cdot \rho} \quad (4.36)$$

Den Aufbaufaktor B kann man näherungsweise durch einen Summenausdruck der Form  $B = 1 + \epsilon$  darstellen. Solange die Schwächung eines Photonenstrahlenbündels überwiegend durch den Photoeffekt stattfindet, ist der Photonenfluß hinter einem ausgedehnten Absorber im wesentlichen identisch mit Fluß der ungeschwächten primären Photonen, der Summand  $\epsilon$  ist daher ungefähr Null ( $\epsilon \rightarrow 0$ ) und der Aufbaufaktor ist ungefähr 1. Erfolgt die Schwächung dagegen überwiegend durch Streuprozesse, kann man den Streuzusatzfaktor  $\epsilon$  näherungsweise durch die totale relative Häufigkeit der zur Streuung führenden Wechselwirkungen ersetzen. In guter Näherung kann dafür  $\epsilon \approx -dN/N = \mu \cdot x$  nach Gleichung (4.23) verwendet werden. Für den Aufbaufaktor hinter einer Absorbierschicht der Dicke  $x$  erhält man unter diesen vereinfachenden Bedingungen:

$$B = 1 + \mu \cdot x \quad (4.37)$$

Wie das unten angeführte Beispiel für die Schwächung der Photonenstrahlung aus dem  $^{137}\text{Cs}$ -Zerfall zeigt, ist diese einfache Näherung für den Aufbaufaktor oft nicht ausreichend. Der Aufbaufaktor B hängt tatsächlich in komplizierter Weise von der durchstrahlten Absorbierdicke  $x$ , dem Querschnitt des Strahlenbündels, der Entfernung des Detektors von der Absorbieraustrittsfläche, dem Absorbiermaterial und der Photonenenergie ab. In praktischen Berechnungen für den Strahlenschutz werden deshalb empirische Schwächungsfunktionen verwendet, die meistens in grafischer Form vorliegen (z. B. [DIN 6804-1], [DIN 6844-2/3], [Reich 1990]). Weitere Ausführungen zur Schwächung ionisierender Strahlungen in ausgedehnten Absorbieren finden sich im Kapitel über den praktischen Strahlenschutz (s. Kap. 12). Eine schöne experimentelle Demonstration zur Schwächung von Photonenstrahlungen in ausgedehnten Absorbieren bei offener Geometrie und deren Analyse zeigt das nachfolgende Beispiel.

**Bestimmung der Schwächung von  $^{137}\text{Cs}$ -Photonenstrahlung in Kupfer und Blei.\*** Zur Analyse der Schwächung von Photonenstrahlung wurde ein Schwächungsexperiment durchgeführt. Dazu wurde ein  $^{137}\text{Cs}$ -Strahler mit einer Aktivität von 18.5 MBq in 25 cm Abstand vor einen ener-

giediskriminierenden Photonendetektor gebracht (NaJ(Tl)-Kristall mit 3.81 cm Durchmesser und einer Dicke von 2.54 cm). Der Strahler ist mit einer Kapselung versehen, die die Betastrahlung des  $\beta^-$ -aktiven  $^{137}\text{Cs}$  völlig absorbiert. Aus dem Tochternuklid  $^{137}\text{Ba}$  wird Gammastrahlung mit 662 keV emittiert (Zerfallsdaten s. Gleichungen 3.29, 3.30 und Fig. 3.13). Die Absorber bestanden aus Kupfer- bzw. Bleiplatten mit Dicken von 4 mm bzw. 2 mm und einer Fläche von je  $15 \times 15 \text{ cm}^2$ . Als Detektor wurde ein Szintillationsdetektor mit nachgeschaltetem Energieanalysator verwendet, mit dessen Hilfe die aus den Absorbern austretenden Photonen nach ihrer Energie unterschieden werden konnten.

**Sekundär**  
Primäre Photonen sind also wegen ihrer Energie von 662 keV von Photonen nach einer Wechselwirkung unterscheidbar, da letztere bei der Wechselwirkung mit dem Absorber einen Teil ihrer Energie auf Elektronen übertragen haben. Die einzige Ausnahme bilden die kohärent (klassisch) gestreuten Photonen. Der Anteil der klassischen Streuung am Massenschwächungskoeffizienten beträgt bei der gegebenen Photonenenergie allerdings nur 1.5% für Kupfer und 4.5% für Blei. Klassische Streuung kann also in guter Näherung für dieses Experiment vernachlässigt werden.

Werden nur die primären Photonen mit einer Energie von 662 keV registriert, entspricht dies einer Messung in schmaler Geometrie (narrow-beam-Messung). Aus der Abnahme der Primärphotonenzahl mit der Absorberdicke kann der Massenschwächungskoeffizient  $\mu/\rho$  bestimmt werden. Dazu berechnet man in der halblogarithmischen Darstellung die Steigung der Schwächungskurve (nach Gl. 4.27, s. auch die Ausführungen in Abschnitt 4.7 und Fig. 4.17). Die Primärschwächungskurven sind in Fig. (4.22) mit "1" gekennzeichnet. Für den Massenschwächungskoeffizienten des Kupfers erhält man den experimentellen Wert von  $\mu/\rho(\text{Cu}) = (0.072 \pm 0.02) \text{ cm}^2/\text{g}$  (Literaturwert:  $0.07318 \text{ cm}^2/\text{g}$ ). Für Blei ergibt das Experiment  $\mu/\rho = (0.099 \pm 0.03) \text{ cm}^2/\text{g}$  (Literaturwert:  $0.114 \text{ cm}^2/\text{g}$ ). Die Übereinstimmung mit den Literaturwerten ist also im Rahmen der Meßfehler trotz der Vernachlässigung der klassischen Streuung recht überzeugend.

Eine weitere Unterteilung der gestreuten Photonen nach ihrer Energie (Kurven 3 und 4 der Fig. 4.22) zeigt, daß mit zunehmender Dicke der durchsetzten Absorberschicht die gestreuten Photonen einen höheren relativen Anteil des Photonenspektrums ausmachen als die ungestreuten Primärphotonen der "Kurve 1". Für das monoenergetische Photonenspektrum des  $^{137}\text{Ba}$  führt die Wechselwirkung mit einem Absorber also offensichtlich zu einem "Weicherwerden" des Spektrums. Je dicker die Absorberschichten sind, um so höher ist auch der Anteil der durch den Comptoneffekt verursachten weicheren Strahlungskomponenten. Dabei sind auch Mehrfachwechselwirkungen beteiligt, die die Photonenenergien durch Vielfachstreuung offensichtlich zu niedrigeren Energien hin "transformieren".

Bei der Bemessung von Strahlenschutzwänden werden die im Absorber entstehenden Sekundärstrahlungen nach Gl. (4.36) durch einen Aufbaufaktor B berücksichtigt. Berechnungen der Schwächung mit diesem nach Gl. (4.37) abgeschätzten Aufbaufaktor sind in Fig. (4.22) als "Kurve 5" eingetragen. Die Übereinstimmung mit den gemessenen energieintegralen Schwächungskurven ist für

Kupfer bis zu etwa 40 mm ( $10 \times 4 \text{ mm}$ ) ausreichend, bei Blei unterschätzt die Rechnung die Schwächungswirkung vor allem bei dicken Absorberschichten aber erheblich.

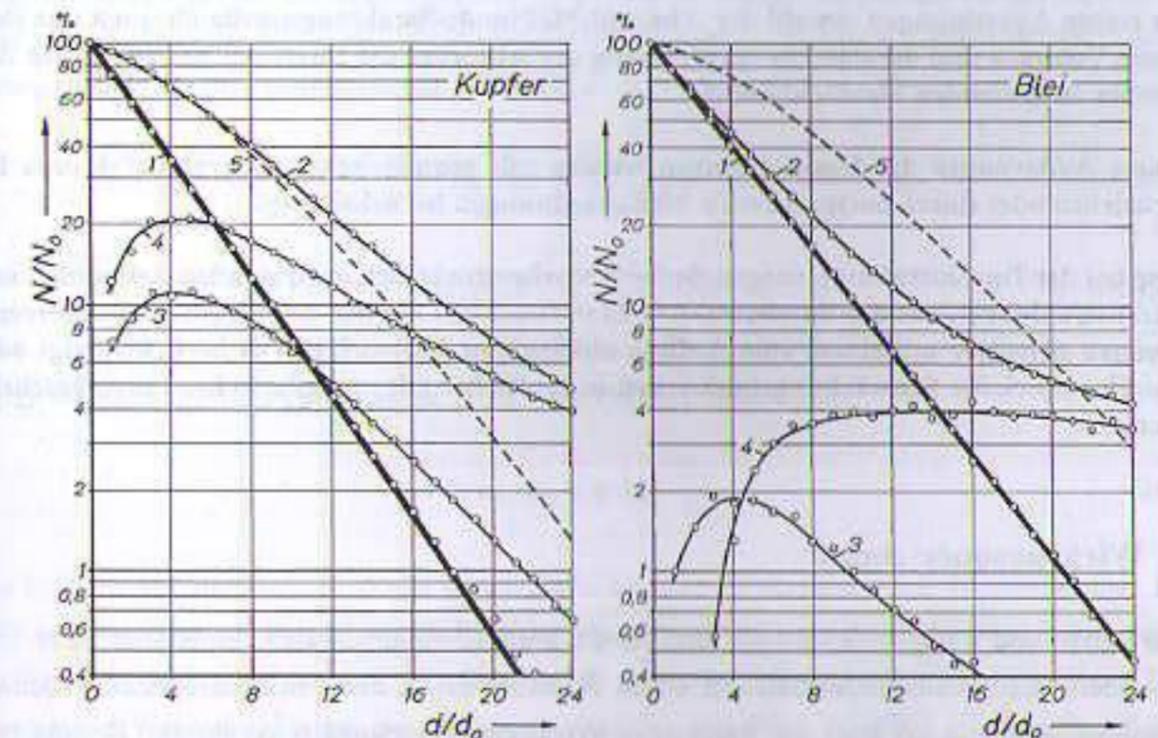


Fig. 4.22: Experimentelle Schwächungskurven von  $^{137}\text{Cs}$ -Gamma-Strahlung in Kupfer und Blei (zum experimentellen Aufbau s. Text). Aufgetragen ist die relative Photonenzahl im jeweils betrachteten Energiebereich bezogen auf die Zahl der primären Photonen ohne Absorber als Funktion der Anzahl der Absorberbleche (Absorberdicke in Einheiten der Kupfer- bzw. Bleiblechstärke, s. Text). Als Detektor wurde ein Szintillationsdetektor mit nachgeschalteter Energiediskriminierung verwendet.

**Kurve 1:** Ausschließlicher Nachweis der 662-keV-Photonen. Diese Auswertung entspricht einer Schwächungsmessung in guter (narrow-beam) Geometrie, also ausschließlich Einfachwechselwirkung der Photonen und nur Primärphotonennachweis.

**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 mit einem Auslösezählrohr, bei der sekundäre und auch vielfachgestreute 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. (4.36).

Der Grund ist die Vernachlässigung der oben demonstrierten Energieverschiebung zu niedrigeren Energien hin, die zu einer erhöhten Schwächungswirkung des Absorbers für diese Photonen führt. Die Auslegung von Strahlenabschirmungen nach Strahlenschutzberechnungen mit Hilfe des Aufbaufaktors nach Gl. (4.37) liegen wegen der theoretischen Unterschätzung der Schwächung daher immer auf der "sicheren Seite".

**Zusammenfassung:**

- Neben der Schwächung des 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 Intensität des aus einem Absorber austretenden Strahlenbündels.
- Diese Änderungen der Dosisleistungen werden mit geometrischen Korrekturfaktoren beschrieben oder durch entsprechende Meßanordnungen berücksichtigt.
- 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.

**4.11 Wirkungsquerschnitt\***

In der Atom- und Kernphysik wird als Maß für die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit eines Teilchen- oder Photonenstrahlenbündels mit einem Absorber neben dem "makroskopischen" Schwächungskoeffizienten  $\mu$  oft auch der sogenannte **Wirkungsquerschnitt**  $\sigma$  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 oben eingeführten Wechselwirkungskoeffizienten den vorangestellten Index "e" oder "a".

Wirkungsquerschnitte sind ein anschauliches Maß für die "Trefferfläche", die ein Atom oder ein Atomkern z. B. einem Photonen- oder Teilchenstrahl entgegenstellt. Sie haben die Einheit einer Fläche. Je größer der Wirkungsquerschnitt ist, um so größer sind die Trefferflächen und die Trefferwahrscheinlichkeiten für den jeweiligen Prozeß. Atome sind für Photonenstrahlungen sehr durchlässig. Die Photonen-Wirkungsquerschnitte sind deshalb deutlich kleiner als die tatsächlichen Querschnittsflächen der Atome (s. Beispiel 2 unten und Fußnote 2 in Abschnitt 3.1). Die SI-Einheit des Wirkungsquerschnittes ist das Quadratmeter ( $\text{m}^2$ ). Die auch heute noch erlaubte praktische atomphysikalische Einheit des Wirkungsquerschnittes ist das Barn ( $1 \text{ Barn} = 1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$ ), dessen Größe etwa der Querschnittsfläche des Atomkernes eines mittelschweren Atoms entspricht.

Den Zusammenhang von Schwächungskoeffizient und atomarem Wirkungsquerschnitt findet man durch folgende anschauliche Überlegung. Die Zahl der Atome, die ein Absorber pro Masseneinheit enthält, ist die sogenannte Atomzahldichte  $n_a$ . Sie kann aus der Zahl der Atome pro Mol (Avogadrokonstante  $N_A$ ) und der molaren Masse  $M$  berechnet werden.

$$n_a = N_A/M \quad (4.38)$$

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 für die betrachteten Wechselwirkungen ist, erhält man als Zusammenhang zwischen Wirkungsquerschnitt und Massenschwächungskoeffizient zusammen mit Gl. (4.38):

$$\frac{\mu}{\rho} = n_a \cdot {}_a\sigma = \frac{N_A}{M} \cdot {}_a\sigma \quad (4.39)$$

$${}_a\sigma = \frac{\mu}{\rho \cdot n_a} = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{M}{N_A} \quad (4.40)$$

Durch Multiplikation der Gleichung (4.39) mit der Dichte  $\rho$  erhält man:

$$\mu = \rho \cdot n_a \cdot {}_a\sigma = \rho \cdot \sigma_a \cdot \frac{N_A}{M} \quad (4.41)$$

Das Produkt aus Massendichte  $\rho$  und Atomzahldichte  $n_a$  ist die Atomzahl pro Volumeneinheit. Multipliziert man diese mit dem atomaren Wirkungsquerschnitt  ${}_a\sigma$  so erhält den linearen Schwächungskoeffizienten  $\mu$ . Dieser kann deshalb offensichtlich auch als "Gesamttrefferfläche" für die in Frage kommenden Wechselwirkungen pro Volumeneinheit des Absorbers aufgefaßt werden. Da atomarer Photonen-Wirkungsquerschnitt  ${}_a\sigma$  und Photonen-Schwächungskoeffizient  $\mu$  proportional zu  $\mu$  sind, zeigen sie die gleichen Abhängigkeiten von der Photonenenergie und der Ordnungszahl des Absorbers.

Wie beim Massenschwächungskoeffizienten der Gesamt-Photonenwirkungsquerschnitt berechnet werden kann, können zu den einzelnen Photonenwechselwirkungen auch Teil-Wirkungsquerschnitte bestimmt werden. Man spricht dann beispielsweise vom Comptonwirkungsquerschnitt oder dem Photoabsorptionswirkungsquerschnitt. Partielle Wirkungsquerschnitte werden analog zu Gleichung (4.39) aus den verschiedenen partiellen Wechselwirkungskoeffizienten berechnet.

**Beispiel 2: Totaler Wirkungsquerschnitt für Photonenwechselwirkungen am Blei für 100 keV Photonen.** Der Massenschwächungskoeffizient für 100-keV-Photonen am Blei beträgt etwa  $\mu/\rho = 5.79 \text{ cm}^2/\text{g}$ . Die molare Masse von Blei hat den Wert  $M = 207 \text{ g/mol}$ . Mit der Avogadrozahl ( $N_A \approx 6.02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ ) erhält man als Wirkungsquerschnitt nach Gl. (4.40):

$$\sigma = 5.79 \cdot 207 / (6.02 \cdot 10^{23}) \text{ cm}^2 \approx 200 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2 = 2000 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2 = 2000 \text{ b.}$$

Faßt man diesen Wirkungsquerschnitt als Querschnittsfläche der Bleiatomhülle auf, so hätte diese einen Radius von etwa  $2.5 \cdot 10^{-13} \text{ cm} = 2.5 \cdot 10^{-13} \text{ m}$ . Der physikalische Radius der Atomhülle des Bleiatoms beträgt dagegen (vgl. Gl. 2.7 mit  $n = 5$ )  $r \approx 0.5 \cdot 10^{-10} \cdot 5^2 \text{ m} = 12.5 \cdot 10^{-16} \text{ m}$ . 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 Elektronen stattfinden, und diese bei einer Ausdehnung von weniger als  $10^{-19} \text{ m}$  in der gesamten Atomhülle verteilt sind, ist dies auch nicht weiter verwunderlich.

Die anschauliche Deutung von Wirkungsquerschnitten ist bei Wechselwirkungen, die quantentheoretisch beschrieben werden müssen, daher offensichtlich nicht immer sehr sinnvoll. 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 oder Photonen (Zahl der Teilchen pro Fläche und Zeiteinheit, Einheit:  $m^{-2} \cdot s^{-1}$ ) definiert.

$$\sigma = \frac{R}{j} \quad (4.42)$$

Der so definierte Wirkungsquerschnitt hat dann ebenfalls die Einheit einer Fläche ( $m^2$ ). Die Umrechnungsformeln vom Schwächungskoeffizienten in den Wirkungsquerschnitt bleiben korrekt, sie sind aber nicht mehr abhängig vom anschaulichen Bild einer dem Strahlenbündel "im Wege stehenden" Trefferfläche. In kernphysikalischen oder atomphysikalischen Experimenten und bei der theoretischen Behandlung von Streuproblemen wird oft der **differentielle** Wirkungsquerschnitt bevorzugt. Darunter versteht man den Quotienten aus der Zahl der Teilchen, die pro Zeiteinheit und pro Streuzentrum in ein bestimmtes Raumwinkelement in der Richtung  $\alpha$  gestreut werden und der Stromdichte der einfallenden Teilchen. Differentielle Wirkungsquerschnitte werden mit  $(d\sigma/d\Omega)_\alpha$  gekennzeichnet. Bei manchen theoretischen Untersuchungen von Wechselwirkungen ist nicht so sehr der (atomare) Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , sondern eher der Wirkungsquerschnitt pro Elektron  $\sigma_e$  von Interesse. Ein Beispiel dafür ist die theoretische Behandlung des Comptoneffektes, der ja im wesentlichen am freien oder schwach gebundenen Elektron stattfindet. Den "elektronischen" Wirkungsquerschnitt erhält man aus dem atomaren durch Bezug auf die Elektronenzahl pro Atom, d. h. durch Quotientenbildung aus Wirkungsquerschnitt und Ordnungszahl  $Z$ . Es gilt deshalb zusammen mit Gleichung (4.40):

$$\sigma_e = \frac{\sigma}{Z} = \frac{1}{Z} \cdot \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{M}{N_A} \quad (4.43)$$

#### 4.12 Schwächungskoeffizienten 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 Schwächungskoeffizienten  $\mu$  müssen für Stoffgemische oder chemische Verbindungen Mittelwerte der Schwächungskoeffizienten  $\bar{\mu}(Z, A, \rho)$  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 Mas-

senanteil der jeweiligen Atomart gewichtete Summe über die individuellen Schwächungskoeffizienten berechnen. Man erhält so unter Verwendung der prozentualen Gewichtsfaktoren  $w_i$  den Mittelwert:

$$\overline{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)} = \sum_i w_i \cdot \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i \quad (4.44)$$

Da die Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Photonenwechselwirkungsprozesse außerdem noch unterschiedlich von der Photonenenergie abhängen, sind solche Materialmittelungen allerdings nur für eingeschränkte Energiebereiche gültig (numerische Daten s. Tabellenanhang).

#### 4.13 Energieumwandlung von Photonenstrahlung in Materie

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 Restkernes 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  $\mu_{tr}$  beschrieben, der gelegentlich auch als Energieübertragungskoeffizient bezeichnet wird. Bei bekannter Photonenenergie  $E_\gamma$  kann der Umwandlungskoeffizient aus dem Schwächungskoeffizienten durch Gewichtung mit dem mittleren relativen Energieübertrag  $\bar{E}_{tr}$  für alle Wechselwirkungsarten berechnet werden.

$$\mu_{tr} = \frac{\bar{E}_{tr}}{E_\gamma} \cdot \mu \quad (4.45)$$

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 fehlt.

$$\mu_{tr} = \mu_{tr,\tau} + \mu_{tr,\sigma_c} + \mu_{tr,\kappa_{paar}} + \mu_{tr,\kappa_{tripl}} (+\mu_{tr,\kappa_{kp}}) \quad (4.46)$$

Die einzelnen Teilkoeffizienten kann man mit Hilfe der Teilschwächungskoeffizienten aus Gleichung (4.25) für alle möglichen Wechselwirkungen berechnen, wenn man die oben angedeuteten Energieüberträge durch geeignete material- und energieabhängige **Transfer-Faktoren**  $t$ , 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 (4.46) nimmt dann folgende Form an:

$$\mu_{tr} = t_{\tau} \cdot \tau + t_c \cdot \sigma_c + t_{paar} \cdot \kappa_{paar} + t_{tripl} \cdot \kappa_{tripl} + (t_{kp} \cdot \sigma_{kp}) \quad (4.47)$$

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  $t_{\tau}$  findet man also den Wert:

$$t_{\tau} = \frac{E_{\gamma} - E_b}{E_{\gamma}} = 1 - \frac{E_b}{E_{\gamma}} \quad (4.48)$$

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 3: Photo-Energietransferfaktor bei diagnostischer Röntgenstrahlung und  $^{60}\text{Co}$ -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. (4.48)  $t = 1 - 88/90 \approx 0,02 = 2\%$ . Der Energieübertragungskoeffizient ist also bei dieser Photonenenergie um den Faktor 50 kleiner als der Photoabsorptionskoeffizient. Kommt es in einem Bleiabsorber statt dessen zur K-Ionisation über den Photoeffekt durch ein 1,25 MeV Gammaquant aus einer  $^{60}\text{Co}$ -Quelle, so erhält das Photoelektron die Energie von  $E = 1,25 \text{ MeV} - 88 \text{ keV} = 1162 \text{ keV}$ . Der t-Faktor hat dann den Wert  $t = 1 - 88/1250 \approx 0,93$ . 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  $E_{\gamma}$  vermindert um die Energie des gestreuten Photons  $E'_{\gamma}$  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.

$$t_c = \frac{E_{\gamma} - E_b - E'_{\gamma m}}{E_{\gamma}} \quad (4.49)$$

Da 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 (4.49) zu:

$$t_c \approx \frac{E_{\gamma} - E'_{\gamma m}}{E_{\gamma}} = 1 - \frac{E'_{\gamma m}}{E_{\gamma}} \quad (4.50)$$

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. 4.17). Dies ist mit ein Grund für die bereits früher (in Abschnitt 4.2, Gl. 4.5) erwähnte theoretische Aufspaltung des Comptonwechselwirkungskoeffizienten in einen Koeffizienten für die Streuung  $\sigma_{streu}$  und einen Energieübertragungsanteil  $\sigma_{tr}$ , der gerade dem Comptonübertragungskoeffizienten  $\mu_{tr,c}$  entspricht. Den Streuanteil kann man unter der Verwendung von Gleichung (4.50) dann wie folgt berechnen:

$$\sigma_{streu} = \sigma_c - \sigma_{tr} = \sigma_c - \sigma_c \cdot t_c = \sigma_c \cdot \frac{E'_{\gamma m}}{E_{\gamma}} \quad (4.51)$$

**Beispiel 4: Compton-Energietransferfaktor bei diagnostischer Röntgenstrahlung und  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung.** Findet für ein Röntgenphoton von 95 keV Energie ein Comptoneffekt in Blei statt, so hat das gestreute Photon im Mittel (nach Fig. 4.8) noch 85% seiner ursprünglichen Energie, 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. (4.50)  $t \approx 1 - 81/95 \approx 14,7\%$ . Der Comptonenergieumwandlungskoeffizient beträgt also nur knapp 15% des Comptonwechselwirkungskoeffizienten. Das Comptonelektron erhält in diesem Fall nur eine Bewegungsenergie von  $(95 - 81) \text{ keV} = 14 \text{ keV}$  und hat daher eine sehr kleine Reichweite im Bleiabsorber. Die Bindungsenergie des Valenzelektrons von wenigen Zehntel keV kann dagegen vernachlässigt werden. Für einen Comptoneffekt mit einem  $^{60}\text{Co}$ -Gammaquant beträgt die mittlere Restenergie des Photons nach der Streuung nach Fig. (4.8) ungefähr 53% von 1,25 MeV, also  $\approx 0,66 \text{ MeV}$ . Der Compton-Energietransferfaktor ist dann  $t = 1 - 0,66/1,25 \approx 0,47 = 47\%$ . Der Comptonenergieumwandlungskoeffizient 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

$$t_{paar} = \frac{E_{\gamma} - 2 \cdot 511 \text{ keV}}{E_{\gamma}} = 1 - \frac{2 \cdot m_0 \cdot c^2}{E_{\gamma}} \quad (4.52)$$

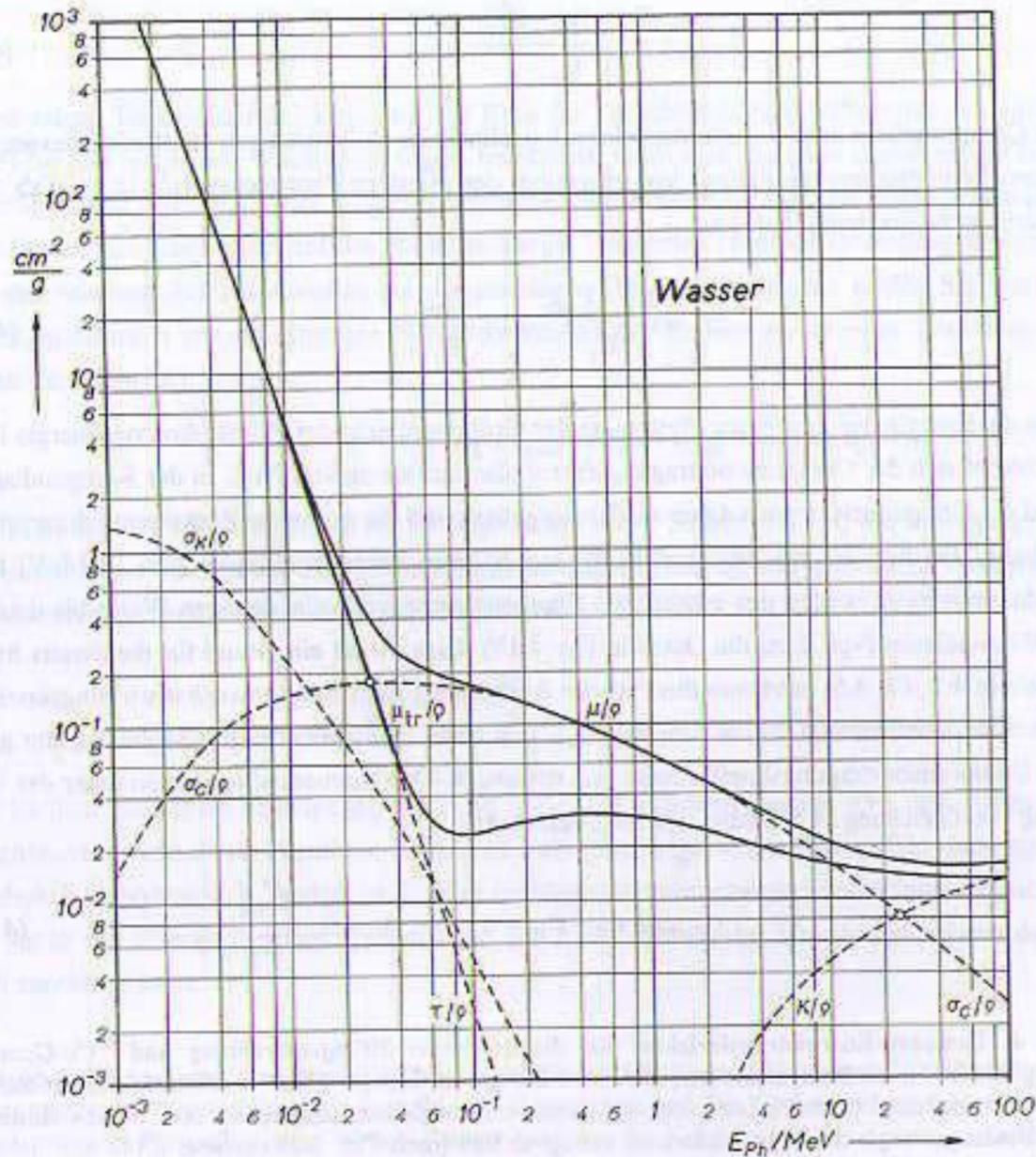


Fig. 4.23: Massenschwächungskoeffizient ( $\mu/\rho$ ) für Photonen in Wasser, seine Zusammensetzung aus den Koeffizienten ( $\tau/\rho$ ,  $\sigma/\rho$ ,  $\kappa/\rho$ ) sowie Massenenergieumwandlungskoeffizient ( $\mu_e/\rho$ ) in Abhängigkeit von der Photonenenergie (vgl. Fig. 4.17, numerische Daten s. Tabellenanhang).

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 Massenenergieäquivalent nur noch eine geringe Rolle. Bei 10-MeV-Photonen wird beispielsweise die primäre Photonenenergie 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:

$$t_{\text{tripl}} = \frac{E_\gamma - 2 \cdot 511 \text{keV} - E_b}{E_\gamma} = 1 - \frac{2 \cdot m_0 \cdot c^2 + E_b}{E_\gamma} \quad (4.53)$$

$E_b$  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-Triplets.

Die dem Energietransfer bei Photonenbestrahlung entsprechende dosimetrische Meßgröße ist die Kerma (engl.: kinetic energy released per unit mass), die die Energieübertragung auf die Sekundärteilchen und deren räumliche Verteilung im Absorber widerspiegelt. Bezieht man den Energieumwandlungskoeffizienten  $\mu_e$  auf die Dichte des durchstrahlten Materials, so erhält man ähnlich wie beim Schwächungskoeffizienten den **Massenenergieumwandlungskoeffizienten**  $\mu_e/\rho$ , 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  $\mu_e$  im wesentlichen dem Comptonenergieübertragungskoeffizienten  $\sigma_{tr,c}$ .
- 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 Verlustes der Ruheenergien für Positron und Elektron nur wenig.

#### 4.14 Energieabsorption von Photonenstrahlung in Materie

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 statt dessen 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 5:** 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  $1 \text{ MeV}/30 \text{ eV} \approx 33000$  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 bis 1 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 Quantes 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 Strahlungsbremung im Kernfeld, also durch Erzeugung von Bremsstrahlung, verlieren können (vgl. Abschnitt 5.2). 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 Absor-

ber. Sie trägt deshalb zumindest nicht zur lokalen Energieabsorption bei. Der dadurch bedingte lokale Verlust an Energieabsorption wird in dem auf Bremsstrahlungsverluste korrigierten Energieabsorptionskoeffizienten  $\mu_{en}$  berücksichtigt. Dieser beschreibt also nur die im Material lokal absorbierte Energie. Für den Zusammenhang der beiden Koeffizienten  $\mu_{tr}$  und  $\mu_{en}$  gilt [nach DIN 6814-3]:

$$\mu_{en} = \mu_{tr}(1 - G) \quad (4.54)$$

In dieser Gleichung ist G derjenige relative Anteil der durch die Photonen auf Sekundärelektronen übertragenen Bewegungsenergie, der im Absorber in Bremsstrahlung umgesetzt wird.

| Elektronenenergie<br>(MeV) | Bremsstrahlungsausbeute G (%) in: |       |         |       |         |       |
|----------------------------|-----------------------------------|-------|---------|-------|---------|-------|
|                            | 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. 4.4: 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.

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. 2.6). Allerdings sind die Halbwertschichtdicken für charakteristische Röntgenstrahlung

gen 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 Augerelektronenemission 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. 4.54) außer acht gelassen.

Die numerischen Daten in Tabelle (4.4) 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 Energieabsorptionort 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  $\mu_{en}$  beschrieben, der den Verlust von Bewegungsenergie der Sekundärteilchen durch Bremsstrahlungsproduktion mitberücksichtigt. Er allein ist ein Maß für die lokale Zuordnung der aus einem Sekundärteilchenfeld in der mit Photonen durchstrahlten Materie absorbierten Energie.
- Die zugehörige dosimetrische Meßgröße ist die Energiedosis.
- Bei niedrigen Photonenenergien unterscheiden sich die Zahlenwerte für Energieübertragung und Energieabsorption nur wenig.

## 5 Wechselwirkung von Elektronenstrahlung mit Materie

Bei der Wechselwirkung der indirekt ionisierenden Photonenstrahlung wird die Energie des einfallenden Strahlenbündels zunächst in Bewegungsenergie elektrisch geladener Elementarteilchen (Elektronen, Positronen) umgewandelt. Diese Sekundärteilchen geben ihre Energie an den Absorber weiter. Sie sind verantwortlich für die Ionisation der durchstrahlten Materie und die darin entstehende Energiedosis. Die Wechselwirkungen primärer Elektronenstrahlung unterscheiden sich nicht von denen der Sekundärelektronen aus den Photonenwechselwirkungsprozessen. Die Kenntnis der Elektronenwechselwirkungen ist deshalb die Grundlage der meisten dosimetrischen Meßverfahren und der Untersuchungen der Ausbreitung der direkt ionisierenden Elektronenstrahlenbündel in Materie.

Elektronen unterliegen beim Durchgang durch Materie wegen ihrer elektrischen Ladung einer Reihe von Wechselwirkungen mit dem elektromagnetischen Feld der Absorberatome (Hüllen, Atomkerne). Diese unterscheiden sich prinzipiell nicht von den Wechselwirkungen anderer elektrisch geladener Teilchen und können daher mit einem gemeinsamen theoretischen Ansatz berechnet werden ([Berger/Seltzer], [ICRU 37], vgl. Abschnitt 6). Für Elektronen sind jedoch einige Besonderheiten zu beachten. Die Elektronenmasse (ca.  $0.9 \cdot 10^{-30}$  kg) ist um etwa den Faktor 2000 kleiner als die Masse der Nukleonen (ca.  $1.6 \cdot 10^{-27}$  kg) und selbstverständlich um ein Vielfaches geringer als die Massen vollständiger Atome. Bei Stößen mit ganzen Atomen oder Atomkernen erleiden die Elektronen daher erhebliche Richtungswechsel. Sie werden gestreut und aus ihrer ursprünglichen Bewegungsrichtung abgelenkt, während der Stoßpartner im wesentlichen "unberührt" bleibt. Elektronen können deshalb schon bei einer einzigen Wechselwirkung mit einem schweren Stoßpartner einen großen Teil ihrer Bewegungsenergie verlieren.

Elektronen erreichen bei der Beschleunigung wegen ihrer vergleichsweise kleinen Masse auch sehr schnell relativistische Bewegungsenergien (bei 80 kV Beschleunigungsspannung bereits etwa 50% der Lichtgeschwindigkeit, s. Tab. 1.3). Bei ihnen spielen deshalb auch bei niedriger Energie relativistische Effekte wie Massenzunahme und Verzerrung des elektrischen Feldes (Lorentzkontraktion) und die damit verbundene Änderung des Wirkungsradius eine spürbare Rolle.

Bei Wechselwirkungen von freien Elektronen mit gebundenen Hüllenelektronen sind beide Stoßpartner bis auf die relativistischen Massenunterschiede etwa gleich schwer. Die Stoßverhältnisse ähneln daher denen beim Billiardspiel. Da beide Elektronen prinzipiell ununterscheidbar sind, kann nach der Wechselwirkung nicht mehr festgestellt werden, welches das ursprünglich gebundene und welches das ehemals freie Elektron war. In theoretischen Berechnungen der Wechselwirkungsquerschnitte wird dem dadurch Rechnung getragen, daß nach dem Stoß willkürlich das Elektron mit der höheren Energie als das primäre betrachtet wird. Energieverluste von Elektronen durch Energieübertrag auf andere Elektronen können wegen dieser Vereinbarung höchstens 50% betragen.

Die Wahrscheinlichkeit für die verschiedenen Wechselwirkungsarten hängen von der Energie der Elektronen und der durch den Elektronenimpuls bestimmten minimalen Wechselwirkungsentfernung

vom Stoßpartner, dem sogenannten **Stoßparameter**<sup>1</sup> ab. Je höher die Energie des einlaufenden Elektrons ist, um so dichter kann das Elektron in die Nähe eines Absorberatoms gelangen. Bei großen Stoßparametern findet die Wechselwirkung bevorzugt mit dem ganzen Atom statt. Es übernimmt den Impuls und im Falle einer inelastischen, also mit einem Energieverlust verbundenen Wechselwirkung, die übertragene Energie als ganzes. Bei hohen Elektronenenergien, d. h. kleineren Stoßparametern, wechselwirkt das einlaufende Elektron dagegen bevorzugt mit einzelnen Hüllenelektronen oder sogar mit dem Atomkern.

Bei Elektronenenergien unterhalb der Anregungs- oder Ionisierungsschwelle der Atomhülle übertragen Elektronen wegen ihrer im Vergleich zum Stoßpartner Atom verschwindend geringen Masse bei der Wechselwirkung im wesentlichen nur Impuls auf das Atom, das als ganzes den Rückstoß aufnimmt. Sie ändern dabei ihre Richtung, verlieren aber fast keine Bewegungsenergie. Dieser Vorgang wird als **elastische Streuung** bezeichnet (Fig. 5.1a).

Bei zunehmender kinetischer Energie können die einlaufenden Elektronen die Hüllen der Absorbieratome zunächst entweder als ganze anregen oder bei ausreichendem Energieübertrag auch ionisieren, also einzelne Elektronen aus ihren Schalen stoßen (Fig. 5.1b,c). Sie verlieren dabei einen Teil

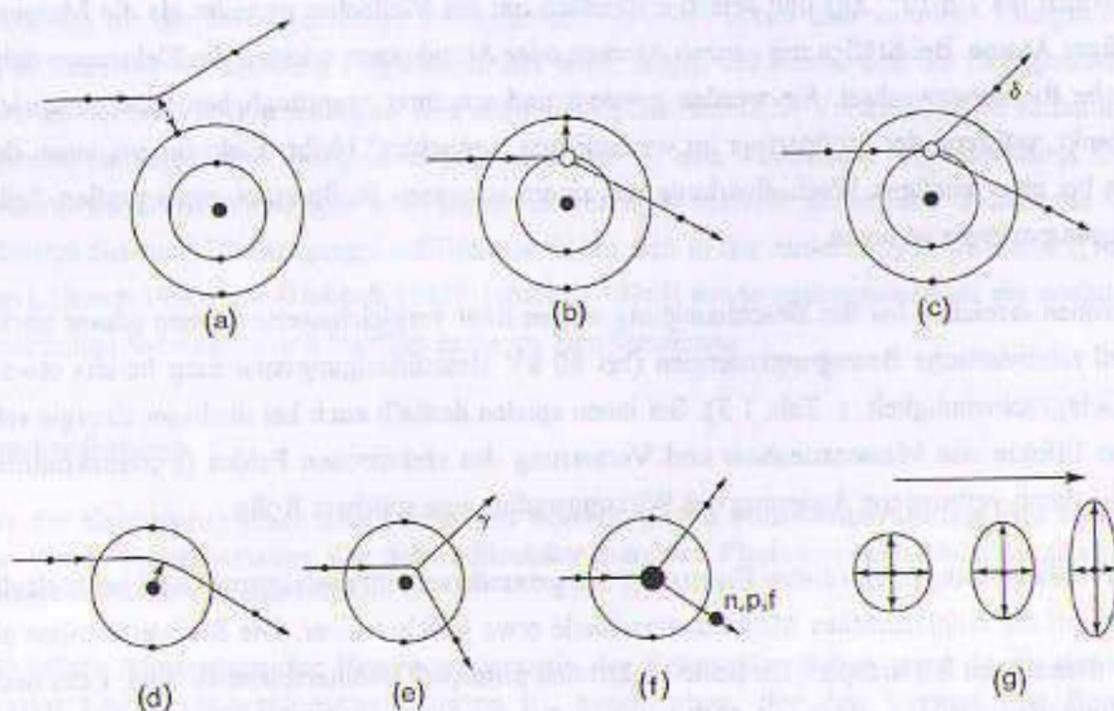


Fig. 5.1: Wechselwirkungen von Elektronen mit Materie. Oben: Hüllenwechselwirkungen (a: elastische Streuung, b: Anregung von Hüllenelektronen, c: Ionisation mit  $\delta$ -Elektron). Unten: Wechselwirkungen mit dem Atomkern (d: elastische Coulombstreuung, e: inelastische Kernstreuung, Strahlungsbremmung, f: elektroneninduzierte Kernreaktionen). g: Verformung des elektrischen Feldes und Erhöhung des Wechselwirkungsradius mit zunehmender Geschwindigkeit des Elektrons (Lorentzkontraktion).

<sup>1</sup> Der Stoßparameter ist der Abstand zwischen der Asymptote an die Bahn des einlaufenden Teilchens und dem Schwerpunkt des Stoß- oder Wechselwirkungszentrums.

ihrer Bewegungsenergie. Diese **inelastischen Prozesse** sind die wichtigsten Energieverlustmechanismen der Elektronenwechselwirkung bei niedrigen Energien.

Ist die Elektronenenergie so hoch, daß die einlaufenden Elektronen 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. 5.1d). Werden Elektronen dagegen unter Energieverlust im Kernfeld abgelenkt, so wird ein Teil ihrer Energie in Photonenstrahlung umgewandelt. Dieser Vorgang heißt **Bremsstrahlungserzeugung** oder **inelastische Kernstreuung** (Fig. 5.1e).

Bei noch höherer Energie können Elektronen ähnlich wie die Photonen beim Kernphotoeffekt auch Kernreaktionen auslösen. Wenn der Atomkern dabei zur Teilchenemission veranlaßt wird, bezeichnet man diese Kernreaktionen als **Elektrodisintegrationen** (Fig. 5.1f). Elektroneninduzierte Kernreaktionen werden symbolisch mit  $(e, e'x)$  gekennzeichnet, um anzudeuten, daß das einlaufende Elektron bei der Reaktion erhalten bleibt. Der Atomkern wird durch die vom Elektron übertragene Energie angeregt  $(e, e'\gamma)$ , zur Teilchenemission veranlaßt  $(e, e'n; e, e'p)$  oder unter Umständen auch gespalten  $(e, e'f)$ . Wegen der Schwellenenergien für die Nukleonemission (s. Abschnitt 4.5) sind Elektrodisintegrationen der Atomkerne erst oberhalb einer für den Atomkern charakteristischen Energie möglich, da die Bindungsenergieerhöhung des Atomkerns vor und nach der Reaktion vom einlaufenden Elektron aufgebracht werden muß. Bei den üblichen in der Medizin und im Strahlenschutz auftretenden Elektronenenergien spielen diese elektroneninduzierten Kernreaktionen wegen ihrer kleinen Wirkungsquerschnitte kaum eine Rolle. Sie sollen deshalb im weiteren außer acht gelassen werden.

Eine besonders interessante Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie ist die Erzeugung sogenannter **Cerenkov-Strahlung**. Sie entsteht immer dann, wenn sich geladene Teilchen 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  $\delta$  zur Bewegungsrichtung des Teilchens emittiert. Der Zusammenhang von Brechungsindex und Winkel  $\delta$  ist  $\cos \delta = c_0/(v \cdot n_m)$ . Das Cerenkovlicht ist linear polarisiert. Für Gase, Wasser und verschiedene Festkörper (Glas, Plexiglas) liegt seine Wellenlänge im sichtbaren Bereich. Ein sehr bekanntes und imponierendes Beispiel ist das blaue Cerenkovlicht, das im Kühlwasser von Kernreaktoren durch schnelle  $\beta$ -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 ein Energieverlust von ungefähr 2 MeV/cm durch Elektronenstöße gegenüber. Cerenkov-Strahlung kann also bei der Berechnung der Elektronenenergieverluste in der Regel vernachlässigt werden. Eine wichtige Anwendung hat der Cerenkoveffekt dagegen in der Grundlagenforschung, in der er zum Nachweis und zur Energiebestimmung relativistischer Elementarteilchen verwendet wird.

Zusammenfassend gibt es demnach folgende Möglichkeiten der Elektronenwechselwirkung mit Materie, bei denen die Elektronen Richtungsänderungen und/oder Energieverluste erleiden können:

- **Elastische Atomstöße**
- **Unelastische Stöße mit Atomhüllen (Anregung)**
- **Unelastische Stöße mit Hüllenelektronen (Ionisation)**
- **Elastische Streuung an Atomkernen (Coulombstreuung)**
- **Unelastische Streuung an Atomkernen (Bremsstrahlungserzeugung)**
- **Kernreaktionen**
- **Cerenkov-Effekt**

Die physikalischen Größen zur Beschreibung der Wirkung der durchstrahlten Materie auf die Elektronen sind das **Bremsvermögen** und das **Streuvermögen** des Absorbers. Mit ihrer Hilfe kann die energetische und räumliche Verteilung eines Elektronenstrahlenbündels in Materie verstanden werden. Die Energieübertragung vom Elektronenstrahl auf den Absorber bei den verschiedenen Wechselwirkungen ist für die in der durchstrahlten Materie entstehende Energiedosis und damit auch für die biologische Strahlenwirkung der Elektronen verantwortlich. Die physikalische Größe zur Beschreibung der Energieübertragung auf ein Volumenelement des Absorbers heißt **Linearer Energie-Transfer (LET)** oder lineares Energieübertragungsvermögen (s. Abschnitt 8.2).

Bei den meisten Wechselwirkungen der Elektronen mit Materie entstehen Ionenpaare aus freigesetzten Hüllenelektronen und positiv geladenen Atomrümpfen. In Gasen oder geeigneten halbleitenden Festkörpern können diese leicht mit den Mitteln der Ionisationsdosimetrie erfaßt werden. Die Ionisierung von Gasen beim Durchgang ionisierender Strahlungen spielt daher eine wesentliche Rolle für die Dosimetrie (Ionisationskammern). Die physikalischen Größen, die die Ionisierung der Materie durch Wechselwirkung mit ionisierender Strahlung beschreiben, sind die **Ionisierungsdichte** und das **Ionisierungsvermögen** (s. Abschnitt 8.1). Die der im bestrahlten Medium erzeugten Ladung entsprechende dosimetrische Meßgröße ist die **Ionendosis**.

## 5.1 Das Stoßbremsvermögen für Elektronen

Den größten Teil ihrer Bewegungsenergie verlieren Elektronen durch vielfache unelastische Stoßprozesse mit den Atomhüllen der Absorberatome oder -moleküle. Die Energieübertragung beim Stoß führt entweder zu einer Anregung der Atomhüllen oder zu deren Ionisation. Im Fall der Hüllenanregung wird die übertragene Energie nach Rekombination der Hüllenelektronen wieder durch Strahlungsemission freigesetzt. Die meisten Hüllenanregungen finden an Valenzelektronen, also schwach

gebundenen äußeren Elektronen statt. Bei Festkörpern erfolgt die Abgabe der Anregungsenergie in der Regel durch Emission von infrarotem Licht, das meistens sofort wieder reabsorbiert wird und deshalb zur Erwärmung des Absorbers beiträgt. In Gasen wird entsprechend den größeren Energiedifferenzen der äußeren Elektronenschalen sichtbares oder ultraviolettes Licht ausgesendet, das bei seiner Emission meistens den Absorber verläßt. Der Energieverlust des einlaufenden Elektrons durch eine einzelne Hüllenanregung ist gering. Es werden also eine Vielzahl dieser Anregungen benötigt, um das Elektron merklich abzubremesen.

Bei der Ionisation steht die Differenz zwischen übertragener Energie und Bindungsenergie dem freiwerdenden Hüllenelektron (Sekundärelektron) als Bewegungsenergie zur Verfügung. Hat das Sekundärelektron genügend Energie, um seinerseits weitere Ionisationen aufzulösen, wird es als  **$\delta$ -Elektron** bezeichnet (vgl. Fig. 5.1c). Die meisten ionisierenden Wechselwirkungen sind mit kleinen Energieüberträgen, also großen Stoßparametern verbunden. Die einlaufenden Elektronen "treffen" die Hüllenelektronen nicht unmittelbar sondern in einiger Entfernung, so daß bei dieser Art der Ionisation wie bei der Anregung ebenfalls viele Elementarprozesse zur vollständigen Übertragung der Energie des primären Elektrons benötigt werden (vgl. dazu Beispiel 5 in Abschnitt 4.14). Wegen der quasi kontinuierlichen Energieverluste der Elektronen durch Anregung und Ionisation haben Elektronen in Materie endliche Eindringtiefen, die sogenannten **Reichweiten** (vgl. Abschnitt 5.7). Einige wenige Elektronen verlieren einen Großteil ihrer Bewegungsenergie dagegen durch einzelne, direkte und zentrale Stöße mit Hüllenelektronen. Dieser Anteil spielt bei niedrigen und mittleren Elektronenenergien für die Stoßbremsung nur eine nachgeordnete Rolle, er nimmt aber mit hohen Elektronenenergien zu.

Eine wichtige technische Anwendung der Stoßbremsung von Elektronen ist die Röntgenröhre. Auch hier finden bei der Wechselwirkung der Elektronen mit dem Anodenmaterial in den meisten Fällen (in ca. 99%) nur kleine Energieüberträge statt, die die Anode erheblich aufheizen. Einige wenige zehntel Prozent der Elektronen erzeugen durch direkte, mit großem Energieverlust des einlaufenden Elektrons verbundene Stöße mit den fest gebundenen inneren Elektronen (K- und L-Elektronen) die charakteristische Röntgenstrahlung. Bei typischen diagnostischen Röhrenspannungen liegt die Ausbeute an charakteristischer Röntgenstrahlung bei etwa 0.5% (vgl. dazu [Krieger Bd2], Kap. 1.2).

Der Quotient aus dem Energieverlust eines Elektrons bei Stößen und der dabei zurückgelegten Wegstrecke im Absorber wird als **Stoßbremsvermögen**  $S_{col}$  des Absorbers bezeichnet. Das Stoßbremsvermögen beschreibt die Wirkung eines Absorbers auf die Energie des einlaufenden Elektrons, es ist also eine Materialeigenschaft.

$$S_{col} = \left( \frac{dE}{dx} \right)_{col} \quad (5.1)$$

**Klassische Abschätzung des Energieverlaufes des Stoßbremsvermögens:**\* Mit Hilfe einer einfachen klassischen Modellüberlegung für nicht relativistische Elektronen läßt sich die Abhängigkeit des Energieverlustes von der Elektroneneinschussenergie für nicht relativistische Elektronen abschätzen. Nach der klassischen Me-

chanik ist der Impulsverlust des einlaufenden Elektrons und damit der Impulsübertrag  $dp$  auf das Hüllenelektron proportional zum Zeitintervall ( $dp \propto dt$ ), während dessen sich die beiden Elektronen im gegenseitigen Wechselwirkungsbereich befinden (Wechselwirkungszeit). Dieses Zeitintervall und damit auch der Impulsübertrag auf das Hüllenelektron ist umgekehrt proportional zur Differenzgeschwindigkeit der beiden stößenden Elektronen ( $dt \propto dp \propto 1/v$ ). 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 Elektronen gilt deshalb  $dE/dx \propto (dp)^2 \propto 1/v^2$ .

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{v^2} \quad (5.2)$$

Mit zunehmender Bewegungsenergie nähert sich die Geschwindigkeit der Elektronen der Lichtgeschwindigkeit ( $v \rightarrow c$ ). Der Ausdruck  $1/v^2 \approx 1/c^2$  ändert sich nicht mehr mit der Energie; der Energieverlust pro Wegstrecke bleibt dann nach der einfachen klassischen Modellvorstellung konstant.

Eine exakte relativistische und quantentheoretische Behandlung des Stoßbremsvermögens zeigt, daß in allen Absorbermaterialien bei kleinen Energien die einfache  $1/v^2$ -Abhängigkeit tatsächlich gut erfüllt ist. Für relativistische Elektronenenergien bleibt der Energieverlust jedoch nicht nur konstant sondern steigt sogar wieder leicht an (s. Fig. 5.4). Der Grund für diesen Anstieg der Stoßbremsung für hochenergetische Elektronen ist die relativistische Verformung des elektrischen Feldes, die sogenannte **Lorentzkontraktion**, die eine Zunahme der Wechselwirkungen auch mit entfernteren Absorberatomen bei höheren Elektronenenergien bewirkt (s. Fig. 5.1g).

Das Stoßbremsvermögen von Elektronen hängt nach der Theorie darüberhinaus vom Verhältnis  $Z/A$  ab (genauer  $Z^{1.25}/A$ ) und ist proportional zur Elektronendichte, der Zahl der Elektronen pro Volumen, also näherungsweise auch zur Massendichte  $\rho$  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 hohe Ordnungszahlen ist es jedoch nicht mehr konstant, da schwere Elemente einen deutlichen Neutronenüberschuß zeigen. Außerdem führt die hohe Ordnungszahl zu höheren Elektronenbindungsenergien für die inneren Hüllenelektronen von hochatomigen Materialien. Die Wahrscheinlichkeit für Elektronen-Wechselwirkungen mit den inneren Elektronen nimmt daher für schwere Materialien ab. Beide Effekte verringern für schwere Absorber den Anstieg des Stoßbremsvermögens bei hohen Elektronenenergien.

Das Stoßbremsvermögen von Elektronen ist also etwa proportional zur Dichte und zum Verhältnis  $Z/A$  des Mediums. Für niederenergetische Elektronen (Energien bis ca. 500 keV) ist es außerdem etwa umgekehrt proportional zum Quadrat der Elektronengeschwindigkeit bzw. zum Verhältnis von Elektronenmasse  $m_e$  und der kinetischen Energie des einlaufenden Elektrons. Für diesen Energiebereich gilt daher:

$$S_{\text{col}} = \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{col}} \propto \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{v^2} \propto \rho \cdot \frac{m_e}{E} \quad (5.3)$$

Für hochenergetische Elektronen müssen die relativistischen Veränderungen des Stoßbremsvermögens bei hohen Energien berücksichtigt werden. In Gleichung (5.3) wird deshalb das  $1/E$ -Glied durch einen sanft mit der Energie anwachsenden Faktor  $R$  ersetzt, in dem alle relativistischen Effekte enthalten sind. Da sich relativistische Elektronen beinahe mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, gilt also die einfache  $1/E$ -Abhängigkeit nicht mehr. Man erhält für hohe Elektronenenergien deshalb näherungsweise:

$$S_{\text{col}} = \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{col}} \propto \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot R \quad (5.4)$$

**Massenstoßbremsvermögen:** Wegen der näherungsweise Dichteproportionalität verwendet man für die praktische Arbeit wie bei den Photonenwechselwirkungskoeffizienten (s. Kap. 4) das Verhältnis von Stoßbremsvermögen und Dichte, das dann nach den Gleichungen (5.3) und (5.4) im wesentlichen unabhängig von der Absorberdichte sein sollte. Dieses Verhältnis wird als Massenstoßbremsvermögen  $S_{\text{col}}/\rho$  bezeichnet.

$$\frac{S_{\text{col}}}{\rho} \propto \frac{Z}{A} \cdot \frac{m_e}{E} \quad \text{bzw.} \quad \frac{S_{\text{col}}}{\rho} \propto \frac{Z}{A} \cdot R \quad (5.5)$$

**Dichteeffekt:**\* Bei einer genauen theoretischen Analyse stellt sich heraus, daß der relativistische Anstieg des Massenstoßbremsvermögens bei hohen Elektronenenergien eine zusätzliche merkliche Dichteabhängigkeit zeigt. Das Massenstoßbremsvermögen ist in Absorbieren 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 Elektrons. 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 entferntere Regionen des Absorbers jedoch gegen das elektrische Feld des einlaufenden Elektrons ab und mindern dadurch die lokale Wechselwirkungswahrscheinlichkeit.

In Festkörpern oder sonstiger dichter Materie befinden sich wegen der höheren Dichte mehr Atome in unmittelbarer Nachbarschaft des Wechselwirkungsortes als in Gasen. Der Zunahme der Wahrscheinlichkeit für entfernte Wechselwirkungen durch die relativistische Verbreiterung des elektrischen Feldes der Elektronen bei wachsender Elektronenenergie wirken die in dichten Materialien besonders effektiven Polarisationen entgegen. Sie bewirken deshalb eine Verlangsamung des relativistischen Anstieges des Stoßbremsvermögens. In Gasen spielen Polarisationseffekte dagegen eine geringere Rolle. Das Stoßbremsvermögen nimmt in ihnen daher schneller mit der Energie zu als in dichteren Substanzen.

Exakte Berechnungen zeigen, daß der Dichteeffekt des Stoßbremsvermögens für Elektronen schon bei Elektronenenergien unter 1 MeV einsetzt, da auch niederenergetische Elektronen wegen ihrer sehr geringen Masse bereits weitgehend relativistisch sind (das Verhältnis von Elektronengeschwindigkeit und Lichtgeschwindigkeit  $v/c$  beträgt für 100-keV-Elektronen  $v/c \approx 0.55$ , für 0.5-MeV-Elektronen bereits  $v/c \approx 0.85$ , s. Abschnitt 1.1).

**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. 5.4). Er bestimmt deshalb den Energieverlust von Elektronen in menschlichem Gewebe, Luft, Wasser und sonstigen gewebeähnlichen Phantomsstoffen bei den üblicherweise in der Radiologie verwendeten Energien von Elektronenstrahlung.

## 5.2 Das Strahlungsbremsvermögen für Elektronen

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 herankommt. Das Projektil benötigt also eine hohe Bewegungsenergie bzw. einen kleinen Stoßparameter, um Bremsstrahlung auszulösen.

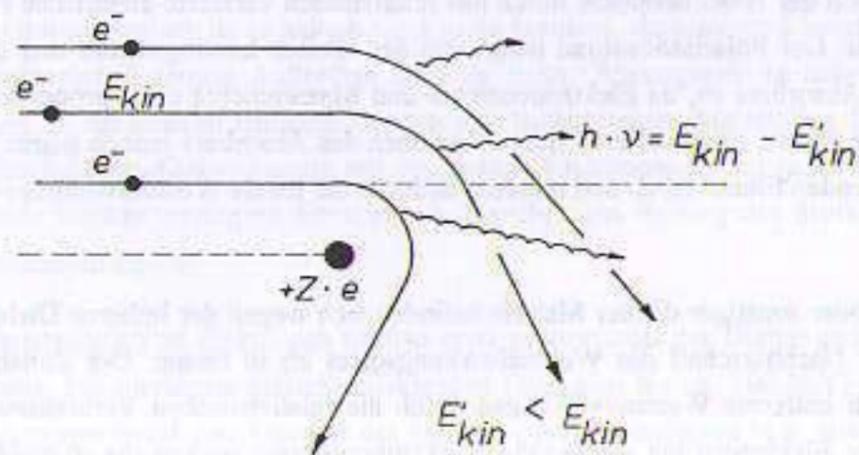


Fig. 5.2: Entstehung elektromagnetischer Strahlung bei der Strahlungsbremsung von Elektronen im elektrischen Feld eines Atomkerns der Ladung  $Z \cdot e$ . Die Differenz der kinetischen Elektronenenergien vor und nach der Ablenkung wird in Form sogenannter Bremsstrahlung ( $h \cdot \nu$ ) emittiert. Der Energieverlust der Elektronen hängt vom Stoßparameter der einlaufenden Elektronen ab. Die wichtigste Anwendung dieser Art von Strahlungsbremsung ist die Erzeugung von Bremsstrahlung in der Röntgenröhre.

Der Energieverlust geladener Teilchen durch Bremsstrahlungserzeugung ist proportional zu ihrer Energie  $E$  und hängt von der Stärke des ablenkenden Coulombfeldes ab. Er verringert sich wegen der Abnahme der elektrischen Feldstärke mit der Entfernung des einlaufenden Teilchens vom Absorberatom. Der Energieverlust des Elektrons ist proportional zur Dichte  $\rho$  und zum Quadrat der Ordnungszahl  $Z$  des Absorbers aber unabhängig von der Masse  $M$  der Absorberatome. Er ist außerdem proportional zum Quadrat der spezifischen Ladung ( $e/m$ ) des einlaufenden Teilchens. Für das Strahlungsbremsvermögen  $S_{\text{rad}}$  eines Absorbers für geladene Teilchen gilt daher:

$$S_{\text{rad}} = \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} \propto \rho \cdot \left( \frac{e}{m} \right)^2 \cdot Z^2 \cdot E \quad (5.6)$$

Anders als bei den Stoßbremsverlusten von Elektronen entsteht beim Bremsstrahlungsprozeß also als zusätzliche, bei der Wechselwirkung gebildete durchdringende Strahlungsart die Bremsstrahlung. Ihre Anteile mischen sich dem Elektronenstrahlungsfeld bei, der Elektronenstrahl 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. Die wichtigsten technischen Anwendungen der Strahlungsbremsung von Elektronen sind die Erzeugung der Röntgenstrahlung in Röntgenröhren<sup>2</sup> 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. 5.3) 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, um so 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-Einschubrichtung.

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 Röntgenbremsstrahlung 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 merkli-

<sup>2</sup> 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".

che 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.

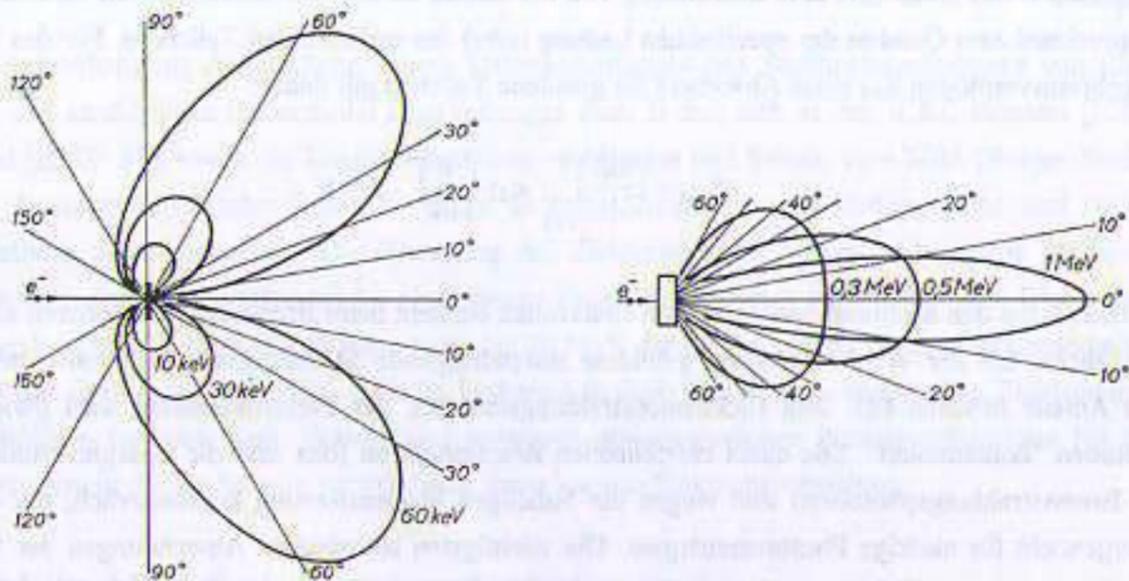


Fig. 5.3: Winkelverteilungen (Polardiagramme) der Bremsstrahlungsphotonen bei der Strahlungsbremung von Elektronen in hochatomigen Bremstargets (Wolfram,  $Z = 74$ ) als Funktion der Elektronenenergie. Links: Für ein dünnes Bremstarget und niedrige Elektronenenergien zeigt die Intensität der emittierten 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.

Darstellungen und Diskussionen der Winkelverteilungen von Bremsstrahlungsphotonen sowie ausführliche theoretische Herleitungen finden sich in [ICRU 37], bei [Heitler 1954] und bei [Koch/Motz 1959]. Bei schweren geladenen Teilchen (Protonen,  $\alpha$ -Teilchen) spielt die Bremsstrahlungserzeugung wegen der großen Teilchenmassen und der damit verbundenen geringeren Ablenkung im Kernfeld keine wesentliche Rolle. Elektronen sind wegen ihrer um mehr als 3 Größenordnungen kleineren Massen dagegen leichter aus ihrer Bewegungsrichtung abzulenken. Bremsstrahlungsausbeuten in leichten Materialien sind wegen ihrer geringen Teilchenablenkungen in der Regel vernachlässigbar. Bei höherer Ordnungszahl und höheren Elektronenenergien gewinnt die Strahlungsbremung im Kernfeld aber zunehmend an Bedeutung. Für Blei ist die Strahlungsbremung von Elektronen bereits bei etwa 10 MeV Elektronenenergie der dominierende Prozeß (s. Gleichung 5.9 und Fig. 5.4).

### 5.3 Das totale Bremsvermögen für Elektronen

Das totale Bremsvermögen für Elektronen in einem Medium ( $S_{\text{tot}}$ , englisch: stopping power) ist definiert als der Quotient des durch alle Wechselwirkungen bedingten gesamten Energieverlustes des Elektrons und der dabei vom Elektron im Absorber zurückgelegten Wegstrecke. Solche Energieverluste entstehen durch Stöße und durch Strahlungsbremung. Das totale Bremsvermögen setzt sich deshalb additiv aus dem Stoß- und den Strahlungsbremsvermögen zusammen.

$$S_{\text{tot}} = \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{tot}} = S_{\text{col}} + S_{\text{rad}} \quad (5.7)$$

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], [Kohlrausch], [Reich] und Auszüge für einige ausgesuchte Materialien im Tabellenanhang.

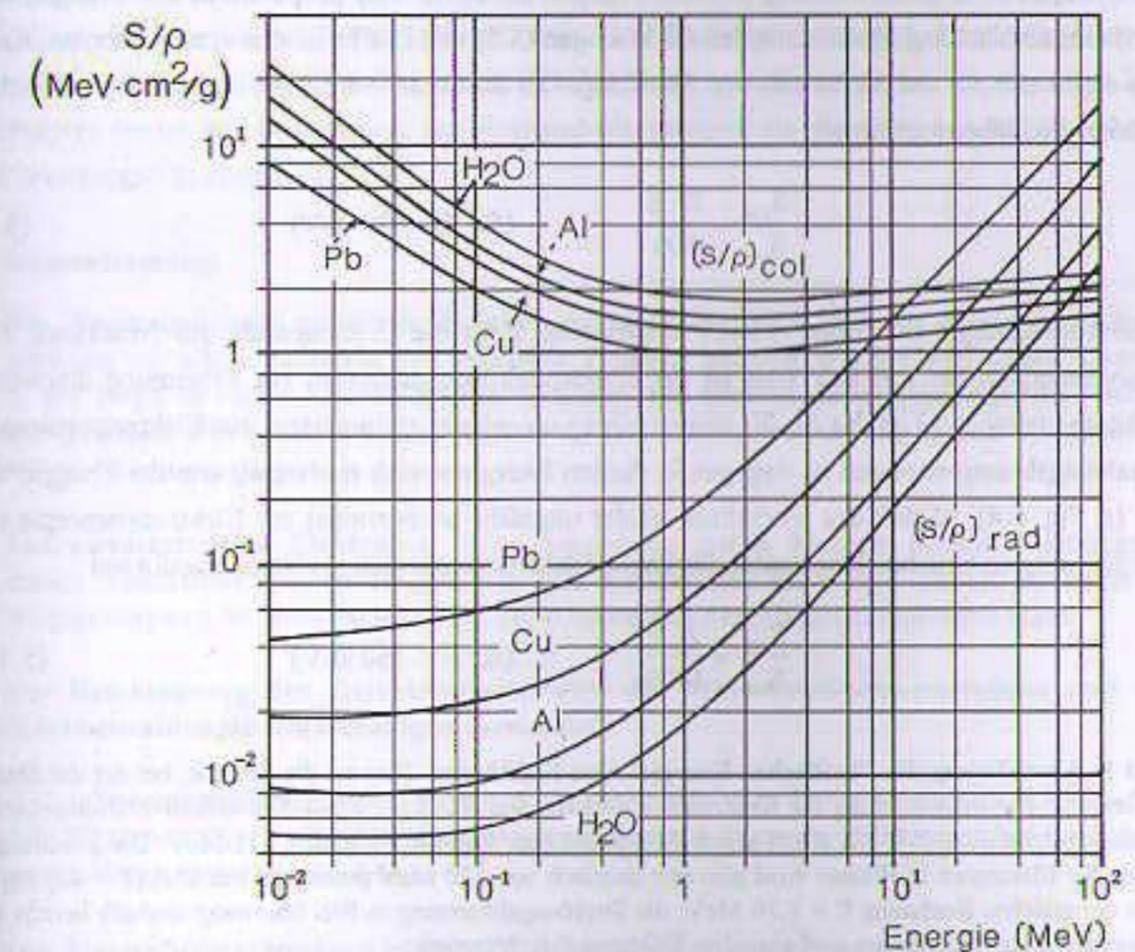


Fig. 5.4: Massenstoß- und Massenstrahlungsbremsvermögen  $(S/\rho)_{\text{col}}$  bzw.  $(S/\rho)_{\text{rad}}$  für Elektronen in verschiedenen Materialien als Funktion der Bewegungsenergie der Elektronen (nach Daten von [Berger/Seltzer 1964, 1966]). Das Massenstrahlungsbremsvermögen übertrifft das Massenstoßbremsvermögen je nach Material ab Elektronenenergien von etwa 10-100 MeV.

Wegen der näherungsweise Proportionalität des Bremsvermögens zur Dichte des Absorbers verwendet man auch hier wieder für praktische Zwecke besser den Quotienten aus Bremsvermögen und Dichte, das sogenannte **Massenbremsvermögen** (engl.: mass stopping power). Es sollte mit den oben gemachten Einschränkungen unabhängig von der Dichte sein. Für das totale Massenbremsvermögen gilt dann analog zu Gl. (5.7):

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{tot}} = \left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{col}} + \left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{rad}} \quad (5.8)$$

Das Massenbremsvermögen zeigt natürlich die gleichen Energieabhängigkeiten und Ordnungszahlabhängigkeiten wie die linearen Bremsvermögen in den Gln. (5.3, 5.4 und 5.6).

**Verhältnis von Stoß- und Strahlungsbremsvermögen:** Zur Abschätzung des Verhältnisses von Massenstoß- und Massenstrahlungsbremsvermögen in verschiedenen Absorbieren existieren praktische empirische Formeln (Gln. 5.9 und 5.10). Das Stoßbremsvermögen relativistischer Elektronen ( $E > 500$  keV, s. o.) ist nach Fig. (5.4) kaum von der Elektronenenergie abhängig; das Strahlungsbremsvermögen ist in diesem Energiebereich dagegen (nach Gl. 5.6) proportional zur Energie. Mit den Ordnungszahlabhängigkeiten aus den Gleichungen (5.5) und (5.6) und den entsprechenden Konstanten ergibt sich für das Verhältnis von Strahlungs- zu Stoßbremsvermögen extrem relativistischer Elektronen die Näherungsformel:

$$\frac{S_{\text{rad}}}{S_{\text{col}}} \approx \frac{Z \cdot E}{800} \quad (\text{für } E > 500 \text{ keV}) \quad (5.9)$$

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 nur wenig von der Energie abhängig (s. Fig. 5.4), so daß das Verhältnis wieder ungefähr proportional zur Elektronenenergie ist. Dies ergibt mit den üblichen Konstanten für kleine Elektronenenergien als Näherungsformel:

$$\frac{S_{\text{rad}}}{S_{\text{col}}} \approx \frac{Z \cdot E}{1400} \quad (\text{für } E < 150 \text{ keV}) \quad (5.10)$$

**Beispiel 1: Abschätzung der "kritischen Energie" von Elektronen.** Dies ist die Energie, bei der die Strahlungsbremsung die Stoßbremsung für Elektronen übertrifft, also  $S_{\text{rad}}/S_{\text{col}} > 1$  gilt. Die effektive Ordnungszahl von Wasser beträgt etwa  $Z \approx 7.2$ . Aus Formel (5.9) 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

(5.10)  $S_{\text{rad}}/S_{\text{col}} \approx 74 \cdot 0.09/1400 \approx 0.5\%$ . 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 ( $\rightarrow$  Kühlprobleme in der Röntgenröhre).

**Beschränktes Massenbremsvermögen:** In der Dosimetrie ist man vor allem an der lokalen Energiedeposition interessiert, da diese zum einen den biologischen Wirkungen 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  $S_{\text{col},\Delta}$  bezeichnet, wobei der Index  $\Delta$  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  $S_{\text{col}}/\rho$  und  $S_{\text{rad}}/\rho$ .

#### Zusammenfassung:

- Die Wechselwirkung geladener Teilchen unterscheidet sich von der Photonenwechselwirkung vor allem dadurch, daß geladene Teilchen bei den Wechselwirkungen Energie 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.
- Energieverluste von Elektronen beim Durchgang durch Materie finden überwiegend durch Vielfachwechselwirkungen mit den Elektronenhüllen und durch Bremsstrahlungserzeugung im elektrischen Feld der Atomkerne des Absorbermaterials statt.
- Zur Beschreibung der Energieverluste wird das Massenstoßbremsvermögen und das Massenstrahlungsbremsvermögen verwendet.
- Unter Bremsvermögen versteht man den Quotienten aus Energieverlust des einlaufenden Elektrons durch alle Wechselwirkungsarten und der vom Elektron dabei zurückgelegten Wegstrecke im Absorber.
- Das Massenbremsvermögen ist der Quotient aus Bremsvermögen und Absorberdichte.
- Das Stoßbremsvermögen ist kaum von der Ordnungszahl und oberhalb einiger 100 keV Elektronenenergie nur wenig von der Elektronenenergie abhängig.

- Das Strahlungsbremsvermögen und damit die Bremsstrahlungsausbeute nimmt mit der Energie der Elektronen und dem Quadrat der Ordnungszahl des Mediums zu und dominiert deshalb bei hohen Elektronenenergien und schweren Absorbern.

#### 5.4 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  $\delta$ -Elektronen, zusammen. Zusätzliche Elektronen entstammen den Wechselwirkungen der den Elektronenstrahl verunreinigenden (kontaminierenden) Photonen. Solche Photonen können beispielsweise Bremsstrahlungsphotonen sein, die durch die Strahlungsbremung 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.

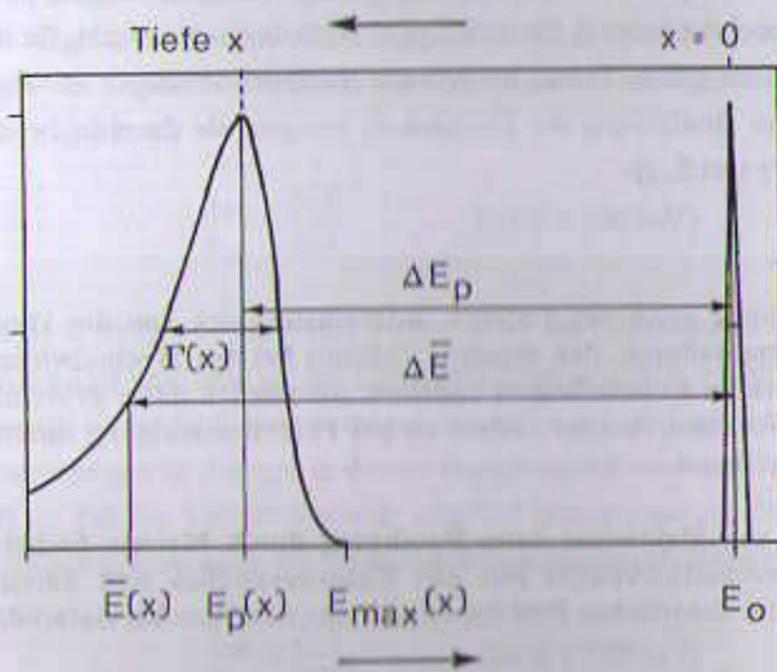


Fig. 5.5: Charakterisierende Größen der Energiespektren von Elektronen (nach [ICRU 35]). Die Energieverteilungen sind auf das jeweilige Maximum normiert:  $\bar{E}$  und  $\Delta\bar{E}$ : mittlere Energie bzw. mittlerer Energieverlust,  $E_0$ : mittlere bzw. wahrscheinlichste Energie beim Eintritt in das Medium,  $\Gamma$ : Breite des Energiespektrums in der Tiefe  $x$  im Medium,  $E_p$ : wahrscheinlichste Energie,  $\Delta E_p$ : wahrscheinlichster Energieverlust.

Die zur Beschreibung der Spektren verwendeten Größen (vgl. Fig. 5.5) sind die mittlere, wahrscheinlichste und maximale Energie der Elektronen, die Energiebreite des Spektrums (Halbwertsbreite, FWHM: full width at half maximum) und der mittlere und wahrscheinlichste Energieverlust der Elektronen in der Tiefe.

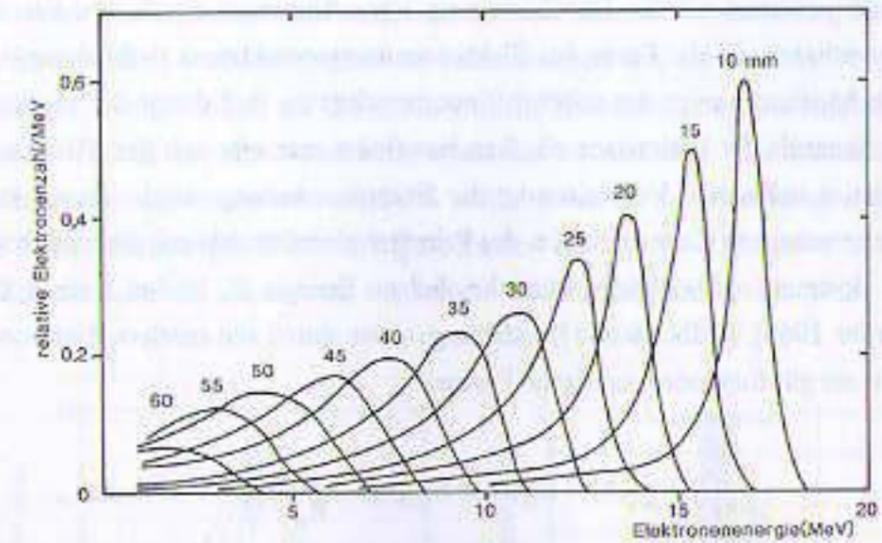


Fig. 5.6: Energiespektren eines planparallelen 20-MeV-Elektronenstrahlenbündels hinter Kohlenstoff als Funktion der Dicke  $x$  des durchstrahlten Absorbers. Die Spektren sind auf die planare Fluenz des einfallenden Elektronenstrahls normiert (nach [Harder 1966]).

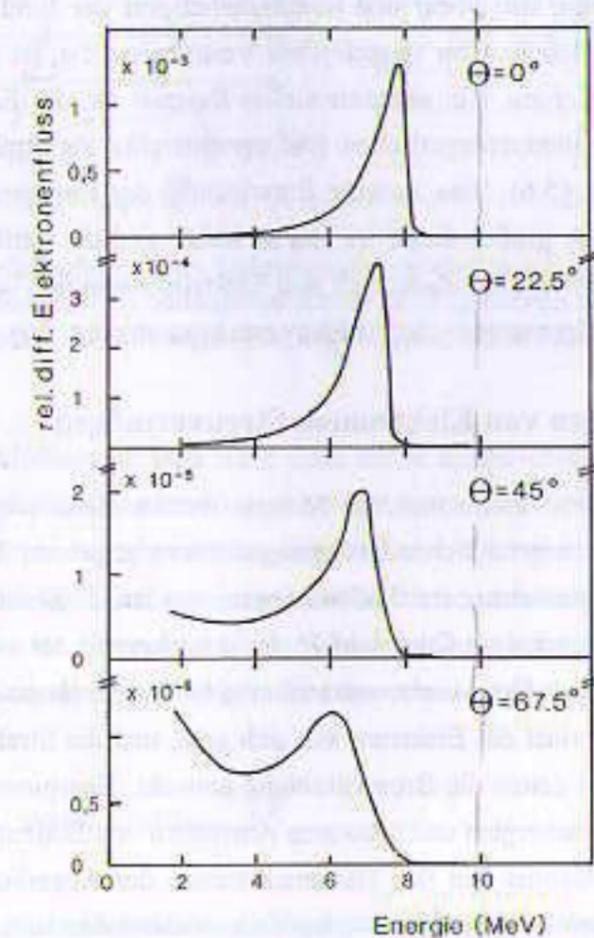


Fig. 5.7: Energiespektren von 10-MeV-Elektronen hinter 1 cm Kohlenstoff als Funktion des Winkels  $\Theta$  relativ zur ursprünglichen Strahlrichtung, nach [Harder 1966], entnommen [ICRU 35]. Die niederenergetischen Ausläufer der Energiespektren für zunehmende Streuwinkel sind durch Sekundärelektronen verursacht.

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. Daneben findet man eine mit der Tiefe und dem durchstrahlten Volumen zunehmende Verbreiterung der Energieverteilung (engl.: energy-straggling), die u. a. durch die anwachsende Kontamination des Primärstrahlenbündels mit Sekundärelektronen verursacht ist. 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:

$$\bar{E}(x) \approx E_p(x) = E_{p,0} \cdot \left(1 - \frac{x}{R_p}\right) \quad (5.11)$$

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 5.7). 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 Dosimetriezwecke gut brauchbare Näherung. Ein experimentelles Beispiel für die Entwicklung des Energiespektrums eines schmalen, monoenergetischen Elektronenstrahls als Funktion der durchstrahlten Kohlenstoffschicht zeigt Fig. (5.6). Eine ähnliche Entwicklung des Energiespektrums findet man als Funktion des Streuwinkels. Je größer dieser ist, um so höher sind die mittleren Energieverluste der Elektronen und das Energiestraggling. Zusätzlich sind Elektronenspektren bei großen Winkeln relativ zur Strahlrichtung durch niederenergetische  $\delta$ -Elektronen kontaminiert (Fig. 5.7).

### 5.5 Richtungsänderungen von Elektronen, Streuvermögen

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 Strahlungsbremung im Coulombfeld der Atomkerne, bei denen die Bremsstrahlung entsteht. Energieverluste aus Kernstreuung sind nur bei hohen Elektronenenergien und schweren Absorbieren von Bedeutung (vgl. Abschnitt 5.3). 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 Vielfach-

streuung. 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 ( $\rho$ ,  $Z$ ) des streuenden Materials ab. Mit zunehmender Schichtdicke des Absorbers wächst die Wahrscheinlichkeit für Mehr- und Vielfachstreuung.

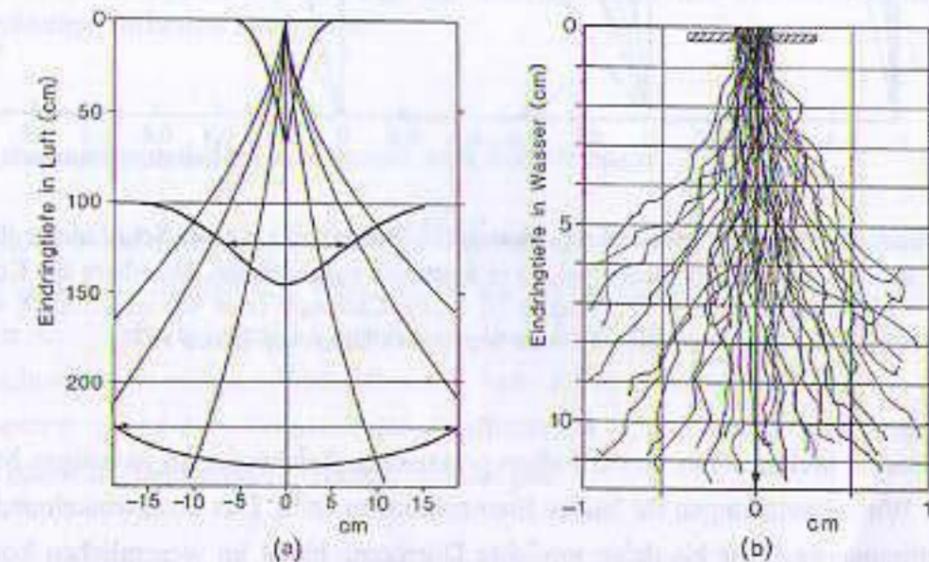


Fig. 5.8: (a): Seitliche Teilchenfluß eines Elektronenstrahlenbündels in Luft (mit eingezeichneten Trajektorien, schematisch). (b): Bahnsuren von 11-MeV-Elektronen in Wasser (gezeichnet nach Nebelkammeraufnahme in flüssigem Propan, korrigiert auf die Reichweite in Wasser).  
Glasen

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 Elektroneneinschubenergie abhängt.

$$W(\Theta) = W(0) \cdot e^{-\frac{\Theta^2}{\bar{\Theta}^2}} \quad (5.12)$$

Die Größe  $\bar{\Theta}^2$  im Nenner des Exponenten heißt mittleres Streuwinkelquadrat und ist ein Maß für die Breite der Verteilungen nach Gleichung (5.12) und damit für die mittlere Strahlaufstreuung. Es nimmt zunächst proportional zur durchstrahlten Schichtdicke zu (Fig. 5.9) und zwar um so langsamer, je höher die Elektronenenergie ist. Die Winkelverteilung wird also mit zunehmender Eindring-

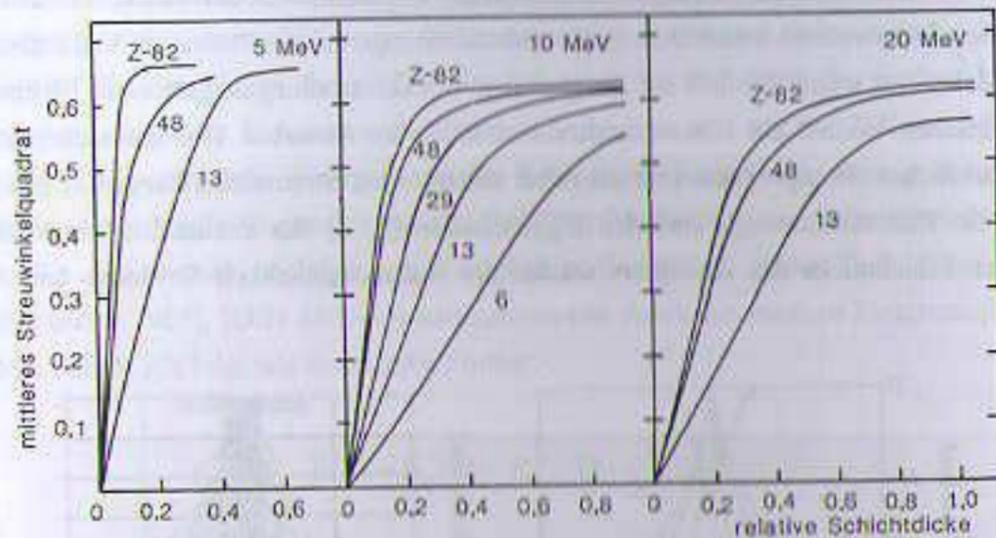


Fig. 5.9: Verlauf des mittleren Streuwinkelquadrates  $\overline{\Theta^2}$  (Einheit  $\text{sr}^2$ ) mit der Schichtdicke (in Einheiten der wahren mittleren Bahnlänge  $L$ ) in unendlich ausgedehnten Absorbern für Kohlenstoff ( $Z = 6$ ), Aluminium ( $Z = 13$ ), Kupfer ( $Z = 29$ ), Cadmium ( $Z = 48$ ) und Blei ( $Z = 82$ ) für Elektroneneintrittsenergien von 5 bis 20 MeV, nach Daten von [Roos 1973].

tiefe 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 erreichte Divergenz bleibt im wesentlichen konstant. Den experimentellen Daten in Fig. (5.9) entnimmt man auch, daß die Streuung die Sättigung am schnellsten für hohe Ordnungszahlen, also schwere Absorber, erreicht. Für die Abhängigkeit des mittleren Streuwinkelquadrates von der Elektronenenergie und der Dichte und Ordnungszahl des Absorbers gilt nach theoretischen Untersuchungen:

$$\overline{\Theta^2} \propto \frac{\rho}{A} \cdot \frac{Z^2}{E^2} \quad (5.13)$$

In Anlehnung an die Beschreibung der Energieverluste von Elektronen mit Stoß- und Strahlungsbremsvermögen kann man für Elektronen das **Massenstreuvermögen**  $T/\rho$  definieren.

$$\frac{T}{\rho} = \frac{\overline{\Theta^2}}{\rho \cdot x} \propto \frac{Z^2}{A \cdot E^2} \quad (5.14)$$

Das Produkt aus Dichte und Weglänge der Elektronen ( $\rho \cdot x$ ) ist die sogenannte **Massenbedeckung**, also die flächenbezogene Masse (vgl. Abschnitt 4.7), 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 um so stärker, je niedriger die Energie der Elektronen und je höher Dichte und Ordnungszahl des durchstrahlten Mediums sind.
- Dies wird durch den mittleren quadratischen Streuwinkel beschrieben. Er erreicht bei genügender Eindringtiefe einen Sättigungswert. Das Erreichen der Streu-Sättigung wird als vollständige Diffusion bezeichnet.

## 5.6 Rückstreuung und Transmission 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. **Rückstreuoeffizienten**  $\eta_b$ , dem **Absorptionskoeffizienten**  $\eta_a$  und dem **Transmissionskoeffizienten**  $\eta_t$ . Für Primärelektronen muß die Summe der drei relativen Anteile 100% ergeben, deshalb gilt:

$$\eta_b + \eta_a + \eta_t = 1 \quad (5.15)$$

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. 5.10). Der primäre Elektronenfluß bleibt bei dünnen durchstrahlten Schichten zunächst nahezu konstant bei 100% und fällt bei größerer Absorbiertiefe schnell gegen Null. Die abfallende Flanke der Transmissionskurven in der Tiefe des Absorbers ist um so 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 Teilchenflusses mit der Tiefe und nicht die Restenergie der Primärelektronen oder die vom Medium absorbierte Energie, die ja maßgeblich vom Sekundärteilchenfluß mitbeeinflusst 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 Rückstreuoeffizienten von Elektronen ist abhängig von der Flächenbelegung (dem Quotienten aus Absorberdicke und Dichte) und der Ordnungszahl des rückstreuenden Materials (Fig. 5.11). Bei derjenigen Streukörperdicke, die etwa der Hälfte der mittleren Elektronen-

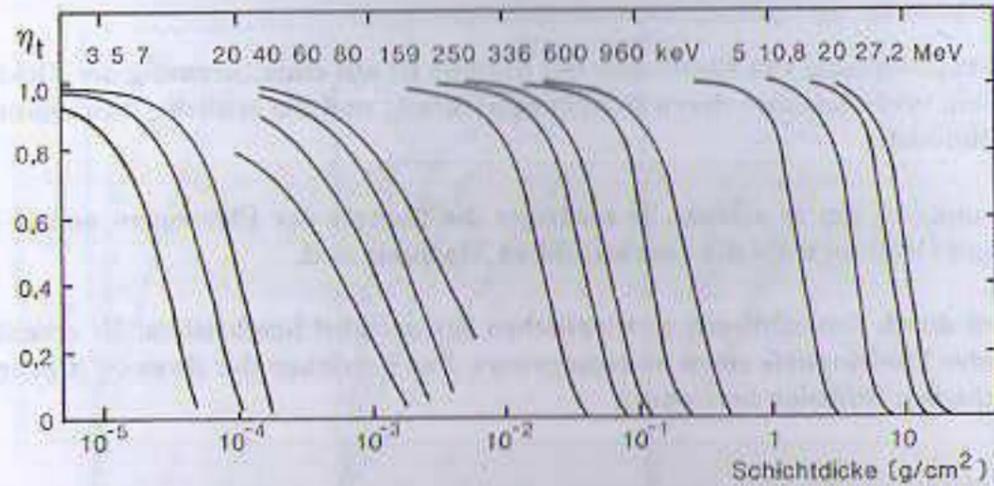


Fig. 5.10: Transmissionskurven von Elektronen in Aluminium (nach Daten aus [Jaeger/Hübner], Tiefenachse logarithmisch gestaucht). Transmissionskurven haben durch Reichweitenstraggling bei niedrigen Elektronenenergien einen sehr flachen Abfall.

reichweite 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.

Je dicker die Absorberschicht ist, um so niedrigere mittlere Energien haben die aus der Tiefe zurückgestreuten Elektronen, da sie ja nach der Streuung auf dem Weg zur Phantomboberfläche weiter Energie verlieren. In schweren Materialien und bei Elektroneneinschussenergien um 0.5-1.0 MeV

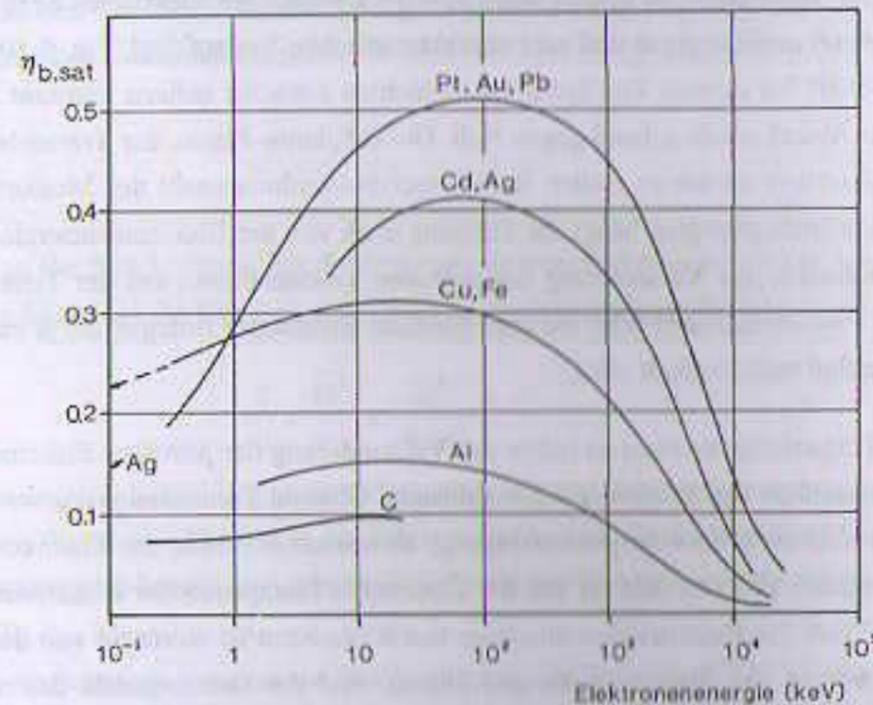


Fig. 5.11: Sättigungswerte des Rückstreukoeffizienten  $\eta_{b,sat}$  für Elektronen (nach [Jaeger/Hübner]).

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 Sättigungsrückstreuteil durch die folgende einfache empirische Formel abgeschätzt werden:

$$\eta_{b,sat} \approx 2.2 \cdot \left( Z \cdot \frac{m_0 \cdot c^2}{E_0} \right)^{1.3} \quad (5.16)$$

**Beispiel 3: Kollimatorrückstreuung in Elektronenlinearbeschleunigern.** Der Gebrauch der Gleichung (5.16) 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 patientenabgewandte Seite des Kollimators. Elektronenstrahlung wird in die Monitorkammern zurückgestreut und erhöht dadurch je nach eingestellter Feldgröße (Kollimatoröffnung) und Abstand des Monitors die Meßanzeige des Dosisüberwachungssystems. Dies ist eine der Ursachen für die Feldgrößenabhängigkeit der Kenn dosisleistungen bei der Monitorkalibrierung. Für ein beinahe völlig geschlossenes Blendensystem unmittelbar unterhalb des Strahlmonitors und eine Elektronenenergie von 5 MeV ergibt Gl. (5.16) den relativen Rückstreuteil:

$$\eta_{b,sat} \approx 2.2 \cdot \left( 74 \cdot \frac{0.511}{5} \right)^{1.3} \approx 30.5\%$$

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 zurückdiffundierenden 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. Elektronenfängerplatten müssen im Photonenstrahlungsbetrieb aus dem Strahlengang geschwenkt werden, da sie sonst das primäre Photonenstrahlenbündel mit zusätzlichen hochenergetischen Sekundärelektronen kontaminieren. Dadurch würden die niedrigen Oberflächendosisleistungen moderner Linearbeschleuniger im Photonenbetrieb wieder zunichte gemacht (vgl. dazu die Ausführungen über den Aufbau von Strahlmonitoren in [Krieger Bd2]).

## 5.7 Bahnlänge und Reichweiten von monoenergetischen 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. 5.12). 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 Betrunknen und werden deshalb salopp als

"drunken man's walk" bezeichnet. Der typische Zick-Zack-Lauf von Elektronen ist auch aus Nebelkammeraufnahmen experimentell bekannt (Fig. 5.8b).

Der insgesamt in einem Medium zurückgelegte Weg eines Elektrons, seine Bahnlänge, 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:

$$L = \int_{x=0}^R dx = \int_{dE=0}^{E_0} (dE/dx)_{tot}^{-1} dE = \int_{dE=0}^{E_0} \frac{1}{S_{tot}} dE \quad (5.17)$$

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. 5.12). 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.

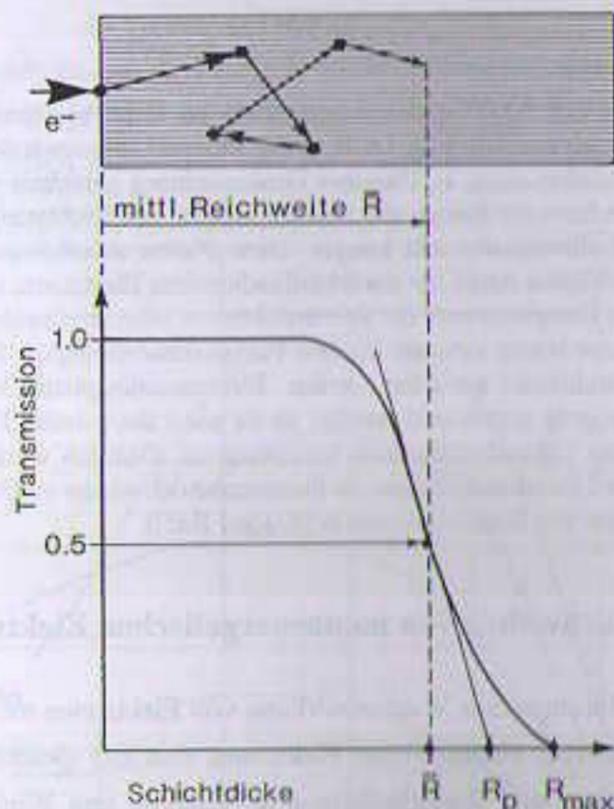


Fig. 5.12: Oben: schematische Darstellung der Bahn eines Elektrons in Materie, die mittlere Reichweite ist der Mittelwert der Projektionen aller möglichen Elektronenbahnen auf die ursprüngliche Strahlrichtung. Die Bahnlänge  $L$  ist die Summe der einzelnen, individuellen Wegstücke. Unten: Transmissionskurve mit der Definition der verschiedenen Reichweiten für monoenergetische Elektronenstrahlung in Materie.

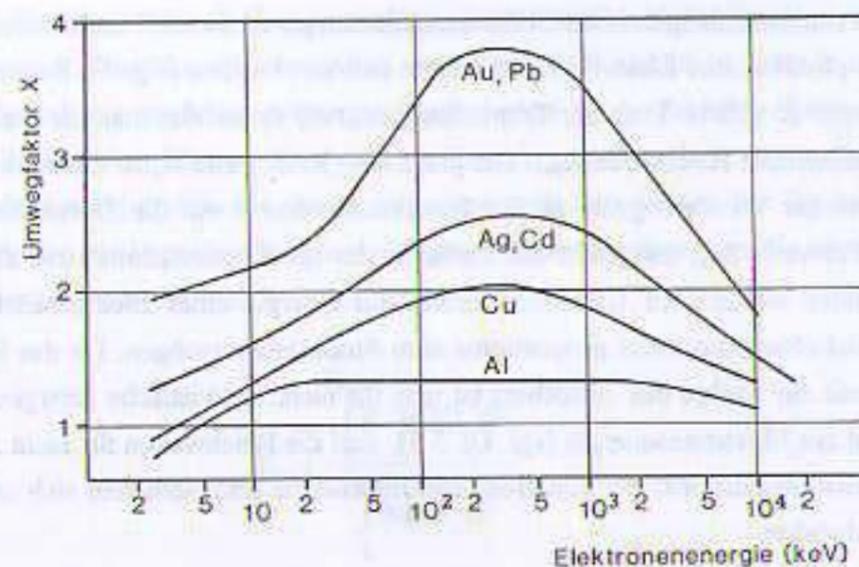


Fig. 5.13: Umwegfaktoren  $X$  für Elektronen in verschiedenen Materialien, nach [Jaeger/Hübner].

$$X = \frac{L}{R_p} \quad (5.18)$$

Umwegfaktoren hängen von der Elektronenenergie und dem streuenden Material ab (s. Fig. 5.13). Für leichte Materialien sind Umwegfaktoren nur wenig von 1 verschieden, für hohe Ordnungszahlen werden Werte bis etwa  $X = 4$  erreicht. Schwerere geladene Teilchen ( $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$ ) 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  $X = 1$ .

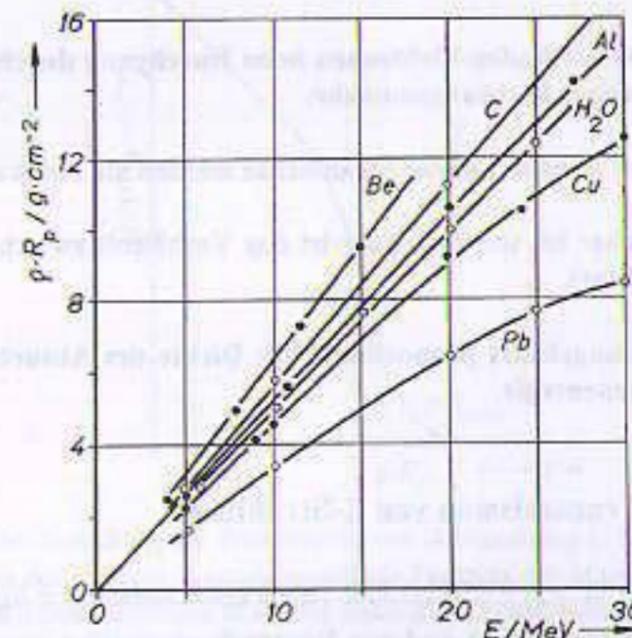


Fig. 5.14: Praktische Massenreichweiten für Elektronen in verschiedenen Materialien als Funktion der Elektronenenergie beim Eintritt in den Absorber.

Anhand der aus Teilchenzählungen hinter Absorberschichten gewonnenen Transmissionskurven können verschiedene physikalische Elektronenreichweiten definiert werden (Fig. 5.12 unten). Neben der mittleren Reichweite  $\bar{R}$  (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. 5.5), 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 sogenannten Massenreichweiten. Massenreichweiten sind näherungsweise unabhängig von der Dichte (vgl. Fig. 5.14). Bei nicht zu hohen Elektronenenergien und niedrigen Ordnungszahlen sind die experimentellen, praktischen Massenreichweiten (Fig. 5.14) 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]).

#### 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, um so größer ist das Verhältnis zwischen Bahnlänge und Reichweite (Umwegfaktor).
- Die Reichweiten sind umgekehrt proportional zur Dichte des Absorbers und etwa proportional zur Elektronenenergie.

### 5.8 Reichweiten und Transmission von $\beta$ -Strahlung

Elektronen aus dem Betazerfall von Radionukliden haben keine einheitliche Energie (s. Fig. 3.7). Ihre Energieverteilungen (die Betaspektren) sind wie Röntgenbremsstrahlungsspektren heterogen. Aus der Gleichung für den Betazerfall ( $n \Rightarrow p^+ + \beta^- + \bar{\nu} + E$ ) entnimmt man, daß sich die beim Zerfall

übrigbleibende 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 praktisch keine Bewegungsenergie übernimmt. Für Dosimetriezwecke und zur Berechnung der mittleren Reichweite von Betastrahlung benötigt man die mittlere Betaenergie, die sich nach der folgenden Formel berechnen läßt:

$$\bar{E}_\beta = \frac{\int_0^{E_{max}} E \cdot N(E) \cdot dE}{\int_0^{E_{max}} N(E) \cdot dE} \quad (5.19)$$

$N(E)$  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 groben Näherungsformel (5.20) zu rechnen.

$$\bar{E}_\beta \approx \frac{1}{3} \cdot E_{\beta, max} \quad (5.20)$$

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  $\beta$ -Strahler befinden sich im Kap. (3) und in ([Krieger Bd2], Kap. 1.1).

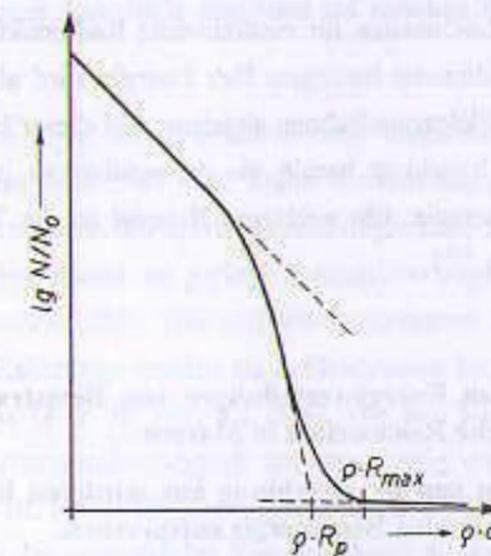


Fig. 5.15: Schematische Darstellung der Transmission von Betastrahlung in Materie. Dargestellt ist der Logarithmus der relativen Betateilchenzahl als Funktion der Massenbelegung ( $\rho \cdot d$ ) des Absorbers. Die Transmissionskurve ist eine Faltung des Betaspektrums mit den Transmissionskurven für monoenergetische Elektronen. Außerdem sind die praktische Massenreichweite und die maximale Massenreichweite eingezeichnet.

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. 5.15); sie bleiben also nicht wie bei den monoenergetischen Elektronen oder wie bei den schweren geladenen Teilchen (s. Abschnitt 6) zunächst konstant. Für Strahlenschutz Zwecke 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 13.8, Tab. 13.9).

| mittl. $\beta$ -Energie (MeV) | $\bar{R}$ in Luft (m) | $\bar{R}$ 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. 5.1: Mittlere Reichweiten von  $\beta$ -Strahlung in Luft und Weichteilgewebe, nach [ICRP 38].

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 (5.19) und (5.20) verantwortlich. In Tabelle (5.1) 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  $\beta^-$ -Strahler  $^{131}\text{I}$ .

#### Zusammenfassung:

- Wegen der kontinuierlichen Energieverteilungen von Betastrahlung haben die einzelnen Betateilchen unterschiedliche Reichweiten in Materie.
- Man kann die Reichweiten von Betastrahlung aus mittleren Betaenergien berechnen, die etwa einem Drittel der maximalen Betaenergie entsprechen.
- 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.

## 6 Wechselwirkungen schwerer geladener Teilchen

Unter schweren geladenen Teilchen werden alle elektrisch positiv oder negativ geladenen Korpuskeln verstanden, deren Teilchenruhemasse bzw. Ruheenergie größer ist als die der Elektronen ( $E_0 > 511$  keV). Neben dem Proton zählen zu dieser Kategorie der Teilchen also auch Mehrnukleonsysteme wie Deuteron (d), Triton (t), Alphateilchen ( $\alpha$ ) und schwere Nuklide. Medizinisch sind Schwerionen bis in den Massenbereich des Argons von Bedeutung. Zu den schweren geladenen Teilchen zählen auch die elektrisch negativ geladenen Pi-Mesonen ( $\pi^-$ ). Ihre Ruhemasse beträgt allerdings nur etwa 270 Elektronenruhemassen (s. Tab. 6.1), also nur ein Siebtel der Massen von Proton oder Neutron. Die Eignung reaktiver Pi-Mesonen für die medizinischen Anwendung rührt von der besonderen Art ihrer Wechselwirkung am Ende ihrer Teilchenbahn in Materie her, dem sogenannten "Nuklearen Stern", einer explosionsartigen Zerlegung eines Absorberatomkernes nach dem Einfang des Pi-Mesons (s. Abschn. 6.3).

Die Art der Wechselwirkung schwerer geladener Teilchen mit Materie hängt ähnlich wie bei Elektronen vom Abstand zwischen dem einlaufenden Teilchen und seinem Wechselwirkungspartner (dem Stoßparameter, s. Fußnote 1 in Abschnitt 5), seiner Bewegungsenergie und der Ladung und Masse des Teilchens ab. Bei Abständen, die groß gegen die Atomdurchmesser sind, findet die Wechselwirkung mit der gesamten Atomhülle statt. Diese wird durch die Ladung des vorbeifliegenden Teilchens polarisiert und verformt. Das Teilchen verliert u. U. Energie durch Rückstoß. Hin und wieder kommt es dabei auch zu Anregungen der Atomhülle oder zu Ionisationen der äußeren Elektronenschalen. Die dann freigesetzten Elektronen sind niederenergetisch. Das einlaufende Teilchen verliert bei dieser Art von Wechselwirkungen wenig oder keine Energie. Der Vorgang ähnelt der klassischen Streuung von Elektronen an der gesamten Atomhülle und wird als **weicher Stoß** (engl.: soft collision) charakterisiert.

Bei kleineren Stoßparametern findet die Wechselwirkung zwischen dem stoßenden Teilchen und einzelnen Hüllenelektronen des Absorbers statt. Dabei werden Elektronen entweder angeregt oder aus der Hülle herausgeschlagen, wenn die übertragene Energie dazu ausreicht. Bei den meisten Stößen schwerer geladener Teilchen finden nur geringe Energieüberträge statt, das Teilchen verliert seine Energie also praktisch kontinuierlich. Hin und wieder kommen auch größere Energieüberträge vor. Die dabei freigesetzten Elektronen werden als  $\delta$ -Elektronen bezeichnet, sofern ihre Energie für weitere Ionisationen ausreicht (s. z. B. Fig. 8.2, 8.4). Die auf  $\delta$ -Elektronen übertragene Energie hängt vor allem von der Teilchengeschwindigkeit aber nur wenig von der Ladung des Teilchens ab. Je höher der Energieübertrag ist, um so mehr bewegen sich die  $\delta$ -Elektronen in Richtung des stoßenden Teilchens. Stoßbremsung des einlaufenden Teilchens durch direkte Anregung und Ionisation von einzelnen Hüllenelektronen ist hauptverantwortlich für den Energieverlust bzw. Energietransfer schwerer geladener Teilchen und wird wegen der Zweier-Wechselwirkung als **binärer Stoß** bezeichnet (engl.: binary collisions).

| Teilchen         | Kurzzeichen    | Ruheenergie<br>(MeV)   | Ruhemasse<br>(kg)(3)   | el. Ladung<br>( $e_0$ ) | T½                    |
|------------------|----------------|------------------------|------------------------|-------------------------|-----------------------|
| Neutrino         | $\nu$          | $<2 \cdot 10^{-3}$ (5) | 0                      | 0                       | stabil                |
| Elektron         | $e^-, \beta^-$ | 0.511                  | $0.911 \cdot 10^{-30}$ | -1                      | stabil                |
| Positron(1)      | $e^+, \beta^+$ | 0.511                  | $0.911 \cdot 10^{-30}$ | +1                      | stabil                |
| Myon             | $\mu^-, \mu^+$ | 105.7                  | $0.188 \cdot 10^{-27}$ | -1,+1                   | $1.5 \cdot 10^{-6}$ s |
| Pi-Meson(2)      | $\pi^-, \pi^+$ | 139.6                  | $0.249 \cdot 10^{-27}$ | -1,+1                   | $19 \cdot 10^{-8}$ s  |
|                  | $\pi^0$        | 134.96                 | $0.241 \cdot 10^{-27}$ | 0                       | $19 \cdot 10^{-8}$ s  |
| Neutron          | n              | 939.6                  | $1.675 \cdot 10^{-27}$ | 0                       | 693 s                 |
| Proton           | $p^+$          | 938.3                  | $1.673 \cdot 10^{-27}$ | +1                      | stabil(4)             |
| Deuteron         | d              | 1876                   | $3.343 \cdot 10^{-27}$ | +1                      | stabil                |
| Triton           | t              | 2809                   | $5.007 \cdot 10^{-27}$ | +1                      | 12.3 a                |
| $^3\text{He}$    | -              | 2808                   | $5.006 \cdot 10^{-27}$ | +2                      | stabil                |
| Alpha            | $\alpha$       | 3727                   | $6.644 \cdot 10^{-27}$ | +2                      | stabil                |
| $^6\text{Li}$    | -              | 5601                   | $9.985 \cdot 10^{-27}$ | +3                      | stabil                |
| $^7\text{Li}$    | -              | 6534                   | $11.65 \cdot 10^{-27}$ | +3                      | stabil                |
| $^9\text{Be}$    | -              | 8393                   | $14.96 \cdot 10^{-27}$ | +4                      | stabil                |
| $^{10}\text{Be}$ | -              | 9324                   | $16.62 \cdot 10^{-27}$ | +4                      | stabil                |
| $^{12}\text{C}$  | -              | $11.17 \cdot 10^3$     | $19.91 \cdot 10^{-27}$ | +6                      | stabil                |
| $^{14}\text{N}$  | -              | $13.04 \cdot 10^3$     | $23.24 \cdot 10^{-27}$ | +7                      | stabil                |
| $^{16}\text{O}$  | -              | $14.89 \cdot 10^3$     | $26.55 \cdot 10^{-27}$ | +8                      | stabil                |
| $^{20}\text{Ne}$ | -              | $18.62 \cdot 10^3$     | $33.19 \cdot 10^{-27}$ | +10                     | stabil                |

Tab. 6.1: Daten einiger Elementarteilchen, Nukleonen und leichter Nuklide ( $e_0$ : Elementarladung =  $1.602 \cdot 10^{-19}$  C,  $1\text{eV} = 1.602 \cdot 10^{-19}$  J), (1): Paarvernichtung mit Elektronen, (2): Nuklearer Stern nach Kerneinfang, (3): Massen für völlig ionisierte Teilchen, (4): Zur Stabilität des Protons s. Fußnote 8 in Abschnitt (3.1.3), (5): Die Ruheenergie des Elektronenneutrinos ist bis heute nicht eindeutig bekannt, sie liegt nach experimentellen Ergebnissen zwischen 0 und etwa 20 eV (weitere Daten s. Tab. 1.1).

Dringt das einlaufende Teilchen bis in die Nähe des Atomkernes vor, so kann es zur Streuung am Coulombfeld des Kernes kommen. Diese Ereignisse sind ziemlich selten. Bei noch kleineren Stoßparametern, also Annäherungen des Teilchens an den Rand des Atomkernes der Absorberatome, kann das Teilchen anders als die Elektronen auch in direkte Wechselwirkung mit dem Kernkräften des Atomkernes treten. Dies führt zu Kernreaktionen mit dem ganzen Atomkern oder mit einzelnen Nukleonen. Dabei können einzelne Nukleonen oder größere Nukleonenpakete (Cluster) ausgelöst werden. Wie beim Einfang von negativ geladenen Pi-Mesonen kann der Kern dabei auch völlig zerlegt

werden (s. Abschn. 6.3). Für den Energieverlust der schweren geladenen Teilchen spielen diese Arten von Wechselwirkungen eine untergeordnete Rolle.

Zwischen den Elektronenwechselwirkungen und der Wechselwirkung schwerer geladener Teilchen bestehen einige wesentliche Unterschiede. 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 statt dessen mehr oder weniger geradlinig durch das Absorbermaterial. Wegen der geringen Winkelaufstreuung bleiben Strahlenbündel schwerer Teilchen beim Durchgang durch Materie räumlich kompakter als die Bündel der leichteren Elektronen. Die seitlichen Begrenzungen der Strahlenbündel sind schärfer als z. B. bei Elektronenstrahlenbündeln. 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 z. B. für Bestrahlungen des Gehirns verwendet (stereotaktische Bestrahlungen).

Wegen der hohen Ruhemassen in der Größenordnung von 1 GeV sind schwere Teilchen oft bis zu hohen kinetischen Energien nicht relativistisch (s. Tab. 1.3 und Tab. 6.1). Ihre Bewegungsenergie ist also geringer als ihre Ruheenergie ( $E_{\text{kin}} < m_0 \cdot c^2$ ). 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 (vgl. Abschnitt 6.1). Dieser wechselnde Ladungszustand muß anders als bei den grundsätzlich einfach negativ geladenen Elektronen bei der Berechnung der Wechselwirkungsgrößen berücksichtigt werden. Für schwere geladene Teilchen gibt es also folgende Wechselwirkungsmöglichkeiten beim Durchgang durch einen Absorber, die alle mit Energieverlusten des stoßenden Teilchens verbunden sein können:

- Elastische Streuung an Atomhüllen (Rückstoß)
- Weiche Stöße an Atomhüllen (soft collisions)
- inelastische Stöße mit Hüllenelektronen (binary collisions)
- Coulombstreuung an Atomkernen
- Kernreaktionen

Die physikalischen Größen zur Beschreibung der Energieverluste schwerer geladener Teilchen bei Wechselwirkungen mit dem bestrahlten Material sind wie bei den Elektronen das Stoß- und das Strahlungsbremsvermögen. Das bei Elektronenstrahlung wegen der vergleichbar geringen Massen der Elektronen so bedeutsame Streuvermögen des Absorbers ist für schwere Teilchen dagegen zu vernachlässigen. Die physikalische Meßgröße zu der auf den Absorber übertragenen Energie ist der Lineare Energie-Transfer (LET). Die Zahl der durch Wechselwirkungen erzeugten Ladungen wird durch die Ionisierungsdichte bzw. das Ionisierungsvermögen beschrieben.

## 6.1 Das Bremsvermögen für schwere geladene Teilchen

**Stoßbremsvermögen:** 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 (s. Tab. 1.3, Abschn. 1.1). Das Stoßbremsvermögen läßt sich daher ähnlich wie für langsame Elektronen berechnen. Auch relativistische Effekte wie der Dichteeffekt der Elektronen (s. Abschnitt 5.1) spielen bei den üblichen Teilchenenergien der Radiologie keine wichtige Rolle. Für nicht relativistische schwere Teilchen ( $v/c < 0.1$ ) und binäre Stöße mit den Hüllenelektronen zeigt das Stoßbremsvermögen folgende näherungsweise Abhängigkeiten von den Absorber- und den Teilcheneigenschaften:

$$S_{\text{col}} = \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{col}} \propto \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{(z \cdot e)^2}{v^2} \quad (6.1)$$

$\rho$  ist wie üblich die Dichte,  $Z/A$  das Verhältnis von Ordnungszahl und Massenzahl des Absorbers,  $z$  ist die Ladungszahl des Einschubteilchens,  $e$  die Elementarladung ( $1.6 \cdot 10^{-19}$  C) und  $v$  die Teilchengeschwindigkeit. Nach Gleichung (6.1) hängt der Energieverlust eines Teilchen von der Dichte und dem Verhältnis  $Z/A$  des Absorbers ab. Dieses Verhältnis ist für die meisten Absorbermaterialien nur wenig von  $1/2$  verschieden. Ausnahmen sind besonders leichte Materialien (Wasserstofftargets) oder schwere Kerne, bei denen ein zunehmender Neutronenüberschuß auftritt. Sieht man von diesen Ausnahmen einmal ab, so ist das Stoßbremsvermögen schwerer Teilchen also unabhängig von der Ordnungszahl des Absorbers aber proportional zu dessen Dichte  $\rho$ .

Das Stoßbremsvermögen ist für nicht relativistische Teilchenenergien wie bei den nicht relativistischen Elektronen (vgl. Gl. 5.2) umgekehrt proportional zum Quadrat der Teilchengeschwindigkeit.

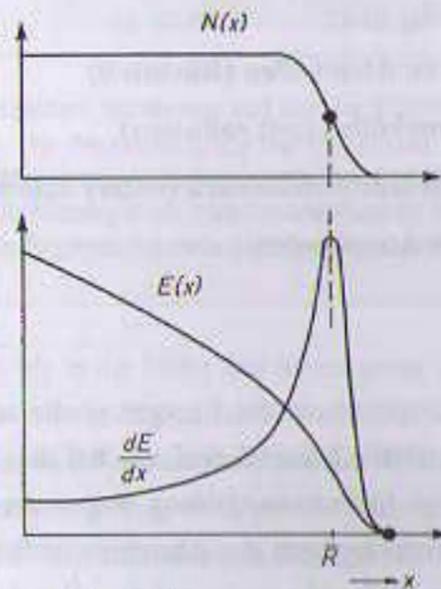


Fig. 6.1: Verlauf der Teilchenzahl  $N(x)$ , des Stoßbremsvermögens  $dE/dx$  und der Teilchenenergie  $E(x)$  mit der Eindringtiefe  $x$  eines schweren geladenen Teilchens im Absorber (schematische Darstellung). Man beachte die schnelle Abnahme der Teilchenenergie gegen Ende der Teilchenbahn durch den steilen Anstieg des Stoßbremsvermögens mit der Tiefe im Absorber.

Dies führt zu einem quadratischen Anwachsen der auf die Wegstrecke bezogenen Energieverluste am Ende der Teilchenbahn (s. Fig. 6.1). 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 (s. Fig. 6.2). 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. Abschnitt 8). Je schneller das Teilchen ist, um so geringer ist dagegen sein Energieverlust. Bei sehr schnellen, relativistischen Teilchen muß dem Ausdruck in Gleichung (6.1) ein zusätzlicher schwach mit der Teilchengeschwindigkeit bzw. Teilchenenergie veränderlicher relativistischer Korrekturterm zugefügt werden. Der Verlauf des Stoßbremsvermögens bei großen Teilchenenergien ähnelt dann dem für Elektronen im vergleichbaren Geschwindigkeitsbereich (vgl. Fig. 6.2 und Fig. 5.4 in Abschn. 5).

Das Stoßbremsvermögen nimmt außerdem quadratisch mit der Ladung des Teilchens zu, hängt aber nicht von dessen Masse ab. Für alle Teilchen gleicher Geschwindigkeit und Ladung ist das Stoßbremsvermögen deshalb gleich groß, Teilchen gleicher Geschwindigkeit, aber z. B. mit doppelter Ladung, weisen dagegen das vierfache Stoßbremsvermögen auf.

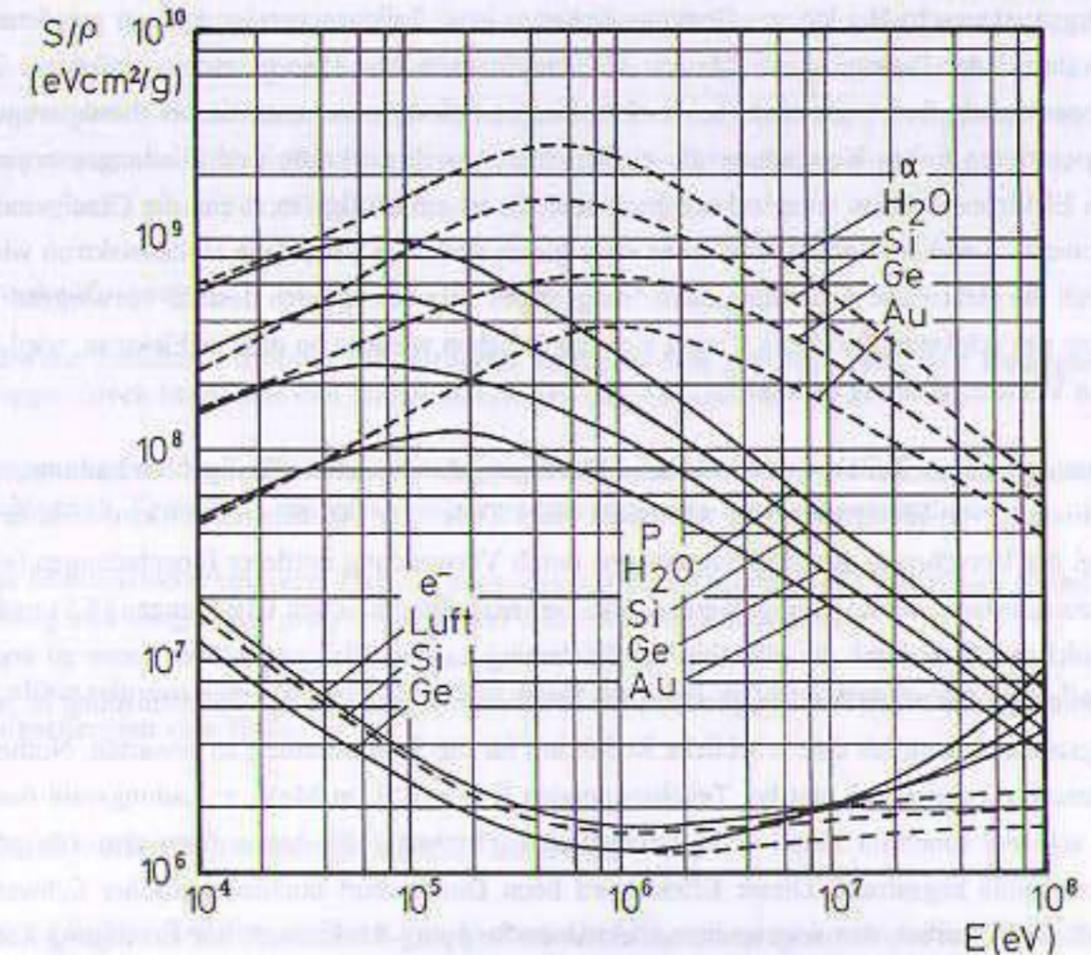


Fig. 6.2: Massenstoßbremsvermögen  $S/\rho$  für Elektronen, Protonen und Alphateilchen in verschiedenen Materialien (nach Daten aus [Kohlrausch], Band III).

Ist man an der Energie- und nicht der Geschwindigkeitsabhängigkeit des Stoßbremsvermögens interessiert, so kann Gleichung (6.1) 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.

$$S_{col} = \left( \frac{dE}{dx} \right)_{col} \propto \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot (z \cdot e)^2 \cdot \frac{m}{E} \quad (6.2)$$

Das Stoßbremsvermögen ist also umgekehrt proportional zur massenspezifischen Energie des Einschußteilchens  $E/m$  oder anders ausgedrückt:

**Das Stoßbremsvermögen eines Absorbers ist gleich für alle schweren Teilchen mit gleicher kinetischer Energie pro Masse und mit gleicher elektrischer Ladung.**

So sind beispielsweise die Energieverluste pro Wegstrecke eines Deuterons mit 2 MeV Bewegungsenergie (1 MeV/Nukleon), eines einfach geladenen  $^{12}\text{C}$ -Ions mit 6 MeV und der eines 1-MeV-Protons gleich, da sowohl die massenspezifischen Energien  $E/m$  als auch die Teilchenladungen identisch sind (vgl. dazu die Beispiele 1 und 2 in Abschn. 6.2).

**Ladungsaustausch:** Bei kleinen Geschwindigkeiten bzw. Teilchenenergien können geladene Teilchen während der Passage durch Materie Hüllenelektronen der Absorberatome einfangen. Dieser Elektroneneinfang findet vor allem bei hochionisierten Schwerionen statt, da bei diesen wegen der unabgeschirmten hohen Kernladung die elektrischen Anziehungskräfte und Bindungsenergien der inneren Elektronenschalen entsprechend hoch sind. Er ist am häufigsten, wenn die Geschwindigkeit des schweren Teilchens und des Elektrons etwa gleich sind. Das betroffene Hüllenelektron wird dabei durch die elektrische Anziehung quasi "mitgezogen". Es bewegt sich deshalb vorwiegend in der Richtung des schweren Teilchens. Trennt sich das Teilchen wieder von diesem Elektron, wird dieses daher in Vorwärtsrichtung emittiert.

Langsame schwerere Teilchen wechseln beim Durchgang durch Materie häufig ihren Ladungszustand durch Einfang von Elektronen oder Abstreifen eines Teils ihrer verbliebenen Elektronenhülle. Dies muß bei der Berechnung des Bremsvermögens durch Verwendung mittlerer Ionenladungen (effektiver Ladungszahlen) berücksichtigt werden. Die Teilchenladung  $z$  in den Gleichungen (6.1) und (6.2) 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 je nach Ladungszustand natürlich 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 sogenannten 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 Energiebereich werden schwere Teilchen ähnlich wie bei sehr hohen Energien nur noch durch nukleare Stöße mit den Targetkernen gebremst. Wegen der dann aber niedrigen Teilchenbewegungsenergien spielen diese Energieverluste jedoch keine große Rolle für das Bremsvermögen der Projektile.

**Strahlungsbremsvermögen:** Für das Strahlungsbremsvermögen schwerer geladener Teilchen in Materie liefert die Theorie den gleichen Ausdruck wie für Elektronen (s. Gl. 5.6). Mit der Ladungszahl  $z$ , der Masse  $m$  und der Bewegungsenergie  $E$  des Teilchens gilt also auch hier:

$$S_{rad} = \left( \frac{dE}{dx} \right)_{rad} \propto \rho \cdot \left( \frac{z \cdot e}{m} \right)^2 \cdot Z^2 \cdot E \quad (6.3)$$

Bei gleicher Teilchenladung und Teilchenenergie unterscheidet sich das Strahlungsbremsvermögen von Elektron und schweren Teilchen mit mindestens einer Nukleonenmasse wegen der  $1/m^2$ -Abhängigkeit bereits um mehr als sechs Zehnerpotenzen ( $m_e^2/m_p^2 \approx 0.3 \cdot 10^{-6}$ ). 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 der Lichtgeschwindigkeit, so gewinnt Strahlungsbremsung auch für schwere Teilchen zunehmend an Bedeutung. Dies ist der Fall, wenn die Bewegungsenergie vergleichbar mit der Ruheenergie ( $E_0 = m \cdot c^2$ ) der Teilchen ist oder diese überschreitet.

#### Zusammenfassung:

- Schwere Teilchen verlieren bei mittleren Energien den größten Teil ihrer Bewegungsenergie durch Stöße mit den Hüllenelektronen des Absorbers.
- Sie erzeugen dabei ein Sekundärelektronenfeld mit vorwiegend niederenergetischen Elektronen. Ereignisse mit großen Energieüberträgen ( $\delta$ -Elektronen) sind selten.
- Das Massenstoßbremsvermögen ist proportional zum Quadrat der effektiven Teilchenladung und umgekehrt proportional zum Geschwindigkeitsquadrat.
- Strahlungsbremsung schwerer Teilchen spielt nur bei relativistischen Teilchen-Bewegungsenergien eine Rolle.

## 6.2 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 Reichwei-

ten und Bahnlängen gut überein. Die Bahnlängen monoenergetischer schwerer Teilchen zeigen nur eine geringe Energieverschmierung (Energistraggling). Wie bei den Elektronen lassen sich verschiedene Reichweiten (mittlere, praktische und maximale Reichweite, s. Abb. 5.12 in Abschnitt 5.7) 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 (vgl. Gl. 5.17). Da das totale Bremsvermögen bei schweren Teilchen aber im wesentlichen nur aus dem zur Teilchenenergie  $E$  umgekehrt proportionalen Stoßbremsvermögen besteht (Gl. 6.3), 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:

$$\bar{R}(E_0) = \int_0^{R_{\max}} dx = \int_{E_0}^0 (-dE/dx)^{-1} dE = \int_{E_0}^0 -1/S_{\text{col}} dE \approx \int_{E_0}^0 \frac{-E}{\rho \cdot m \cdot z^2 \cdot e^2} dE \quad (6.4)$$

Bis auf hier unwesentliche Konstanten ergibt diese Integration für die mittlere Reichweite die folgenden Abhängigkeiten von den Teilchen- und Absorbereigenschaften:

$$\bar{R}(E_0) \propto \frac{E_0^2}{\rho \cdot m \cdot z^2 \cdot e^2} \quad (\text{für } E \ll m \cdot c^2) \quad (6.5)$$

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

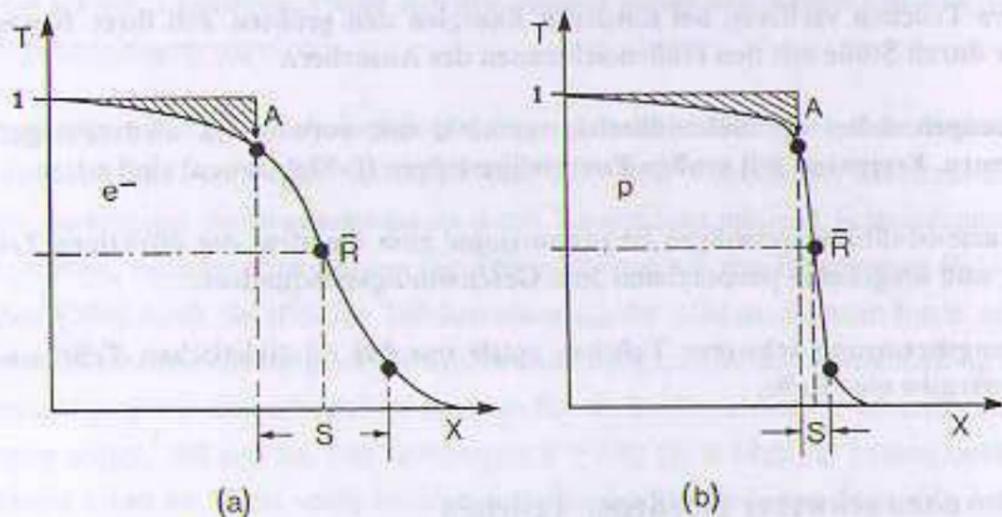


Fig. 6.3: Schematische Transmissionkurven für Elektronen (links) und Protonen (rechts). Die Reichweitenverschmierung (das Reichweitenstraggling  $S$ ) ist bei Elektronen wegen der hohen Anteile an großwinkligen Streueignissen vor allem bei hohen Elektronenenergien wesentlich stärker ausgeprägt als bei schweren Teilchen. Die mittlere Reichweite ist definiert wie in (Fig. 5.12). Die Teilchenverluste  $A$  sind durch Absorption und Streuung verursacht.

Stoßbremsvermögens (vgl. Gl. 5.4) bei höheren Teilchenenergien, so vermindert sich der Energieexponent der Geigerschen Formel (6.5) auf etwa  $3/2$ . Für die Reichweite gilt dann die Proportionalität  $R \propto E^{1.5}$ .

$$\bar{R}(E_0) \propto \frac{E_0^{3/2}}{\rho \cdot m \cdot z^2 \cdot e^2} \quad (\text{für } E \gg m \cdot c^2) \quad (6.6)$$

Die Reichweiten geladener Teilchen in Materie sind außerdem umgekehrt proportional zur Dichte des Absorbers und zum Ladungsquadrat des Teilchens. Für zwei Materialien und identische Einschubteilchen verhalten sich die Reichweiten eines Teilchens unter den oben gemachten Voraussetzungen deshalb umgekehrt wie die Dichten:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \quad (6.7)$$

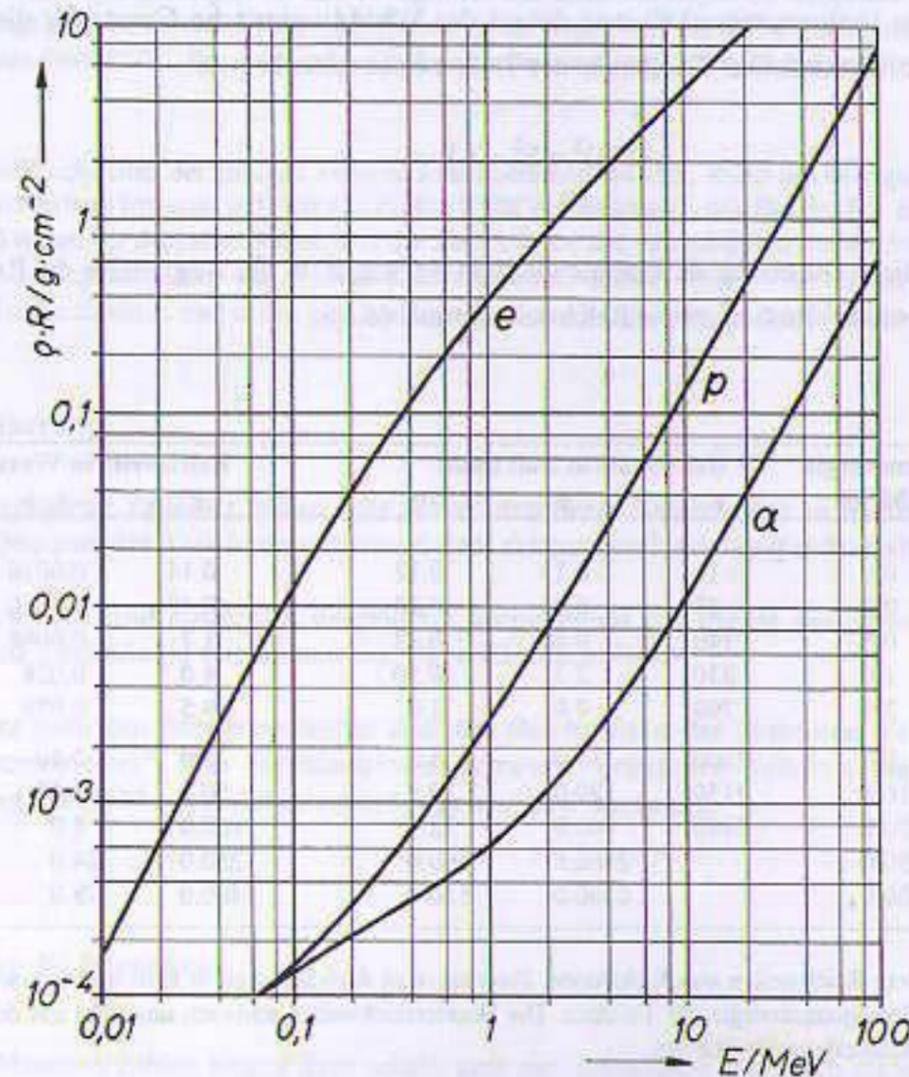


Fig. 6.4: Massenreichweiten ( $R \cdot \rho$ ) für Elektronen, Protonen und Alphateilchen als Funktion der Teilchenbewegungsenergie  $E$  für Absorber mit niedriger Ordnungszahl, in denen die Strahlungsbremsung keine wesentliche Rolle spielt.

Man bevorzugt daher auch bei schweren Teilchen für praktische Zwecke wieder das Produkt aus Reichweite und Dichte ( $R \cdot \rho$ ), die sogenannte **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. (6.4) dargestellt.

**Restenergie eines nicht relativistischen geladenen Teilchens:** Für ein nicht relativistisches Teilchen hat das Stoßbremsvermögen nach Gl. (6.2) 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. Für  $x$  ergibt sich analog zu Gl. (6.5):

$$x = \int_{E_0}^{E(x)} -dE/S = \int_{E_0}^{E(x)} -dE \cdot E/k = \left[ \frac{-E^2}{2k} \right]_{E_0}^{E(x)} = \frac{E_0^2 - E(x)^2}{2k} \quad (6.8)$$

Durch einfache Umformung erhält man daraus das **Whiddingtonsche Gesetz** für die Restenergie schwerer nicht relativistischer Teilchen in der Tiefe  $x$  eines Absorbers zu:

$$E(x)^2 = E_0^2 - 2 \cdot k \cdot x \quad (6.9)$$

Setzt man in diese Gleichung als Restenergie  $E(x) = 0$  ein, d. h. als Wegstrecke die Reichweite  $\bar{R}$ , so erhält man wieder die Geigersche Reichweitenformel (6.6).

| Teilchenenergie<br>(MeV) | Reichweite in Luft (mm) |        |       | Reichweite in Wasser (mm) |        |        |
|--------------------------|-------------------------|--------|-------|---------------------------|--------|--------|
|                          | e <sup>-</sup>          | p      | α     | e <sup>-</sup>            | p      | α      |
| 0.1                      | 12                      | 0.13   | 0.12  | 0.14                      | 0.0016 | 0.0014 |
| 0.2                      | 33                      | 0.25   | 0.18  | 0.40                      | 0.0030 | 0.0022 |
| 0.5                      | 140                     | 0.80   | 0.32  | 1.7                       | 0.0098 | 0.0039 |
| 1.0                      | 330                     | 2.3    | 0.50  | 4.0                       | 0.028  | 0.0061 |
| 2.0                      | 790                     | 7.0    | 1.0   | 9.5                       | 0.086  | 0.012  |
| 5.0                      | 2100                    | 33.0   | 3.2   | 25.0                      | 0.40   | 0.039  |
| 10.0                     | 4150                    | 120.0  | 9.5   | 50.0                      | 1.47   | 0.12   |
| 20.0                     | 8300                    | 400.0  | 32.0  | 100.0                     | 4.9    | 0.39   |
| 50.0                     |                         | 2000.0 | 160.0 | 250.0                     | 24.0   | 1.9    |
| 100.0                    |                         | 6500.0 | 550.0 | 400.0                     | 78.0   | 6.6    |

Tab. 6.2: Mittlere 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.

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. 6.5) durch Erweiterung mit der Teilchenmasse  $m$  etwas umzuformen. Man erhält dann:

$$\bar{R}(E_0) \propto \left( \frac{E_0}{m} \right)^2 \cdot \frac{m}{\rho \cdot z^2 \cdot c^2} \quad (6.10)$$

Daten für Massenreichweiten geladener schwerer Teilchen in numerischer oder grafischer Form finden sich u. a. in ([Attix/Roesch/Tochilin], Bd. I bei [Bichsel]), in ([Kohlrusch], Bd. III), in [Jaeger/Hübner]) und Auszüge für Elektronen, Protonen und Alphateilchen in Tabelle (6.2).

**Beispiel 1: Reichweiten schwerer geladener Teilchen in Wasser.** Die Reichweite eines 100-MeV-Protons in Wasser betrage 78 mm (s. Tab. 6.2). Wie groß sind die Reichweiten eines Deuterons  $d$  und eines  $\alpha$ -Teilchens mit der gleichen Bewegungsenergie? Gl. (6.10) 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  $R(\alpha) = 4.9$  mm.

**Beispiel 2:** 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. (6.10) 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  $R(\alpha) = 78$  mm. Protonen- und  $\alpha$ -Reichweiten sind in den gleichen Absorbieren 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 der einzelnen Teilchen nur wenig "verschmiert". Die Strahlenbündel schwerer geladener Teilchen bleiben beim Durchgang durch Materie daher scharf begrenzt und kompakt.

### 6.3 Negative Pi-Mesonen

Negative Pi-Mesonen zählen wegen ihrer relativ geringen Ruhemasse eigentlich nicht zu den dicht ionisierenden Teilchen. 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-Positronen-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.

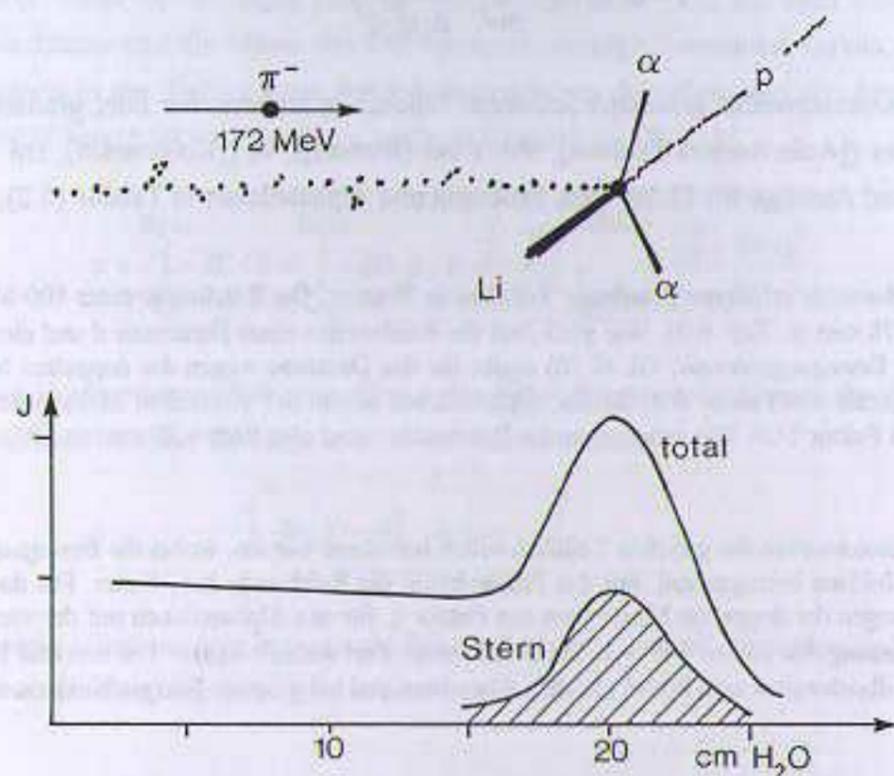


Fig. 6.5: Oben: Bahnspur (Ionisationsspur) eines negativen Pi-Mesons mit 172 MeV Bewegungsenergie in Materie und Nuklearer Stern am Ende der Bahn durch Einfang und Zerstrahlung des  $\pi^-$  in einem Atomkern. Man beachte die dichten Ionisierungsspuren der schweren Teilchen p,  $\alpha$ , Li. Unten: Ionisierungsdichteverteilung eines Pi-Mesonenstrahlenbündels in Materie und seine Zusammensetzung aus der Ionisation durch den Nuklearen Stern und der "normalen" Ionisierung entlang der  $\pi^-$ -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 um den Targetkern. Dies wird wegen der sternförmigen Ausbreitung dieser Teilchen als "Nuklearer Stern" bezeichnet. Pro Pioneneinfang entstehen in Wasser im Mittel etwa je ein Proton und Alphateilchen, 0,78 sonstige Partikel (mit  $Z > 2$ , z. B.  ${}^7\text{Li}$ ) und 2-3 Neutronen mit insgesamt ungefähr 100 MeV Bewegungsenergie ([Fowler 1965]). Wegen des hohen LET dieser Teilchen sind ihre Energieüberträge biologisch besonders wirksam.

## 7 Wechselwirkung von Neutronenstrahlung mit Materie

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 fehlende Coulombfeld der Neutronen. 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 Nukleonradien (einige  $10^{-15}$  m). Das Neutron wird dann entweder mit oder ohne Kernanregung am Kernpotential gestreut, oder es wird in den Targetkern hineingezogen, unterliegt also einer sogenannten Einfangreaktion, bei der der Targetkern angeregt wird und eventuell instabil wird.

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:** Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit wird in der Kernphysik ausschließlich durch Wirkungsquerschnitte und nicht wie in der Hüllenphysik durch Schwächungskoeffizienten beschrieben (vgl. dazu Abschnitt 4.11). Für jede Art von Reaktionsmöglichkeiten der Stoßpartner werden Teilwirkungsquerschnitte definiert. 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 ( $1 \text{ Barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$ ). Experimentell bestimmte Kernradien mittelschwerer Nuklide betragen etwa  $5 \cdot 10^{-15}$  m. Die geometrischen Querschnittsflächen der Atomkerne berechnen sich damit zu  $F = \pi r^2 \approx 10^{-28} \text{ m}^2$ . Die Querschnittsfläche von Atomkernen entspricht also der Größenordnung vieler experimenteller totaler Wirkungsquerschnitte (vgl. dazu beispielsweise die Summen der partiellen Neutronenwirkungsquerschnitte in Tab. 7.3). Dieser Sachverhalt ist übrigens nicht sehr verwunderlich, da Kernradien durch Kernstreuungsexperimente bestimmt werden, bei denen ja 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 ist der Neutroneneinfang-Wirkungsquerschnitt des Kadmiums ( $\approx 7 \cdot 10^3$  barn, s. Fig. 7.1), der um fast 4 Größenordnungen größer als der geometrische Querschnitt des Kadmiumkernes ist, oder der totale Neutronenwirkungsquerschnitt für

Protonen (ca. 20 barn). Für konkrete praktische Arbeiten sind deshalb unbedingt experimentell ermittelte Wirkungsquerschnittsdaten und nicht die Kernflächen zu verwenden.

Ein für viele Nuklide typischer Neutronen-Wirkungsquerschnittsverlauf (s. Fig. 7.1 oben) zeigt bei niedrigen Energien bis zu einigen Elektronenvolt (eV) einen etwa zur Neutronengeschwindigkeit reziproken Abfall ( $\sigma \propto 1/v$ ). In diesem Energiebereich dominieren Neutroneneinfangprozesse. Anschließend folgt meistens ein breiter Energiebereich, der je nach Nuklid bis in den MeV-Bereich hinein reichen kann. Hier zeigt 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. Ober-

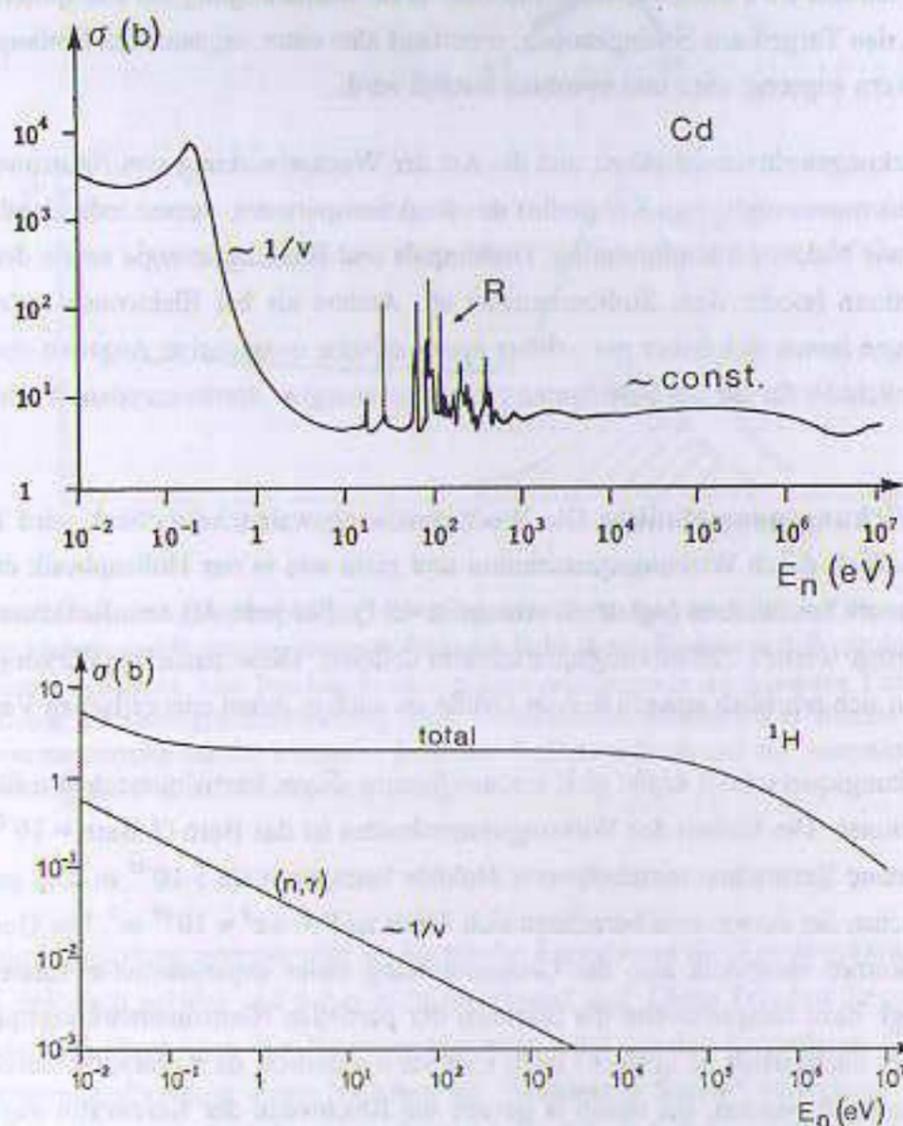


Fig. 7.1: Oben: Totaler Neutronen-Wirkungsquerschnitt für Kadmium. Für Energien bis etwa 10 eV gilt die reine  $1/v$ -Abhängigkeit, die dann durch vielfältige Resonanzen bis etwa 1 keV Neutronenenergie abgelöst wird. Oberhalb dieser Resonanzen verändert sich der Wirkungsquerschnitt bis in den MeV-Bereich nur noch wenig. Unten: Totaler Wirkungsquerschnitt für Protonen ( $1/v$ -Abhängigkeit für Neutroneneinfang bis etwa 1 eV, ab dann etwa konstanter Querschnitt für elastische Neutronenstreuung). Nach Daten von [Jaeger/Hübner].

halb 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 Proton keine Kernanregungszustände möglich sind, entfällt der Resonanzbereich (Fig. 7.1 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. 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  $= 1.380658 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ ,  $T$  die absolute Temperatur: 293.15 K). Die anderen Einteilungen finden sich in (Tab. 7.1). Solche Energieklassifikationen dienen nur zur groben Orientierung, für genaue Berechnungen oder Tabellenentnahmen von Wirkungsquerschnitten sind pauschale Angaben über die Neutronenenergie jedoch nicht exakt genug.

Dies hat zwei Gründe. Zum einen zeigen die meisten Neutronenwirkungsquerschnitte starke Abhängigkeiten von der Bewegungsenergie. Zum zweiten sind Neutronenspektren schon beim Verlassen der Neutronenquelle selten monoenergetisch. Sie ändern sich darüberhinaus 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.

| 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           | > $0.1 \cdot c = 30000$ |

Tab. 7.1: Einteilung von Neutronen nach ihrer Bewegungsenergie. \*: Neutronen im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung bei 293.15 K (Zimmertemperatur).

Für die praktische Arbeit werden deshalb experimentell ermittelte tiefenabhängige Neutronenenergiespektren vorgezogen. Neutronenspektren verändern sich nicht nur energetisch durch Wechselwirkungen mit der Tiefe im bestrahlten Material sondern 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 sogenannten Reaktionsgleichungen beschrieben. Für einen Targetkern T, den Ausgangskern E und das "Reaktionsprodukt" x sind diese für Neutronen immer von der Form:

$$T(n,x)E \quad (7.1)$$

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 Targetkernes, 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].

## 7.1 Elastische Neutronenstreuung

Bei der **elastischen Streuung** von Neutronen am Kernfeld wird das einlaufende Neutron, ohne den Atomkern anzuregen oder in seiner inneren Struktur zu verändern, am Targetkern gestreut. Das einlaufende Neutron wird aus seiner Richtung gelenkt und verliert dabei Bewegungsenergie. Der Atomkern erhält dadurch einen Rückstoß und übernimmt diesen 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:

$$T(n,n)T \quad (7.2)$$

Nach der Theorie ist der partielle Wirkungsquerschnitt für elastische Neutronenstreuung an einem bestimmten Nuklid unabhängig von der Neutronenenergie ( $\sigma \neq f(E) = \text{const}$ ).

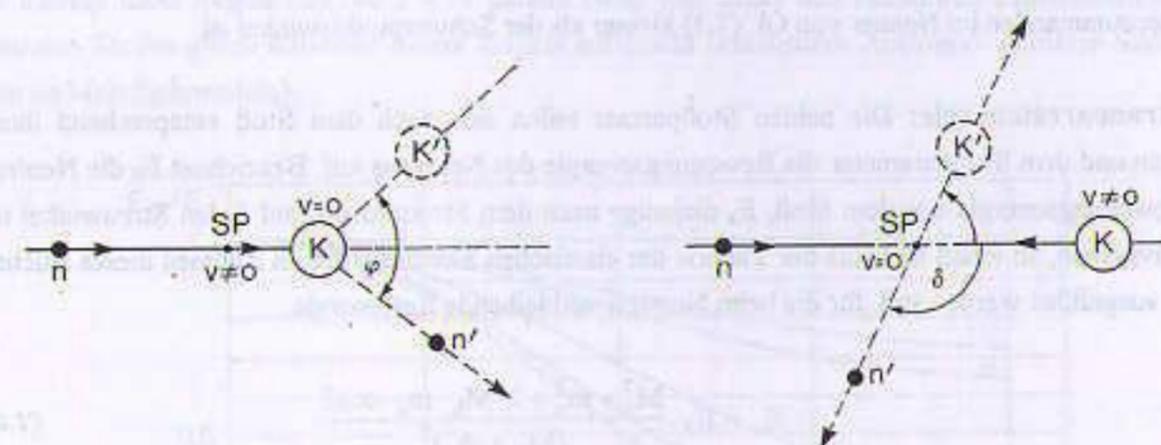


Fig. 7.2: Streuwinkel bei der Behandlung von Streuexperimenten. Links: Laborsystem, rechts: Relativsystem bezogen auf die Bewegung des Schwerpunktes  $SP$  von einfallendem Neutron  $n$  und Targetkern  $K$ .

**Labor- und Schwerpunktsystem\*:** Zur leichteren mathematischen Behandlung werden Stoß- und Streuprozesse in der Kernphysik meistens in einem besonderen Koordinatensystem, dem Schwerpunktsystem, dargestellt (s. Fig. 7.2). 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 Wech-

selwirkungen 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 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  $\delta$  und derjenige im Laborsystem  $\varphi$  werden nach Gl. (7.3) ineinander umgerechnet.

$$\tan \varphi = \frac{\sin \delta}{\cos \delta + m_n / M_k} \quad (7.3)$$

Für kleine Massenverhältnisse ( $m_n/M_k \ll 1$ ), 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 Vorwärtstreuung, da der Laborwinkel wegen des Massensummanden im Nenner von Gl. (7.3) kleiner als der Schwerpunktswinkel ist.

**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  $\delta$  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:

$$E_n = E_0 \cdot \frac{M_k^2 + m_n^2 + 2 \cdot M_k \cdot m_n \cdot \cos \delta}{(M_k + m_n)^2} \quad (7.4)$$

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 Vorwärtstreuung ( $\delta = 0^\circ$ ,  $\cos \delta = 1$ ). Da in diesem Fall Nenner und Zähler von Gl. (7.4) gleich sind, erhält man:

$$E_n = E_0 \quad (7.5)$$

Den größten Energieverlust erleidet das Neutron bei der Rückwärtstreuung ( $\delta = 180^\circ$ ,  $\cos \delta = -1$ ). Die Restenergie beträgt in diesem Fall:

$$E_n = E_0 \cdot \frac{(M_k - m_n)^2}{(M_k + m_n)^2} \quad (7.6)$$

Beide Ergebnisse sind auch unmittelbar anschaulich zu verstehen, da  $0^\circ$ -Streuung ungestörte Vorwärtsbewegung des Neutrons,  $180^\circ$ -Streuung dagegen zentralen Stoß mit dem Targetkern und maximalen Impulsübertrag vom Neutron auf den Targetkern bedeuten. Bei sehr schweren Stoßpartnern ( $m_k \rightarrow \infty$ ) wird der Energieverlust des Neutrons nach Gl. (7.4) 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:

$$\frac{E_n}{E_0} \approx \frac{1 + \cos \delta}{2} \quad (7.7)$$

Für die elastische Neutronenstreuung an Protonen bleibt der Energieverlust des gestreuten Neutrons also winkelabhängig. Die minimale Restenergie erhält man wieder beim zentralen Stoß ( $\delta = 180^\circ$ ). Sie beträgt dann wegen  $\cos(180^\circ) = -1$  gerade Null, was exakt den bekannten Ergebnissen eines zentralen Stoßes gleich schwerer starrer Kugeln entspricht (klassisches Analogon: geführte Stahlkugeln an Mehrfachpendeln).

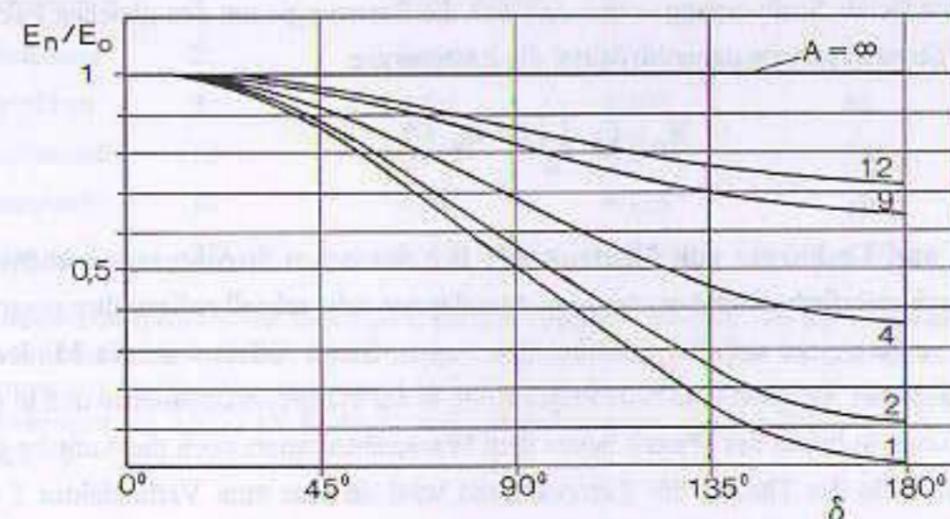


Fig. 7.3: Rel. Neutronenrestenergie bei elastischer Neutronenstreuung als Funktion von Massenzahl des Targetkernes  $A$  und des Streuwinkels  $\delta$  im Schwerpunktsystem, berechnet nach Gl. (7.4).

**Energieübertrag:** Der Energieübertrag vom Neutron auf einen Targetkern wird als Differenz der Neutronenenergien vor und nach dem Stoß berechnet. Nach leichten Umformungen von Gl. (7.4) erhält man für den Energieübertrag  $\Delta E = E_0 - E_n$  im Schwerpunktsystem:

$$\frac{\Delta E}{E_n} = 2 \cdot (1 - \cos \delta) \cdot \frac{M_k \cdot m_n}{(M_k + m_n)^2} = 4 \cdot \sin^2 \frac{\delta}{2} \cdot \frac{M_k \cdot m_n}{(M_k + m_n)^2} \quad (7.8)$$

**Vielfachstreuung:** 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. 7.9 und Tab. 7.2), die für isotrope Streuung gelten.

$$f = \frac{\bar{E}_n}{E_0} \quad (7.9)$$

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  $f$  ihrer jeweiligen Energie vor dem Stoß. Ihre Restenergie beträgt nach Gl. (7.9) dann:

$$\bar{E}_n = E_0 \cdot f \quad (7.10)$$

Mit jedem zusätzlichen Stoßvorgang vermindert sich die Restenergie um den gleichen Faktor  $f$ . Man erhält nach  $m$  Streuvorgängen daher im Mittel die Restenergie:

$$\bar{E}_n = E_0 \cdot \prod_m f = E_0 \cdot f^m \quad (7.11)$$

**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 **Lethargie**  $L$ , verwendet. Als Lethargie bezeichnet man den natürlichen Logarithmus des Quotienten der mittleren Neutronenenergien vor und nach einem Stoß.

$$L_0 = \ln \frac{E_0}{\bar{E}_n} = \ln \frac{1}{f} \quad (7.12)$$

Die Lethargie  $L$  ist wegen Gl. (7.12) wie der Energieverlustfaktor  $f$  eine Materialkonstante. Je höher der Energieverlust des gestreuten Neutrons ist, um so langsamer wird es, und um so 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:

$$L = \frac{1 - (1+q) \cdot e^{-q}}{1 - e^{-q}} \quad \text{mit} \quad q = \ln \left( \frac{(M_k + m_n)^2}{(M_k - m_n)^2} \right) \quad (7.13)$$

Bei zwei aufeinanderfolgenden Streuvorgängen (Index 1 und 2) erhält man für die Lethargie:

$$L = \ln \left( \frac{E_0}{E_1} \cdot \frac{E_1}{E_2} \right) = \ln \left( \frac{E_0}{E_1} \right) + \ln \left( \frac{E_1}{E_2} \right) \quad (7.14)$$

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. (7.14) die Summe der Einzel lethargien.

$$L_m = \sum_{k=1}^m L_k = m \cdot L_0 \quad (7.15)$$

| n-Absorber  | Massenzahl | f-Faktor        | Lethargie $L$ | $m$  |
|-------------|------------|-----------------|---------------|------|
| Wasserstoff | 1          | $1/e^* = 0.369$ | 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. 7.2: 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. 7.13). \*:  $e$  ist die Eulersche Zahl.

Mit Hilfe dieser Beziehung kann auf sehr einfache Weise berechnet werden, wieviele 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  $\approx 2$  MeV) an den Protonen des Kühlwassers. Für Protonen und Neutronen beträgt die Lethargie bei einer einzelnen Streuung nach Tab. (7.2) im Mittel  $L = 1$ . Dies bedeutet, daß die Bewegungsenergie von Neutronen bei jedem elastischen Protonenstoß auf  $1/e$  ( $\approx 1/2.71828$ ) herabgesetzt wird. Die Bewegungsenergie thermischer Neutronen entspricht der wahr-

scheinlichsten Bewegungsenergie der Moderatoratome von im Mittel 0.025 eV. Die Gesamtlethargie erhält man mit Gl. (7.15) deshalb zu:

$$L_{\text{tot}} = \ln(E_0/E_{\text{th}}) = \ln(2 \text{ MeV}/0.0252 \text{ eV}) = 18.19 = m \cdot L \quad (7.16)$$

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 protonhaltigen 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. (7.2).

In Kernreaktoren können langsame Neutronen wegen der  $1/v$ -Abhängigkeit des Neutroneneinfangwirkungsquerschnittes (s. Abschn. 7.3) mit besonders hohem Wirkungsquerschnitt thermische Kernspaltung an  $^{235}\text{U}$  und  $^{239}\text{Pu}$  auslösen. Thermische Neutronen bewegen sich "statistisch", d. h. sie diffundieren mit beliebiger Richtung durch das bestrahlte Material. Für die technische Eignung als Moderators substanz 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 ( $\text{H}_2\text{O}$ ) ist schweres Wasser ( $\text{D}_2\text{O}$ ) 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. (7.8) etwa umgekehrt proportional zur Masse des Targetkernes abnimmt, sind schwere Substanzen als Moderatoren weniger gut geeignet. In vielen elastischen Prozessen sind die Winkelverteilungen nicht exakt isotrop. Die anschaulichen klassischen Gleichungen (7.3) bis (7.15) gelten dann nur näherungsweise.

**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. 7.8) durch den Absorber.

Da sie elektrisch geladen sind, unterliegen sie den üblichen Wechselwirkungen schwerer geladener Teilchen (s. Abschn. 6). Sie sind dicht ionisierend und übertragen deshalb ihre Energie in der unmittelbaren Nähe des Wechselwirkungsortes. Sie 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. 7.1). Der thermische Neutronen-Einfangquerschnitt für Protonen beträgt etwa 0.33 Barn. Die beim Einfang freiwerdende Bindungsenergie ( $p + n = d + 2.225 \text{ MeV}$ , s. Abschnitt 7.3) 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 Neutrendosisverteilungen finden sich in ([Krieger Bd2], Kap. 7).

## 7.2 Inelastische Neutronenstreuung

Bei dieser Reaktionsart wird das Neutron kurzfristig von den Kernkräften des Targetkernes 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:



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 Kohlenstoffes, des Sauerstoffes und des Stickstoffes und insbesondere an den Nukliden  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  und  $^{16}\text{O}$  stattfinden.

Die aus den angeregten Atomkernen emittierten Gammaquanten haben in der Regel hohe Photonenenergien in der Größenordnung einiger MeV (s. Tab. 7.3). Sie sind deshalb sehr durchdringend und transportieren ihre Energie wie bei den Photonenwechselwirkungen üblich auch in entfernte Bereiche des Absorbers. Zum Teil verlassen sie diese 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.

### 7.3 Neutroneneinfangreaktionen

**Langsame 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, um so kürzer ist die Aufenthaltszeit im Bereich des Targetnuklides. Der Wirkungsquerschnitt für den Neutroneneinfang  $\sigma_{nc}$  ist deshalb bei niedrigen Neutronenenergien für viele Kerne etwa umgekehrt proportional zur Neutronengeschwindigkeit  $v_n$  (vgl. Fig. 7.1).

$$\sigma_{nc} \propto 1/v_n \quad (7.18)$$

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 Targetkernes und des Restkernes 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 Neutronenstreuungsprozesse. 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. 7.3).

Der für die Kerntechnik und die Radioonkologie wichtigste Vertreter dieser Einfangreaktionen mit anschließender Gammaquantenemission ist der Einfang langsamer Neutronen am Wasserstoffkern.

$$p(n,\gamma)d \quad (7.19)$$

Die dabei emittierten Gammaquanten haben eine Energie von 2.225 MeV. Sie mischen sich wie die Gammaquanten aus den inelastischen Neutronenstreuungen dem Neutronenstrahlungsfeld bei. Sie tragen zwar nur wenig zur lokalen Energieabsorption an ihrem Entstehungsort bei, können aber wie alle hochenergetischen Photonenstrahlungen in endlichen Phantomen große Beiträge zur Gesamtenergiedosis leisten.

Der zweitwichtigste Einfangprozeß langsamer Neutronen in menschlichem Gewebe findet an Stickstoffkernen statt. Im Ausgangskanal dieser Reaktion findet sich statt des Einfanggammas ein Proton mit einer Energie von ca. 0.58 MeV. Den Rest der Reaktionsenergie von insgesamt etwa 0.2 MeV erhält der Kohlenstoffatomkern (vgl. auch die Reaktionsgleichung (3.82) Abschnitt 3.3.1). Proton und der - übrigens radioaktive - Kohlenstoff übertragen ihre Bewegungsenergie wegen ihrer elektrischen Ladung in unmittelbarer Nähe des Wechselwirkungsortes auf den Absorber.

| Reaktion                                 | Energieschwelle (MeV) | Wirkungsquerschnitt (mb)(4) | Gammaenergie/Q-Wert (MeV) |
|--|-----------------------|-----------------------------|---------------------------|
| $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$         | th.                   | 332.6                       | 2.225                     |
| $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$        | th.                   | $9.41 \cdot 10^5$           | 4.78                      |
| $^{12}\text{C}(n,n')^{12}\text{C}^*$     | 4.8                   | 530                         | 4.43                      |
| $^{12}\text{C}(n,n')^{12}\text{C}^*$     | 11                    | 50                          | 6.8(2)                    |
| $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$     | 7.6                   | 70                          | -5.70(3)                  |
| $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}^*$   | 9.4                   | 50                          | 1.75                      |
| $^{12}\text{C}(n,n')3\alpha(1)$          | 11                    | 160                         |                           |
| $^{12}\text{C}(n,3\alpha)n(2)$           | 10.3                  | 120                         |                           |
| $^{14}\text{N}(n,n')^{14}\text{N}^*$     | 5.5                   | 50                          | 1.63                      |
| $^{14}\text{N}(n,n')^{14}\text{N}^*$     | 4.8                   | 95                          | 2.31                      |
| $^{14}\text{N}(n,n')^{14}\text{N}^*$     | 5.6                   | 90                          | 5.1                       |
| $^{14}\text{N}(n,n')^{14}\text{N}^*$     | 10                    | 75                          | 1.0                       |
| $^{14}\text{N}(n,n')^{14}\text{N}^*$     | 11                    | 95                          | 1.1                       |
| $^{14}\text{N}(n,2n)^{13}\text{C}^*$     | 12                    | 1.0                         | -10.6(3)                  |
| $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}^*$      | <0.2                  | 280                         | +0.63(3)                  |
| $^{14}\text{N}(n,t)^{12}\text{C}^*$      | 5.5                   | 30                          | -4.01(3)                  |
| $^{14}\text{N}(n,\alpha)^{11}\text{B}$   | 1.2                   | 480                         | -0.16(3)                  |
| $^{14}\text{N}(n,\alpha)^{11}\text{B}^*$ | 4                     | 90                          | 2.14                      |
| $^{14}\text{N}(n,\alpha)^{11}\text{B}^*$ | 6                     | 57                          | 4.46                      |
| $^{14}\text{N}(n,\alpha)^{11}\text{B}^*$ | 7                     | 80                          | 5.0                       |
| $^{16}\text{O}(n,n')^{16}\text{O}^*$     | 6.6                   | 320                         | 6.1                       |
| $^{16}\text{O}(n,n')^{16}\text{O}^*$     | 7.6                   | 60                          | 7.0                       |
| $^{16}\text{O}(n,n')^{16}\text{O}^*$     | 10.5                  | 250                         | 3.8                       |
| $^{16}\text{O}(n,n')^{16}\text{O}^*$     | 12.5                  | 170                         | 4.8                       |
| $^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$        | 10.8                  | 80                          | -9.63(3)                  |
| $^{16}\text{O}(n,d)^{15}\text{N}^*$      | -                     | -                           | -9.90(3)                  |
| $^{16}\text{O}(n,\alpha)^{13}\text{C}$   | 3.7                   | 200                         | -2.21(3)                  |
| $^{16}\text{O}(n,\alpha)^{13}\text{C}^*$ | 11.9                  | 80                          | 3.1                       |
| $^{16}\text{O}(n,\alpha)^{13}\text{C}^*$ | 8.2                   | 220                         | 3.8                       |
| $^{16}\text{O}(n,\alpha)^{13}\text{C}^*$ | 1.2                   | 100                         | 7.0                       |

Tab. 7.3: Reaktionsdaten für inelastische Streuung und Neutroneneinfang an  $^1\text{H}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  (nach Daten von [Auxier], 1 mb = 1 Millibarn =  $10^{-31}$  m<sup>2</sup>).

- (1): Reaktionskaskade  $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}^*$ ,  $^9\text{Be}^* \rightarrow ^5\text{He}^* + \alpha$ ,  $^5\text{He}^* \rightarrow \alpha + n$ .
- (2): Reaktionskaskade  $^{12}\text{C}(n,n')^{12}\text{C}^*$ ,  $^{12}\text{C}^* \rightarrow ^8\text{Be}^* + \alpha$ ,  $^8\text{Be}^* \rightarrow \alpha + \alpha$ .
- (3): Q-Werte der Reaktion (Q < 0: endotherme, Q > 0: exotherme Reaktion).
- (4): Maximumwerte der Wirkungsquerschnitte für die jeweilige Reaktion.



Für technische Fragestellungen ist der Einfang thermischer Neutronen durch Materialien mit sehr hohen thermischen Einfangswirkungsquerschnitten von besonderer Bedeutung. Dazu zählen die Elemente Bor, Kadmium und Gadolinium (Tab. 7.4). 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 (Moderation der Neutronen durch den Protonenanteil des Paraffins und anschließenden Neutroneneinfang durch Bor), Kadmiumblech (Einfang weiterer thermischer Neutronen, Aussendung sehr durchdringender Gammastrahlung) und Blei (Abschirmung dieser Gammastrahlung).

| Nuklid            | therm. Einfangquerschnitt (b) |
|-------------------|-------------------------------|
| $^1\text{H}$      | 0.3326                        |
| $^2\text{H}$      | 0.00052                       |
| $^3\text{He}$     | 5333                          |
| $^4\text{He}$     | 0                             |
| $^6\text{Li}$     | 941                           |
| $^7\text{Li}$     | 0.0454                        |
| Li(nat)           | 70.5                          |
| $^{10}\text{B}$   | 3838                          |
| $^{12}\text{C}$   | 0.0035                        |
| $^{23}\text{Na}$  | 0.537                         |
| $^{16}\text{O}$   | 0.000178                      |
| $^{59}\text{Co}$  | 37.2                          |
| $^{98}\text{Mo}$  | 0.13                          |
| $^{113}\text{Cd}$ | 20600                         |
| Cd(nat)           | 2520                          |
| $^{154}\text{Gd}$ | 60900                         |
| $^{157}\text{Gd}$ | 254000                        |
| Gd(nat)           | 48890                         |
| $^{191}\text{Ir}$ | 954                           |
| $^{235}\text{U}$  | 680.9                         |
| $^{238}\text{U}$  | 2.68                          |

Tab. 7.4: Wirkungsquerschnitte für thermischen Neutroneneinfang (Einheit  $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$ , Daten aus ([Kohlrausch Bd. III], Tab. 175), Energie der thermischen Neutronen: 0.0252 eV).

Thermischer Neutroneneinfang an Li-Isotopen (s. Tab. 7.4) spielt eine wichtige Rolle in der Thermolumineszenzdosimetrie. Werden LiF-Detektoren aus  $^6\text{Li}$  angefertigt, so kann die in Gl. (7.21) dargestellte Reaktion zum selektiven Nachweis thermischer Neutronen verwendet werden.



Die hohe thermische Einfangswahrscheinlichkeit des  $^{10}\text{B}$  hat auch eine Anwendung in der experimentellen Strahlentherapie gefunden.  $^{10}\text{B}$  fängt thermische Neutronen in folgender Reaktion ein:



Bei einer Anreicherung von Bor in erkrankten Zellen und der Bestrahlung mit thermischen Neutronen, die wegen ihrer verschwindend kleinen kinetischen Energie außer bei Einfangprozessen normalerweise nur wenig Energie auf Absorber übertragen können, entsteht durch die Hoch-LET-Teilchen  $\alpha$  und  $^7\text{Li}$  eine sehr hohe lokale Energiedosis, die selektiv die erkrankte Zelle schädigen würde. 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.) ist diese Technik bisher noch nicht aus dem experimentellen Stadium herausgekommen (vgl. [Krieger Bd2], Kap. 1.7).

**Schnelle Neutronen:** Für Neutronen höherer Energie gibt es eine Vielzahl von Einfangprozessen, bei denen sich im Ausgangskanal Teilchen höherer Masse wie d, t oder  $\alpha$  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  $10^{-22} \text{ s}$ ), 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  $^{12}\text{C}(n,3\alpha)n$ -Prozeß (s. Tab. 7.3), bei dem der Targetkern in drei Alphateilchen und ein Neutron zerlegt wird. Kaskadenzerfälle der geschilderten Art sind nicht ohne weiteres von "echten" Spaltungen zu unterscheiden (s. Abschnitt 7.4).

## 7.4 Neutroneninduzierte Kernspaltung und Spallation

Schwere Kerne können durch Neutroneneinfang auch gespalten oder zertrümmert werden. Die **Kernspaltung** spielt vor allem bei schweren Kernen im Aktinidenbereich eine auch technisch bedeutende 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 nuklearmedizinischen Diagnostik eingesetzten Nuklide  $^{131}\text{I}$ ,  $^{99}\text{Mo}$  mit seinem Folgeprodukt  $^{99\text{m}}\text{Tc}$  und die auch für technische Zwecke verwendeten Nuklide  $^{137}\text{Cs}$  oder  $^{90}\text{Sr}$ .

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 Neutronenenergien bis 10 MeV. Die mittlere Energie der Spaltneutronen beträgt etwa 2 MeV, die wahrscheinlichste 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 Einfangkernes 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  $^{235}\text{U}$ , das in thermischen Reaktoren als Spaltmaterial verwendet wird. Schnelle Spaltung findet sich u. a. am  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  und  $^{232}\text{Th}$ .

Unter **Spallation** versteht man die Zertrümmerung eines Atomkernes in einzelne Nukleonen oder Nukleonengruppen durch einen einzelnen Wechselwirkungsakt. Dabei finden sich als Ergebnis des Neutroneneinfanges oft mehrere Bruchstücke des Ausgangskernes, unter denen relativ häufig Alphateilchen zu finden sind. Dies liegt an der außergewöhnlichen Stabilität gerade dieses Nuklides, das unter den leichten Atomkernen die höchste Bindungsenergie hat. Dieser Sachverhalt führt auch zu dem vor allem bei schweren Kernen häufig zu beobachtenden spontanen Alphazerfall. Da für Spaltungen ein Großteil der Bindungsenergie des Targetkernes durch Bewegungsenergie aufgebracht werden muß, finden sie mit wenigen Ausnahmen erst bei hohen Neutronenenergien statt. In

menschlichem Gewebe und bei den in der Medizin und der Nukleartechnik zugänglichen Neutronenquellen und Neutronenenergien spielt Spallation kaum eine Rolle.

### Zusammenfassung:

- Bei Neutronenwechselwirkungen können Neutronen entweder elastisch oder unelastisch gestreut werden. Sie übertragen dabei einen Teil ihrer Bewegungsenergie auf ihre Stoßpartner. Diese werden bei der unelastischen 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.
- 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 im 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.

## 8 Ionisierung, Energieübertragung und Dosisleistungskonstanten

### 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 zum Teilchen- oder Photonenfluß der Strahlung. Eine sehr anschauliche Darstellung der Ionisierungsereignisse und ihrer räumlichen Verteilung entlang einer Teilchenbahn ist mit sogenannten "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  $(\bar{W}/e)$** <sup>1</sup>. Das Ionisierungsvermögen wird daher als der Quotient aus Stoßbremsvermögen (Energieverlust des Teilchens pro Wegelement) und dieser Ionisierungskonstante berechnet.

$$J = \frac{dQ}{dx} = \frac{S_{\text{ent}}}{\bar{W}/e} \quad (8.1)$$

Stoßbremsvermögen und Ionisierungsvermögen sind also in einem bestimmten Material zueinander proportional und zeigen deshalb auch die gleiche mittlere Energieabhängigkeit. Das Ionisierungsvermögen nimmt für nicht relativistische geladene Teilchen etwa mit dem reziproken Geschwindigkeitsquadrat zu bzw. ab (vgl. Gl. 5.3 und Gl. 6.1). Ionisierungskurven schwerer geladener Teilchen durchlaufen wegen ihrer im Vergleich zu Elektronen großen Massen schon bei relativ hohen Bewegungsenergien von mehreren 100 keV (s. Fig. 8.1) ein Maximum, unterhalb dessen das Ionisierungsvermögen sehr schnell gegen Null strebt. 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. Dort können Energieüberträge daher nur noch zu Anregungen führen.

<sup>1</sup> Die **Ionisierungskonstante  $\bar{W}/e$**  gibt den Energiebedarf zur Erzeugung eines Ionenpaares in Luft in eV pro Elementarladung an. Ihr Wert ist  $\bar{W}/e = (33.97 \pm 0.06) \text{ V}$ .

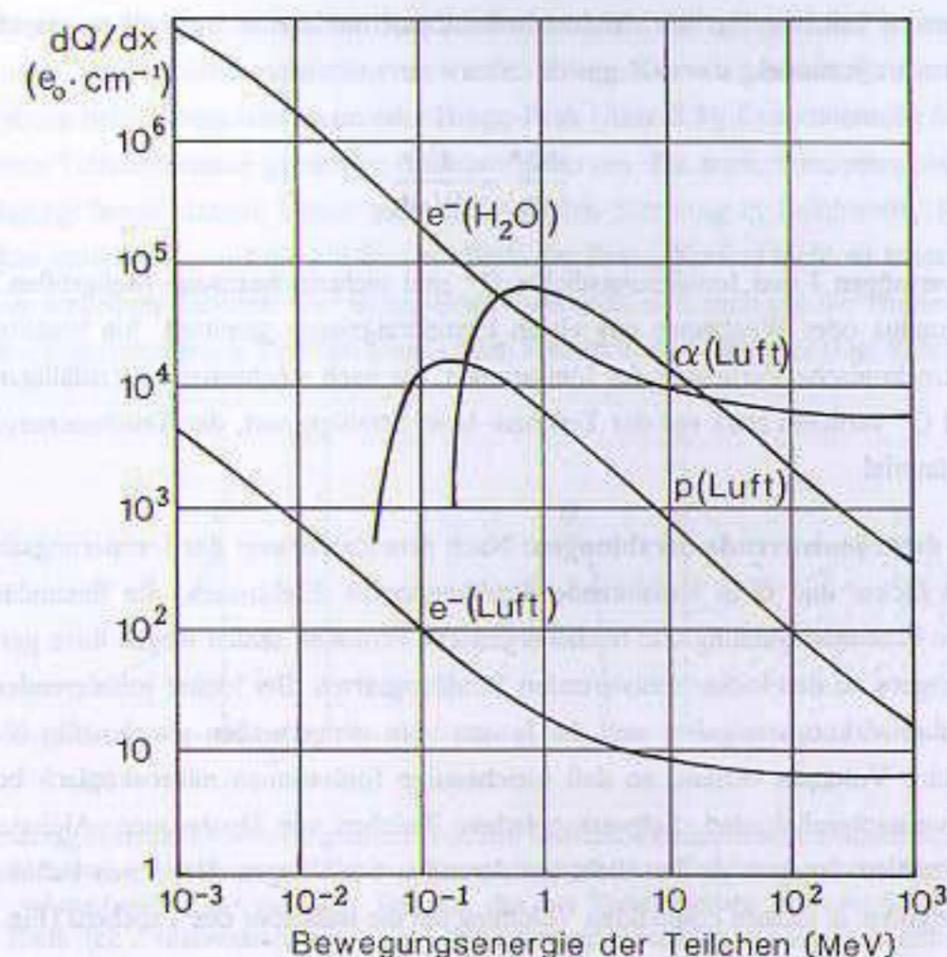


Fig. 8.1: Lineares Ionisierungsvermögen  $dQ/dx$  für Protonen, Alphateilchen und Elektronen in Luft und Wasser als Funktion der Teilchenenergie. Aufgetragen ist die Ionisierung in der Einheit Elementarladung/cm. Die Ionisierungsdichten für Elektronen in Luft und Wasser verhalten sich wie die beiden 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.

$$Q^* = \frac{dQ}{dV} \quad (8.2)$$

Die Ionisierungsdichte hängt ebenfalls von der Teilchengeschwindigkeit, der Ladung des Teilchens und den Absorbereigenschaften sowie zusätzlich auch von der Teilchenfluenz (der Zahl der Teilchen, die pro Flächeneinheit auf den Absorber treffen) ab und ist damit z. B. 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 Flä-

che eingestrahlt Teilchen. Sie ist z. B. dem Ionisationsstrom in einer bestrahlten gasgefüllten Ionisationskammer proportional.

$$\frac{dQ^*}{dt} = \frac{d^2Q}{dV \cdot dt} \quad (8.3)$$

Ionisierungsvermögen  $J$  und Ionisierungsdichte  $Q^*$  sind nichtstochastische Meßgrößen, d. h. über endliche Volumina oder Weglängen aus vielen Einzelereignissen gemittelt. Sie beschreiben daher nicht die mikroskopische Verteilung der Ionisationen, die nach stochastischen (zufälligen) Kriterien erfolgt.  $J$  und  $Q^*$  variieren stark mit der Teilchen- bzw. Strahlungsart, 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).

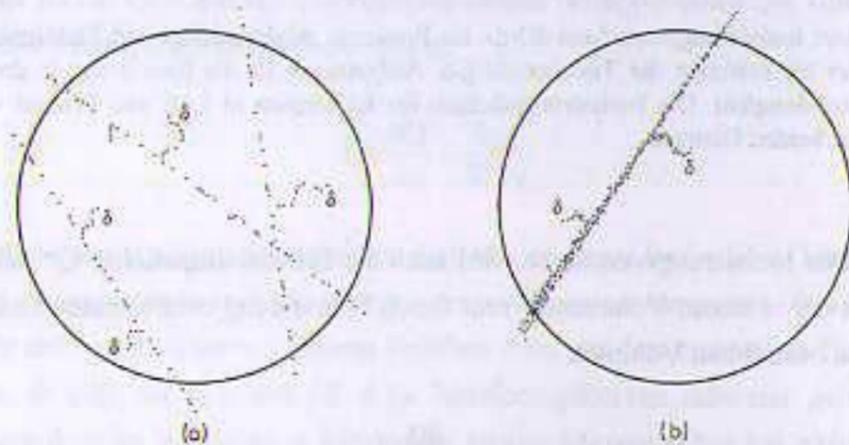


Fig. 8.2: Veranschaulichung der unterschiedlichen Ionisierungsdichten für (a) locker und (b) dicht ionisierende Strahlung in mikroskopischen Volumina. Bei beiden Darstellungen ist die Zahl der Ionisationen und damit die gemittelte Flächendichte und Volumendichte der Ionisationen gleich, also auch die 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  $\delta$ -Elektronen, die wegen ihres etwas höheren LET in der Mikrodosimetrie von Bedeutung sind.

**Bragg-Kurven:** Werden 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

niedrige Restenergie abgebremst worden sind, bei der vor allem Anregungen aber keine Ionisationen mehr stattfinden. Die Ionisierungstiefenkurven werden **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).

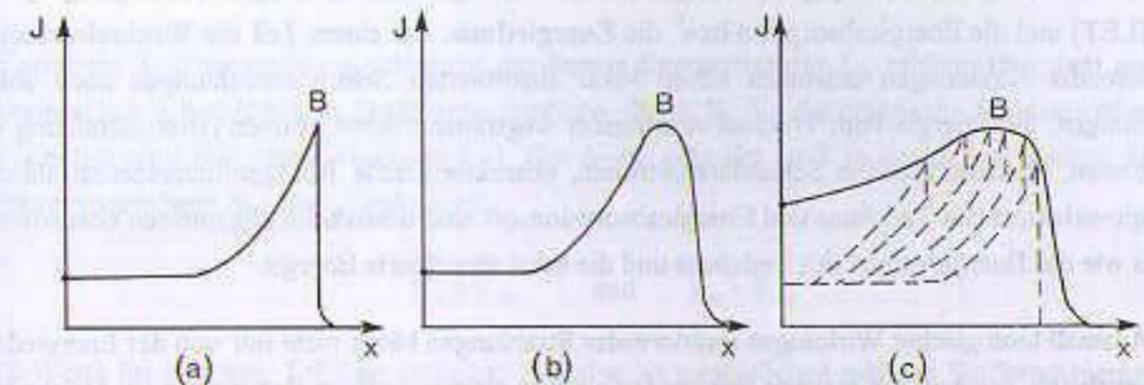


Fig. 8.3: Bragg-Kurven für schwere geladene Teilchen in Materie (schematische Darstellung, B: Bragg-Maxima). (a): einzelnes Teilchen, (b) monoenergetischer Teilchenstrahl mit leichtem Reichweitenstraggling der einzelnen Teilchen, das zur Verschmierung des scharfen J-Maximums führt. (c): Teilchenstrahl mit breiter Anfangsenergieverteilung der eingeschossenen Teilchen (gestrichelt: schematische Andeutung der Überlagerung der diskreten Bragg-Kurven der Einzelteilchen).

Da eine dichte Ionisierung in der Regel auch mit einer hohen lokalen Energieabgabe verbunden ist, können mit hochionisierenden 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 zusätzliche Einrichtungen zur strahlentherapeutischen Behandlung von Tumorpazienten mit hochenergetischen schweren geladenen Teilchen (Protonen, Deuteronen, Pionen) gegründet.

Bei der Betrachtung von Bragg-Kurven muß beachtet werden, daß diese nur den Verlauf der Ionisierungsdichte, nicht aber auch den exakten Verlauf der Tiefendosis angeben, weil neben ionisierenden Wechselwirkungen auch die oben erwähnten "nichtionisierenden" 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 (Bremsstrahlung von Elektronen, hochenergetische Sekundärelektronen, charakteristische Röntgenfluoreszenzstrahlung). Energieverlustort des Teilchens und Energieabsorptionsort sind deshalb im allgemeinen ebensowenig gleich 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 (s. Abschnitt 9) auch von der mikroskopischen, räumlichen Verteilung der Energieüberträge (vgl. Fig. 8.2). So ist  $\alpha$ -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, die zwar die Energieüberträge auf geladene Sekundärteilchen, nicht aber deren u. U. durch hochenergetische  $\delta$ -Elektronen oder Bremsstrahlungsverluste veränderten lokale Energieabsorptionen erfassen können.

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 angegeben, wieviel 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  $\Delta$ , und dem dabei zurückgelegten Weg des Teilchen  $ds$ .**

$$\text{LET} = L_{\Delta} = \left( \frac{dE}{ds} \right)_{\Delta} \quad (8.4)$$

$L_{\Delta}$  hat die SI-Einheit (Joule/m), wird aber auch heute noch in der für die Mikrodosimetrie anschaulicheren atomaren Einheit (keV/ $\mu\text{m}$ ) angegeben. Die Energiegrenze  $\Delta$  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  $L_{\Delta}$  zahlenmäßig dem auf den Energieverlust  $\Delta$  beschränkten Stoßbremsvermögen, das z. B. für die praktische Elektronendosimetrie benötigt wird (vgl. dazu Abschnitt 5.3). Für  $\Delta \rightarrow \infty$  geht der LET in das unbeschränkte, lineare Stoßbremsvermögen  $S_{\text{col}}$  über. Deshalb gilt:

$$L_{\Delta} \leq S_{\text{col}} \quad \text{und} \quad L_{\infty} = S_{\text{col}} \quad (8.5)$$

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. Tab. 10.6 in Abschn. 10.4.2).

**Direkt ionisierende Strahlung und die Sekundärteilchen indirekt ionisierender Strahlungen, deren unbeschränkter LET weniger als 3.5 keV/ $\mu\text{m}$  beträgt ( $L_{\infty} < 3.5 \text{ keV}/\mu\text{m}$ ), werden als locker ionisierende Strahlungen bezeichnet, Strahlungen mit höherem LET ( $L_{\infty} > 3.5 \text{ keV}/\mu\text{m}$ ) 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 um so größer, je größer das Energie-, Reichweiten- und Winkelstragglung 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 5.5, 5.7 und 8.3).

**Beispiel 1: Berechnung des unbeschränkten Linearen Energietransfers von Sekundärelektronen.** Für ein Röntgenphoton mit  $E_{\gamma} = 100 \text{ keV}$ , für  $^{60}\text{Co}$ -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 reiner Comptonwechselwirkung können die Daten in (Fig. 4.8) verwendet werden. Für die Röntgenphotonen entnimmt man eine mittlere Sekundärelektronenenergie von etwa 15 keV, für  $^{60}\text{Co}$  von etwa 500 keV. Den LET erhält man nach Umrechnung der Einheiten der numerischen Tabellen für das Massenstoßbremsvermögen  $S/\rho$  in der Einheit  $(\text{MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g})$  nach folgender Beziehung:

$$\text{LET}(\text{keV}/\mu\text{m}) = 0.1 \cdot \rho \cdot S/\rho \quad (8.7)$$

Mit  $S/\rho(15 \text{ keV}) = 16.47 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$  und  $S/\rho(^{60}\text{Co}) = 2.034 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$  erhält man also  $\text{LET}(15 \text{ keV}) = 1.6 \text{ keV}/\mu\text{m}$  und  $\text{LET}(^{60}\text{Co}) = 0.2 \text{ keV}/\mu\text{m}$ . Für 10-MeV-Elektronen kann man direkt aus der Tabelle (13.7) in Kap. (13.6) ablesen  $\text{LET} = 0.197 \text{ keV}/\mu\text{m}$ . Alle drei Strahlungsarten haben also LET-Werte unter  $3.5 \text{ keV}/\mu\text{m}$  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]) findet man mit aufsteigender Energie folgende  $S/\rho$ -Werte:  $271 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$ ,  $47 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$  und  $7.4 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$ . Mit der Umrechnung nach Gleichung (8.7) erhält man als entsprechende LET-Werte  $27 \text{ keV}/\mu\text{m}$ ,  $4.7 \text{ keV}/\mu\text{m}$  und  $0.74 \text{ keV}/\mu\text{m}$ . 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  $20 \text{ keV}/\mu\text{m}$ . 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]):

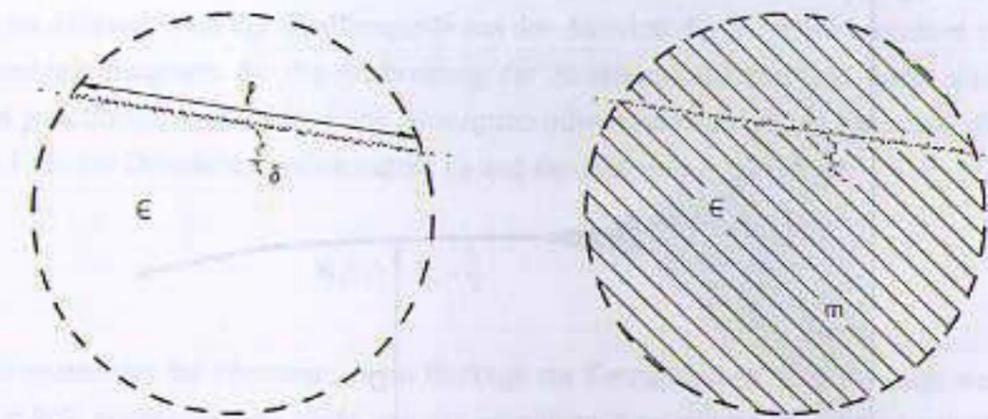
**Die Lineare Energiedichte  $y$  ist der Quotient der bei einem einzelnen Wechselwirkungsakt auf ein bestrahltes Volumen übertragenen Energie  $\epsilon$  dividiert durch die mittlere Sehnenlänge  $\ell$  dieses Volumens.**

Die SI-Einheit der Linearen Energiedichte ist das  $(\text{J}/\text{m})$  oder praktische Vielfache davon wie z. B. das  $(\text{keV}/\mu\text{m})$ . Im englischen Schrifttum wird sie als "lineal energy" bezeichnet.

$$y = \frac{\epsilon}{\ell} \quad (8.8)$$

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 um so 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  $\ell$  in einem bestrahlten Volumen, eine Größe, die sich besser biologischen Strukturen zuordnen läßt.



**Fig. 8.4:** Zur Definition der Linearen Energiedichte  $y$  und der spezifischen Energie  $z$  nach den Gleichungen (8.8) und (8.9).  $\ell$  ist die mittlere Sehnenlänge des bestrahlten Volumens,  $\epsilon$  die beim Durchgang eines einzelnen Teilchens durch Wechselwirkungen übertragene Energie,  $m$  die Masse des bestrahlten mikroskopischen Volumens,  $\delta$  ist die Spur eines  $\delta$ -Elektrons.

Die Lineare Energiedichte  $y$  ist die heute bevorzugte Meßgröße der Mikrodosimetrie, deren Aufgabe die Messung von Dosisverteilungen in mikroskopisch kleinen Systemen ist. Das betrachtete Volumen ist dabei typischerweise eine Zelle oder ihre Teile, wie z. B. der die DNS enthaltende Zellkern. Mikrodosimetrie dient unter anderem der Untersuchung von Strahlenschäden in menschlichen Zellen durch 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  $\mu\text{m}$ . Dies entspricht in etwa den Größen von Teilen menschlicher Zellen, deren Außendurchmesser zwischen 20 und 30  $\mu\text{m}$ , bei Zellkernen etwa 10  $\mu\text{m}$  beträgt. Chromosomen haben dagegen Querschnitte von einigen 100 nm (s. Abschn. 9.1). Die zur Berechnung der Linearen Energiedichte benötigte mittlere Sehnenlänge  $\ell$  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 kann sie analytisch nicht berechnet werden, 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. gewebeäquivalente Durchmesser im  $\mu\text{m}$ -Bereich).

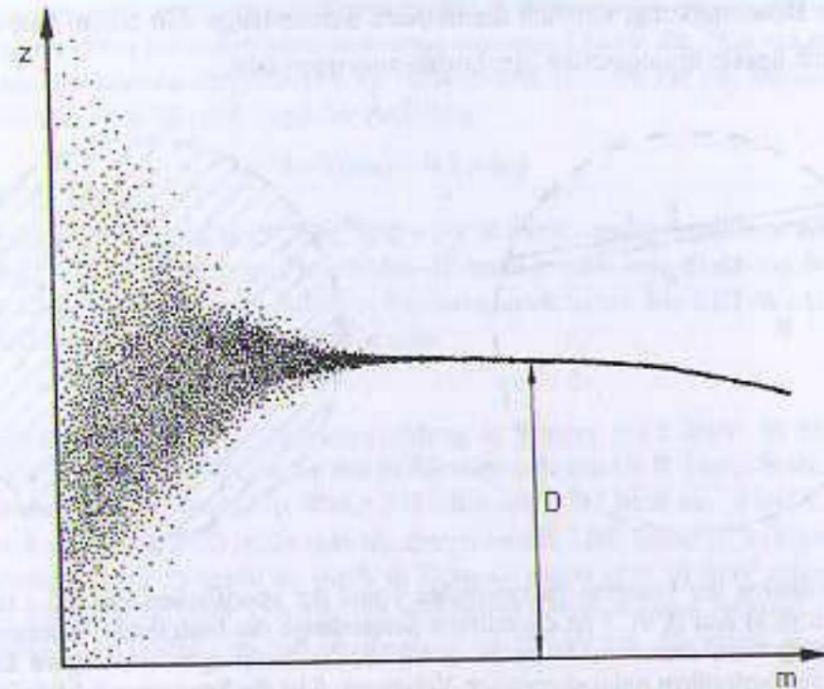


Fig. 8.5: Verlauf der Spezifischen Energie  $z$  mit zunehmender Masse eines bestrahlten Volumenelementes. Bei sehr kleinen Massen schwanken die Meßwerte sehr stark, mit zunehmender Masse nähern sich die Meßwerte der makroskopischen Energiedosis  $D$  an (nach [Reich]).

Wird der LET zur Beschreibung der Energieabgabe in einem Volumen verwendet, so können wegen seines nichtstochastischen Charakters nur gemittelte Angaben über die im Volumen entstehende Energiedeposition gemacht werden. Die entsprechende Dosisgröße ist die Energiedosis  $D$  (bzgl. deren Definition s. Kap. 10.1). Will man die individuell in einer Zelle übertragene Energie beschreiben, 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.

$$z = \frac{E}{m} \quad (8.9)$$

Je größer die betrachtete Masse ist, um so kleiner werden die statistischen Schwankungen der spezifischen Energie. Für hohe Dosisleistungen, d. h. hohe Wechselwirkungsichten, und anwachsende Masse 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].

## 8.4 Dosisleistungskonstanten

Für radioaktive Strahler kann unter bestimmten Bedingungen die Ortsdosisleistung durch Photonenstrahlung im Abstand  $r$  von der Strahlenquelle aus der Aktivität des Strahlers berechnet werden. Gilt das Abstandsgesetz für die Ausbreitung der Strahlungsintensität und findet zwischen Aufpunkt und punktförmigem Strahler keine Absorption oder Streuung statt, so kann man die Kermaleistung mit Hilfe der Dosisleistungskonstanten  $\Gamma_\delta$  und der Aktivität  $A$  berechnen.

$$\dot{K}_\delta(r) = \Gamma_\delta \cdot \frac{A}{r^2} \quad (8.10)$$

$\delta$  ist 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-Annihilation. Die SI-Einheit der Dosisleistungskonstanten ist das  $\text{Gy} \cdot \text{m}^2 / (\text{s} \cdot \text{Bq})$  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 1 Photon definierter Energie  $E_\gamma$  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 Sekundärteilchen übertragene Energie pro Masse ist (vgl. Definition in Kap. 10.1), 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 ( $O = 4\pi \cdot r^2$ ) einer gedachten Kugel mit dem Radius  $r$  durchsetzen. Die Zahl  $n$  der die Kugel verlassenden Photonen pro Flächenelement der Kugeloberfläche und pro Zeitintervall  $t$  ist:

$$n = \frac{N}{O} = A \cdot \frac{t}{4\pi \cdot r^2} \quad (8.11)$$

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 der Absorberfläche  $F$ .

$$N_F = F \cdot n = F \cdot A \cdot \frac{t}{4\pi \cdot r^2} \quad (8.12)$$

Alle  $N_F$  Photonen zusammen transportieren im Zeitintervall  $t$  die Energie  $E_{\text{tot}}$  durch die Absorberfläche:

$$E_{\text{tot}} = N_F \cdot E_\gamma = F \cdot A \cdot \frac{t}{4\pi \cdot r^2} \cdot E_\gamma \quad (8.13)$$

Tragen die wechselwirkenden Photonen die Energie  $E_\gamma$ , so wird davon bei der Energieübertragung im Mittel pro Photon nur der Anteil  $dE = \mu_a \cdot E_\gamma \cdot dx$  in der Absorberschicht der Dicke  $dx$  auf Sekundärteilchen übertragen.

$\mu_{tr}$  ist der lineare Energieumwandlungskoeffizient für Photonenstrahlung (s. Abschnitt 4.13). Die für die Kerma-Bestimmung 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

$$K = \frac{dE_{tot}}{dm} = \frac{dE_{tot}}{\rho \cdot dV} = \mu_{tr} \cdot N_F \cdot E_\gamma \cdot \frac{dx}{\rho \cdot F \cdot dx} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} \cdot \frac{N_F \cdot E_\gamma}{F} \quad (8.14)$$

Ersetzt man jetzt  $N_F$  durch Gleichung (8.12), so erhält man nach einfacher Umformung für die Kerma die Gleichung:

$$K = \frac{dE_{tot}}{dm} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} \cdot A \cdot E_\gamma \cdot \frac{t}{4\pi \cdot r^2} \quad (8.15)$$

Die Kermaleistung  $dK/dt$  erhält man daraus zu:

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\mu_{tr}}{\rho} \cdot E_\gamma \cdot \frac{A}{r^2} \quad (8.16)$$

Der direkte Vergleich dieser Gleichung (8.16) mit Gleichung (8.10) ergibt für die Dosisleistungskonstante die Beziehung:

$$\Gamma_\delta = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\mu_{tr}}{\rho} \cdot E_\gamma \quad (8.17)$$

In dieser Definition der Dosisleistungskonstanten sind neben der Photonenenergie die Eigenschaften des Absorbers über den Massenenergieumwandlungskoeffizienten ( $\mu_{tr}/\rho$ ) enthalten. Bei Dosisleistungskonstanten muß deshalb wie bei der Kerma oder der Energiedosis (s. Anhang) 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  $w_i$  und den Energien  $E_i$  emittieren, muß die Dosisleistungskonstante als gewichtete Summe über alle Photonenenergien berechnet werden.

$$\Gamma_\delta = \frac{1}{4\pi} \cdot \sum_i w_i \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_i \cdot E_i \quad (8.18)$$

Sind die Emissionswahrscheinlichkeiten für die charakteristischen Röntgenstrahlungen bekannt, so kann auf diese Weise auch der Beitrag charakteristischer Röntgenstrahlung 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 3: Berechnung der Dosisleistungskonstanten für die Luftkerma für  $^{60}\text{Co}$ -Strahlung.** Der  $\gamma$ -Zerfall des  $^{60}\text{Co}$  erfolgt über zwei  $\beta^-$ -Zerfallszweige (s. Fig. 3.12). Die exakten numerischen Daten für die Zerfallswahrscheinlichkeiten und die Wahrscheinlichkeiten für die nachfolgenden Photonenemissionen finden sich zusammen mit den benötigten Gammaenergien und Energien der Röntgenstrahlungen in Tab. (8.1).

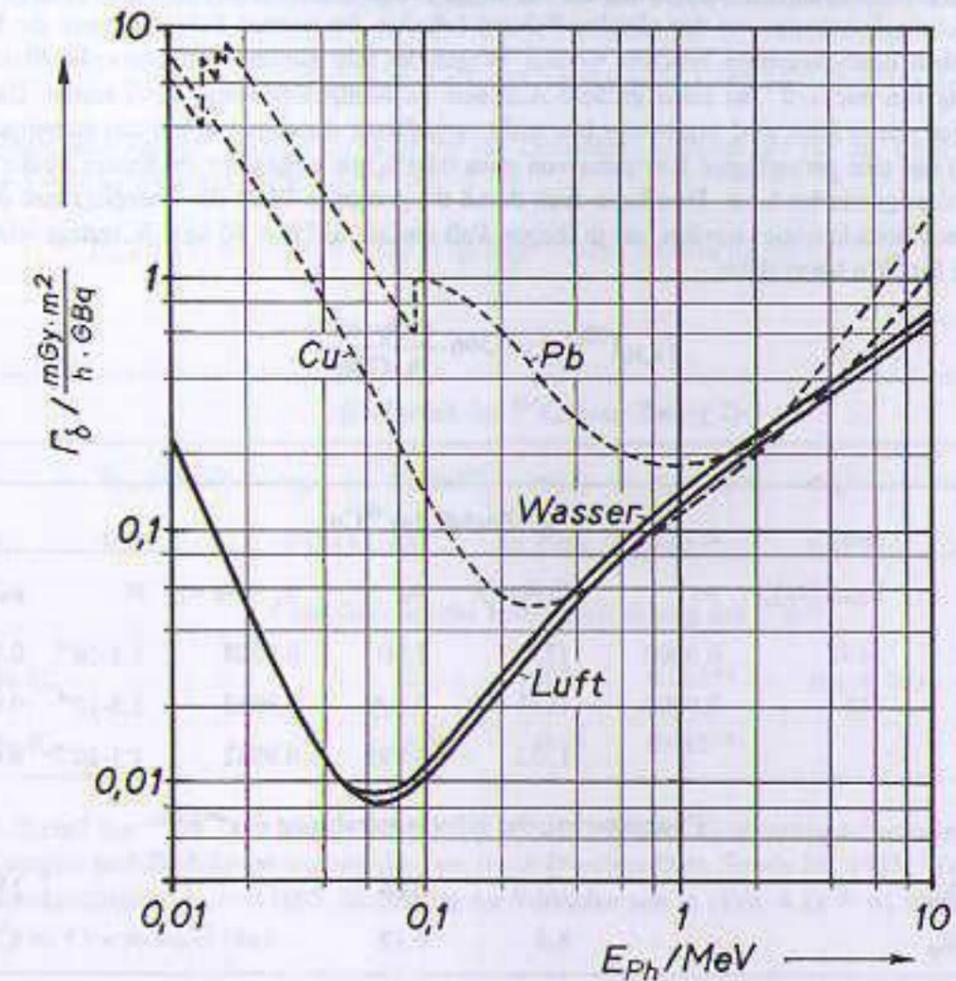


Fig. 8.6: Berechnete Dosisleistungskonstanten in Abhängigkeit von der Photonenenergie für monoenergetische Photonenstrahlung in verschiedenen Materialien.

Die Dosisleistungskonstante für die Luftkerma (Index a) wird nach Gl. (8.18) zunächst für die Gammaquantenemission berechnet. Die Energien der Gammaquanten in SI-Einheiten betragen  $E_1 = 1332 \cdot 1,602 \cdot 10^{-16} \text{ J}$  und  $E_2 = 1173 \cdot 1,602 \cdot 10^{-16} \text{ J}$ ; die Umwandlungskoeffizienten in SI-Einheiten ( $(\mu_{tr}/\rho)_1 = 0,00262 \text{ m}^2/\text{kg}$  und  $(\mu_{tr}/\rho)_2 = 0,00272 \text{ m}^2/\text{kg}$ . Für die Photonenwahrscheinlichkeiten müssen jeweils die Produkte aus Betazerfallswahrscheinlichkeit und Gammaverzweigung  $w_i = w_p \cdot w_\gamma$  aus der Tabelle (8.1) verwendet werden. Dabei werden die geringfügig verminderten Emissionen durch die konkurrierende innere Konversion vernachlässigt. Dies ergibt folgende Summanden:

$$\Gamma_{a,\delta} = \frac{1}{4\pi} \cdot \left[ E_1 \cdot w_1 \cdot \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_1 + E_2 \cdot w_2 \cdot \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_2 + E_1 \cdot w_3 \cdot \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_1 \right] \quad (8.19)$$

Für die Dosisleistungskonstante erhält man nach Einsetzen der Zahlenwerte den Wert:

$$\Gamma_{a,\delta} = 0,850 \cdot 10^{-16} \cdot \frac{\text{Gy} \cdot \text{m}^2}{\text{s} \cdot \text{GBq}} = 0,306 \cdot \frac{\text{mGy} \cdot \text{m}^2}{\text{h} \cdot \text{GBq}} \quad (8.20)$$

Da Massenenergieumwandlungskoeffizienten nur auf einige Procente 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. (8.1) nur eine geringfügige Korrektur von etwa 0.03%, die wegen der erwähnten Fehler der  $(\mu_e/\rho)$ -Werte vernachlässigt werden kann. Dies kann auch durch die geeignete Wahl der Energiegrenze der Dosisleistungskonstanten berücksichtigt werden, die in diesem Fall einfach auf  $\delta = 10$  keV festgelegt wird. Das korrekte Ergebnis für  $^{60}\text{Co}$  lautet dann:

$$\Gamma_{a,10}(^{60}\text{Co}) = 0.306 \cdot \frac{\text{mGy} \cdot \text{m}^2}{\text{h} \cdot \text{GBq}} \quad (8.21)$$

| $\beta^-$ -Zerfall des $^{60}\text{Co}$ :                 |                              |           |                  |            |                                |                     |                                   |
|---|------------------------------|-----------|------------------|------------|--------------------------------|---------------------|-----------------------------------|
|   | $E_{\beta,\text{max}}$ (keV) | $w_\beta$ | $E_\gamma$ (keV) | $w_\gamma$ | $w_i = w_\beta \cdot w_\gamma$ | $\alpha$            | $\mu_e/\rho$ (cm <sup>2</sup> /g) |
| $\beta_1$   | 1491                         | 0.0008    | 1332             | 1.00       | 0.0008                         | $1.1 \cdot 10^{-4}$ | 0.0262                            |
| $\beta_2$   | 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 $^{60}\text{Ni}$ : |                              |           |                  |            |                                |                     |                                   |
|   |                              |           | $E_\gamma$ (keV) | $w_\gamma$ |                                |                     | $\mu_e/\rho$ (cm <sup>2</sup> /g) |
| Ni-K $\alpha$   |                              |           | 7.5              | 0.88       |                                |                     | 11.7                              |
| Ni-K $\beta$  |                              |           | 8.3              | 0.12       |                                |                     | 8.5                               |

Tab. 8.1:  $\beta^-$ -Zerfall des  $^{60}\text{Co}$ : Zahlenwerte der für die Berechnung der Dosisleistungskonstanten notwendigen Energien und Zerfallswahrscheinlichkeiten (nach [Nuclear Data Sheets 28, 1979]).  $E_{\beta,\text{max}}$ : maximale Betaenergie,  $w_\beta$ : Wahrscheinlichkeit für den  $\beta^-$ -Zerfallszweig,  $w_\gamma$ : Wahrscheinlichkeiten für den  $\gamma^-$ -Zerfall bzw. die charakteristische Röntgenstrahlung nach Innerer Konversion im Nickel-60,  $E_\gamma$ : Photonenenergien,  $\alpha$ : Konversionskoeffizient für die konkurrierende Innere Konversion nach Gl. (3.32).  $\mu_e/\rho$ : Massenenergieumwandlungskoeffizienten für die jeweiligen Photonenenergien in Luft.

**Beispiel 4: Berechnung der Luftkermaleistungs-Konstanten für  $^{137}\text{Cs}$ -Gammastrahlung.** Das Zerfallschema des  $^{137}\text{Cs}$  befindet sich in Fig. (3.13) in Abschnitt (3.1.5), exakte numerische Daten in Tab. (8.2).  $^{137}\text{Cs}$  zerfällt über zwei Betazerfallszweige einmal in den Grundzustand ( $\approx 5.6\%$ ) und mit einer Wahrscheinlichkeit von 94.43% in den angeregten  $^{137}\text{Ba}$ -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  $\alpha_{\text{tot}} = 0.1097$ , der partielle K-Konversions-Koeffizient hat den Wert  $\alpha_K = 0.089$ . Es muß daher die K-Röntgenstrahlung (Energien etwa 32 - 36 keV) zusätzlich berücksichtigt werden. Durch Innere Konversion vermindert sich die Gammaquantenemissionswahrscheinlichkeit um den Faktor  $1/(1+\alpha_{\text{tot}})$ . 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. Für die Gammakomponente erhält man nach Umrechnen der Photonenenergie in SI-Einheiten zusammen mit Gleichung (8.18) unter Berücksichtigung der totalen Konversion den Beitrag

$$\Gamma_a = 1/4\pi \cdot 0.851 \cdot 0.00294 \cdot 662 \cdot 1.602 \cdot 10^{-16} \text{ Gy} \cdot \text{m}^2 / (\text{s} \cdot \text{Bq})$$

Für die charakteristische Röntgen-K-Strahlungen erhält man mit den Daten aus Tabelle (8.2) die beiden Summanden:

$$\Gamma_a = 1/4\pi \cdot [0.063 \cdot 0.0320 \cdot 32.0 + 0.015 \cdot 0.0275 \cdot 36.4] \cdot 1.602 \cdot 10^{-16} \text{ Gy} \cdot \text{m}^2 / (\text{s} \cdot \text{Bq})$$

Insgesamt erhält man aus der Summe als Wert für die Dosisleistungskonstante für die Luftkerma und die Grenzenergie  $\delta = 10$  keV für das  $^{137}\text{Cs}$ :

$$\Gamma_{a,10}(^{137}\text{Cs}) = 0.221 \cdot 10^{-16} \text{ Gy} \cdot \text{m}^2 / (\text{s} \cdot \text{Bq}) = 0.0796 \text{ mGy} \cdot \text{m}^2 / (\text{h} \cdot \text{GBq}) \quad (8.22)$$

| $\beta^-$ -Zerfall des $^{137}\text{Cs}$ (nur Zweig 2):    |                              |           |  |  |                                |                       |                                   |
|--|------------------------------|-----------|--|--|--------------------------------|-----------------------|-----------------------------------|
|  | $E_{\beta,\text{max}}$ (keV) | $w_\beta$ | $E_\gamma$ (keV)   | $w_\gamma$   | $w_i = w_\beta \cdot w_\gamma$ | $\alpha_{\text{tot}}$ | $\mu_e/\rho$ (cm <sup>2</sup> /g) |
| $\beta_2$  | 514                          | 0.9443    | 662  | 1.00   | 0.851*                         | 0.1097                | 0.0294                            |
| Charakteristische Röntgenstrahlung des $^{137}\text{Ba}$ : |                              |           |  |  |                                |                       |                                   |
|  |                              |           | $E_\gamma$ (keV) <td><math>w_\gamma</math> <td></td> <td></td> <td><math>\mu_e/\rho</math> (cm<sup>2</sup>/g)</td> </td> | $w_\gamma$ <td></td> <td></td> <td><math>\mu_e/\rho</math> (cm<sup>2</sup>/g)</td> |                                |                       | $\mu_e/\rho$ (cm <sup>2</sup> /g) |
| Ba-K $\alpha$  |                              |           | 32.0   | 0.81   | 0.063**                        | ( $\alpha_K=0.089$ )  | 0.320                             |
| Ba-K $\beta$   |                              |           | 36.4   | 0.19   | 0.015**                        |                       | 0.275                             |

Tab. 8.2:  $\beta^-$ -Zerfall des  $^{137}\text{Cs}$ : Zahlenwerte der für die Berechnung der Dosisleistungskonstanten notwendigen Energien und Zerfallswahrscheinlichkeiten (nach [Nuclear Data Sheets 38, 1983]). Totaler Konversionskoeffizient:  $\alpha_{\text{tot}} = 0.1097$ , Bedeutung der Variablen wie in (Tab. 8.1). \*:  $w_i = w_\beta \cdot w_\gamma \cdot 1/(1+\alpha_{\text{tot}})$ . \*\*:  $w_i = w_\beta \cdot w_\gamma \cdot \alpha_K/(1+\alpha_K)$ .

**Gammastrahlenkonstante  $\Gamma$ :** Die früher verwendete Gammastrahlenkonstante  $\Gamma$  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 ( $\bar{W}/e = 33.97$  V) umgerechnet werden.

$$\Gamma_\delta = \frac{\bar{W}}{e} \cdot \Gamma \quad (8.23)$$

Wird  $\Gamma$  in der Einheit [R·m<sup>2</sup>/h·Ci] und  $\Gamma_\delta$  in [Gy·m<sup>2</sup>/h·Bq] angegeben, so beträgt der Umrechnungsfaktor:

$$\Gamma_\delta = 0.237 \cdot 10^{-12} \cdot \left( \frac{\text{Gy} \cdot \text{Ci}}{\text{R} \cdot \text{Bq}} \right) \cdot \Gamma \quad (8.24)$$

**Dosisleistungskonstanten für den Strahlenschutz:** Für Strahlenschutz Zwecke werden zwei weitere Dosisleistungskonstanten  $\Gamma_H$  für die Äquivalentdosisleistung von Photonenstrahlung und  $\Gamma_H^*$  für die Äquivalentdosisleistung durch Neutronenstrahlung angegeben. Die Grenzenergie für die

Photonenkonstante wird einheitlich zu  $\delta = 20$  keV festgesetzt. Die SI-Einheit beider Konstanten ist ( $\text{Sv}\cdot\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Bq}^{-1}$ ). Die Definitionsgleichungen lauten für Photonenstrahlung in Analogie zu Gl. (8.10):

$$\Gamma_H = \frac{\overset{\circ}{H}_X \cdot r^2}{A} \quad (8.25)$$

und für Neutronenstrahlung:

$$\Gamma_H^* = \frac{\overset{\circ}{H}_n \cdot r^2}{A} \quad (8.26)$$

| Radionuklid              | $\Gamma_{20}$ ( $\text{mGy}\cdot\text{m}^2\cdot\text{h}^{-1}\cdot\text{GBq}^{-1}$ ) | $\Gamma_H$ ( $\text{mSv}\cdot\text{m}^2\cdot\text{h}^{-1}\cdot\text{GBq}^{-1}$ ) |
|--------------------------|---|--|
| $^{22}\text{Na}$         | 0.281   | 0.3206   |
| $^{57}\text{Co}$         | 0.0133  | 0.0152   |
| $^{60}\text{Co}$         | 0.307   | 0.3503   |
| $^{99}\text{Mo}$         | 0.0341  | 0.0389   |
| $^{99\text{m}}\text{Tc}$ | 0.0141  | 0.0161   |
| $^{131}\text{I}$         | 0.0518  | 0.0591   |
| $^{133}\text{Xe}$        | 0.0121  | 0.0138   |
| $^{137}\text{Cs}^*$      | 0.0768  | 0.0876   |
| $^{192}\text{Ir}$        | 0.109   | 0.1244   |
| $^{198}\text{Au}$        | 0.0548  | 0.0625   |
| $^{226}\text{Ra}^{**}$   | 0.197   | 0.225  |
| $^{241}\text{Am}$        | 0.00576   | 0.00657  |

Tab. 8.3: Dosisleistungskonstanten für Photonenstrahlung aus [Reich].  $\Gamma_H$  ist mit dem im Text erwähnten Umrechnungsfaktor  $f$  aus den Kermakonstanten  $\Gamma_{20}$  berechnet. \*: im Gleichgewicht mit Folgeprodukten, \*\*: gefiltert mit 0.5 mm Pt und im Gleichgewicht mit Folgeprodukten. Die numerischen Werte für  $^{137}\text{Cs}$  und  $^{60}\text{Co}$  unterscheiden sich etwas von den Ergebnissen in den Beispielen 2 und 3, da dort etwas abweichende Werte für die Energieumwandlungskoeffizienten verwendet wurden.

Für Photonenstrahlungen können die Dosisleistungskonstanten für die Äquivalentdosis aus der Dosisleistungskonstanten für die Luftkerma durch Multiplikation mit dem Faktor  $f = 1.141$  umgerechnet werden. Dieser Faktor entspricht dem mittleren Verhältnis der Massenenergieabsorptionskoeffizienten in Weichteilgewebe zum Massenenergieübertragungskoeffizienten in Luft. Vorberechnete Zahlenwerte für Kermaleistungskonstanten finden sich unter anderem in [Reich], Auszüge für einige wichtige Radionuklide in Tabelle (8.3).

$$f = \frac{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{weich}}}{(\mu_{\text{tr}}/\rho)_{\text{a}}} = 1.141 \quad (8.27)$$

## 9 Grundlagen zur Strahlenbiologie

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 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 strukturverändernden 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 nichtionisierender 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, um so 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.

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 effektiven natürlichen externen und internen Strahlenexposition eines Bewohners der westlichen Industrienationen) entstehen ungefähr  $5 \cdot 10^{14}$  Ionenpaare pro Gramm 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<sup>1</sup>. Auch ohne hier

<sup>1</sup> Die mittlere Ionisierungsenergie in Wasser pro Ionenpaar 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  $(2.4 \cdot 10^{-3} \text{ J/kg}) / (48 \cdot 10^{-19} \text{ J/Ionenpaar}) = 5 \cdot 10^{14}$  Ionenpaare/kg. Im 70-kg-Menschen erzeugt die natürliche Jahresdosis also etwa  $3.5 \cdot 10^{16}$  Ionenpaare im Jahr.

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 der Mensch über hochwirksame Mechanismen verfügen muß, die die Schäden durch Ionisationen und die daraus eventuell folgenden biochemischen und mikrobiologischen Folgen beseitigen und reparieren können.

### 9.1 Aufbau von menschlichen Zellen

Menschliche Zellen<sup>2</sup> bestehen aus einer äußeren Membran (dem Plasmalemma), die das Protoplasma (das Zellinnere) von der Umgebung trennt (s. Fig. 9.1). 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 Prokaryoten (Bakterien) entstanden und enthalten daher teilweise auch eigene Erbsubstanz (z. B. die mitochondriale DNS). Außerdem befindet sich in Eukaryotenzellen 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.

Das solartige **Zellplasma** besteht zu etwa 80% aus Wasser. In ihm sind eine Vielzahl von Substanzen gelöst, die nicht an Organellen oder feste Strukturen gebunden sind. Dazu zählen unter anderem verschiedene Proteine, Enzyme, Koenzyme, Nucleinsäuren, Glykose, Fette, Hormone und natürlich Elektrolyte. Im Zellplasma finden eine Reihe von Stoffwechselfvorgängen 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 Eukaryotenzellen bestehen aus einer flächenhaften Lipiddoppelschicht (Fig. 9.2). Ihre Grundstruktur wird von polaren Phospholipiden gebildet, die in ihrem Inneren hydrophobe (wasseranziehende) Proteine enthalten. Mit ihrem hydrophilen (wasserabstoßendem) Ende richten sich die Lipide zum wasserhaltigen Plasma oder zum interzellulären Raum aus. Ihre Dicke beträgt etwa 6-10 nm. In die Membranen sind sogenannte Membranproteine 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 Stoffwechselfprozesse zuständig sind.

<sup>2</sup> Säugetierzellen zählen zu den sogenannten **Eukaryotenzellen**. 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 **Prokaryoten** bezeichnet. Sie sind kernlos und enthalten außerdem keine durch Membranen separierte Zellorganellen.

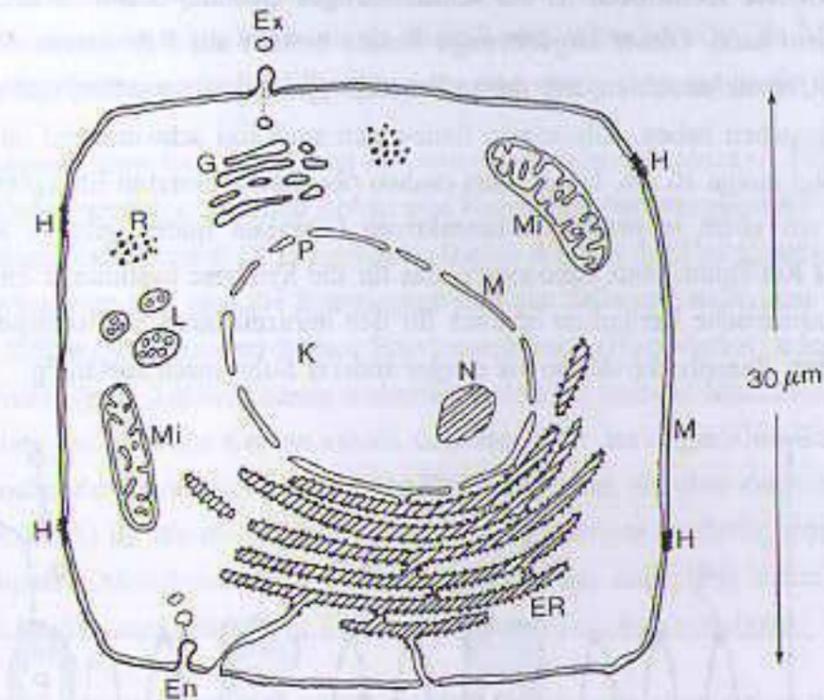


Fig. 9.1: Schematischer vereinfachter Aufbau einer menschlichen Zelle mit den wichtigsten Zellorganellen, K: Zellkern, N: Nukleolus, P: Kernporen, M: Membranen, R: Ribosomen, ER: rauhes endoplasmatisches Retikulum, Mi: Mitochondrien, G: Golgi-Apparat, L: Lysosomen, H: Haftstellen, Ex: Exozytose, En: 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.

In der Glykokalix befinden sich auch Hormonrezeptoren, mit Hilfe derer das Zellwachstum, der Zelltod und der Zellstoffwechsel gesteuert werden kann, 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 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. Zellmembranen sind bei üblichen Temperaturen übrigens keine starren Gebilde, sondern ähneln eher Flüssigkeiten, in denen die ihnen eingelagerten Moleküle fast frei beweglich sind.

Das **Endoplasmatische Retikulum** 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 Endoplasmatisches Retikulum ohne Ribosomen, das für die Synthese bestimmter Hormone benötigt wird. Das Endoplasmatische Retikulum ist auch für den intrazellulären Stofftransport und die Synthese von Glyceriden, Phosphorlipiden sowie einiger anderer Substanzen zuständig.

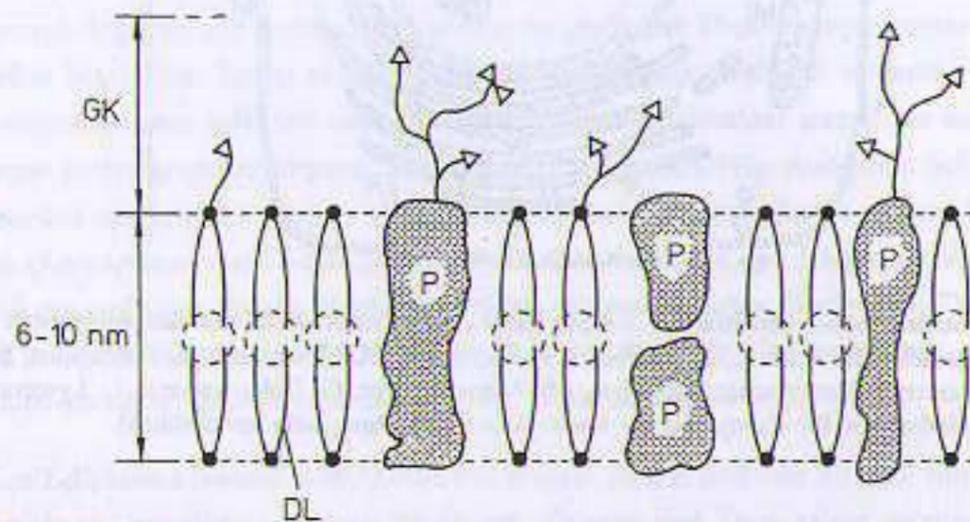


Fig. 9.2: Typische Struktur einer Zellmembran aus einer polaren Schicht von Doppellipiden (DL). Die schwarzen Kreisflächen stellen die polaren hydrophilen Enden der Lipide dar. Sie enthalten in der Regel ein Phosphatmolekül. Die Enden der Doppelmoleküle im Inneren der Membran sind die unpolare hydrophobe 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.

Der **Golgi-Apparat** 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  $\mu\text{m}$ . 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  $\mu\text{m}$  im Durchmesser und 3-10  $\mu\text{m}$  in der Länge. Es besteht aus einem durch zwei Doppelmembranen definierten Hohlkörper. Der Innenraum wird als Matrixraum bezeich-

net. In diesen ragen stark gefaltete Ausstülpungen der Innenmembran hinein. Blattförmige Faltungen werden als Cristae bezeichnet, sackförmige als Sacculi und röhrenförmige als Mikrotubuli. Durch diese Faltung besitzt die Innenseite der Mitochondrien eine vergleichsweise große Oberfläche.

Im Intramembranraum, dem Raum zwischen den mitochondrialen Membranen, finden Stoffwechselfvorgänge 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 außerdem 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 erheblich vergrößert. Mitochondrien enthalten ringförmige DNS-Moleküle, die über die mitochondriale Ribonukleinsäure (mt-RNA) für die endomitochondriale Proteinsynthese zuständig sind. Sie enthalten bis zu 15000 Basenpaare. Mitochondrien unterliegen während des Zellzyklus einem Größenwachstum und können sich ähnlich wie vollständige Zellen sogar durch Teilung vermehren.

**Lysosomen** sind blasenartige Gebilde, die oft aus dem Golgi-Apparat entstehen und aus einer einfachen Membran gebildet sind. Sie enthalten Enzyme, mit denen sie Nahrung oder auch Bakterien "verdauen", die durch Endozytose in die Zellen gelangt sind. Diese Auflösaktivitäten 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 Eukaryotenzellen sind jedoch auch kernlos wie die reifen roten Blutkörperchen der Säuger. Zellen ohne Zellkern können sich weder fortpflanzen noch Proteine synthetisieren, sie sterben über kurz oder lang ab. Der Zellkern ist außerhalb der Zellteilungsphase von einer Kernmembran, der Kernhülle, umschlossen. Diese Kernhülle ist von ungefähr 10 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  $\mu\text{m}$ . Im Zellkern findet sich das Kernplasma (Karyoplasma). Es enthält unter anderem das Chromatin (Kernproteine mit DNS, Molekül-Durchmesser

ca. 25-30 nm) und den Nukleolus (RNS-Anhäufungen, in denen die Ribosomen fertiggestellt werden).

Das Chromatingerüst ist in der Regel unsichtbar, da es als eine ungeordnete Anhäufung langer Fadenmoleküle vorliegt. Diese werden in der Zellteilungsphase räumlich gefaltet und stellen sich dann in Form sichtbarer Chromosomen unter dem Lichtmikroskop dar (Fig. 9.6). 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 DNS-Repeats.

Die **Desoxyribonukleinsäure DNS** ist der Träger der genetischen Information. DNS-Moleküle bestehen aus einer strickleiterartigen Anordnung von Phosphorsäure- und Zuckermolekülen (Desoxyribose), die ausgehend von den Zuckermolekülen durch die sogenannten Basen (Adenin, Thymin,

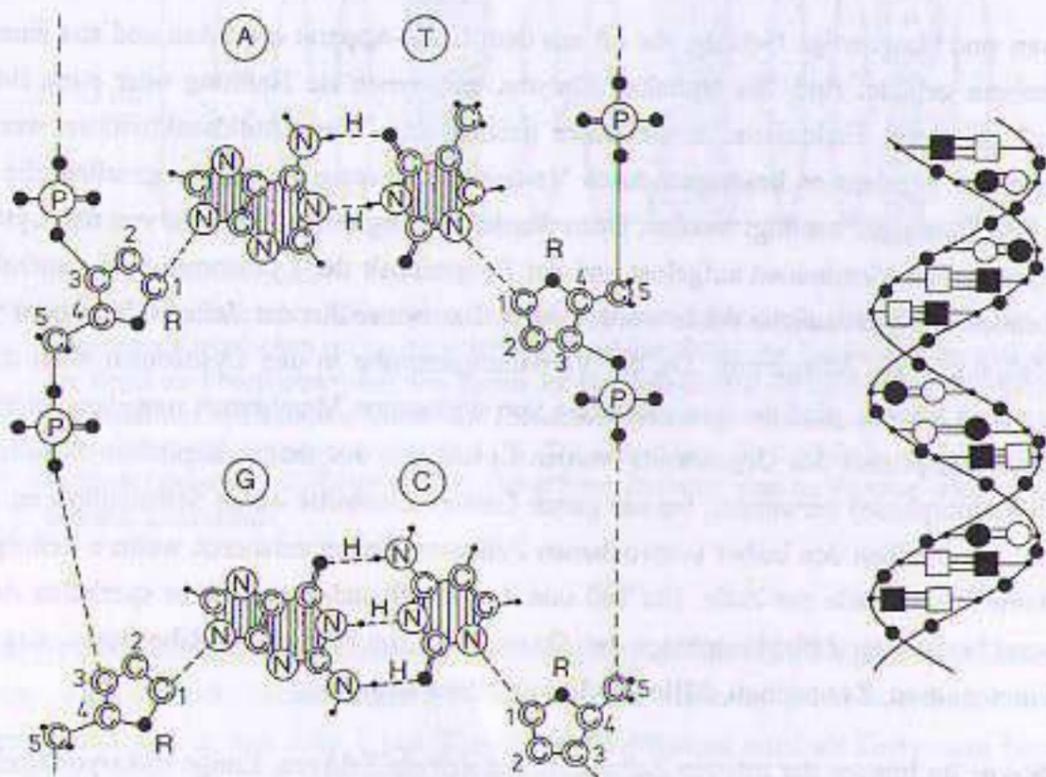


Fig. 9.3: Links: Strukturchemischer Aufbau der DNS (R: Desoxyribose, P: Phosphatgruppe, die Basen sind schraffiert dargestellt; A = Adenin, T = Thymin, G = Guanin, C = Cytosin, H: Wasserstoffbrücken, kleine Punkte: H-Atome, große Punkte: Sauerstoff). Gestrichelte Linien stellen normale chemische Bindungen dar, die hier nur aus Darstellungsgründen gedehnt sind. Die Darstellung ist nicht ganz maßstabgerecht, 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 Desoxyribose 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 (Desoxyribose: kleine Punkte), Phosphatgruppen (große Punkte) und den Basen als Quersprossen.

Guanin und Cytosin) miteinander verbunden sind (Fig. 9.3). 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 Meter DNS enthalten.

Im entfaltenen 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. 9.3 rechts). Die beiden Stränge der DNS haben eine entgegengesetzte Polarität. Um dies zu verdeutlichen, werden Kohlenstoffatome im Desoxyribose-Ring im Gegenuhrzeigersinn durchnummeriert. Das mit den Basen verbundene C-Atom hat die Nummer 1, das C-Atom der  $\text{CH}_2$ -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.

Der dreidimensionale Aufbau der DNS wurde 1953 von Watson und Crick<sup>3</sup> mit Methoden der Röntgenkristallstrukturanalyse geklärt. 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

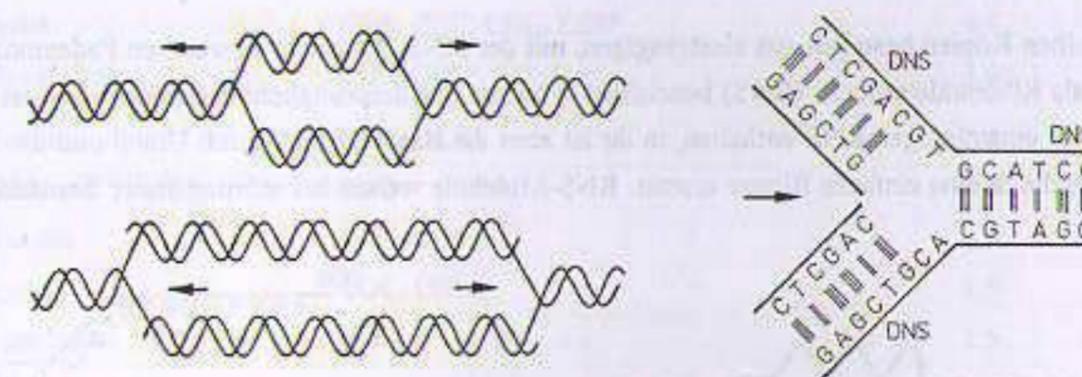


Fig. 9.4: Replikation der DNS: Die Replikation dient zur Verdopplung der DNS als Vorbereitung für die Zellteilung. Die DNS wird in den Bereichen, in denen sich Basensequenzen befinden aufgetrennt. Diese Aufspaltung geschieht gleichzeitig an verschiedenen Stellen. An den beiden Teilsträngen wird der jeweils 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. Das die DNS-Spaltung und die Neusynthese bewirkende Enzym ist die  $\alpha$ -Polymerase.

<sup>3</sup> James Dewey Watson aus den USA, Francis Harry Compton Crick und Maurice Hugh Frederick Wilkins aus Großbritannien erhielten 1962 neun Jahre nach ihrer Jahrhundertentdeckung den Nobelpreis für Medizin "für ihre Entdeckungen über die Molekularstruktur der Nucleinsäuren und ihre Bedeutung für die Informationsübertragung in lebender Substanz".

wird als **Replikation** bezeichnet, während der vollständige Kopien der DNS erzeugt werden (Fig. 9.4). Im menschlichen Genom (der Erbsubstanz) befinden sich ungefähr  $3 \cdot 10^9$  Basen. Je drei Basen, ein sogenanntes 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 20 Aminosäuren bekannt, die Kodierung ist also redundant, so daß wichtige oder häufig benötigte Aminosäuren mehrfach kodiert werden können (s. Tab. 9.1). Eine Strecke von mehreren Basentriplets 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.

Mit Hilfe der im gesamten menschlichen Erbgut vorhandenen Gene können etwa  $10^4$  Proteine kodiert werden, von denen pro Zelle aber nur ungefähr 1000 Proteine ausgedrückt sind. Die Art und Zahl der exprimierten Gene und somit Proteine ist ein Maß für die Differenzierung der Zellen. Die Proteinsynthese findet an verschiedenen Orten im Zellplasma aber außerhalb des Zellkernes statt. Zur Produktion von Proteinen muß deshalb zunächst die benötigte Erbinformation von der DNS abgelesen und auf ein mobiles Transportmolekül übertragen werden. Dazu werden in der DNS die Wasserstoffbrücken gegenüberliegender Basen getrennt. Die Doppelhelix wird dazu 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. 9.5).

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 Desoxyribose durch eine einfache Ribose ersetzt. RNS-Moleküle weisen bei störungsfreier Transskripti-

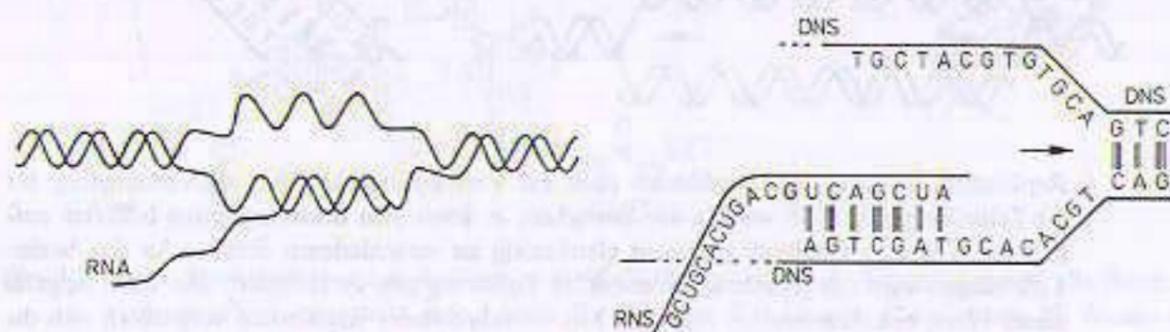


Fig. 9.5: Transkription der Basenreihenfolge auf RNS-Moleküle. Dabei wird die DNS-Helix gezielt lokal aufgespalten. Die Teilstränge werden richtungsgebunden abgelesen und eine einseitige Kopie der Basenreihenfolge wird erzeugt. Transskription findet nur in Teilbereichen der DNS statt, da zur Proteinsynthese durch die RNS nur eine beschränkte Zahl an Basentriplets benötigt wird. Das für die Synthese zuständige Enzym ist die RNS-Polymerase. Die Figur rechts zeigt Einzelheiten der RNS-Synthese.

on die gleiche Basenfolge wie das entsprechende Teilstück der DNS auf. Die RNS kann den Zellkern durch die Poren der Kernmembran verlassen und dient zur Übertragung der Erbinformation z. B. auf das raue Endoplasmatische Retikulum, in dessen Ribosomen die Proteinsynthese entsprechend der vorgegebenen Basenreihenfolge stattfinden kann.

| Aminosäure     | Kodierung (RNS-Triplets)     | 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                     |

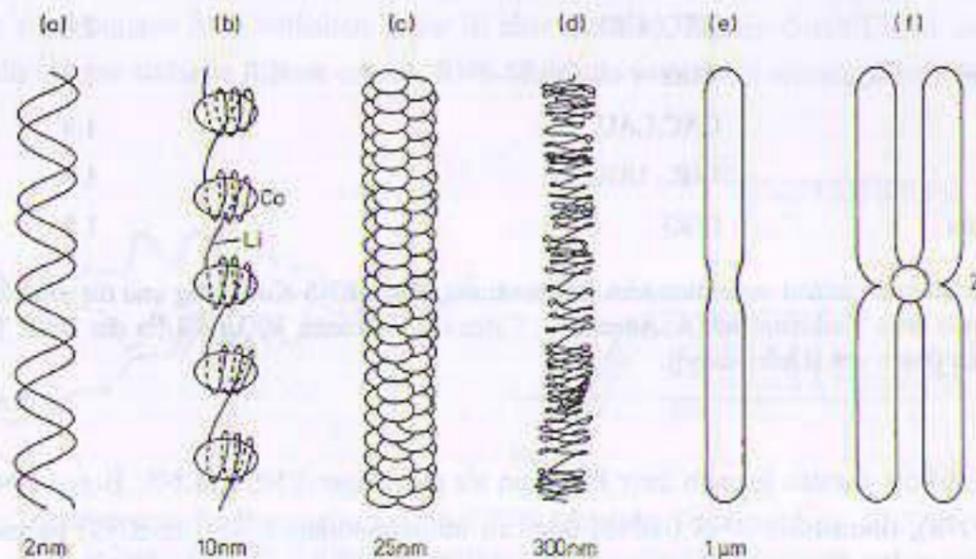
Tab. 9.1: Die 20 in Proteinen vorkommenden Aminosäuren, ihre mRNA-Kodierung und die relativen Häufigkeiten ihres Vorkommens (A: Adenin, C: Cytosin, G: Guanin, U: Uracil (in der DNS Thymin T), nach Daten von [Laskowsky]).

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 Chromatingerüsts 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 perlenkettentartige Struktur, die als **Nukleosom** bezeichnet wird (Fig. 9.6b). Um die 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.

Vor der Zellteilung werden diese Nukleosomen mehrfach räumlich gefaltet. Man bezeichnet dies als Kondensierung der DNS, die gut im Lichtmikroskop beobachtet werden kann. 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. 9.6c). Sie ähneln dann vom Aussehen her einem langgestreckten 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. 9.6d,e).

Während der Mitosephase 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 separieren und in Richtung der dann peripher liegenden Zentriolen ziehen. Chromatiden haben Längen von wenigen  $\mu\text{m}$  und Durchmesser zwischen 300 und 800 nm. Chromosomen bestehen zu etwa 20% aus DNS und zu 80% aus Nukleoproteinen, die als Träger und Strukturmate-



**Fig. 9.6:** 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 Schwesterchromatiden mit Zentromer (Z) zur Anheftung des Spindelapparates während der Mitose.

rialien für die DNS dienen. Im menschlichen Erbgut sind normalerweise  $2 \times 23$  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. Betreffen Erbgutveränderungen die Körperzellen, so werden sie somatische Mutationen genannt. Sie können zum Beispiel 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 weitervererbt, sie können aber Auswirkungen auf das die Mutationen tragende Individuum haben. Betreffen Mutationen dagegen die Keimzellen von Lebewesen, so können sie an die Nachkommen weitergegeben werden. Diese Keimbahnmutationen werden als genetische Mutationen im engeren Sinne 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.

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 dann eine veränderte Proteinsynthese, die sich auf die Zelle und den Organismus nur dann auswirkt, wenn dieser Abschnitt der DNS aktiviert ist. **Chromosomenaberrationen** betreffen größere Bereiche der DNS innerhalb eines Chromosoms (Fig. 9.11). Sie umfassen Verdopplungen (Duplikationen), Löschungen (Deletionen), Einbau zusätzlicher Gensequenzen (Inversionen) und Übertragung bestimmter Gensequenzen auf andere Chromosomen (Translokationen). Zu den Chromosomenaberrationen zählen auch die Veränderung der Chromosomenzahl für einzelne Chromosomen (z. B. die Trisomie) oder die Vervielfachung des normalerweise diploiden Chromosomensatzes (die Ploidiemutationen), bei denen die Nukleotidsequenzen korrekt erhalten bleiben. Ploidiemutationen sind beim Menschen in der Regel letal. Mutationen können spontan bei der Replikation des Erbgutes entstehen, sie können aber auch Folge einer chemischen oder physikalischen Einwirkung auf das Erbgut sein oder nach einer fehlerhaften DNS-Reparatur auftreten.

**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. 9.7). Der Zellzyklus einer aktiven Säugetierzelle dauert in vitro im Mittel zwischen etwa 10 h und 24 h. Im lebenden 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 Mitosephase selbst und der Zeit zwischen den Zellteilungen, der Interphase. Letztere wird nach den in ihr ablaufenden Aktivitäten in die G<sub>1</sub>-Phase (präsynthetisches Intervall), die S-Phase (DNS-Synthesephase) und die G<sub>2</sub>-Phase (postsynthetisches 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.

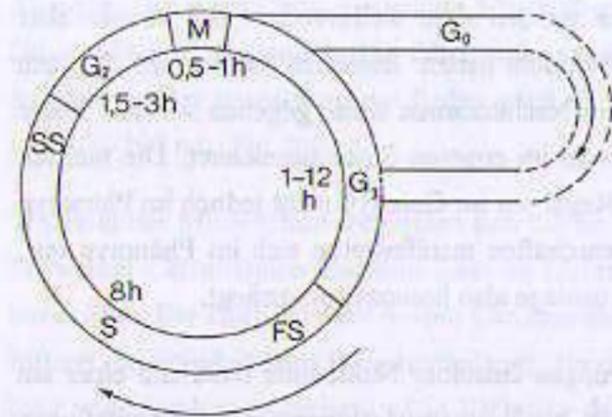


Fig. 9.7: Phasen des Zellzyklus mit typischen Phasendauern nach [Hug]. Die Phasen G<sub>1</sub>, G<sub>0</sub>, S und G<sub>2</sub> werden zusammen als Interphase bezeichnet, die Phase M als Mitosephase. Die Mitosephase besteht aus der Pro-, Meta-, Ana- und Telophase, die sich durch den unterschiedlichen Kondensations- und Trennungsgrad der DNS unterscheiden. Die G<sub>0</sub>-Phase enthält Zellen, die teilungsunfähig oder zumindest teilungsinaktiv sind. Die S-Phase wird zur weiteren Differenzierung in frühe (FS) und späte (SS) Phase unterschieden.

Zellen erforderlich ist. In Geweben findet ein ständiger Übergang zwischen G<sub>1</sub>- und G<sub>0</sub>-Phase statt, die Einteilung in G<sub>1</sub>- oder G<sub>0</sub>-Phase ist also etwas willkürlich. Der G<sub>0</sub>-G<sub>1</sub>-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 G<sub>0</sub>-Zellen, die dann nach kurzer Zeit wieder aktiv am Zellzyklus teilnehmen. Die Neuverteilung der Zellen im Zellzyklus wird als **Redistribution** bezeichnet.

In der **G<sub>1</sub>-Phase** findet das Zellwachstum und die Bildung der für die DNS-Synthese erforderlichen Enzyme statt. Die bei der Zellteilung "verloren gegangenen" Zellorganellen werden ergänzt. Die G<sub>1</sub>-Phase zeigt die größte zeitliche Variation und ist daher hauptverantwortlich für die Veränderungen der Gesamtzykluszeiten. Zellen, die sich in Teilungsrufe befinden, werden der **G<sub>0</sub>-Phase** zugeordnet, aus der sie bei gegebenem Anlaß wieder in den Zellzyklus eintreten können. In der G<sub>0</sub>-Phase findet man nur geringfügige Enzym- und RNS-Aktivitäten und nur einen minimalen Stoffwechsel, der zur Erhaltung der Grundfunktionen der

Zellen erforderlich ist. In Geweben findet ein ständiger Übergang zwischen G<sub>1</sub>- und G<sub>0</sub>-Phase statt, die Einteilung in G<sub>1</sub>- oder G<sub>0</sub>-Phase ist also etwas willkürlich. Der G<sub>0</sub>-G<sub>1</sub>-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 G<sub>0</sub>-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. Fig 9.23). Ihr folgt die **G<sub>2</sub>-Phase**, in der die Mitose vorbereitet wird. In der G<sub>2</sub>-Phase liegt die Erbsubstanz bereits in verdoppelter, aber 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 Mitosephase 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.

## 9.2 Die strahlenbiologische Wirkungskette in Zellen

Menschliche Zellen bestehen zu etwa 80% aus Wasser, der Rest besteht hauptsächlich aus organischen Verbindungen wie Proteinen, Enzymen und den Erbtägern 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 Wechselwirkung 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 verschiedenen Membranen um den Zellkern, um die Zellorganellen und die äußere Zellohülle. Veränderungen der DNS sind für die Mutationen verantwortlich, irreversible Schäden an den Membranen bewirken den Untergang der Zellkerne und den daraus folgenden prompten Zelltod. Durch Strahlungswechselwirkungen kommt es vor allem zu Veränderungen des Zellstoffwechsels

durch Eingriffe in die Proteinsynthese, die Zellatmung und den Energiehaushalt der Zelle und zu 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  $10^{-23}$  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 ( $10^{-2}$  s bis Jahre). Zunächst wird 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, und der nach einer oder mehreren Zellteilungen eintretende Zelltod, dessen Auftreten dosisabhängig ist (s. Kap. 9.4). 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 durch-

geführten Strahlenschadensreparaturen (s. Kap. 9.3) 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. 9.8). Die unmittelbare einstufige Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit den organischen Molekülen in einer Zelle wird als direkte Strahlenwirkung 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.

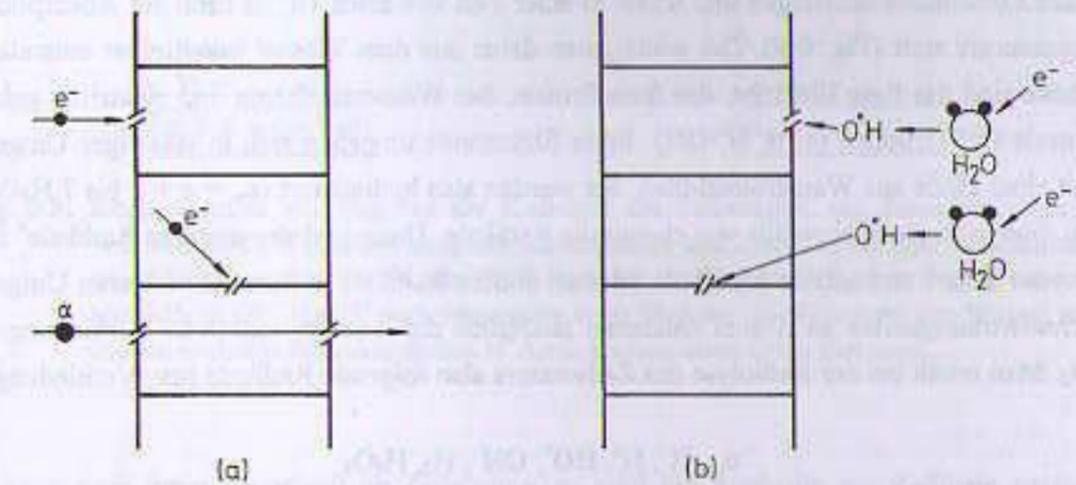


Fig. 9.8: Schematische Darstellung der direkten (a) und der indirekten (b) Strahlenwirkung an der DNS. Bei der direkten Wirkung trifft das ionisierende Teilchen unmittelbar auf ein Biomolekül und zerstört dort eine (im Beispiel Einzeltreffer durch Elektronen) oder mehrere Bindungen (Doppelstrangbruch durch Alphateilchen). Bei der indirekten Strahlenwirkung ist der primäre Wechselwirkungspartner des Strahlungsquantens ein Wassermolekül, dessen chemische Bruchstücke (Radikale) erst in einer weiteren Wechselwirkungsstufe Biomoleküle zerstören.

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 freier Sauerstoff, Zellwasser, chemische Radikalfänger, die als Strahlenschutzsubstanzen wirken, oder Strahlensensitizer, also Stoffe, 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 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. 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 chemisch teilweise hoch aktiver freier Radikale (Molekülbruchstücke). Dieser Vorgang wird als **Radiolyse** des Zellwassers bezeichnet und findet in einer Zeit von etwa  $10^{-12}$  s nach der Absorption der Strahlungsenergie statt (Fig. 9.9). 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 ( $e$ ,  $p$ ,  $H$ ,  $OH$ ). Freie Elektronen umgeben sich in wässriger Umgebung sofort mit einer Hülle aus Wassermolekülen. Sie werden also hydratisiert ( $e_{aq} = e + 5 \text{ bis } 7 \cdot H_2O$ ) und wirken in diesem Zustand ebenfalls wie chemische Radikale. Diese und die weiteren Radikale<sup>4</sup> 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.



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 (vgl. Kap. 8.2). Für  $^{60}\text{Co}$ -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.

Die der Primärwechselwirkung folgenden physikalisch-chemischen und chemischen Veränderungen der Biomoleküle finden also erst nach der Radiolyse des Zellwassers statt und sind daher an die Anwesenheit von Wasser gebunden. Die indirekte Strahlenwirkung ist wegen des hohen Wasseranteils in lebenden Zellen für die Effekte ionisierender Strahlungen dominierend. Befindet sich neben dem

<sup>4</sup> Radikale sind elektrisch neutrale Einzelatome oder chemische Verbindungen mit einem ungepaarten Elektron.

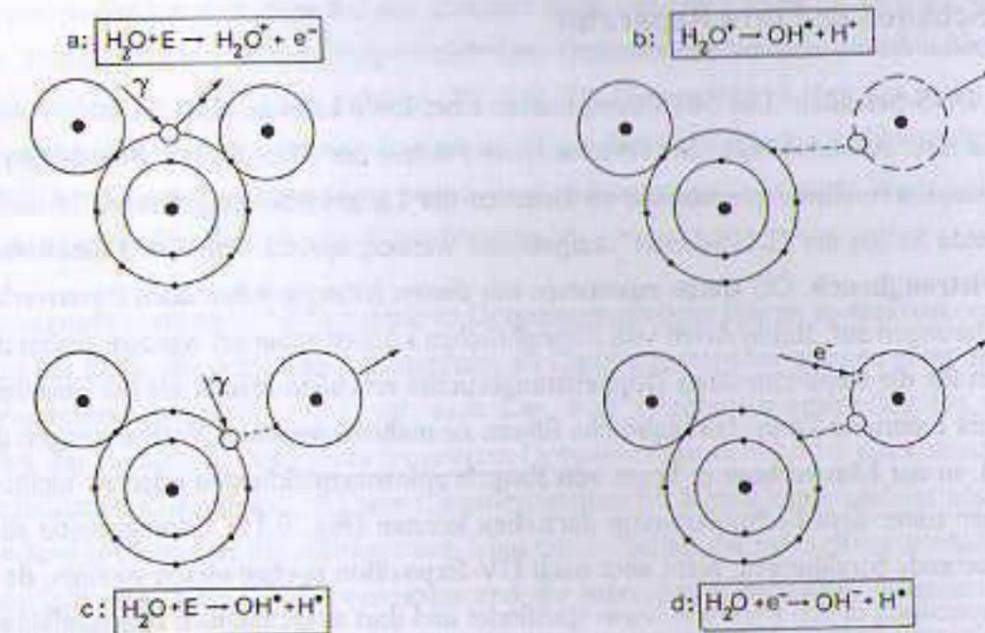


Fig. 9.9: Einige typische Vorgänge bei der Radiolyse des Zellwassers. (a): Ionisation eines  $H_2O$ -Moleküls durch Wechselwirkung mit einem Photon, und Zerfall in ein  $H_2O^{\bullet+}$ -Radikal und ein freies Elektron, (b): Zerfall des  $H_2O^{\bullet+}$ -Radikals in  $H^+$  und  $OH^{\bullet}$ , (c): Zerfall eines  $H_2O$ -Moleküls in  $OH^{\bullet}$  und  $H^+$  nach Absorption eines Photons, (d): Zerlegung von Wasser in  $OH^{\bullet}$  und ein neutrales Wasserstoffatom  $H^{\bullet}$  durch Einfang eines freien Elektrons.

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. 9.6.1). Systeme, die kein Wasser enthalten, wie Viren, die im wesentlichen aus hochkondensierter DNS bestehen, oder gefrorene Zellen sind wesentlich unempfindlicher gegen Strahleneinwirkung, da sie ausschließlich über die direkte Strahlenwirkung geschädigt werden können.

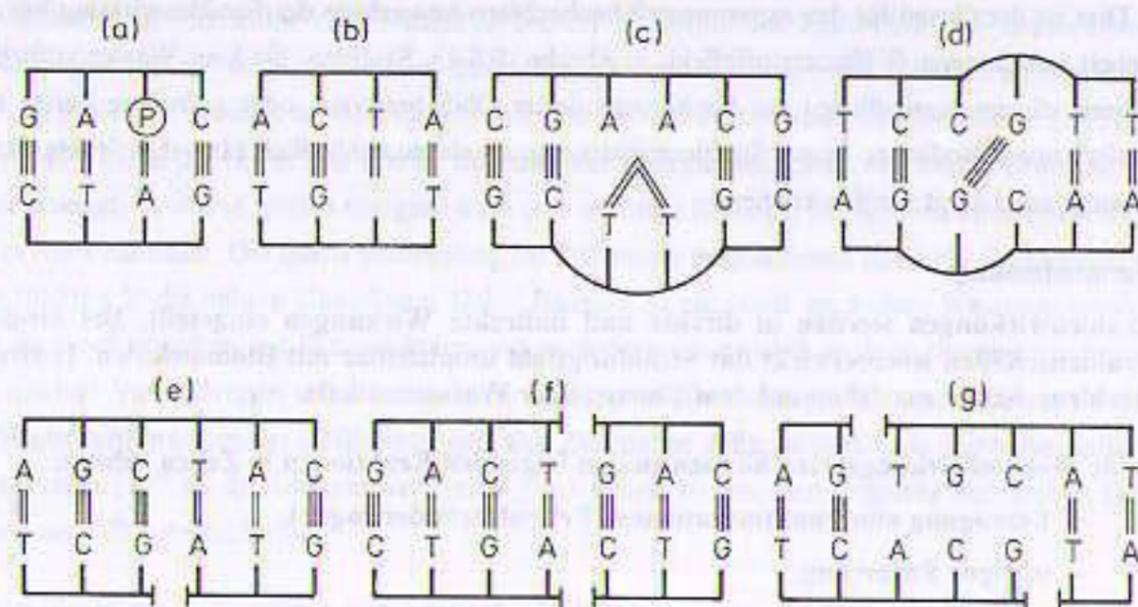
#### Zusammenfassung:

- 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),
  - Stoffwechselveränderungen in der Zelle,
  - Zerstörung oder Veränderung von Membranen oder Zellorganellen,
  - Zelltod.

### 9.3 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 zu Brüchen der Längsverbindung führen. 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 Doppelstrangbruchs erheblich kleiner als bei Einzelstrangbrüchen ist. Nicht reparierte Doppelstrangbrüche führen zu makroskopischen Veränderungen der DNS, die sich z. B. in der Mitosephase in Form von Ringchromosomenbildungen oder als nichtzentrische Chromosomen unter dem Lichtmikroskop darstellen können (Fig. 9.11). 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.

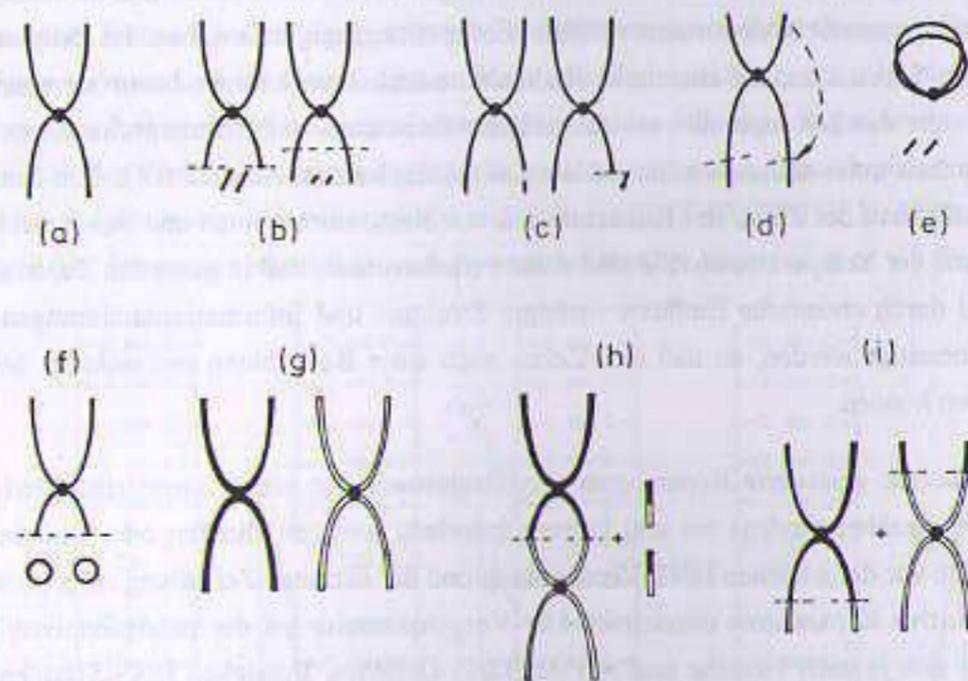
Treten Änderungen an Basen oder ihren Verbindungen auf, so wird dies als **Basenschaden** bezeichnet. In der Folge eines Basenschadens kann es zum Bruch der Wasserstoff-Brückenbindungen zur gegenüberliegenden komplementären Base, zur Veränderung der chemischen Struktur der Base, zum vollständigen Basenverlust, 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 (z. B. in der Haut)



**Fig. 9.10:** 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) aus der gleichzeitigen 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.

auftritt. 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. 9.10c). 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 Transkription.

**Chromosomenaberrationen:** Nicht reparierte Doppelstrangbrüche führen zu makroskopischen Veränderungen der DNS, die sich in der Mitosephase als Chromosomenaberrationen unter dem Lichtmikroskop darstellen können (Fig. 9.11, vgl. auch Kap. 9.1). Chromosomenaberrationen entstehen in zwei Stufen, der Entstehung eines nicht reparierten Doppelstrangbruchs 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 auch mit Hilfe radioaktiver Markierungsverfahren gut erforscht sind und deshalb in der biologischen Dosimetrie verwendet werden (s. [Krieger Bd2], Kap. 8.4).



**Fig. 9.11:** 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.

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 etwa 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 Eukaryotenzellen 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 nicht repariert, so daß die relative Fehlerrate nach Reparatur ca.  $10^{-3}$  bis  $10^{-4}$  beträgt ([UNSCEAR 1896]).

**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. Diese Reparatur- und Schutzmechanismen hängen in ihrer Wirksamkeit unter anderem auch von der Zellzyklusphase (s. Abschn. 9.4), dem Energiegehalt und Sauerstoffgehalt der Zelle, der Konzentration von Reparaturenzymen und Schutzsubstanzen im Zellplasma und der Temperatur ab. 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 vor der nächsten DNS-Verdopplung und der nächsten Zellteilung statt, so werden sie als **präreplikative** Reparaturen bezeichnet. Die Vorgehensweise bei der präreplikativen Reparatur unterscheidet sich je nach Ursache und Art des DNS-Defektes. Entstehen DNS-Schäden kurz vor oder während der Replikation und können sie nicht mehr rechtzeitig vor der Mitose repariert werden, treten die **postreplikativen** Reparaturprozesse in Kraft. 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 Nichtbedarfes an sichtbarem Licht als **Dunkelreparaturen** bezeichnet. Einen Überblick über die bisher am Menschen bekannten und verstandenen Reparaturmechanismen gibt Tab. (9.2). Ausführliche Darstellungen der

DNS-Reparaturen mit vielen biochemischen Details und Darstellungen der Nachweismethoden finden sich u. a. bei ([Laskowski 1981], [Tubiana], [Bielka/Börner], [Hug]).

| DNS-Defekt                       | Reparaturmechanismus                       | Zeitpunkt und Zeitbedarf                |
|----------------------------------|--|---|
| UV-Dimere an Pyrimidinbasen      | Photoreparatur                             | 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         | Rekombinationsreparatur                    | postreplikativ, sehr wirksam            |
| Doppelstrangbrüche               | Rekombinationsreparatur                    | postreplikativ, schwierig               |
| Basenfehlpaarung                 | Mismatch-Reparatur                         | postreplikativ, sicher                  |
| Basen- und Strangdefekte         | SOS-Reparatur                              | postreplikativ, fehlerbehaftet, langsam |

Tab. 9.2: 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 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. 9.12). Da dieser Reparaturprozeß erst nach Absorption sichtbaren Lichtes beendet werden kann, wird er als Photoreparatur

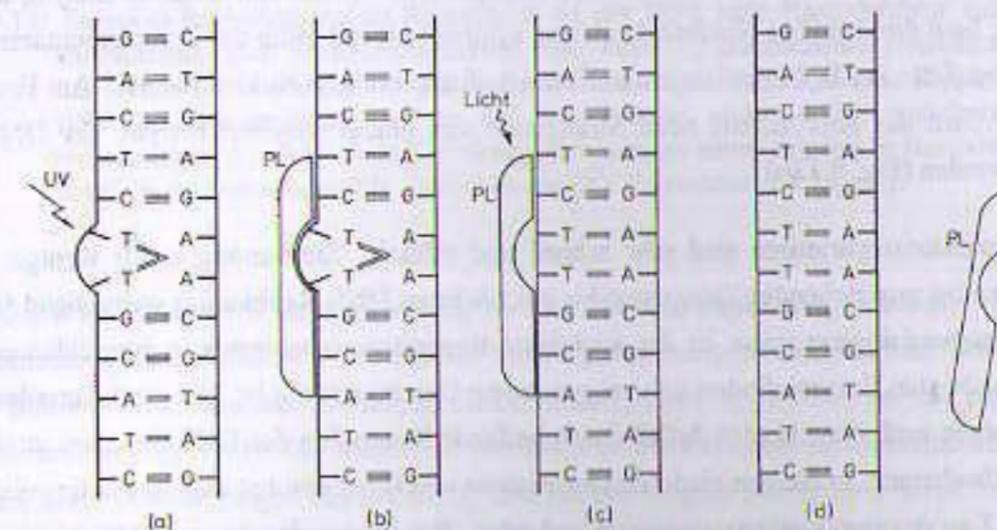


Fig. 9.12: Vorgänge bei der Photoreparatur von Pyrimidinbasendimeren nach UV-Exposition. (a) Das Enzym Photolyase (PL) erkennt das Dimer und bildet mit ihm einen Komplex. (b) Erst nach Absorption eines sichtbaren Lichtquantens kommt es zur Monomerisierung des Dimers (c) und zur Wiederherstellung der Zweifachwasserstoffbrücke zu den gegenüberliegenden Basen. Die Stränge werden durch die Reparatur nicht beeinflusst (nach [Laskowski 1981]).

bezeichnet. Sie findet ausschließlich präreplikativ statt. Störungen der Photoreparatur von strahleninduzierten Basendimeren nach UV-Expositionen der Haut führen zu einer erhöhten Hautkrebsrate (maligne Melanome, Karzinome). 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, zerebrale Störungen, Minderwuchs u. ä. verbunden. Übrigens ist dieser lichtabhängige Reparaturmechanismus der UV-Dimere der Grund dafür, daß UV-Expositionen des Menschen nie mit sogenanntem "Schwarzlicht", also mit UV-Strahlung ohne sichtbarem Lichtanteil, durchgeführt werden dürfen.

**Dunkelreparaturen:** Alle anderen präreplikativen Reparaturmechanismen werden als **Exzisions-Resynthesierungs-Reparaturen** bezeichnet. Sie zählen wie auch die anderen im folgenden aufgeführten 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 Desoxyribose-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. 9.13a).

Werden Teile des DNS-Stranges (Phosphate und Desoxyribose-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. 9.13b).

Kurzstrangexzisionsreparaturen sind sehr schnell und effektiv. Sie benötigen nur wenige Minuten und verlaufen bei ausreichender Zeitspanne bis zur nächsten DNS-Replikation weitgehend fehlerfrei. Die Kurzstrangexzisionsreparatur ist der wichtigste Reparaturmechanismus in menschlichen Zellen. Die dafür benötigten Enzyme finden sich bei gesundem Genom ständig im Zell- und Kernplasma vorrätig und 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 die sogenannte **Langstrangexzisionsreparatur** 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 Langstrangexzisionsreparatur 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 Desoxyribosemoleküle 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 Kurzstrangexzisionsreparatur beseitigt. Doppelstrangbrüche führen dagegen in der Regel zu einer sofortigen räumlichen Trennung der beiden DNS-Fragmente, so daß Exzisions-Resynthesierungs-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 Rekombinationsreparaturen korrigiert werden.

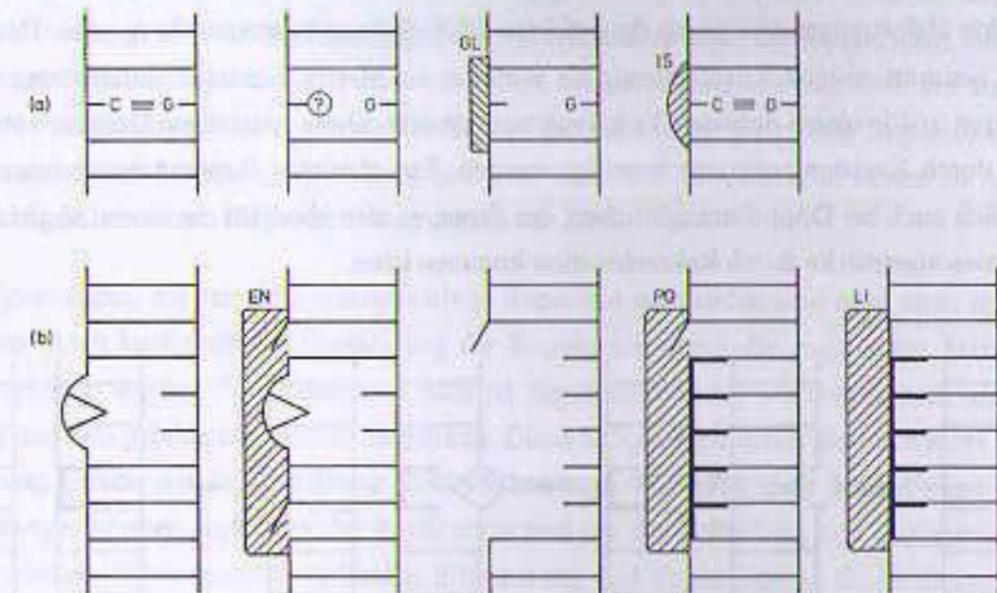


Fig. 9.13: Exzisions-Resynthesierungs-Reparaturen an der DNS nach Basendefekten. (a): Einzelbasenexzision nach Strukturveränderung einer Base (?), anschließende Neusynthese durch das Enzym Glykosylase (GL) und Einfügen der richtigen Base durch das Enzym Insertase (IS). Die Strangmoleküle sind an der 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 Schäden an der DNS nicht rechtzeitig vor der nächsten Replikation beseitigt, weil entweder das Schadensereignis unmittelbar vor der DNS-Verdopplung stattgefunden hat oder zeitlich zurückliegende Schäden nicht repariert wurden, so bleiben als Reparaturmöglichkeit nur die **postreplikativen Reparaturen** (Fig. 9.14). Die wichtigste von ihnen ist die **Rekombinationsreparatur**. 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 aufgespalten. Dabei können Stücke der DNS von einem Chromosom zum anderen wechseln. Nach erfolgtem partiellem Genaustausch werden die während der Rekombination

geöffneten und entfaltenen 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 Rekombinationsreparatur von nicht reparierten Basendefekten geht wahrscheinlich wie folgt vor sich (Fig. 9.14a). Sind vor der Replikation 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 neusynthetisierten Strang eine einfache Basenlücke, es können aber auch Lücken 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 Halbstrangstücke 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 je einem defekten Teilstrang ausgestattet. Diese einseitigen Defekte können jetzt wie üblich durch Exzisionsreparatur beseitigt werden. Ein ähnlicher Reparaturmechanismus greift wahrscheinlich auch bei Doppelstrangbrüchen, bei denen es also ebenfalls zu einem Abgleich homologer Chromosomenstücke durch Rekombination kommen kann.

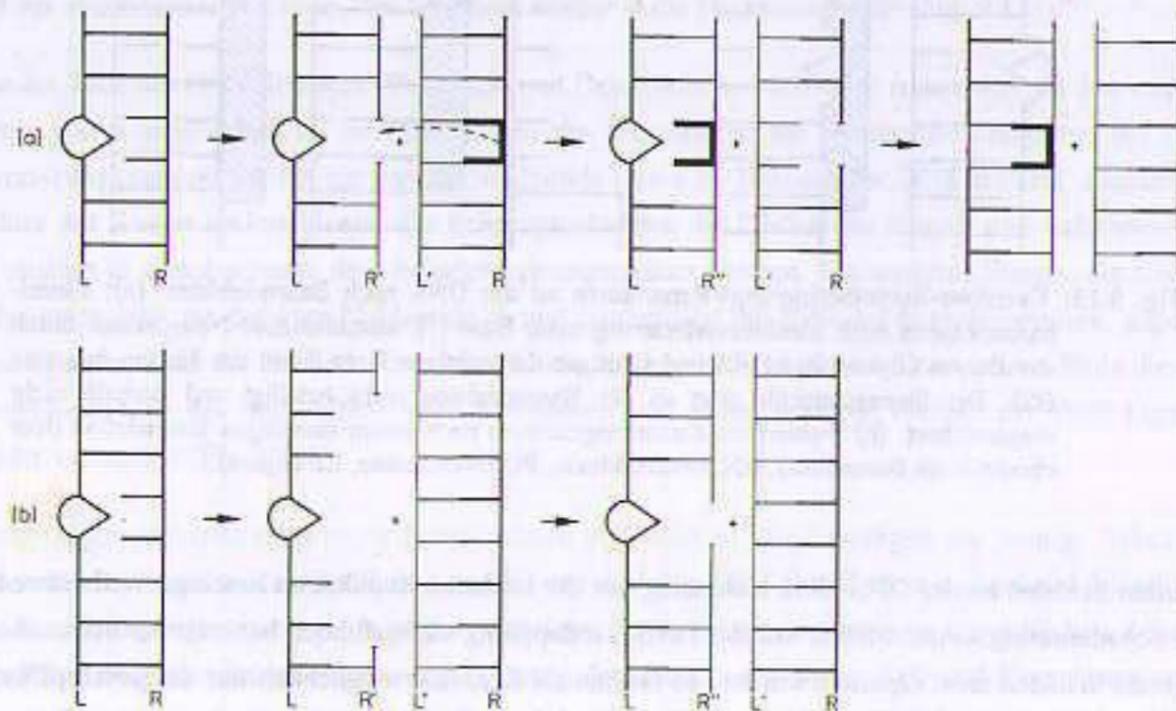


Fig. 9.14: Postreplikative Reparaturmechanismen. (a): Fehlerfreie Rekombinationsreparatur durch Austausch von homologen Strangstücken zwischen Tochter- und Elternstrang und anschließendem Abgleich der Basensequenzen (R', L': neu synthetisierte Teilstränge, R'': reparierter R'). (b): Fehlerbehaftete SOS-Reparatur 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).

Eine weitere Art der postreplikativen Reparatur ist die **SOS-Reparatur** (Fig. 9.14b). 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 Rekombinationsreparatur mit den homologen intakten Halbsträngen abgeglichen. Statt dessen werden in einem zweiten Schritt die Lücken durch Kopieren der schadhafte 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. 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. SOS-Reparaturen zählen zu den kompliziertesten bisher bekannten Reparaturvorgängen in der DNS.

Basenfehlpaarungen, die bei einer präreplikativen Reparatur entstanden sind oder nicht erkannt wurden, können noch kurz nach der Beendigung der Replikation durch die sogenannte **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 schneller die Zellteilung in einem Gewebe stattfindet, d. h. je größer die mitotische Aktivität ist, um so weniger Zeit bleibt im Mittel für die biochemische Reparatur von Schäden vor der nächsten Zellteilung. Dies macht die experimentell festgestellte erhöhte Strahlenempfindlichkeit schnellteilender Gewebe wie Mausergewebe (Gewebe die zur Erneuerung ständig abgestoßen werden, z. B. innere Schleimhäute, blutbildendes System) oder Tumorgewebe, die darüberhinaus oft noch gestörte Reparaturmechanismen und fehlsynthetisierte Enzyme enthalten, verständlich. Reparaturvorgänge in Zellen sind wegen ihres statistischen 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 Mitose statt, nennt man sie präreplikative Reparatur.
- Reparaturen nach der nächsten 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-Resynthesierungs-Reparaturen werden defekte Teile der DNS ausgeschnitten und neu synthetisiert.
- Bei Rekombinationsreparaturen 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.

**9.4 Dosiswirkung-Beziehungen**

Aus administrativen und strahlenbiologischen Gründen werden Strahlenwirkungen in **deterministische** und **stochastische** Wirkungen eingeteilt. Ihre Dosiswirkungsbeziehungen unterscheiden sich grundsätzlich und werden deshalb in diesem Kapitel einzeln dargestellt. Bei deterministischen Strahlenwirkungen ist der Schweregrad von der Dosis abhängig. In der Regel besteht eine Schwellendosis, unterhalb derer keine deterministischen Wirkungen zu verzeichnen sind. Stochastische Schäden gehen auf nicht letale Schädigungen des Erbgutes einzelner Zellen zurück. Diese Erbgutveränderungen können zum Ausgangspunkt einer malignen Entartung bei Körperzellen oder zu einer Mutation in der Keimbahn werden. Für stochastische Strahleneffekte besteht nach heutiger Kenntnis keine Dosischwelle. Genaue Definitionen und weitere Ausführungen zu beiden Wirkungsarten finden sich im Kapitel 10.

**9.4.1 Dosiswirkungskurven und Überlebenskurven für deterministische Schäden**

Der Zusammenhang zwischen deterministischer Strahlenwirkung und Energiedosis wird durch Dosiswirkungsbeziehungen beschrieben. Die dabei betrachteten Effekte reichen von der Erzeugung von Chromosomenaberrationen über den Zelltod von in-vivo-Zellkulturen bis hin zu den eher makroskopisch feststellbaren Wirkungen der Radioonkologie wie Verminderung von Tumorumfängen oder

Nebenwirkungen auf mitbestrahlte gesunde Gewebe. Grafische Darstellungen der Dosiswirkungsbeziehungen werden als **Dosiswirkungskurven** oder **Dosiswirkungskurven** bezeichnet. Diese Kurven zeigen einen typischen sigmoiden Verlauf (Fig. 9.15a). Sie beginnen erst oberhalb eines bestimmten Dosiswertes, der Schwellendosis, unterhalb derer die deterministische Wirkung nicht feststellbar ist. Die Kurven steigen dann bis zum Erreichen einer "Sättigungswirkung" an. Lage, Anstieg und Form der Kurven hängen von vielen Parametern wie bestrahlter Gewebe- oder Zellart, Zellzyklusphase, Sauerstoffversorgung, der Anwesenheit umgebender Zellen, dem LET der Strahlung und dem Zeitmuster der Strahlenexposition ab (s. Kap. 9.6). 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. 11.18 in Abschnitt 11.4).

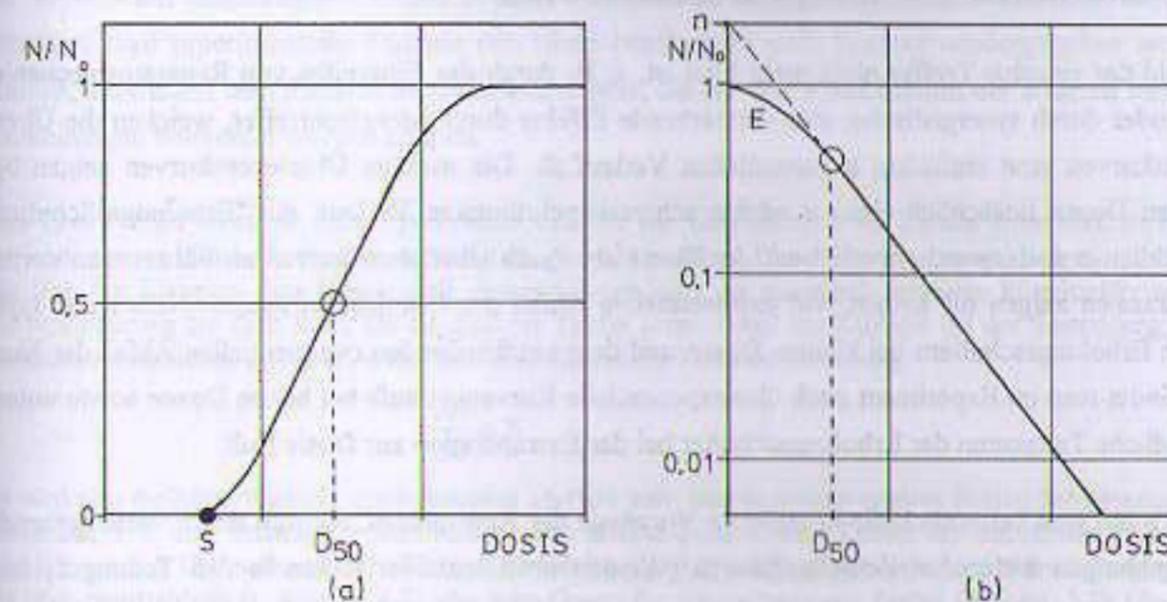


Fig. 9.15: Schematische Darstellung von Dosiswirkungskurven für deterministische Strahlenwirkungen. (a): Typischer sigmoider Verlauf für nichtstochastische (deterministische) Schäden mit Schwelle  $S$ .  $N/N_0$  ist in dieser Auftragungsweise die Anzahl der "Einheiten" mit der untersuchten Wirkung, z. B. die Zahl letal geschädigter Zellen. (b): Exponentielle Zellüberlebenskurve mit der typischen "Schulter" bei kleinen Dosen in halblogarithmischer Darstellung. Hier ist  $N/N_0$  die relative Zahl der Zellen ohne die untersuchte Wirkung, z. B. der Anteil nicht letal geschädigter oder überlebender Zellen.  $D_{50}$  ist bei (a) die 50%-Wirkungs-Dosis, bei (b) die 50%-Überlebens-Dosis.  $n$  heißt Extrapolationszahl (s. Text).

Stellt man nicht die Wirkung sondern die trotz Bestrahlung überlebenden oder nicht veränderten Zellen einer Population als Funktion der Energiedosis dar, so erhält man **Zellüberlebenskurven**. Überlebenskurven nehmen mit zunehmender Dosis ab (Fig. 9.15b). 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. Charakte-

risierende Größen von Überlebenskurven sind die Steigung des exponentiellen Teils, die 50%-Dosis  $D_{50}$  oder die mittlere Dosis für eine  $1/e$ -Abnahme der überlebenden Zellen  $D_{37}$  und die Extrapolationszahl  $n$ . Sie wird aus dem Schnittpunkt des rückwärts verlängerten linearen Kurventeils mit der Ordinate bestimmt.

Der Verlauf dieser Überlebenskurven unterscheidet sich wie die Dosiswirkungskurven je nach den Applikationsbedingungen und dem untersuchten Material. Bei der einzeitigen Niedrig-LET-Bestrahlung einiger isolierter Zellarten wie der Stammzellen des blutbildenden Systems oder bei der Bestrahlung von Zellkulturen mit Hoch-LET-Strahlung findet man rein exponentiell mit der Dosis verlaufende Abnahmen der Überlebensrate. Halblogarithmisch dargestellt erhält man dann einen linearen Kurvenabfall, also eine Gerade mit negativer Steigung. Solche Verläufe der Überlebenskurven können gut mit der sogenannten **Ein-Treffer-Theorie** verstanden werden (s. u.), bei der die Letalität der Zelle durch einen einzigen Treffer pro Zelle unterstellt wird.

Sobald der einzelne Treffer nicht mehr letal ist, z. B. durch das Eingreifen von Reparaturmechanismen oder durch synergistische, also verstärkende Effekte durch Mehrfachtreffer, weichen die Überlebenskurven vom einfachen exponentiellen Verlauf ab. Die meisten Überlebenskurven zeigen bei kleinen Dosen tatsächlich einen zunächst schwach gekrümmten Verlauf, die "Erholungsschulter" und fallen erst dann exponentiell mit der Dosis ab. Auch Überlebenskurven an höherorganisierten Organismen zeigen oft keinen rein exponentiellen Abfall der Überlebensfraktion. Neben den typischen Erholungsschultern bei kleinen Dosen und dem anschließenden exponentiellen Abfall der Kurven 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 der Reparaturen, die sich durch vorhergehende Bestrahlungen ändernden Zellteilungsrate (Wiedereintritt inaktiver Zellen in den Teilungszyklus, Proliferationsänderungen), der Enzymstatus u. ä. Der genaue Verlauf der Überlebenskurven ist 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 oder Näherungen angewiesen.

Zur Beschreibung dieser komplexeren Verläufe werden eine Reihe weiterer Modelle benötigt, die entweder ebenfalls zur Gruppe der **Treffertheorien** oder zu den **Mehrkomponentenmodellen** zählen. Zur Kategorie der Mehrkomponentenmodelle zählt das in den vergangenen Jahren weit verbreitete **Linearquadratische Modell**, das in der Brachytherapie zur strahlenbiologischen Planung verwendet wird. Ein typischer Vertreter der Treffertheorien ist auch das in den Gln. (9.2) bis (9.4) vorgestellte **Ein-Treffer-Modell**, das zur Beschreibung von Überlebenskurven mit Erholungsschulter allerdings nicht taugt. Treten solche Dosis-schultern auf, müssen deshalb die aufwendigeren Mehr-Treffer-Mehr-Target-Modelle verwendet werden. Man unterstellt dabei das Vorhandensein eines

oder mehrerer sogenannter 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 viele Einzelschäden an funktionellen Gruppen in einer Zelle beispielsweise die Produktion und die Verfügbarkeit von Enzymen so beeinträchtigt wird, 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 sogenannten **Eintreffertheorie** verständlich gemacht werden. Diese Theorie besagt, daß die Zahl der überlebenden Einheiten dann exponentiell abnimmt, wenn jeder der statistisch verteilten Einzeltreffer bereits zur Inaktivierung der Zelle führt. Da die Zahl der Treffer proportional zur Zahl der bei der Bestrahlung noch vorhandenen restlichen Zellen ist, erhält man als differentielle Form die Beziehung:

$$\frac{dN}{dD} \propto N \quad (9.2)$$

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 (9.2) ist die gleiche wie beim Schwächungsgesetz für Photonenstrahlung (s. Abschn. 4.7) oder beim Gesetz für den radioaktiven Zerfall (Abschn. 3.2). Die Integration von Gl. (9.2) liefert wie dort deshalb eine Exponentialfunktion mit einer typischen Konstanten  $\alpha$ .

$$\frac{N(D)}{N_0} = e^{-\alpha \cdot D} \quad (9.3)$$

Die Inaktivierungskonstante  $\alpha$  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. 9.16a, Kurve A).

$$\frac{N(D)}{N_0} = e^{-\frac{D}{D_{37}}} = e^{-\frac{\ln 2 \cdot D}{D_{50}}} \quad (9.4)$$

**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 getroffen wurden. Die Zellanzahl mit getroffenen Targets ist die Differenz der ursprünglichen Zellzahl und der Zahl der nicht getroffenen Zellen. Man erhält deshalb als Anzahl der an einem Target getroffenen Zellen  $T_1$  analog zu (Gl. 9.3):

$$\frac{T_1}{N_0} = 1 - e^{-\alpha \cdot D} \quad (9.5)$$

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:

$$\frac{T_n}{N_0} = (1 - e^{-\alpha D})^n \quad (9.6)$$

Die Überlebensrate erhält man als Differenz der ursprünglichen und der  $n$ -fach getroffenen Zellen zu:

$$\frac{N}{N_0} = 1 - \frac{T_n}{N_0} = 1 - (1 - e^{-\alpha D})^n \quad (9.7)$$

Für  $n = 1$  ergibt sich gerade wieder (Gl. 9.3) 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. 9.16a, Kurve B). Die Reihenentwicklung von Gl. (9.7) ergibt für diesen Fall:

$$\frac{N(D \rightarrow \infty)}{N_0} \Rightarrow n \cdot e^{-\alpha D} \quad (9.8)$$

Die Steigung dieser Kurve bei großen Dosen ist die Inaktivierungskonstante  $\alpha$  bzw. der Kehrwert der mittleren Inaktivierungsdosis  $D_{37}$ , die Extrapolation des exponentiellen Teils zur Dosis Null ergibt als Wert von Gl. (9.8) 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) 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  $\beta$  erhält man deshalb für die Überlebensrate in diesem Modell:

$$\frac{N(D)}{N_0} = e^{-\beta D^m} \quad (9.9)$$

Für den Sonderfall  $m=2$ , also zwei benötigte Treffer, erhält man mit der gleichen Konstanten  $\beta$ :

$$\frac{N(D)}{N_0} = e^{-\beta D^2} \quad (9.10)$$

Auch diese Gleichung ergibt eine horizontale Erholungsschulter bei kleinen Dosen, sie zeigt aber einen überexponentiellen Abfall der überlebenden Zellen bei großen Dosen (Fig. 9.15a Kurve C). 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 lediglich auf eine maximal quadratische Komponente hin (Gl. 9.10).

**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 Deaktivierung einer Zelle wird entweder ein inaktivierender Einzeltreffer an einem bestimmten Target oder mehrere einzelne teilinaktivierende Treffer an  $n$  Targets benötigt. Sind diese Inaktivierungsmethoden voneinander unabhängig, beeinflussen sich also gegenseitig nicht, so sind die Überlebenswahrscheinlichkeiten miteinander zu multiplizieren. Die Gesamtinaktivierungsraten erhält man dann als Produkt der Einzelraten.

In dieser Version eines Mehrkomponentenprozesses hat man also das Ein-Treffer-(Ein-Target-)Modell (Gl. 9.3) mit dem Ein-Treffer-Mehr-Target-Modell (Gl. 9.7) zu kombinieren. Man erhält den folgenden, etwas komplizierten Ausdruck eines Mehrkomponentenmodells.

$$\frac{N(D)}{N_0} = e^{-\alpha D} \cdot \left[ 1 - (1 - e^{-\gamma D})^n \right] \quad (9.11)$$

Die aus Gründen der Übersichtlichkeit hier zu  $\gamma$  umbenannte Inaktivierungskonstante der Gl. (9.7) ist ein Maß für subletale Einzelschäden, die Konstante  $\alpha$  für die letalen Einzeltreffer in der Zelle. Gl. (9.11) nähert sich für große Dosen den Werten der Gl. (9.8) an, nimmt also für große Dosen ebenfalls rein exponentiell mit der Dosis ab. Bei kleinen Dosen zeigt Gl. (9.11) eine Erholungsschulter mit der Anfangssteigung Null.

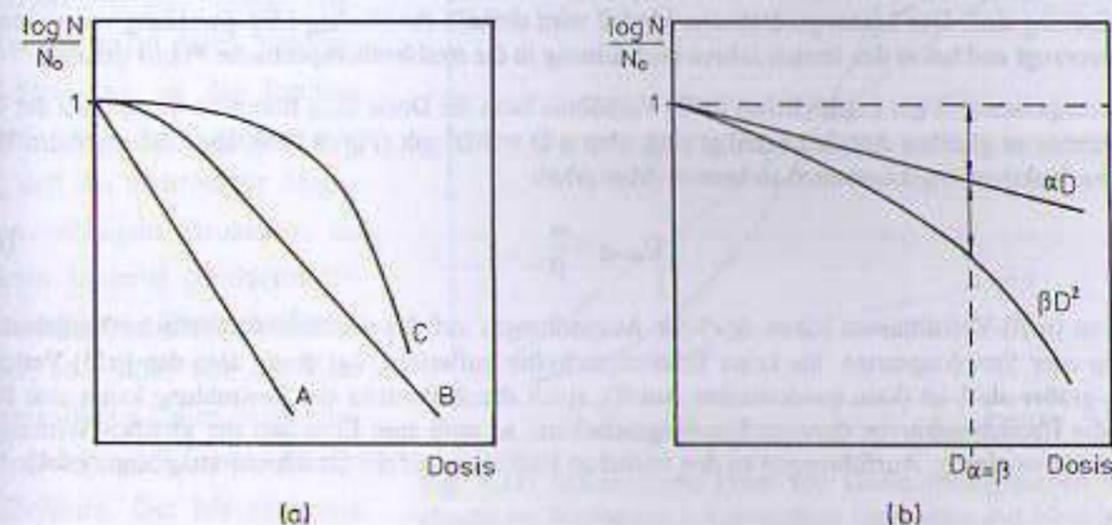


Fig. 9.16: Verschiedene Typen von Zellüberlebenskurven. (a): Rein exponentiell (A), Erholungsschulter mit exponentiellem Anteil (B), überexponentiell mit breiter Erholungsschulter (C). (b): Komponenten der Überlebenskurve nach dem linearquadratischen Modell (s. Text).

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. 9.3 und Gl. 9.10 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,

$$\frac{N(D)}{N_0} = e^{-\alpha D} \cdot e^{-\beta D^2} = e^{-(\alpha D + \beta D^2)} \quad (9.12)$$

Dies ist die mathematische Formulierung des oben erwähnten **Linearquadratischen Modells**. Der bestimmende Parameter dieses Modells ist das Verhältnis ( $\alpha/\beta$ ) der beiden Inaktivierungskonstanten. Es gibt die relativen Anteile der beiden Mechanismen bei einer bestimmten Dosis an. Für große ( $\alpha/\beta$ )-Verhältnisse, also wenig Einfluß der quadratischen  $\beta$ -Komponente, verlaufen die Überlebenskurven im wesentlichen exponentiell ohne ausgeprägte Erholungsschulter. Für kleine ( $\alpha/\beta$ )-Verhältnisse dominiert offensichtlich der quadratische Term in

(Gl. 9.12). 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.

Viele experimentelle Ergebnisse von klinischen und strahlenbiologischen Fraktionierungsversuchen mit locker ionisierenden Strahlungen zeigen quadratische Anteile mit ihrem leicht überexponentiellen Abfall bei großen Dosen und Erholungsschultern bei kleinen Dosen (Fig. 9.16a Kurve C), während Bestrahlungen mit Hoch-LET-Strahlung immer exponentielle Überlebenskurven aufweisen (Fig. 9.16a Kurve A). Unterstellt man die Richtigkeit der Modellannahmen des Linearquadratischen Modells, so bedeutet dies, daß Zellreparaturen nur bei locker ionisierenden Strahlungen eine Rolle spielen, während sie bei dicht ionisierenden Strahlungen 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  $(\alpha/\beta)$ -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. 9.16b), ohne die absoluten Werte der beiden Inaktivierungskonstanten zu kennen. Man erhält

$$D_{\alpha=\beta} = \frac{\alpha}{\beta} \quad (9.13)$$

Werte von  $(\alpha/\beta)$ -Verhältnissen haben deutliche Auswirkungen auf das strahlentherapeutische Vorgehen. Bei Geweben oder Strahlungsarten, die keine Erholungsschulter aufweisen, bei denen also das  $(\alpha/\beta)$ -Verhältnis deutlich größer als 1 ist (kein quadratischer Anteil), spielt das Zeitmuster der Bestrahlung kaum eine Rolle. Zeigen die Überlebenskurven dagegen Erholungsschultern, so muß zum Erreichen der gleichen Wirkung die Dosis erhöht werden (s. Ausführungen zu den zeitlichen Einflüssen auf die Strahlenwirkung Kap. 9.6.4).

#### 9.4.2 Dosiseffektcurven für stochastische Strahlenwirkungen

Dosiswirkungen im Niedrigdosisbereich sind in der Regel stochastische Wirkungen, da die meisten deterministischen Wirkungen eine Dosischwelle 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, die zu erheblichen Unsicherheiten bei der Vorhersage der stochastischen Strahlenwirkungen führen können und Risikoabschätzungen im Niedrigdosisbereich erschweren. In den letzten Jahren mehren sich jedoch zum Glück auch die experimentellen Ergebnisse bei kleinen Strahlendosen (s. dazu die Ausführungen in den Kapiteln (11.5) und (11.6) und die Literaturangaben in [ICRU 36], [ICRU 40] 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 (Details s. Figuren 9.17 und 9.18).

Zwei von vielen mathematisch möglichen Formen der Dosis-Wirkungsbeziehungen für stochastische Schäden sind die lineare (Proportionalität von Dosis und Wirkung) und die linearquadratische Abhängigkeit (Fig. 9.17). Nach den heutigen Analysen der Daten der japanischen Atombombenopfer

hängt die strahleninduzierte Karzinogenese für Niedrig-LET-Strahlung höchstwahrscheinlich linear-quadratisch von der Dosis ab. Eine Schwelle tritt dabei nicht auf. Das linearquadratische Modell wird deshalb von ICRP für Projektionsrechnungen stochastischer Schäden verwendet.

Die Modellvorstellungen des linearquadratischen stochastischen 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 die Zahl der getroffenen Zellen, nicht aber die Ionisierungsdichte im einzelnen Zellkern. Der Mechanismus der Schadensentstehung bleibt zunächst unabhängig von der Dosis, die Wahrscheinlichkeit für einen genetischen Defekt nimmt aber proportional zur Dosis zu (linearer Bereich).

Bei Überschreiten einer bestimmten Dosis bzw. Dosisleistung durch Niedrig-LET-Strahlung (etwa bei einigen 100 mGy) entstehen in einzelnen Zellkernen im Bereich der empfindlichen Strukturen Häufungen von Schadensereignissen. Die Schadenswahrscheinlichkeit hängt dann nicht mehr nur von der Dosis 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 (Fig. 9.17).

Wird durch Erhöhung der Dosis bzw. Dosisleistung eine bestimmte Schadensdichte im Zellkern überschritten, führt dies nicht mehr zu einer weiteren Steigerung der stochastischen Schäden, da dann in den betroffenen Zellen deterministische Wirkungen auftreten, die zum Zelltod oder zu Funktionsveränderungen führen können. Die Dosiswirkungskurven für stochastische Schäden flachen dadurch bei hohen Dosen ab; es kommt zu einer Sättigung.

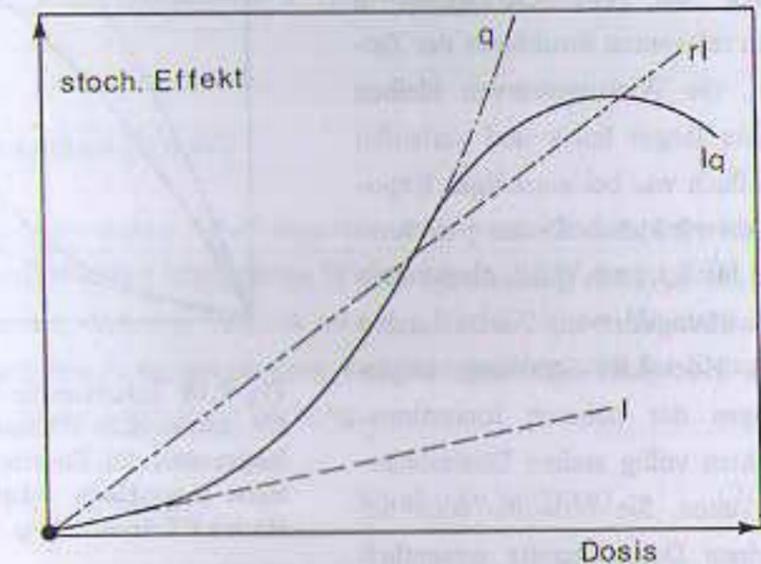


Fig. 9.17: Schematische Form von Dosiswirkungskurven für stochastische Wirkungen bei einzeitiger Exposition mit Niedrig-LET-Strahlung. lq: linear-quadratischer Kurvenverlauf, l: Extrapolation des linearen Anteils bei kleinen Dosen, q: quadratischer Anteil bei mittleren Dosen. rl: rein linearer Zusammenhang, der bei den experimentellen Daten bei mittleren Dosen gemittelt wurde. Er überschätzt die Wirkung bei kleinen Dosen (zur weiteren Erläuterung s. Text).

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 (rein lineare bis schwach quadratische Dosiswirkungskurven). Bestrahlungen mit Hoch-LET-Strahlung zeigen wegen der höheren Ionisationsdichten völlig andere Dosisabhängigkeiten. Sie verlaufen auch bei kleinen Dosen bereits wesentlich steiler. 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 Dosen protrahiert oder fraktioniert verabreicht, so verlaufen nicht selten die Wirkungskurven höher als bei einzeitiger Hoch-LET-Exposition, da die Schadensdichte dann geringer ist und weniger schnell in die Sättigung übergeht (Fig. 9.18).

Bei diesen modellhaften Überlegungen ist natürlich zu beachten, daß die Erzeugung eines Strahlenschadens in der Zelle nur der erste Schritt zur Krebsentstehung ist. Ihm folgen eine bisher kaum verstandene Reihe von Reaktionen in der Zelle bis zur Manifestation des Tumors, die alle zusammen für die experimentelle Form der Dosiswirkungskurven verantwortlich sind.

#### Zusammenfassung:

- Dosis-effekt-Beziehungen deterministischer Strahlenwirkungen werden grafisch als Dosiswirkungskurven oder als Überlebenskurven dargestellt.
- Dosiswirkungskurven stochastischer Strahlenschäden werden immer als Dosis-Wahrscheinlichkeits-Kurven dargestellt.
- Deterministische Wirkungen treten erst bei Überschreiten einer Schwellendosis auf, da sie durch zeitliche und räumliche Häufungen von Schäden an Zellen eines Gewebes entstehen.
- Für stochastische Strahlenschäden bestehen keine Dosis-schwellen.
- Dosiswirkungskurven werden mathematisch mit Hilfe von Treffermodellen beschrieben.

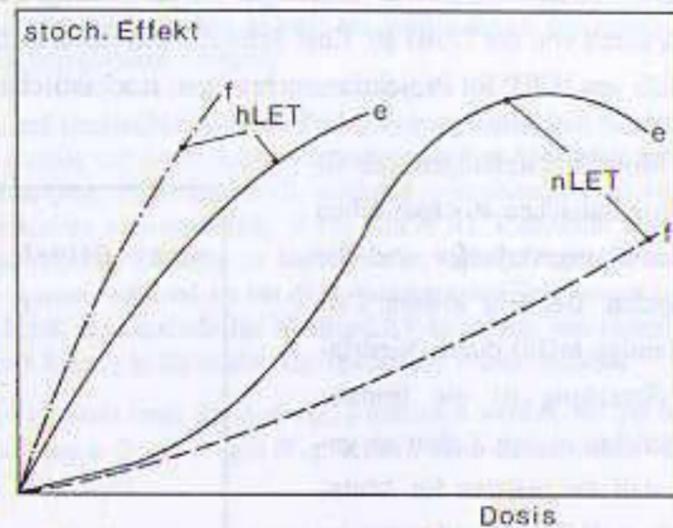


Fig. 9.18: Schematische Abhängigkeit der Dosiswirkungskurven für stochastische Wirkungen von LET und zeitlichem Bestrahlungsmuster. (e): Einzeitexposition, (f): fraktionierte oder protrahierte Bestrahlung. (nLET): Niedrig-LET-Exposition, (hLET): Hoch-LET-Strahlung, (s. Text).

- Bei Niedrig-LET-Strahlung entstehen deterministische Dosiswirkungskurven, die meistens eine sogenannte Erholungsschulter aufweisen. Dies wird als Hinweis auf mehrere beteiligte Targets und die Reparaturmöglichkeiten ihrer Schäden interpretiert.
- Für Hoch-LET-Strahlung verlaufen die deterministischen Dosiswirkungskurven in der Regel rein exponentiell. Bei ihnen scheinen Einzeltreffer bereits letal zu sein.

### 9.5 Relative Biologische Wirksamkeit (RBW)

Zum Vergleich der biologischen Wirkungen zweier Strahlungsarten unter sonst gleichen experimentellen Bedingungen wird die sogenannte **Relative Biologische Wirksamkeit** (RBW, engl.: RBE, relative biological effectiveness) verwendet. Darunter versteht man das Verhältnis der für einen bestimmten biologischen Effekt erforderlichen Energiedosis einer Referenzstrahlung und der Energiedosis der Vergleichsstrahlung für die gleiche biologische Wirkung.

$$RBW = \text{Dosis}_{\text{ref}} / \text{Dosis}_{\text{vergl}} \quad (\text{für gleiche Wirkung}) \quad (9.14)$$

Als Referenzstrahlung wird meistens eine Niedrig-LET-Strahlung wie 250-keV-Röntgenstrahlung oder die Gammastrahlung des  $^{60}\text{Co}$  ( $E_\gamma = 1.17$  und  $1.33$  MeV) verwendet. Für diese beiden 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-keV-Röntgenstrahlung für stochastische Schäden etwa doppelt so groß ist wie der für Kobalt-Gamma-Strahlung ( $RBW_{250\text{keV}} \approx 2 \cdot RBW_{\text{Co-60}}$ ). Daher ist die Wahl der Referenzstrahlung und deren eindeutige Kennzeichnung von großer Bedeutung für den Vergleich strahlenbiologischer Experimente und für die Festlegung der Qualitätsfaktoren im Strahlenschutz (vgl. Abschnitt 10.2.1).

Die biologische Wirkung einer Strahlungsart ändert sich vor allem mit der mikroskopischen Energieverteilung im bestrahlten Volumen und somit mit dem LET (Fig. 9.18). 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 chemischen Umwandlung z. B. von Wasserradikalen, vom gegenseitigen Abstand der Ionisierungsspuren. Als zentraler

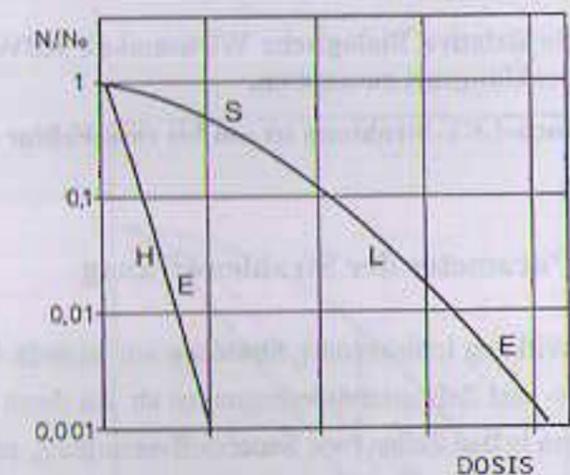


Fig. 9.19: Zellüberlebenskurven bei einzeitiger Bestrahlung für Niedrig-LET-Strahlung (L) und für Hoch-LET-Strahlung (H, schematisch). S: Schulterbereich (Erholung von subletalen Schäden), E: exponentieller Bereich. Hoch-LET-Strahlung hat eine geringere Ausprägung der Erholungsschulter und benötigt daher kleinere Gesamtdosen für einen vorgegebenen Effekt.

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.

Die Relative Biologische Wirksamkeit hängt neben dem LET auch von den sonstigen Parametern wie simultan bestrahltem Volumen, Sauerstoffumgebung, Dosisleistung und Dosis sowie der Zellart und deren Differenzierung ab. Der RBW-Faktor ist also für eine bestimmte Strahlungsart mit einem bestimmtem LET keine Konstante, sondern variiert zusätzlich mit den experimentellen Bedingungen.

Der RBW-Faktor ist auch abhängig von der jeweils untersuchten biologischen Wirkung, also der experimentellen Fragestellung. So können RBW-Faktoren für das 50%-Überleben z. B. höher sein als diejenigen für die 1%-Überlebensrate (vgl. dazu das Beispiel in Fig. 9.21 unten), RBW-Faktoren für Chromosomenaberrationen andere sein als die für den reproduktiven Tod bestrahlter Zellen. Die experimentelle Bestimmung der RBW ist daher von zentraler Bedeutung für den Strahlenschutz. Der RBW-Faktor ist übrigens bei Hoch-LET-Strahlung für deterministische Wirkungen geringer als für stochastische Schäden. Falls dies bei einer Risikobewertung vernachlässigt wird, kommt es zu einer Überschätzung der entsprechenden deterministischen Strahlenwirkung. Weitere sehr aufschlußreiche Ausführungen und Daten zu RBW-Faktoren finden sich in Reports der Internationalen Strahlenschutzkommission [ICRP 58] und der ICRU [ICRU 49] und den dort zitierten Literaturstellen.

#### Zusammenfassung:

- Die Relative Biologische Wirksamkeit RBW hängt direkt mit dem LET der betrachteten Strahlungsart zusammen.
- Hoch-LET-Strahlung ist um bis zum Faktor 10 wirksamer als Niedrig-LET-Strahlung.

## 9.6 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, Energiegehalt). Strahlenwirkungen hängen darüberhinaus 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 vor allem in der Strahlentherapie 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.

### 9.6.1 Der Sauerstoffeffekt

Befindet sich freier Sauerstoff im Zellwasser, so kommt es zusätzlich zur bereits besprochenen Radikalbildung (Gl. 9.1) 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. 9.21 links) ab. Indirekte Strahlenwirkungen werden durch die bei Präsenz freien Sauerstoffes zusätzlich entstehenden stark oxidierenden Radikale ( $\text{HO}_2$ ,  $\text{O}_2^-$ ) 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. 9.15) bezeichnet.

$$\text{OER} = \text{Dosis}_{\text{ohne}} / \text{Dosis}_{\text{mit}} \quad (\text{für gleiche Wirkung}) \quad (9.15)$$

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 oberhalb von  $\text{LET} = 100 \text{ keV}/\mu\text{m}$  etwa konstant bei 1.0 (Fig. 9.22 links).

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 verminderten Strahlensensibilität, so können sie Ausgangspunkt eines Tumorrezidivs werden (Fig. 9.20a).

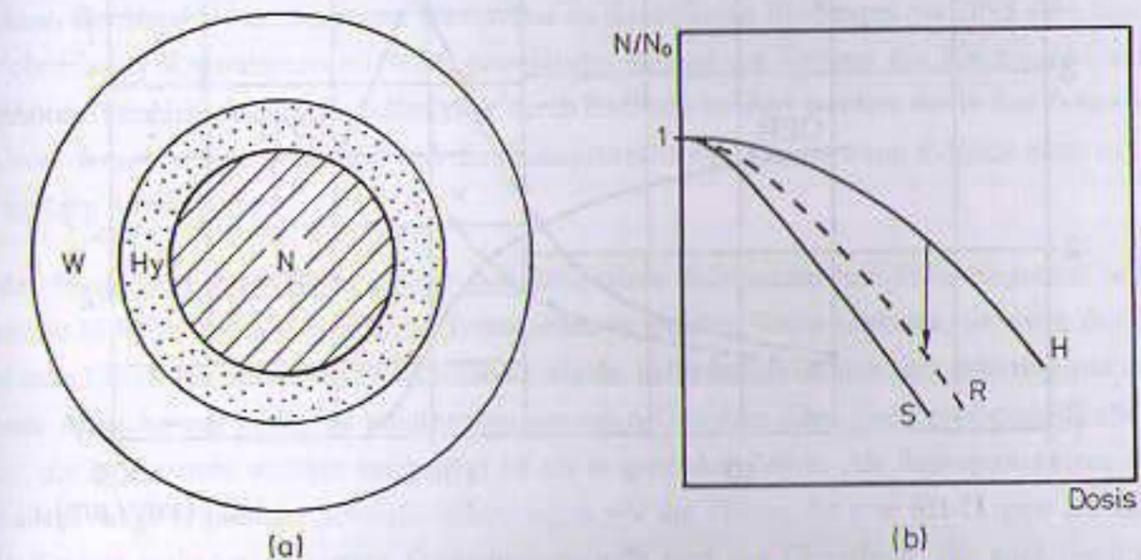


Fig. 9.20: (a): Schematische Darstellung eines soliden Tumors mit Wachstumszone (W) mit ausreichender Sauerstoffversorgung, hypoxischer Zone (Hy) mit geringer Gefäßversorgung, aber noch überlebenden Zellen und einem anoxischen, nekrotisierenden Zentrum (N). (b): Schematische Zellüberlebenskurven von sauerstoffversorgten (S), hypoxischen (H) und sensibilisierten hypoxischen Zellen nach der Gabe von Radiosensibilizern (R).

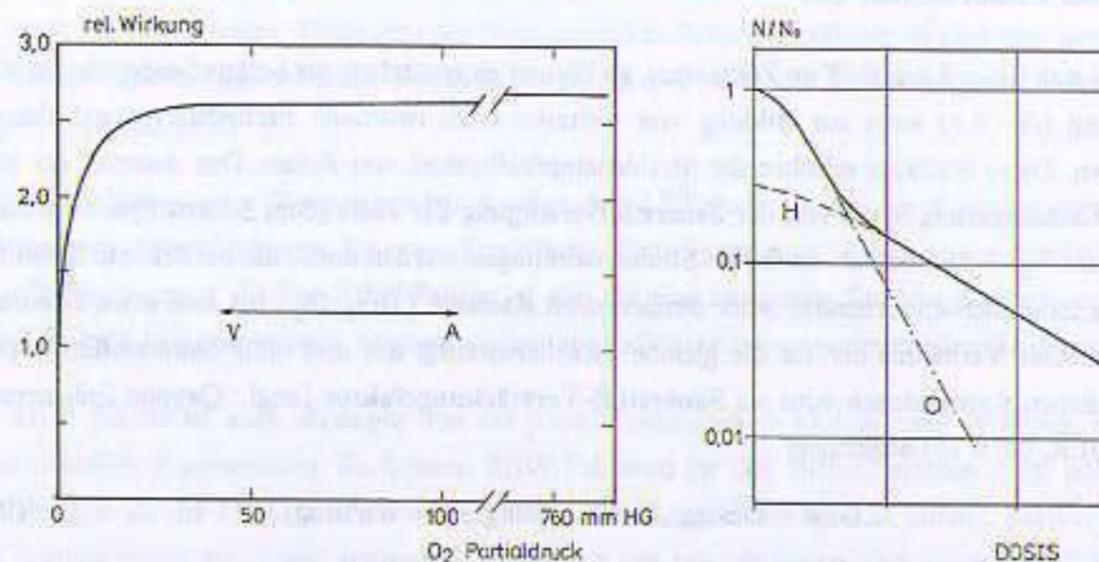


Fig. 9.21: Links: Abhängigkeit des Sauerstoffverstärkungsfaktors vom Sauerstoffpartialdruck für Tumorzellen, V - A: Normalbereich des Sauerstoffdruckes in venösem und arteriell versorgtem Gewebe (nach [Raju 1980]). Rechts: Schematische Zweikomponenten-Überlebenskurve für eine Zellpopulation mit hypoxischen Zellen (H) und normal mit Sauerstoff versorgten und deshalb strahlenempfindlicheren Zellen (O). Hypoxische Zellen wurden in den meisten soliden Tumoren nachgewiesen.

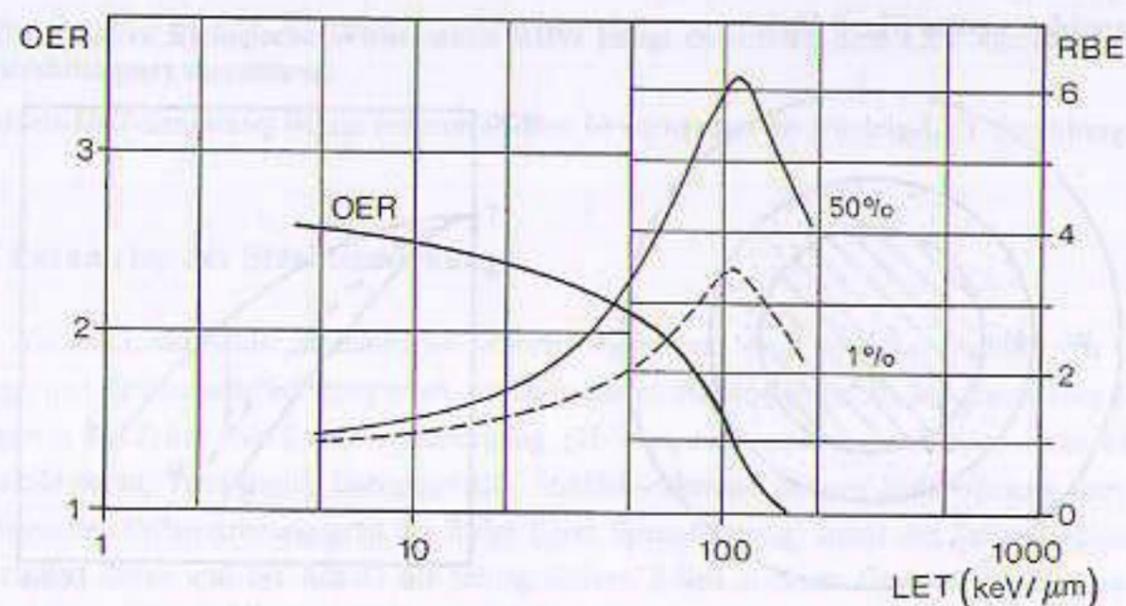


Fig. 9.22: Abhängigkeit des OER vom LET<sub>0</sub> für Sauerstoffsättigung (linke Skala). Zugehörige experimentelle RBW-Kurven für das 50% und 1% Überleben von menschlichen Nierenzellen bei der Bestrahlung mit Deuteronen und Alphateilchen (rechte Skala, nach [Raju]). Die RBW ist in beiden Fällen maximal für LETs knapp oberhalb von 100 keV/μm, unterscheidet sich aber fast um den Faktor 2, was ein deutlicher Hinweis auf einen überexponentiellen Verlauf der Zellüberlebenskurve bei hohen Dosen ist.

Dieser Sachverhalt ist einer der Gründe für die fraktionierte Strahlentherapie. Wird die zur Tumorerstörung 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 Reoxygenierung von vorher hypoxischen und deshalb weniger strahlenempfindlichen Zellen. Auf diese Weise kann teilweise die Gefahr von Lokalrezidiven vermindert werden (vgl. dazu auch die Ausführungen zum Zeitmuster der Strahlenexposition in Kap. 9.6.4). Reoxygenierung 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.

### 9.6.2 Chemische Modifikatoren der Strahlenwirkung

Durch chemische Substanzen kann die Wirkung einer Bestrahlung entweder vermindert oder verstärkt werden. Wie die Ausführungen zur Radikalbildung (Abschnitt 9.2) 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 9.2). 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 der Gruppe der Elektronendonatoren 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 und ausreichende 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 ( $\text{NH}_2\text{-(CH}_2\text{)}_2\text{-SH}$ ) und Cysteamin ( $\text{NH}_2\text{-(CH}_2\text{)}_2\text{-S-S-(CH}_2\text{)}_2\text{-NH}_2$ ), 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 (besonders sympatischen) in Beeren und Rotwein vorkommenden Polyphenole (rote Farbstoffe).

**Radiosensitizer:** Die entgegengesetzten Wirkungen, also eine Steigerung der Schadensrate, sind von Substanzen zu erwarten, die die Wirkung einer Strahlendosis auf Zellen heraufsetzen. Diese Radiosensitizer oder auch Radiosensibilisatoren werden nach ihrem Wirkungsmechanismus in Stoffe, die die Radikalausbeute im Zellplasma erhöhen, solche die die Reparatur von Schäden erschweren, solche die den Zellzyklus synchronisieren und in DNS-modifizierende Substanzen unterschieden. 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 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 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. Abschnitt 9.6.3, Fig. 9.23). 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 Synchronisa-

tionsversuche 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 Mitosephase (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, die während der S-Phase 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 einbauen. 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.

### 9.6.3 Abhängigkeit der Strahlenwirkungen von der Zellzyklusphase

Proliferierende Zellen zeigen eine phasenabhängige Empfindlichkeit gegen Strahlenschäden. Bestrahlung von Zellen kann zum reproduktiven Zelltod oder vor allem bei hohen Dosen 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 9.3). 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 der 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.

Der **Zelltod** kann während des gesamten Zellzyklus stattfinden. 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 Enzyymbildung, Veränderungen der Membranen, der Zellorganellen und ihrer Funktion, der Atmungsfähigkeit der Zelle oder der genetisch vorprogrammierte Tod (Apoptose) u. ä. vermutet. Interphasentod ist in der Regel an hohe Dosen gekop-

pelt. 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 G<sub>2</sub>-Phase sind bezüglich des Strahlentodes am empfindlichsten. Ihnen folgen die G<sub>1</sub>- und die frühe S-Phase. Am strahlenresistentesten sind Zellen in der G<sub>0</sub>-Phase und in der späten S-Phase, in der die Verdopplung der DNS bereits abgeschlossen ist (Fig. 9.23).

Bei einer Bestrahlung einer Zellkultur oder eines Gewebes, in denen sich die Zellen in typischer zeitlicher Verteilung in den einzelnen Phasen befinden, kommt es zunächst also zur bevorzugten Verminderung der Zellen in der G<sub>2</sub>- und der Mitose-Phase mit einer nachfolgenden Reaktivierung von G<sub>0</sub>-Zellen. Die Überlebenskurven der G<sub>2</sub>- 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. 9.23). Diese besonderen Eigenschaften der G<sub>2</sub>- 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 vergleichbar mehr Zellen in den empfindlichen Phasen angetroffen als in weniger teilungsaktiven Geweben. Im Menschen zählen das blutbildende und lymphatische System sowie die sogenannten Mauerorgane wie die inneren Schleimhäute, zu den stark proliferierenden und strahlensensiblen Geweben. Sie sind deshalb auch für die ersten Symptome der Strahlenkrankheit verantwortlich. Dazu zählt auch die menschliche Leibesfrucht, die wegen der in der Organbildungsphase (dritte bis zwölfte Schwangerschaftswoche) sehr hohen mitotischen Aktivität ebenfalls besonders strahlenempfindlich ist.

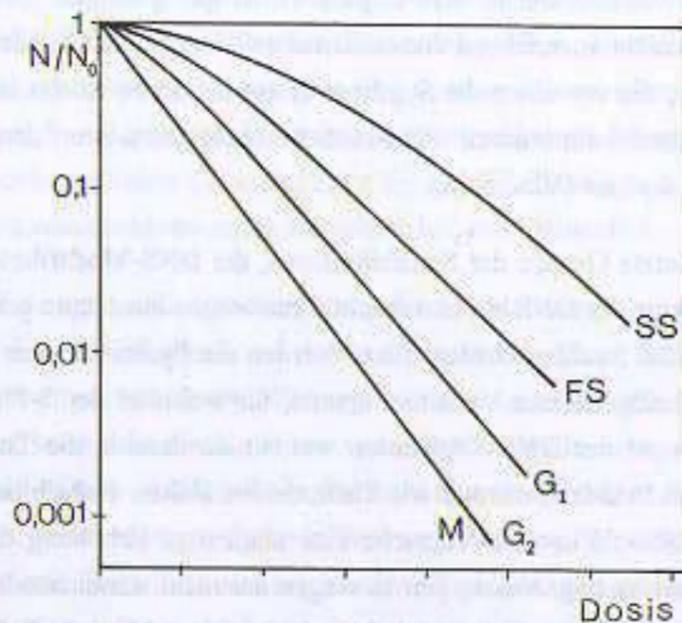


Fig. 9.23: Schematische Überlebenskurven von Zellen in Kultur nach Bestrahlung mit Niedrig-LET-Strahlung als Funktion der einzeitigen Strahlendosis und der Zellzyklusphase.

#### 9.6.4 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 nur wenig Einflüsse des Dosis-Zeitmusters auf die beobachteten Dosiseffektcurven. Ihre Überlebenskurven verlaufen unter allen Bestrahlungsbedingungen rein exponentiell und zeigen keine Erholungsschulter. In diesen Fällen ist davon auszugehen, daß die bei der Bestrahlung gesetzten Schäden irreversibel sind und nach den theoretischen Vorstellungen des Eintreffersmodells 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. 9.6.3) alle in Phasen mit der gleichen Strahlensensibilität vorliegen und entweder gleichmäßig mit Sauerstoff (Kap. 9.6.1) versorgt sein oder keinerlei Sauerstoffeffekt aufweisen. Substrate mit diesen Eigenschaften finden sich vor allem in Zellkulturen, deren Zellen bezüglich ihrer Phase synchronisiert sind, bei der Anwendung von Hoch-LET-Strahlung und bei ausschließlicher Betrachtung deterministischer 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 durch Fraktionierung, also eine Bestrahlung mit kleinerer mittlerer Dosisleistung, reagieren, ist dies ein Beweis für einen anderen Schädigungsmechanismus als den des singulären letalen Eintreffersmodells. 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 dagegen zu Bildung von Wasserstoffperoxid 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 Targets, also 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 zeitlichen Abstand bis zum näch-

sten 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 "Enzymproduktionstätten") zum Zelltod führen.

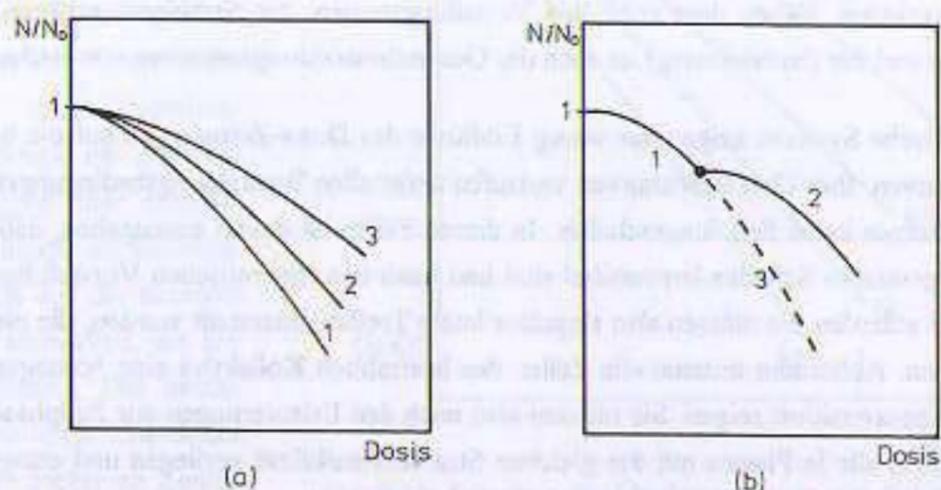


Fig. 9.24: Schematische Darstellung der Veränderungen von Zellüberlebenskurven bei Niedrig-LET-Strahlung durch zeitlich ermöglichte Reparaturen subletaler Schäden. (a): Protrahierte Bestrahlung mit abnehmender Dosisleistung (1 hohe DL, 2 mittlere, 3 niedrige DL). Die Kurven zeigen die typischen Veränderungen 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).

Bei protrahierter Bestrahlung kommt es deshalb in reparaturfähigen Systemen zu typischen Modifikationen der Überlebenskurven (Fig. 9.24a). Die Steigungen des exponentiellen Kurventeils nehmen mit kleinerer Dosisleistung ab, die Dosis-schulter wird flacher und ist bei sehr kleiner Dosisleistung wegen des insgesamt flacheren Kurvenverlaufes kaum noch auszumachen. Bei einer Fraktionierung (Fig. 9.24b) 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 Einzelfractionen 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 stochastischen Wirkungen gelten die gleichen Grundprinzipien. Auch dort ist bei Niedrig-LET-Strahlung eine geringere stochastische Schadensrate bei einer Protrahierung zu erwarten als bei einzeitiger Strahlenexposition (s. Kap. 9.4.2, Fig. 9.18). Bei Hoch-LET-Strahlung kann durch zeitliche Verdünnung die stochastische Wirkung dagegen sogar erhöht werden, weil bei einzeitiger Exposition eine Sättigung bzgl. der stochastischen Wirkung eintritt und es statt dessen zu konkurrierenden deterministischen Wirkungen in der Zelle kommt.

**Reoxigenierung:** Neben den erwähnten Reparaturvorgängen, deren Effektivität also von der zeitlichen Schadensdichte abhängt, spielt auch der bei Niedrig-LET-Strahlung auftretende Sauerstoffeffekt eine zentrale Rolle. Bei einer Bestrahlung werden zunächst euoxische Zellen bevorzugt geschädigt. Es kommt also zu einer relativen Anreicherung hypoxischer Zellen. In den Bestrahlungspausen kommt es bei fraktionierter Bestrahlung zur Reoxigenierung dieser hypoxischen und deshalb weniger strahlenempfindlichen Zellen. Die Gründe dafür sind das 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 werden sich also einige der vorher inaktiven hypoxischen Zellen im aktiven Zyklus befinden und wegen der dann höheren Strahlenempfindlichkeit eine größere Schädigungsrate aufweisen. Die Reoxigenierung geht so schnell vor sich, daß selbst unter Dauerbestrahlung, also bei Protrahierung, Zellen reaktiviert werden.

**Redistribution:** Bestrahlung von Zellpopulationen trifft wie oben schon erwähnt die besonders strahlensensiblen Zellen, also Zellen die sich entweder in der späten G2-Phase oder der Mitosephase 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 Mitosephase 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 im 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 auf keinen strahlenbiologischen Modellen beruhen, sondern nur Parametrisierungen klinischer Daten sind. Die bekannteste Beziehung dieser Art ist die sogenannte **Ellis-Formel** (Gl. 9.16), die 1967 von [Ellis] empirisch aufgestellt wurde.

$$NSD = D \cdot N^{-0.24} \cdot t^{-0.11} \quad (9.16)$$

Sie berechnet die Isoeffektdosis, die sogenannte Nominal-Standard-Dose NSD, für die Reaktionen gesunder Gewebe als Funktion der Zahl der Fraktionen  $N$  und der Gesamtbestrahlungszeit  $t$  in Tagen. Die Ellisformel 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. Außerdem basiert die Ellis-Formel 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. (9.16) 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 Dosiswirkungsver-

läufe 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. 3.1.1).

### 9.6.5 Einflüsse des morphologischen Differenzierungsgrades der Zellen

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** [Bergonie/Tribondeau] aus dem Jahre 1906 und gehört auch heute noch zu den gerne zitierten Grundregeln der Strahlenbiologie. 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 den hohen Dosen, wie sie 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 der 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 und daher auch klinisch besonders auffällig ist. 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 radio-genen Querschnittslähmung zeigt. Die Radioonkologie unterscheidet 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 dennoch zutreffende Regel, daß

hohe Differenzierung auch geringe Strahlensensibilität bedeutet, liegt wahrscheinlich an den besonders ausgeprägten Enzymaktivitäten in differenzierten Zellen und der so erhöhten Reparaturfähigkeit.

### 9.6.6 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 (Glykokalix) zusammen, die die Redistribuktion 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 den Energiehaushalt ebenfalls Auswirkungen auf die Immunantwort und das Reparatur- und Stoffwechselsystem der Zellen haben.

Aus der klinischen Erfahrung vor allem zu Beginn der modernen Radiologie sind eine ganze Reihe solcher Volumeneffekte bekannt geworden, die zu einer überproportionalen Zunahme der Nebenwirkungen mit der Zunahme des bestrahlten Volumens geführt haben. 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 blutbildende System und das Immunsystem so geschädigt werden, daß Reparaturen von Strahlenschäden kaum noch möglich sind und das Immunsystem nur noch so wenige Reserven hat, daß es selbst mit banalen Infekten nicht mehr fertig wird.

### 9.6.7 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, langanhaltendes 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. 9.25). 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. 9.1).

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 benötigen.

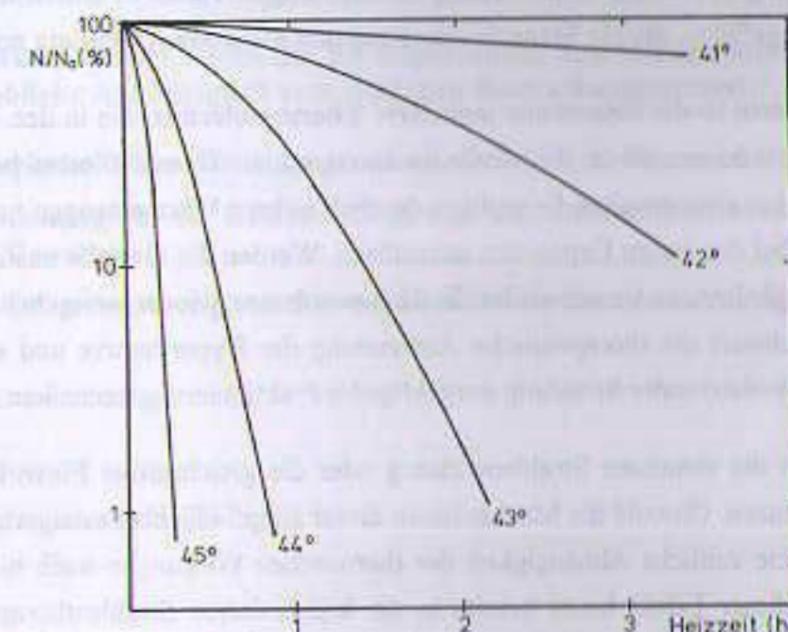


Fig. 9.25: Schematische Darstellung von Veränderungen der Zellüberlebenskurven als Funktion der Heizzeit für verschiedene Temperaturen (nach [Tubiana]). Die Überlebenskurven für eine bestimmte Temperatur ähneln in der Form den Dosis-Überlebenskurven. Sie zeigen insbesondere "Erholungsschultern". Oberhalb 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.

Die thermische Wirkung scheint vorwiegend von der im Gewebe 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 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. 9.25).

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 tiefliegende 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 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 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 sogenannte 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.

$$\text{TER} = \frac{\text{Dosis ohne Temperaturerhöhung}}{\text{Dosis mit Temperaturerhöhung}} \quad (\text{für die gleiche Wirkung}) \quad (9.17)$$

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 Herzkreislauf-Systems 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 wasserdurchflossenen Heizelemen-

ten, 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 beeinflusst die Strahlenwirkung auf Zellen.
- Die Strahlenwirkung auf ein Gewebe hängt vom simultan mitbestrahlten Volumen des umgebenden Gewebes ab.
- Gleichzeitige Übererwärmung von Geweben erhöht die Strahlenwirkung.

## 10 Dosisgrößen und Strahlenschutzbegriffe

### 10.1 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. 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 Äquivalentdosis, die effektive Äquivalentdosis und deren moderneren Nachfolger Organ, die Äquivalentdosis und die Effektive Dosis (s. Kap. 10.3 und 10.4).

Die **Ionendosis** ist die durch Bestrahlung eines Luftvolumens durch ionisierende Strahlung erzeugte elektrische Ladung eines Vorzeichens geteilt durch die Masse der bestrahlten Luft.

$$J = \frac{dQ}{dm_a} = \frac{1}{\rho_a} \cdot \frac{dQ}{dV} \quad (10.1)$$

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  $\rho = 1.293 \text{ mg/cm}^3$  eine elektrostatische Ladungseinheit ( $3.3362 \cdot 10^{-10} \text{ C}$ ) an Ladungen eines Vorzeichens erzeugte. Das entspricht  $2.082 \cdot 10^9$  Ionenpaaren/cm<sup>3</sup> trockener Luft. Der gesetzlich festgelegte Umrechnungsfaktor ist:

$$1 \text{ R} = 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg} \quad (10.2)$$

Die **Energiedosis** ist die mittlere bei einer Bestrahlung mit ionisierender Strahlung von einem Absorbermaterial der Dichte  $\rho$  lokal absorbierte Energie  $E_{\text{abs}}$  dividiert durch die Masse  $m$  des bestrahlten Volumens.

$$D = \frac{dE_{\text{abs}}}{dm_a} = \frac{1}{\rho_a} \cdot \frac{dE_{\text{abs}}}{dV} \quad (10.3)$$

Die SI-Einheit der Energiedosis ist das Joule durch Kilogramm ( $1 \text{ J/kg} = 1 \text{ Gy}$ ). Die alte Einheit der Energiedosis war das Rad (rd) vom englischen Ausdruck für absorbierte Strahlung (radiation absorbed dose). Es gilt durch Festlegung  $100 \text{ rd} = 1 \text{ Gy}$  bzw.  $1 \text{ rd} = 0.01 \text{ Gy}$ . 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 Energien (Bindungsenergien). Das bedeutet, daß die Energiedosis bei gleicher Strahlungsintensität in jeder Materie unterschiedlich ist. Bei der Energiedosisangabe muß deshalb gleichzeitig das Absorbermaterial genannt werden.

Unter **Kerma** versteht man den Quotienten aus der durch ionisierende Strahlung in einem bestrahlten Materievolumen auf geladene Sekundärteilchen der ersten Generation übertragenen Bewegungsenergie  $E_{\text{tran}}$  und der Masse  $m$  des Volumens.

$$D = \frac{dE_{\text{tran}}}{dm} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE_{\text{tran}}}{dV} \quad (10.4)$$

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<sup>1</sup>. Auch bei der Kerma muß das bestrahlte Material genannt werden. Dosisleistungen sind die Differentialquotienten der Dosen nach der Zeit. Sie können für alle Dosisgrößen definiert werden.

| Dosisgröße   | Zeichen | SI-Einheit | Einheit alt | Umrechnung                      |
|--------------|---------|------------|-------------|---------------------------------|
| Ionendosis   | J       | C/kg       | R           | 1 R = $2.58 \cdot 10^{-4}$ C/kg |
| Energiedosis | D       | Gy         | Rd          | 1 Gy = 100 rd                   |
| Kerma        | K       | Gy         | Rd          | 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. 10.1: Einheiten und Zeichen der physikalischen Dosisgrößen.

### 10.2. 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

<sup>1</sup> 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.

der Schutz vor nichtionisierender Strahlung, z. B. der UV-Strahlung. 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 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. 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 über die Schadenswahrscheinlichkeiten von Individuen dieser Population berechnet.

Eine für die biologischen Strahlenwirkungen und den Strahlenschutz übliche und nützliche Einteilung der Strahlenwirkungen ist die in stochastische und deterministische, genetische und somatische Wirkungen. Legt man besonderen Wert auf das Verständnis der biologischen Wirkungskette, so unterteilt man die Strahlenwechselwirkung auch in direkte und indirekte Strahlenwirkung (s. Kap. 9.2).

**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 (Cancerogenese) und die genetischen Schäden. Für stochastische Strahlenschäden werden dosisabhängige Eintrittswahrscheinlichkeiten ohne Schwellendosis unterstellt (s. Abschnitt 9.4.2).

**Deterministische Strahlenwirkungen:** Unter deterministischen oder nichtstochastischen Strahlenwirkungen versteht man allgemeine und lokale Strahleneffekte, deren Schweregrad von der Dosis abhängt. Die meisten dieser Wirkungen treten erst oberhalb einer individuellen Dosischwelle 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 Dosischwelle, unterhalb derer keine 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 zählt auch die Strahlenkrankheit und der Strahlentod zu den nichtstochastischen Strahlenwirkungen. Deterministische Strahlenwirkungen an erkrankten Geweben sind im übrigen das Ziel der therapeutischen Anwendung ionisierender Strahlungen in der Radioonkologie. Die möglichen deterministischen Strahlenwirkungen am Menschen sind ausführlich in Abschnitt (11.4) dargestellt.

**Genetische Wirkungen:** Unter genetischen Wirkungen im engeren Sinne, also vererbaren DNS-Modifikationen, versteht man die durch Strahleneinwirkung verursachten Mutationen am Erbgut von Organismen. Sie können sich entweder als dauerhafte Veränderung der Eigenschaften der Nachkommen bemerkbar machen oder bereits in einem frühen Entwicklungszustand die Lebensfähigkeit der Nachkommen ausschließen. Viele der genetischen Veränderungen unterliegen einem rezessiven Erbgang, werden also erst bei zufälliger Kombination gleichartig mutierten Erbgutes in Erscheinung treten. Rezessive Erbgutveränderungen 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 oder sind bereits in einem frühen Entwicklungsstadium des Individuums letal. In diesen Fällen 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 der Körpergewebe darstellen, als auch die strahlenbedingten malignen Veränderungen an einzelnen Körperzellen, die beispielsweise zu Tumorerkrankungen führen können. Somatische Strahlenschäden können je nach Dosis wie bei der akuten Strahlenkrankheit sehr schnell eintreten oder sich erst nach mehreren Jahrzehnten auswirken (Krebsentstehung). Somatische Schäden können also deterministischer und 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 der 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 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 er-

wünscht; zum anderen ist die alte Bezeichnung irreführend, da nicht jede Strahlenexposition gleichwertig mit einer tatsächlichen Schadensbelastung des bestrahlten Individuums ist.

### 10.3 Die neuen 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 (s. Abschnitt 8.1) oder den LET (s. Abschnitt 8.2) beschrieben. Man unterscheidet danach locker ionisierende Strahlung (wie Photonen, Elektronen und  $\beta$ -Teilchen) und dichter ionisierende Strahlungen wie  $\alpha$ -Teilchen oder langsame Protonen, die ihre Bewegungsenergie oft schon in einer einzigen menschlichen Zelle vollständig abgeben, also nur eine sehr begrenzte Reichweite haben. Dicht ionisierende Strahlungen erzeugen eine höhere lokale Schadensdichte als locker ionisierende Strahlungen; sie haben deshalb auch eine andere biologische Wirkung. Die entsprechende Dosisgröße ist die **Äquivalentdosis**. Sie wird aus der Weichteilenergie-dosis durch Wichtung mit strahlungsspezifischen Qualitätsfaktoren berechnet. 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 sind der in der Röntgenverordnung und der Strahlenschutzverordnung bisher noch 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 der Äquivalentdosis durch Wichtung mit risiko-relevanten Wichtungsfaktoren bestimmt. Diese Faktoren werden international so festgelegt, daß gleiche Werte der Effektiven Dosis auch gleiche Gefährdungen des Menschen ergeben.

Für praktische Anwendungen im Strahlenschutz müssen und können die komplexen Zusammenhänge von LET, Bestrahlungsbedingungen und Relativer Biologischer Wirksamkeit vereinfacht werden. Der experimentelle Zusammenhang zwischen LET und RBW (s. Abschnitt 9.5) bietet die Möglichkeit, im Strahlenschutz die verschiedenen Energieüberträge dicht- und lockerionisierender Strahlungsarten pauschal durch Angabe eines Qualitätsfaktors  $Q$  zu berücksichtigen.  $Q$ -Faktoren werden international durch Vereinbarung festgelegt ([ICRU 51], [ICRP 60]). Als Kriterium werden die verschiedenen  $L_w$ -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.

Zur Zeit ist eine Diskussion in Gang, die zur Angleichung bzw. Modifikation der bisherigen nationalen Dosisgrößen an die internationalen Gepflogenheiten und Sprachregelungen führen wird. Die Ausschüsse des DIN erarbeiten deshalb ein Regelwerk, in dem Dosisbegriffe, Dosisgrößen, sowie Meß- und Kalibrierverfahren an die internationalen Vorgaben angepaßt werden. Bis dahin gelten in der

Bundesrepublik noch die alten Festlegungen und Grenzwerte. Aus diesem Grund werden neben den von ICRP vorgeschlagenen Strahlenschutzdosisgrößen (Kap. 10.3) auch noch die bisherigen deutschen Dosisbegriffe dargestellt (Kap. 10.4). Nach DIN sollen in Zukunft nur noch die neuen Dosisgrößen und ihre zeitbezogenen Ableitungen (Dosisleistungen) verwendet werden.

Im Strahlenschutz werden zum einen **Dosismeßgrößen** benötigt, die für Messungen in der Orts- und Personendosimetrie geeignet sind, mit Hilfe derer also die Ortsdosis und die Personendosis zu Strahlenschutz Zwecken tatsächlich gemessen werden kann. Zum anderen braucht man Dosisangaben, die im Zusammenhang mit den Risiken einer Strahlenexposition des Menschen stehen. Diese Größen werden als **Körperdosisgrößen** bezeichnet. Die Dosisgrößen beider Kategorien werden (anders als bisher im deutschen Strahlenschutz, s. Kap. 10.4) einheitlich für alle Strahlungsarten und Strahlungsqualitäten definiert.

| Bezeichnung     | Kategorie        | Kurzzeichen                        | Bemerkung  |
|-----------------|------------------|------------------------------------|--|
| Äquivalentdosis | Dosismeßgröße    | H                                  | neue Qualitätsfaktoren als $f(\text{LET})$   |
| Ortsdosen       | Dosismeßgröße    | $H^*(d)$<br>$H^*(d, \vec{\Omega})$ | Umgebungs-Äquivalentdosis<br>Richtungs-Äquivalentdosis   |
| Personendosen   | Dosismeßgröße    | $H_p(10)$<br>$H_p(0.07)$           | Personendosis für durchdringende Strahlung<br>Personendosis für Strahlung geringer Eindringtiefe |
| Körperdosen     | berechnete Größe | $H_T$<br>E                         | Organ-Äquivalentdosis<br>Effektive Dosis   |

Tab. 10.2: Neue Dosisgrößen im Strahlenschutz (alle haben die Einheit Sv, nach [ICRU 43]).

**Dosismeßgrößen:** Sie sind als "Äquivalentdosen an einem bestimmten Raumpunkt" definiert. Eine dieser Größen ist die **Ortsdosis**. Sie ist additiv, da sie als Summe der zeitgleichen oder -versetzten Einwirkungen verschiedener Strahlungsqualitäten und Strahlenfelder gemessen werden kann. Sie ist außerdem eine Punktgröße, kann also eindeutig einem Punkt im Raum zugeordnet werden. Die Ortsdosis dient zur Abschätzung der Effektiven Dosis einer Person, wenn sie 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 Person zum Strahlenfeld im allgemeinen bei der Ortsdosismessung nicht bekannt ist. Mit Hilfe von Ortsdosismessungen werden Strahlenschutzbereiche (Kontroll-, Sperr- und Überwachungsbereiche) festgelegt.

Die zweite Art von Dosismeßgrößen ist die **Personendosis**. Sie ist ein personenbezogenes, also individuelles Maß für die Strahlenexposition einer bestimmten Person durch externe Strahlungsfelder. Personendosen werden am Körper der strahlenexponierten Personen mit sogenannten Personendosis-

metern ermittelt. Gemessene Personendosen für durchdringende Strahlungsarten werden zu Strahlenschutz Zwecken 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.

Die zweite Kategorie der Dosisgrößen sind die Körperdosisgrößen. Es werden zwei Arten der Körperdosisgrößen definiert, die **Organ-Äquivalentdosis** und die **Effektive Dosis**. Sie sind anders als die Dosismeßgrößen berechnete Dosisgrößen, die zur Abschätzung des Strahlenrisikos dienen, und deshalb nicht unmittelbar meßbar sind, da sie ja als risikogewichtete Mittelwerte von Dosen in Organen und Geweben definiert werden. Sie sind aber zur Festlegung von Grenzwerten für die Personen-Exposition geeignet.

### 10.3.1 Äquivalentdosis

Die Äquivalentdosis  $H$  ist das Produkt der Gewebe-Energiedosis  $D$  und dem 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  $Q = 1$ .

$$H = Q \cdot D \quad (10.5)$$

Da die Bewertungsfaktoren  $Q$  keine deterministischen Strahlenexpositionen erfassen, sollen Äquivalentdosisangaben nur bis zur Schwelle dieser nichtstochastischen Schäden angegeben werden. Nach [DIN 6814/5] ist als Schwellendosis der fünffache Jahresgrenzwert der Strahlenschutzverordnung für die effektive Äquivalentdosis anzusetzen. Dies entspricht zur Zeit der Dosis von 0.25 Sv. Diese Einschränkung gilt nicht für die Anzeigen von Strahlenschutzmeßgeräten zur Orts- und Personenmessung. Als Qualitätsfaktoren sollen in Zukunft im Gültigkeitsbereich der deutschen Normung die anhand des unbeschränkten LET  $L_{\infty}$  von ICRP und ICRU festgelegten Beziehungen in Tab. (10.3) verwendet werden.

| $L_{\infty}$ (keV/ $\mu$ m) in Wasser | $Q(L)$                |
|---------------------------------------|-----------------------|
| < 10                                  | 1                     |
| 10- 100                               | $0.32 \cdot L^{-2.2}$ |
| > 100                                 | $300/L^3$             |

Tab. 10.3: Zusammenhang zwischen unbeschränktem LET und Bewertungsfaktor  $Q(L)$  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. 10.1) hat man dafür den Namen Sievert<sup>2</sup> eingeführt. Die historische Einheit der Äquivalentdosis war das rem, das aus dem englischen Ausdruck "radiation equivalent man" abgeleitet wurde. Die Umrechnung rem  $\rightarrow$  Sv entspricht dem Umrechnungsfaktor des Rad in das Gray.

$$1 \text{ Sv} = 1 \text{ J/kg} = 100 \text{ rem} \quad (10.6)$$

Beispiel 1: Mit den Werten für den Bewertungsfaktor  $Q(L)$  aus Tabelle (10.3) 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  $L_{\infty}$  zu bestimmen. Für 2 MeV-Alpha-Teilchen erhält man für das Stoßbremsvermögen in Wasser nach Figur (6.2) etwa den Wert  $2 \cdot 10^9$  eV-cm<sup>2</sup>/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<sup>3</sup> einen LET von  $L_{\infty} = 2 \cdot 10^9$  eV/cm = 200 keV/ $\mu$ m. Setzt man diesen Wert in die Formel der Tabelle (10.3), 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  $\alpha$ -Strahlung typische Äquivalentdosen zwischen 10 mSv und 20 mSv erhält, also Werte bis zum Zwanzigfachen der Äquivalentdosis für Niedrig-LET-Strahlung.

Dies trägt der bekannten Radiotoxizität hochenergetischer  $\alpha$ -Strahler Rechnung. Beispiele solcher  $\alpha$ -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  $\alpha$ -strahlenden Aktiniden in nuklearen Abfällen aus Kernreaktoren wie das in Brutreaktoren in großen Mengen erbrütete 239-Pu. Wegen der geringen Reichweiten der  $\alpha$ -Teilchen in menschlichem Gewebe (je nach Energie nur einige 10  $\mu$ m, dies entspricht etwa der Größenordnung eines Zelldurchmessers) sind besonders die Oberflächen der Lungen (Lungenepithel) von der Strahlenwirkung der in der Atemluft enthaltenen  $\alpha$ -Strahler betroffen.  $\alpha$ -Strahlung aus natürlichen Quellen ist deshalb an der Entstehung von Lungentumoren (Bronchialkarzinomen) beteiligt.

Liegt am interessierenden Meßpunkt eine spektrale Verteilung des unbeschränkten Energieübertragungsvermögens vor, so ist der mittlere Qualitätsfaktor durch eine Mittelung über das Energiedosispektrum in  $L$  zu berechnen.

$$\bar{Q} = \frac{1}{D} \cdot \int_L Q(L) \cdot D_L \cdot dL \quad (10.7)$$

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  $\bar{Q}$  verwendet werden.

$$H = \sum_i Q_i \cdot D_i = \bar{Q} \cdot \sum_i D_i \quad (10.8)$$

<sup>2</sup> 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.

### 10.3.2 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 -qualität. Zum einen hat man es mit durchdringenden Strahlungen wie Röntgenstrahlung ausreichender Energie, Hochenergiephotonen oder Elektronen 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 guter 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  $H'(d, \vec{\Omega})$** , abzuschätzen. Wegen der geringen Durchdringungsfähigkeit der Strahlung ist die Meßanzeige eines geeigneten Detektors von der Strahleinfallrichtung abhängig. Dies wird durch den Strich (') symbolisiert. Die Größe  $d$  ist wie oben die Bezugstiefe im Phantom in Millimetern, der Parameter  $\vec{\Omega}$  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, menschenähnlichen **ICRU-Kugel** definiert. Diese besteht aus 76,2% Sauerstoff, 11,1% Kohlenstoff, 10,1% Wasserstoff und 2,6% Stickstoff und ist weitgehend gewebeäquivalent. Sie hat einen Durchmesser von 30 cm, ihre Dichte beträgt  $\rho = 1$  g/cm<sup>3</sup>. Mit diesen Daten nähert sie einen menschlichen Körper im Strahlenfeld bezüglich der Streuung und Schwächung in einer für Strahlenschutz zwecke ausreichenden Genauigkeit an. Wegen ihrer einfachen Geometrie ist sie gut für rechnerische Simulationen geeignet. Im Vergleich dazu oder zum Körper des Menschen sind die Detektortypen für die beiden Meßaufgaben punktförmig. Werden sie einem realen Strahlenfeld ausgesetzt, so wird die Meßanzeige durch dessen lokale Eigenschaften bestimmt. Damit sie bei ihrer Verwendung zur Ortsdosismessung so anzeigen, als würde die gesamte ICRU-Kugel homogen mit dem "lokalen" Feld in der entsprechenden Meßtiefe  $d$  bestrahlt, 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], Entwurf). 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 aufgeweitete Strahlenfeld ist ein Strahlenfeld einheitlicher Richtung, das zusätzlich die Bedingung des aufgeweiteten Strahlenfeldes erfüllt.**

Ortsdosimeter zur Messung der Umgebungs-Äquivalentdosis  $H^*(d)$  werden mit Hilfe der Anzeige der Meßsonde in der ICRU-Kugel kalibriert. Dazu ist das ausreichend aufgeweitete und ausgerichtetes Strahlenfeld und die Meßtiefe  $d$  zu verwenden, die auf demjenigen Kugelradius festgelegt ist, der dem ausgerichtetem Feld entgegengerichtet ist. Werden so kalibrierte Sonden einem realen Strahlenfeld in Abwesenheit der ICRU-Kugel ausgesetzt, so haben sie deshalb eine Anzeige, die der Exposition im entsprechenden aufgeweiteten und ausgerichtetem Kalibrierstrahlenfeld der Kugel entspricht. Ortsdosimeter zur Anzeige der Richtungs-Äquivalentdosis  $H'(d, \vec{\Omega})$  für Strahlung geringer Eindringtiefe werden in einer anderen Meßtiefe  $d$  ebenfalls in der ICRU-Kugel, aber im nur aufgeweiteten Strahlenfeld kalibriert. Die Richtungsabhängigkeit ihrer Anzeige bei schrägem Strahleinfall bleibt also erhalten. Die Einstrahlrichtung muß deshalb zusammen mit dem Dosiswert dokumentiert werden.

Reale Strahlenfelder haben im allgemeinen weder eine im Raum homogene Fluenz noch sind sie einheitlich in der Richtung ihrer Strahlungsquanten. Bei einer Messung im realen Strahlenfeld entsteht nach der Kalibrierung eine Meßanzeige 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 ausgerichtetem Strahlenfeld bestrahlt. Auf diese Weise ergeben ICRU-Kugel-kalibrierte Ortsdosimeter eine konservative Abschätzung der tatsächlichen Körperdosen. Sie "übertreiben" in der Regel in ihrer Anzeige, ein Sachverhalt, der im Extremfall eines Nadelstrahls, der gerade die Ausdehnung des Detektors hat, außerhalb aber keinerlei Teilchenfluenz aufweist, unmittelbar einleuchtet.

Für durchdringende Strahlungsarten wie Photonen 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 ausgerichtetem und aufgeweiteten Strahlenfeld in 10 mm Tiefe in der ICRU-Kugel auf dem der Einfallrichtung entgegengesetzten Radiusvektor erzeugt würde.**

Die Umgebungs-Äquivalentdosis entspricht also der Dosis in 10 mm Gewebetiefe im ausgerichtetem und aufgeweiteten Strahlenfeld. Sie ist die für hochenergetische Photonen-, Neutronen oder Elektronenstrahlung anzugebende Ortsdosisgröße. 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 auch die Meßtiefe von 3 mm vorgeschlagen. Beide Ortsdosen haben als Äquivalentdosen natürlich die Einheit Sievert und können selbstverständlich auch als Dosisleistungen angegeben werden. Ihre Definition lautet:

Die Richtungs-Äquivalentdosis  $H'(0,07, \vec{\Omega})$  am interessierenden Punkt im tatsächlichen Strahlenfeld ist die Äquivalentdosis, die im zugehörigen aufgeweiteten Strahlenfeld auf einem Radiusvektor der Richtung  $\vec{\Omega}$  der ICRU-Kugel in 0,07 mm Tiefe erzeugt würde.

### 10.3.3 Die Personendosisgrößen

Als Personendosis wird bei durchdringender Strahlung die Äquivalentdosis in ICRU-Weichteilgewebe in 10 mm Tiefe im Körper an der Tragestelle des Personendosimeters  $H_p(10)$  verwendet. Sie dient zur Abschätzung der Effektiven Dosis und der Organ-Äquivalentdosen. Bei Strahlung geringer Eindringtiefe ist die offizielle Personendosisgröße die Äquivalentdosis für ICRU-Weichteilgewebe in der Tiefe von 0,07 mm im Körper  $H_p(0,07)$  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.

Personendosimeter können selbstverständlich nicht an Personen kalibriert werden. Man verwendet statt dessen drei geometrische Phantome, die Teile des menschlichen Körpers annähern sollen. 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) dient zur Annäherung des menschlichen Rumpfes und wird deshalb zur Kalibrierung von Ganzkörperdosimetern wie der Röntgenfilmkassette verwendet, da es etwa gleiche Absorptions- und Streuverhältnisse 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.

### 10.3.4 Die Körperdosisgrößen

Körperdosis ist ein Sammelbegriff für die beiden neu eingeführten Dosisgrößen **Organ-Äquivalentdosis  $H_T$**  und **Effektive Dosis  $E$** . In Zukunft werden sich alle gesetzlichen Dosisgrenzwerte auf diese Körperdosisgrößen beziehen.

**Die Organ-Äquivalentdosis:** Sie ist definiert als Produkt aus der mittleren Energiedosis  $D_T$  der bestrahlten Körperpartie und dem Strahlungs-Wichtungsfaktor  $w_R$  für die vorliegende Strahlungsqualität  $R$ .  $D_T$  ist über das Volumen des exponierten Gewebes, Organs, sonstigen Körperteils  $T$  oder im Falle der Haut über deren gesamte Oberfläche zu mitteln. Die Organ-Äquivalentdosis ist in formaler Analogie zur Äquivalentdosis (Gl. 10.5) als gewichtete Summe dieser mittleren Organ-Energiedosen definiert.

$$H_T = w_R \cdot D_T \quad (10.9)$$

Der Index  $T$  steht also 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. 10.4, [ICRP 60]) und die mittleren Qualitätsfaktoren  $\bar{Q}$  (nach Gl. 10.7) 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. $\beta$ )*, Myonen   | alle $e^- + \mu$                            | 1   |
| Neutronen                              | $E < 10\text{keV}$                          | 5   |
|  | 10-100keV                                   | 10  |
|  | 0.1 -2 MeV                                  | 20  |
|  | 2-20MeV                                     | 10  |
|  | $E > 20\text{MeV}$                          | 5   |
| Protonen                               | $E > 2\text{MeV}$                           | 5** |
| $\alpha$ , Schwerionen, Spaltfragmente |   | 20  |

Tab. 10.4: 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 Niedrig-Z-Materialien oder Wasser sehr schnell ihr Energiespektrum ändern und das Strahlungsfeld zudem durch Einfanggammas kontaminiert wird. Sie werden nicht mehr wie früher nach ihrem LET bewichtet, sondern in Abhängigkeit von ihrer "freien" Bewegungsenergie vor dem Auftreffen auf das Phantom oder das Gewebe. Zusätzlich zur Stufenfunktion für Neutronen (Tab. 10.4) hat die ICRP die stetige Formel (Gl. 10.10) zur Berechnung von Neutronenwichtungsfaktoren angegeben.

$$w_R(E_n) = 5 + 17 \cdot e^{-\frac{(\ln(2 \cdot E_n))^2}{6}} \quad (10.10)$$

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. 10.10 - 10.12) sind die Neutronenenergien in MeV einzusetzen. Die Diskussion, welche dieser Formeln letztlich angewendet werden wird, ist noch offen. Die beiden Alternativen lauten ([PTB-DOS23], [ICRU 43]):

$$w_R(E_n) = 2.5 + 13 \cdot e^{-\frac{(\ln(2 \cdot E_n))^2}{3}} \quad (\text{für } E_n \leq 0.5 \text{ MeV}) \quad (10.11)$$

$$w_R(E_n) = 2.5 + 13 \cdot e^{-\frac{(\ln(2 \cdot E_n))^2}{15}} \quad (\text{für } E_n > 0.5 \text{ MeV}) \quad (10.12)$$

Die in den neuesten Empfehlungen der ICRP vorgeschlagenen Strahlungs-Wichtungsfaktoren ersetzen also die alten Bewertungsfaktoren  $q$  der Strahlenschutz- und der Röntgenverordnung (s. Kap. 10.4). Rührt die Organ-Äquivalentdosis von mehreren Strahlungsqualitäten her, so ist pro "Zielorgan"  $T$  über diese Strahlungsqualitäten zu summieren.

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R} \quad (10.13)$$

**Die Effektive Dosis:** Sie ist die komplizierteste Dosisgröße. Sie ist wie die Organ-Äquivalentdosis nicht unmittelbar meßbar, sondern muß aus den verschiedenen Organ-Äquivalentdosen 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. Die Effektive Dosis  $E$  ersetzt die frühere Größe "effektive Äquivalentdosis" (s. Kap. 10.4). Sie ist definiert als Summe der mit den zugehörigen Gewebe-Wichtungsfaktoren  $w_T$  multiplizierten Organ-Äquivalentdosen  $H_T$  in 12 relevanten Organen und Geweben und einem Rest von 5 weiteren Geweben.

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T \quad (10.14)$$

Die Gewebefaktoren  $w_T$  sind von ICRP aus epidemiologischen Untersuchungen abgeleitet und für Frauen und Männer sowie alle Altersgruppen gemittelt (Tab. 10.5, vgl. dazu auch Kap. 11.6). Bei gemischten Strahlungsfeldern können die Organ-Äquivalentdosen aus verschiedenen Strahlungsqualitäten herrühren. In diesem Fall sind die Beiträge der jeweiligen Strahlungsqualitäten zu summieren. Man erhält daher die Doppelsumme:

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T = \sum_T w_T \cdot \left( \sum_R w_R \cdot D_{T,R} \right) \quad (10.15)$$

| ICRP 60*            |               | RöV               |          |
|---------------------|---------------|-------------------|----------|
| 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. 10.5: Gewebe-Wichtungsfaktoren  $w_T$  zur Berechnung der Effektiven Dosis nach den neuesten Empfehlungen der [ICRP 60] zusammen mit den bisherigen deutschen Wichtungsfaktoren  $w$  für die Effektive Äquivalentdosis nach ([RöV], Anlage IV, Tab. 2). \*: Bisher noch nicht in der deutschen Strahlenschutzregelung verwendet. Die neuen ICRP-Faktoren enthalten das sogenannte Detriment, das also Beeinträchtigungen der Gesundheit und nicht mehr ausschließlich die Krebsmortalität beschreibt. \*\*: Diese weitere Differenzierung der Lungengewebe ist für später vorgesehen.

Zu den "anderen Geweben und Organen" dieser Tabelle (10.5) 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 Äquivalentdosis 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 (s. Kap. 11.6). Die alten deutschen Wichtungsfaktoren [ICRP 26] sind zum Vergleich in Tab. (10.5) aufgeführt, die absoluten Risikoeffizienten sind in Abschnitt (11.6) dargestellt. Im neuen ICRP-Vorschlag [ICRP 60] finden sich nur noch 4 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 genetische Risiko wurde von 25% auf 20% reduziert, ist aber dennoch eine willkürliche Festlegung für das aus Tiermodellen abgeschätzte menschliche Risiko 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 (detriment: engl. Beeinträchtigung) abgeleitet, also nicht mehr wie früher [ICRP 26] ein unmittelbares Maß für die Krebsmortalität.

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  $P_{\text{tot}}$  betragen. Sie setzt sich additiv aus den Einzelhäufigkeiten  $P_T$  für die Krebserkrankungen in den verschiedenen Organen zusammen.

$$P_{\text{tot}} = \sum_T P_T \quad (10.16)$$

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  $P_{\text{tot}}$ .

$$w_T = \frac{P_T}{P_{\text{tot}}} \quad (10.17)$$

Die Summe der relativen Einzelwahrscheinlichkeiten für Krebserkrankungen aller betrachteten Organe ist unabhängig von der tatsächlichen absoluten Höhe des Krebsrisikos  $P_{\text{tot}}$  immer genau 100% bzw. 1, wie leicht aus der folgenden Gleichung einzusehen ist.

$$\sum_T w_T = \sum_T \frac{P_T}{P_{\text{tot}}} = \frac{1}{P_{\text{tot}}} \cdot \sum_T P_T = \frac{1}{P_{\text{tot}}} \cdot P_{\text{tot}} = 1 = 100\% \quad (10.18)$$

Da die relativen Wahrscheinlichkeiten gerade die in den Gln. (10.17 und 10.18) 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 1%/Sv oder 5%/Sv beträgt. Der letztere Wert ist übrigens die von ICRP unterstellte mittlere Mortalitätsrate (s. Abschnitt 11.6). 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 Risikowichtung 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 **genetische Risiko** (Erbschaden durch Bestrahlung der Gonaden) und das **Morbiditäts-Risiko**, das Krebskrankungsrisiko für einen strahlungsinduzierten Tumor im Gewebe oder im blutbildenden System.

**Beispiel 2: Berechnung der Effektiven Dosis nach gleichförmiger Ganzkörperbestrahlung.** Bei einer homogenen Bestrahlung mit 1.2 mSv (z. B. durch Inkorporation eines gleichmäßig im Ganzkörper verteilten Radionuklides wie  $^{137}\text{Cs}$ ) erhält man die Effektive Dosis, indem man unter Berücksichtigung der erlaubten Anzahl Organe die Gewichte addiert und mit 1.2 mSv multipliziert. Man erhält:

$$E = (0.20 + 4 \cdot 0.12 + 5 \cdot 0.05 + 2 \cdot 0.01 + 0.05) \cdot 1.2 \text{ mSv} = 1.2 \text{ mSv}$$

also, wie erwartet, genau 1.2 mSv, da die Summe der Gewichte gerade 1 ergibt.

**Beispiel 3: Berechnung einer Schilddrüsens dosis nach  $^{131}\text{J}$ -Kontamination.** Durch Inkorporation von  $^{131}\text{J}$  ist es zu einer Schilddrüsenäquivalentdosis von 100 mSv gekommen. Wenn sonst keine weiteren Organe oder Körperteile mitbestrahlt wurden, ergibt dies eine Effektive Dosis von 5 mSv. Das Risiko, an einem durch 100 mSv 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 dieses Beispiel die realistische Effektive Dosis etwas unterschätzt.

## 10.4 Die bisherigen Dosisgrößen im Strahlenschutz\*

Änderungen der Strahlenschutzphilosophie betreffen zum einem die Definitionen und Kalibrierverfahren der Dosismessgrößen (Orts- und Personendosis), zum anderen die Berechnungsverfahren zu den Körperdosisgrößen (Äquivalentdosis und effektive Äquivalentdosis).

### 10.4.1 Die bisherigen Dosismessgrößen\*

In der bisherigen Strahlenschutzgesetzgebung der Bundesrepublik Deutschland 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], [DIN 6814/3] von 1985). Für Photonenenergien bis 3 MeV wurde diese Größe aus der Standard-43Ionendosis  $J$ , abgeleitet (zur Definition von  $J$ , vgl. [Krieger Bd2], Kap. 3.1). Die Photonen-Äquivalentdosis wird mit Hilfe eines Umrechnungsfaktors  $C_1$  berechnet.

$$H_x = C_1 \cdot J_x \quad \text{mit } C_1 = 38.76 \text{ (Sv}\cdot\text{kg/C)} = 0.01 \text{ Sv/R} \quad (10.19)$$

Bei Photonenstrahlung mit Energien oberhalb von 3 MeV erhält man die Photonenäquivalentdosis aus dem Meßwert eines Dosimeters mit "Verstärkungskappe", das zur Messung der Standardionendosis frei in Luft für  $^{60}\text{Co}$ -Strahlung kalibriert wurde, durch Multiplikation mit dem  $C_1$ -Faktor der Gl. (10.19). Diese Umrechnung erleichterte insbesondere die Weiterverwendung von Strahlenschutzdosimetern mit der alten "Röntgen-Kalibrierung". Die pauschale Umrechnung  $\text{Sv} \leftrightarrow \text{R}$  kann unter Umständen Probleme bereiten, falls Strahlenschutzdosimeter für andere Zwecke als den bestimmungsgemäßen Gebrauch eingesetzt werden, z. B. wenn aus der Dosisleistung in einem bestimmten Abstand über die Dosisleistungskonstante auf die Aktivität eines radioaktiven Präparates geschlossen werden soll. In solchen Fällen empfiehlt sich die Bestimmung eines "hauseigenen" Kalibrierfaktors. Dieser kann entweder anhand der Dosisleistungskonstanten für das jeweilige Präparat berechnet oder durch eine Anschlußmessung mit einem Präparat definierter Aktivität, wie sie von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt mehrmals im Jahr verschickt werden, 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  $1\text{g/cm}^3$  in 0.07 mm Tiefe kalibriert ist. Dieser Meßwert war mit dem Faktor  $1\text{Sv/Gy}$  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 wurde. 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 wurde.

#### 10.4.2 Die bisherige Größe Äquivalentdosis\*

Unter Äquivalentdosis versteht man die durch Bestrahlung von Weichteilgewebe erzeugte Energiedosis  $D_{\text{weich}}$  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  $H$  gilt somit:

$$H = q \cdot D_{\text{weich}} = N \cdot Q \cdot D_{\text{weich}} \quad (10.20)$$

Der **Bewertungsfaktor  $q$**  enthält Informationen über die Strahlungsqualität und die Bestrahlungsbedingungen. Der dimensionslose **Qualitätsfaktor  $Q$**  enthält die Informationen über die Strahlungs-

qualität. Er macht im wesentlichen Aussagen über die biologische Wirksamkeit der betrachteten Strahlungsart und -qualität und wird durch Vereinbarung so festgesetzt, daß gleiche Äquivalentdosen unter Strahlenschutzgesichtspunkten gleich bewertet werden können. Der Faktor  $N$  wird 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 wurde, wird neuerdings empfohlen, auf den modifizierenden Faktor  $N$  völlig zu verzichten [ICRP 60]. Die Einheit der Äquivalentdosis ist wie üblich das  $(\text{J/kg})$  und trägt den Namen Sievert.

| Strahlungsart                        | $L_w$ (keV/ $\mu\text{m}$ ) in $\text{H}_2\text{O}$ | Bewertungsfaktor $q$ |
|--------------------------------------|---|----------------------|
| $e^-$ , $\beta^-$ , Photonen         | < 3.5   | 1                    |
| $\alpha$ , 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. 10.6: LET ( $L_w$ ) in Wasser und Bewertungsfaktoren  $q$  in Anlehnung an ([StrSchV]), Anhang VII).

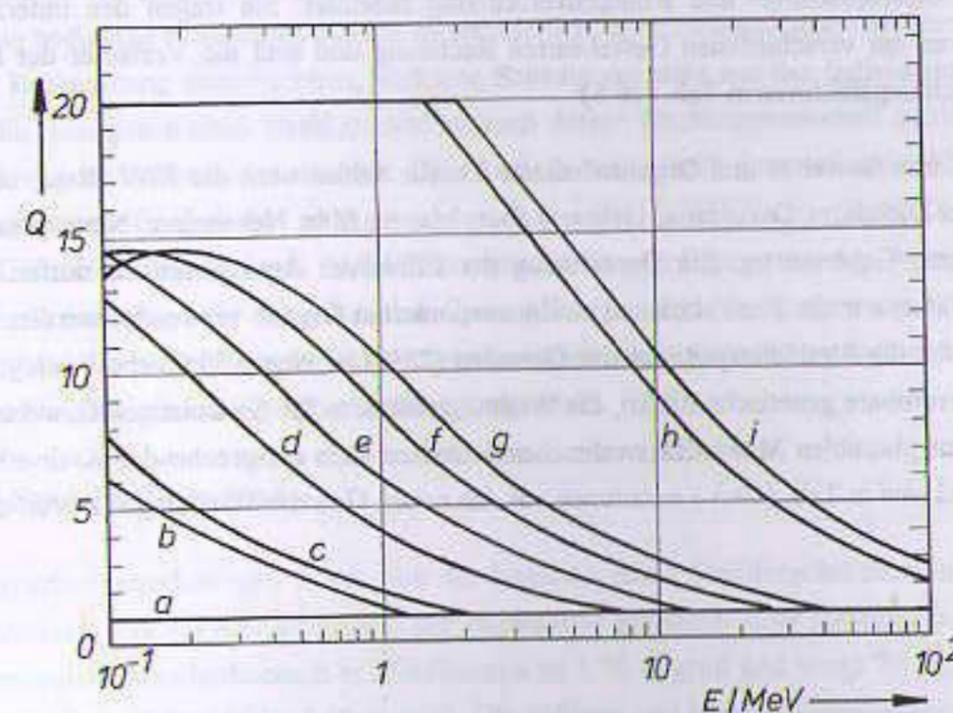


Fig. 10.1: Noch gültige Abhängigkeit des Qualitätsfaktors  $Q$  geladener Teilchen von ihrer kinetischen Energie  $E$  zur Berechnung der Äquivalentdosis  $H$  nach Gl. (10.20). (Nach Anlage XIV der Strahlenschutzverordnung von 1989 [StrSchV]).

(a): Elektronen, Röntgen-, Gammastrahlung, (b): Myonen, (c):  $\pi$ -Mesonen, (d): K-Mesonen, (e): Protonen, (f): Deuteronen, (g): Tritonen, (h):  $^3\text{He}$ -Ionen, (i): Alphas.

Eine im Vergleich zur Photonenstrahlung erhöhte biologische Wirksamkeit setzt etwa bei einem  $L_{\infty}$  von 5-10 keV/ $\mu\text{m}$  ein. Strahlungen mit diesem LET werden deshalb mit Qualitätsfaktoren  $Q > 1$  beschrieben. Ähnliches gilt für schnelle Neutronen, die ihre Bewegungsenergie überwiegend durch elastische Streuung auf Protonen übertragen (s. Abschnitt 7). Der in der Strahlenschutzverordnung noch gültige Zusammenhang zwischen LET und dem Qualitätsfaktor  $Q$  des Strahlenschutzes ist in Tabelle (10.6) zusammengestellt. Werte für den Qualitätsfaktor  $Q$  für verschiedene Teilchenarten und Teilchenenergien finden sich in grafischer Form in (Fig. 10.4).

### 10.4.3 Die bisherige Größe Effektive Äquivalentdosis\*

Sie ist wie die Äquivalentdosis nicht unmittelbar meßbar, sondern muß aus den verschiedenen Teilkörperäquivalentdosen berechnet werden. Unter der effektiven Äquivalentdosis  $H_{\text{eff}}$  versteht man die Summe der mit den zugehörigen **Wichtungsfaktoren**  $w_i$  multiplizierten mittleren Äquivalentdosen  $H_i$  relevanter Organe oder Gewebe für die Strahlungsqualitäten  $k$ .

$$H_{\text{eff}} = \sum_i w_i \cdot H_i = \sum_i w_i \cdot \left( \sum_k q_{k,i} \cdot D_{\text{weib},k} \right) \quad (10.21)$$

Die in der Summenbildung über die verschiedenen Teilkörperdosen  $H_i$  verwendeten Größen  $w_i$  sind strahlenbiologische Gewichtungsfaktoren. Sie wurden durch Vereinbarung festgelegt [ICRP 26] und sind in der Strahlenschutz- und Röntgenverordnung tabelliert. Sie tragen den unterschiedlichen Strahlenrisiken der verschiedenen Gewebearten Rechnung und sind die Vorläufer der moderneren Gewebe-Wichtungsfaktoren in Tab. (10.5).

Zu den "anderen Geweben und Organen" dieser Tabelle zählen nach der RöV Blase, oberer Dickdarm, unterer Dickdarm, Dünndarm, Gehirn, Leber, Magen, Milz, Nebenniere, Niere, Bauchspeicheldrüse, Thymus, Gebärmutter. Zur Berechnung der Effektiven Äquivalentdosis dürfen von diesen anderen Organen nur die 5 am stärksten strahlenexponierten Organe verwendet werden. Der Wichtungsfaktor für die Strahlenexposition der Gonaden (25%) ist eine willkürliche Festlegung für das vermutete vererbare genetische Risiko, die Wichtungsfaktoren für die sonstigen Gewebe und Organe wurden aus plausiblen **Mortalitätswahrscheinlichkeiten** nach entsprechenden Krebserkrankungen abgeleitet und sind in Tab. (10.5) zusammen mit den neuen Gewebe-Wichtungsfaktoren tabelliert.

## 11 Strahlenexposition, Strahlenwirkung und Strahlenrisiko

Die schädigenden Wirkungen ionisierender Strahlung auf den lebenden Organismus bei hohen Dosen, die sogenannten 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 blutbildenden Organe. Bei Ärzten und anderen Personen, die sich berufsmäßig mit Röntgenstrahlen beschäftigten, traten in der Folgezeit strahlenbedingte chronische Entzündungen, schmerzhaftes Geschwüre und Dauererkrankungen 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 360 Namen derer eingemeißelt wurden, die ihre berufsmäßige Beschäftigung mit ionisierender Strahlung mit dem Leben bezahlten.

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 mutationsauslösenden 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 Kommissionen (ICRP: International Commission on Radiological Protection, ICRU: International Commission on Radiation Units and Measurements, IAEA: International Atomic Energy Agency Wien) 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.

### 11.1 Der Standardmensch\*

Für Strahlenschutzberechnungen wurde von der Internationalen Strahlenschutzkommission ([ICRP 23]) ein durchschnittliches Menschmodell, der sogenannte Standard- oder Referenzmensch entwickelt. Der männliche Standardmensch in Mitteleuropa ist 1.70 m groß und wiegt 70 kg, seine weibliche Partnerin wiegt 58 kg und ist 1.60 m groß. Die äußeren und inneren Abmessungen und Massen des weiblichen Referenzmenschen betragen im Mittel nur 83 % des männlichen Modells. Es dient als Grundlage physikalischer und physiologischer Modelle, wie z. B. dem bekannten geometrischen Röntgenphantom der GSF ([Kramer/GSF]) oder seinem Vorläufer, dem MIRD-Phantom des Medi-

cal International Radiation Dose Committee ([MIRD 1969]). Daten über den Stoffwechsel werden für Inkorporationsberechnungen, solche über die atomare Zusammensetzung für die Dosimetrie benötigt. Auszüge der sehr umfangreichen Daten- und Literatursammlung in [ICRP 23] befinden sich in den folgenden Tabellen (11.1-11.4).

Für manche Dosisabschätzungen im Strahlenschutz werden auch andere Menschmodelle verwendet. Ein Beispiel ist das ICRU-Kugelmodell zur Berechnung des Dosisleistungsindex für die kosmische Strahlenexposition (s. Abschnitt 11.2.1) und zur Bestimmung der Körperdosen (Kap. 10).

#### Luftbilanz des Standardmenschen:

| Zusammensetzung                               | O <sub>2</sub> (%)* | CO <sub>2</sub> (%)* | N <sub>2</sub> + andere Gase (%) |
|---|---------------------|----------------------|----------------------------------|
| eingatmete Luft                               | 20.94               | 0.03                 | 79.03                            |
| ausgeatmete Luft                              | 16                  | 4.0                  | 80                               |
| Vitalkapazität                                | Mann: 4.3 l         |                      | Frau: 3.3 l                      |
| Tägl. inhalede Luftmenge (m <sup>3</sup> /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 <sup>2</sup>   |                      |                                  |
| Fläche oberer Atemtrakt, Trachea, Bronchien:  | 20 m <sup>2</sup>   |                      |                                  |
| Gesamt:                                       | 70 m <sup>2</sup>   |                      |                                  |

Tab. 11.1: Daten zum Luftstoffwechsel des Standardmenschen, nach [ICRP 23]. (\*): Volumenprozent.

#### 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 |
| <b>Gesamtwassergehalt:</b> | <b>42'000 g</b> |      |      |

Tab. 11.2: Daten zum Wasserstoffwechsel des Standardmenschen, nach [ICRP 23].

| 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        | 0.029 |
| 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. 11.3: 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).

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* |           | $\approx 2.3 \cdot 10^9$ /Chromosomensatz |                           |                       |

Tab. 11.4: Elementare Zusammensetzung des Standardmenschen nach [ICRP 23]. Darüberhinaus 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. \*: Wird inzwischen zu eher  $3 \cdot 10^9$  angenommen.

## 11.2 Natürliche Strahlenexposition des Menschen

Die natürliche Strahlenexposition des Menschen setzt sich aus einer äußeren (externen) und einer inneren (internen) Komponente zusammen. Sie bestimmen die untere Grenze der menschlichen Strahlenexposition. Die externe Strahlung besteht aus der **terrestrischen** Strahlung (aus dem Boden, aus Baumaterialien und aus den Gasen der Atmosphäre) und 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 die geologischen und geografischen Umweltbedingungen (die Höhe über dem Meeresspiegel, die in der betrachteten Region dominierenden Gesteinsarten, die Bodenbeschaffenheit), die überwiegend verwendeten Baumaterialien und bestimmte Wohn-, Lebens- und Ernährungsgewohnheiten der betrachteten Populationen.

### 11.2.1 Externe Strahlenexposition

**Terrestrische Strahlenexposition:** Die natürliche externe terrestrische Strahlenexposition entstammt zwei Quellen, den kosmogenen und den primordialen Radionukliden (s. Abschnitt 3.3.2). Für die externe Strahlenexposition ist vor allem die Gammastrahlung dieser Radionuklide verantwortlich. Von den **kosmogenen** Radionukliden (Tab. 3.5) sind nur  $^3\text{H}$ ,  $^7\text{Be}$ ,  $^{14}\text{C}$  und  $^{22}\text{Na}$  wegen ihrer Konzentration an der Strahlenexposition des Menschen beteiligt. Sie tragen wegen ihres Stoffwechselverhaltens zwar erheblich zur internen Strahlenexposition bei, ihre Beiträge zur externen Strahlenexposition sind dagegen im Vergleich zu den primordialen Radionukliden zu vernachlässigen, da bis auf  $^{22}\text{Na}$  alle zitierten Radionuklide keine durchdringende Gammastrahlung emittieren. In der Folge des Betazerfalls des  $^{22}\text{Na}$  kommt es zwar zur Emission harter Gammastrahlung aus dem Tochternuklid  $^{22}\text{Ne}$  ( $E_\gamma = 1.275 \text{ MeV}$ ), allerdings ist die Produktionsrate und die Konzentration des  $^{22}\text{Na}$  auf der Erdoberfläche so gering, daß die externe Strahlenexposition durch die Gammastrahlung aus dem Zerfall dieses Nuklides ebenfalls keine Rolle spielt.

Dosisbeiträge zur **terrestrischen** Strahlenexposition stammen also überwiegend von den primordialen Radionukliden. Sie sind unterschiedlich, je nachdem ob sie im Freien oder in Gebäuden bestimmt werden. Das liegt an der Abschirmung durch bzw. den zusätzlichen Dosisbeiträgen aus dem Baumaterial. Die Ortsdosisleistungen in den folgenden Tabellen werden in 1 m Höhe über dem Erdboden angegeben. Dies wird als ein für Strahlenschutz Zwecke repräsentativer Ort betrachtet (Gonadenhöhe). Die gemessenen oder berechneten Ortsdosisleistungen sind nicht identisch mit der mittleren Strahlenexposition des Menschen, da zur Berechnung der für den Strahlenschutz signifikanten effektiven Dosen selbstverständlich die Aufenthaltszeiten, die Dosisverteilungen im Körper und die Bevölkerungsdichte in dem untersuchten Gebiet berücksichtigt werden müssen.

**Dosisleistungen im Freien:** Der Hauptanteil der externen Strahlenexposition im Freien und an der Erdoberfläche ist "Bodenstrahlung" und stammt von dem primordialen Radionuklid  $^{40}\text{K}$  und den Nukliden der Thorium- und der Uran-Radiumreihe (s. 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 (11.5) läßt sich abschätzen, daß im Mittel knapp 40% der terrestrischen Ortsdosisleistung vom  $^{40}\text{K}$ , gut 40% von den Nukliden der  $^{232}\text{Th}$ -Reihe und rund 20% von den Nukliden der Uran-Zerfallsreihe herrühren.

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. (11.6). 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. Die Strände in Indien und Brasilien enthalten das Cermineral Monazit ( $\text{CePO}_4$ ), in dem sich bis zu etwa einem Zehntel Thorium befindet.

| Material  | Aktivitätskonzentration (Bq/kg) |                   |                  | Ortsdosisleistung |         |
|---|---------------------------------|-------------------|------------------|-------------------|---------|
|   | <sup>40</sup> K                 | <sup>232</sup> Th | <sup>238</sup> 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  | 650                             | 50                | 35               |                   |         |
| Graubrauner Boden   | 700                             | 40                | 30               |                   |         |
| Kastanienfarbener B.  | 550                             | 40                | 25               |                   |         |
| Schwarzerde   | 400                             | 40                | 20               |                   |         |
| Forstboden  | 400                             | 25                | 20               |                   |         |
| Rasenpodsolb.   | 300                             | 20                | 15               |                   |         |
| Bleicherde  | 150                             | 10                | 7                |                   |         |
| Moorboden   | 100                             | 7                 | 7                |                   |         |
| Mittel:   | 400                             | 30                | 20               | 45.6              | 0.40    |
| Dosisleistungsfaktoren (nGy · h <sup>-1</sup> /Bq · kg <sup>-1</sup> ): |                                 |                   |                  |                   |         |
| 0.043   | 0.662                           | 0.427             | 0.043            | 0.662             | 0.427   |

Tab. 11.5: Aktivitätskonzentrationen der primordialen Radionuklide <sup>40</sup>K, <sup>232</sup>Th und <sup>238</sup>U in Gesteins- und Bodenarten nach einer Zusammenstellung von [Kiefer/Koelzer], (<sup>232</sup>Th und <sup>238</sup>U stehen im radioaktiven Gleichgewicht mit ihren Tochternukliden), daraus abgeschätzte Ortsdosisleistungen in Luft in 1m Höhe über dem Erdboden. Quelle für die Dosisleistungsfaktoren für die drei aufgeführten Radionuklide: [UNSCEAR 1982].

Die hohen Dosisleistungen an den anderen Orten entstehen vor allem durch einen erhöhten Gehalt verschiedener Thorium- und Uranmineralien oder durch Radiumverunreinigungen (Ramsar Iran) in den entsprechenden lokalen Urgesteinen ([UNSCEAR 1982]). 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. **Der Weltmittelwert der terrestrischen Ortsdosisleistung beträgt 55 nGy/h.** 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 externen und vor allem internen Exposition durch primordiale Radionuklide zu vernachlässigen.

| Land  | Ortsdosisleistung<br>(nGy/h) | Mittelwerte |               |
|---|------------------------------|-------------|---------------|
|   |                              | (nGy/h)     | (mGy/a)       |
| Deutschland West  | 4-350                        | 53          | 0.46          |
| Deutschland Ost   | 24-270                       | 85          | 0.74          |
| Dänemark  | 17-52                        | 38          | 0.33          |
| Frankreich  | 9-290                        | 68          | 0.60          |
| Irland  | 0-180                        | 42          | 0.37          |
| Japan   | 5-100                        | 49          | 0.43          |
| Norwegen  | 20-1100                      | 73          | 0.64          |
| Österreich  | 2-150                        | 43          | 0.38          |
| Polen   | 15-90                        | 37          | 0.32          |
| Schweiz   |                              | 60          | 0.53          |
| USA   | 13-100                       | 46          | 0.40          |
| Indien West (Kerala)  |                              |             | 4 bis ≈ 40    |
| Brasilien Ostküste  |                              |             | bis ≈ 200     |
| Brasilien Pocos de Caldas   |                              |             | bis ≈ 250     |
| Iran Ramsar   |                              |             | bis ≈ 450     |
| <b>Weltmittelwert:</b>  |                              | <b>55*</b>  | <b>0.480*</b> |
| (davon <sup>40</sup> K: 0.180, <sup>232</sup> Th: 0.180, <sup>238</sup> U: 0.120 mGy/a) |                              |             |               |
| <b>Westdeutsche Bundesländer:</b>   |                              |             |               |
| Baden-Württemberg   |                              |             | 0.54          |
| Schwarzwald (Menzenschwand)   |                              |             | 18.0          |
| Kaiserstuhl   |                              |             | 1.5           |
| Katzenbuckel Odenwald   |                              | 630         |               |
| Bayern  |                              | 60          |               |
| Berlin West   |                              | 51          |               |
| Bremen  |                              | 37          |               |
| Hamburg   |                              | 49          |               |
| Hessen  |                              | 52          |               |
| Niedersachsen   |                              | 42          |               |
| Nordrhein-Westfalen   |                              | 52          |               |
| Rheinland-Pfalz   |                              | 59          |               |
| Saarland  |                              | 69          |               |
| Schleswig-Holstein  |                              | 45          |               |

Tab. 11.6: Obere Tabelle: Terrestrische Ortsdosisleistungen in verschiedenen Ländern der Erde (nach Daten von [UNSCEAR 1988]). \*Bevölkerungsgewichteter Mittelwert. Untere Tabelle: mittlere terrestrische Ortsdosisleistungen in Ländern und Orten der alten Bundesrepublik im Freien (umgerechnet nach Daten des Bundesinnenministeriums [BMI 1979]).

**Dosisleistungen in Gebäuden:** Die terrestrischen Ortsdosisleistungen im Inneren von Gebäuden spielen wegen der vergleichsweise großen Aufenthaltsdauern (in westlichen Industrienationen etwa 80% in Gebäuden, etwa 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 ab, 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. Die mittlere Gammadosisleistung in Innenräumen beträgt also  $55 \text{ nGy/h} \cdot 1.3 \approx 70 \text{ nGy/h}$  ( $6 \text{ mGy/a}$ ). Eine Tabelle der Aktivitätskonzentrationen von Baustoffen befinden sich u. a. in [UNSCEAR 1988].

Die für den Menschen bedeutsame mittlere Effektive Äquivalentdosis aus terrestrischen Strahlungsquellen wird nach UNSCEAR durch Multiplikation der Ortsdosisleistungen mit einem Faktor 0.7 für Absorption und Verteilung der Dosisleistung im Körper und einem Faktor für die Aufenthaltsdauern von 20% im Freien und 80% in Gebäuden berechnet. Das ergibt eine jährliche Effektive Äquivalentdosis von  $410 \mu\text{Sv/a}$  (davon  $^{40}\text{K}$ : 150,  $^{232}\text{Th}$ : 160,  $^{238}\text{U}$ : 100  $\mu\text{Sv/a}$ ). Nicht enthalten in dieser Zahl sind die Beiträge zur internen Strahlenexposition durch inkorporierte Radionuklide. Neben den gammastrahlenden natürlichen Radionukliden tragen auch die in der Luft enthaltenen natürlichen Betastrahler zur externen Strahlenexposition des Menschen bei. Ihr Beitrag zur Ortsdosisleistung beträgt etwa  $10 \mu\text{Sv/a}$ , der Beitrag zur mittleren Effektiven Äquivalentdosis  $7 \mu\text{Sv/a}$ .

**Kosmische Strahlung:** Kosmische Strahlung besteht aus zwei Komponenten, der primären Strahlung aus dem Weltraum und der daraus in der Erdatmosphäre entstehenden sekundären kosmischen Strahlung. Die primäre Strahlung kommt entweder aus der Tiefe des Weltraums (galaktische Strahlung) oder sie entstammt der Sonne (solare Strahlung). Die galaktische Strahlung besteht überwiegend aus Protonen, etwa 10%  $^4\text{He}$ -Kernen sowie aus etwa 1% Elektronen und 1% schweren Kernen. Ihre ungestörte Intensität ist zeitlich konstant und richtungsunabhängig. Galaktische Strahlung wird offensichtlich überall im Weltall - wahrscheinlich bei Super-Novae-Explosionen - erzeugt. Das Energiespektrum der primären galaktischen Strahlungsquanten reicht mit nahezu exponentiell abnehmender Häufigkeit bis zu Energien von  $10^{20} \text{ eV}$ , es wurde sogar einmal ein Höhenstrahlungsereignis mit der Energie von  $10^{21} \text{ eV}$  nachgewiesen. Durch das Erdmagnetfeld werden die niederenergetischeren Protonen abgelenkt, teilweise werden sie dabei in den Weltraum zurück reflektiert. Der primäre Teilchenfluß wird dadurch beim Eintritt in die Atmosphäre deutlich verändert. Er ist abhängig von der geografischen (magnetischen) Breite und ist an den Polen etwa achtmal so groß wie am Äquator. Außerdem wird der im freien Weltraum zeitlich konstante niederenergetische Protonenfluß durch die Sonnenaktivität gestört, d. h. er variiert mit dem bekannten 11-Jahres-Rhythmus der Sonne.

Beim Auftreffen der kosmischen Strahlungsquanten auf die Luftmoleküle der Atmosphäre kommt es zu Elementarteilchenreaktionen, in deren Verlauf vor allem Pionen, Myonen, Elektronen und Nukleonen entstehen. Diese Strahlung nennt man **sekundäre kosmische Strahlung**. Sie tritt in Form breiter Teilchenkaskaden auf. Deren Teilchenzusammensetzung und 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 in Meereshöhe die Myonen, da die Nukleonen durch nukleare Stöße und Ionisationsprozesse schnell ihre Energie verlieren. Der Teilchenfluß nimmt von 10 km Höhe bis zur Meereshöhe um etwa zwei Größenordnungen ab (Fig. 11.1). Bei der weiteren Wechselwirkung der sekundären kosmischen Strahlung mit der Atmosphäre entstehen durch Kernreaktionen eine Reihe kosmogener Radionuklide wie  $^3\text{H}$ ,  $^7\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{14}\text{C}$  und  $^{22}\text{Na}$  (s. Abschnitt 3.3).

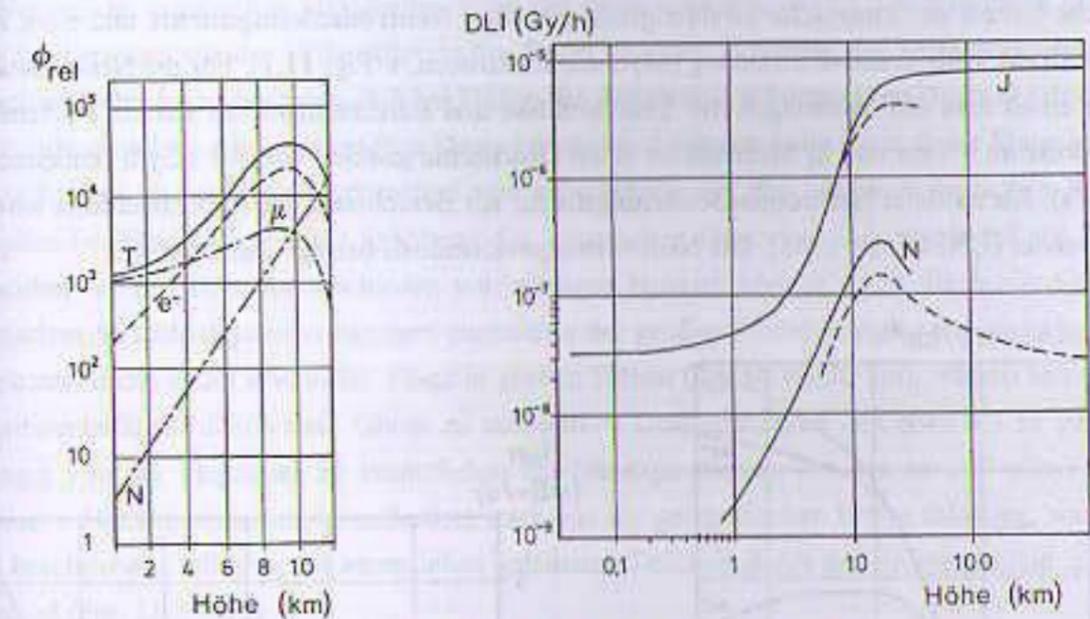


Fig. 11.1: Links: Zusammensetzung der rel. Teilchenflußdichte der sekundären kosmischen Strahlung und ihre Variation mit der Höhe für mittlere geografische Breiten (N: Neutronen,  $\mu$ : Myonen,  $e^-$ : Elektronen, T: Total, nach [Kiefer/Koelzer]). Rechts: Variation des Dosisleistungsindezes DLI (s. Text) mit der Höhe für direkt ionisierende kosmische Strahlung (J) und die Neutronenkomponente (N). Durchgezogene Kurven: während des solaren Minimums, unterbrochene Kurven: Daten für das Maximum der solaren Aktivität (nach [UNSCEAR 1982]).

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  $10'000 \text{ Gy/h}$  entstehen können. Bei Sonneneruptionen, den sogenannten Flares, werden dagegen große Mengen hochenergetischer Protonen und Heliumkerne explosionsartig aus der Sonnenoberfläche ausgestossen. Sie überlagern sich dem Sonnenwind und beeinflussen durch die mit dem Teilchenstrom transportierte elektrische Ladung und das dabei entstehende Magnetfeld den Fluß der primären galakti-

schen Strahlung. Obwohl die Teilchenenergien wesentlich größer als beim Sonnenwind sind (bis 40 MeV), 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.

Die Strahlenexposition wird für kosmische Strahlung aus dem **Energiedosisleistungsindex** berechnet. Darunter versteht man die maximale Energiedosisleistung in einer gewebeäquivalenten Kugel von 30 cm Durchmesser, die als Modell für den menschlichen Körper verwendet wird. Auf der Erdoberfläche besteht das kosmische Strahlungsfeld aus einer **Neutronenkomponente** und einer Komponente **direkt ionisierender** Strahlung (Myonen, Elektronen, s. Fig. 11.1). Für die Neutronenkomponente erhält man aus Messungen der Teilchenflüsse und Berechnungen der daraus entstehenden Energiedosis im Freien und in Meereshöhe einen Dosisleistungsindex von 0,6 nGy/h (entsprechend 5,3  $\mu$ Gy/a). Als mittlerer Neutronen-Bewertungsfaktor zur Berechnung der Äquivalentdosis wird  $q = 3,8$  verwendet [UNSCEAR 1988]. Die Neutronenäquivalentdosis beträgt also 20  $\mu$ Sv/a.

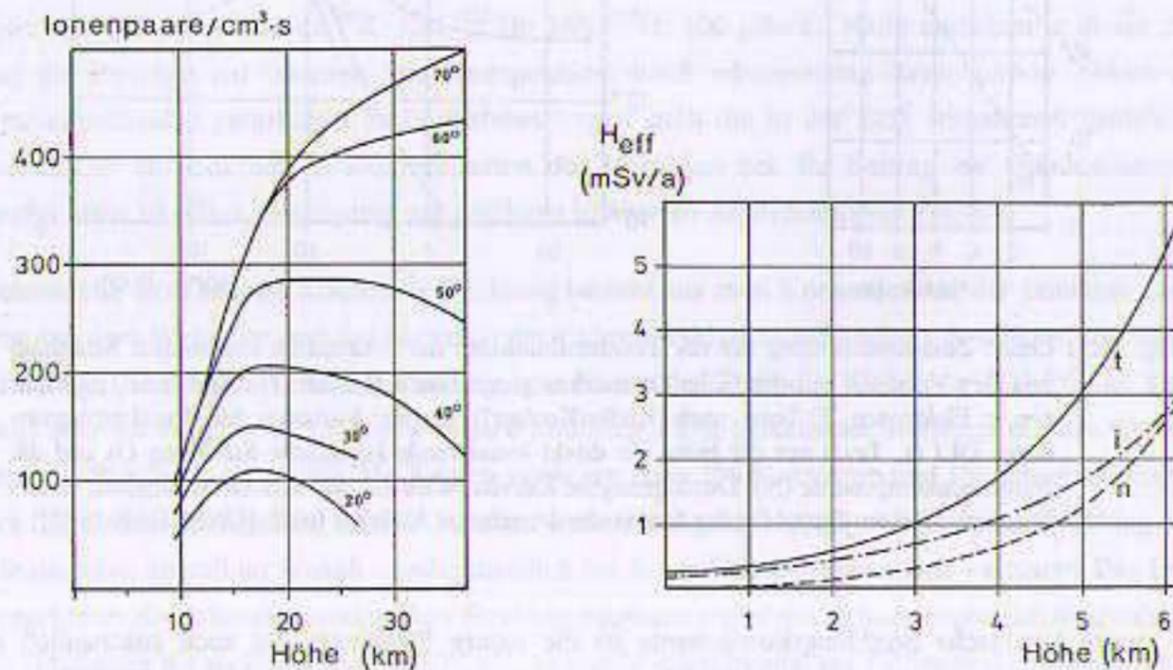


Fig. 11.2: Abhängigkeit der Strahlenexposition durch kosmische Strahlung von der Höhe über dem Meeresspiegel. Links: Variation der Ionisierungsdichte mit der Höhe und der geografischen Breite (nach [UNSCEAR 1982]). Rechts: Zunahme der durch kosmische Strahlung erzeugten effektiven Äquivalentdosisleistungen für mittlere geografische Breiten (nach Daten von [UNSCEAR 1988], i: direkt ionisierende Komponente, n: Neutronenkomponente, t: Summe).

Für die direkt ionisierende Komponente berechnet man einen Dosisindexwert im Freien von 32 nGy/h (280  $\mu$ Gy/a), was bei einem Abschirmfaktor durch Gebäude von 20% den Wert 26 nGy/h (228  $\mu$ Gy/a) für den Innenbereich von Häusern ergibt. Neutronendosisindex und direkt ionisierende Komponente nehmen (nach Fig. 11.1) mit der Höhe über dem Meeresspiegel zu. Berücksichtigt man

die mittlere Wohn- und Aufenthaltshöhe der Weltbevölkerung, so führt dieser höhenabhängige Zuwachs der Neutronenkomponente zu einer Verdreifachung der jährlichen Neutronendosis auf 55  $\mu$ Sv/a. Bei der direkt ionisierenden Komponente erhält man eine Korrektur um ca. 30% auf 300  $\mu$ Sv/a. Unterstellt man eine homogene Ganzkörperbestrahlung mit dieser kosmischen Strahlung, so erhält man für die Effektiven Äquivalentdosisleistungen bei Strahlenexposition des Menschen in Meereshöhe etwa 0,25 mSv/a, bei der weltweit über die Wohnorte gemittelten Höhe 0,355 mSv/a. Für die Bundesrepublik sind die Werte auf Meereshöhe repräsentativ.

Den Verlauf der kosmischen Strahlendosen mit der Höhe zeigt Fig. (11.2). Die Erhöhung der Äquivalentdosisleistung mit der Höhe führt in der Regel zu einer Zunahme der Strahlenexposition des Menschen. Dabei ist zu beachten, daß bei Flügen die Zunahme der kosmischen Dosis durch eine entsprechende Abnahme der terrestrischen Dosis kompensiert werden kann. Aus dieser Figur entnimmt man außerdem, daß ein Wohnortwechsel von Meereshöhe auf den höchsten deutschen Berg, die Zugspitze ( $\approx 3000$  m), mit einer Erhöhung der kosmischen Dosis von 0,3 mSv/a auf gut 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. Flüge in großen Höhen (um 16 bis 20 km), wie sie heute bei Interkontinentalflügen üblich sind, führen zu kosmischen Dosisleistungen von etwa 6 - 10  $\mu$ Sv/h und abhängig von der Flugdauer zu zusätzlichen Strahlenexpositionen von bis zu 100  $\mu$ Sv/Flug. Die kosmische Strahlenexposition ist außerdem stark von der geografischen Breite abhängig, was auf die oben beschriebene Führung der kosmischen geladenen Teilchen durch das Erdmagnetfeld zurückzuführen ist (Fig. 11.2 links).

### 11.2.2 Interne Strahlenexposition durch natürliche Radionuklide

Radionuklide aus der Biosphäre gelangen über Ingestion mit Nahrungsmitteln und Getränken und über Inhalation in den menschlichen Körper. Dort verteilen sie sich entsprechend ihren biochemischen Eigenschaften in die verschiedenen Gewebe und Organsysteme. Die Stoffwechsellmuster der radioaktiven Nuklide unterscheiden sich nicht von denen ihrer nichtaktiven 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, Verzweungsverhältnisse, die Aktivität und die physikalische Halbwertszeit der fraglichen Nuklide bekannt sein. In einem weiteren Schritt müssen die Aktivitätskonzentrationen in Nahrungsmitteln und der Atemluft sowie die Ingestions- und Inhalationsraten ermittelt werden. 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 Halbwertszeiten, in komplizierteren Fällen zu Angaben komplexerer Ausscheidungsfunktionen führen. Sind die Aktivitätskonzentrationen und ihr zeitlicher Verlauf für jedes Kompartiment und Radionuklid bekannt, wird 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 bzw. 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. Strahlenschutzrechnungen 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 Umfangs sollen in diesem Buch die Berechnungsmethoden nur modellhaft an zwei einfachen Fällen ( $^{14}\text{C}$ ,  $^{40}\text{K}$ ) angedeutet werden, ansonsten werden lediglich die in der wissenschaftlichen Literatur dargestellten Ergebnisse zusammengefaßt.

**Interne Strahlenexposition durch kosmogene Radionuklide:** Diejenigen kosmogenen Radionuklide, die spürbar zur natürlichen internen Strahlenexposition beitragen, sind  $^3\text{H}$ ,  $^7\text{Be}$ ,  $^{14}\text{C}$  und  $^{22}\text{Na}$  (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<sup>3</sup>, im oberflächlichen Meerwasser etwa bei 100 Bq/m<sup>3</sup>. 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 direkten Strahlenschäden führen kann. Die Ganzkörperenergiedosis durch tritiumhaltiges Wasser beträgt etwa 10 nGy/a.

Beryllium-7 befindet sich in geringer Konzentration in der Atemluft (ca. 3 mBq/m<sup>3</sup>) und in deutlicher Konzentration im Regenwasser (≈ 700 Bq/m<sup>3</sup>). Beryllium wird vom Menschen vor allem durch den Verzehr von Blattpflanzen (Salat, Gemüse) inkorporiert. Die mittlere inkorporierte Aktivität beträgt 50 Bq/a. Die daraus entstehende Energiedosis in menschlichem Weichteilgewebe liegt bei 10 µGy/a, die Effektive Dosis bei ungefähr 3 µSv/a.

**Kohlenstoff-14:** Die Aktivitätskonzentration des  $^{14}\text{C}$  in einem natürlichen Kohlenstoff-Isotopengemisch beträgt nach experimentellen Untersuchungen 227 Bq/kg. Die Zerfallskonstante hat den Wert  $\lambda = \ln 2/5730\text{a} = 3.836 \cdot 10^{-12} \text{ s}^{-1}$ . Für die Zahl der radioaktiven  $^{14}\text{C}$ -Atome pro kg erhält man somit  $N(\text{C-14}) = A/\lambda = 227 \text{ Bq}/3.836 \cdot 10^{-12} \text{ s}^{-1} \text{ kg}^{-1} = 5.92 \cdot 10^{13} \text{ kg}^{-1}$ . Die Zahl der  $^{12}\text{C}$ -Atome in einem Kilogramm reinen Kohlenstoffs berechnet man als Quotienten von Avogadrokonstante und molarer Masse. Man erhält  $N(\text{C-12}) = N_A/M = 1000 \text{ g/kg} \cdot (6.02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1})/(12 \text{ g/mol}) = 5.02 \cdot 10^{25} \text{ kg}^{-1}$ . Die relative Häufigkeit des Kohlenstoff-14 beträgt also:

$$N_{\text{C-14}}/N_{\text{C-12}} = 5.92 \cdot 10^{13} \text{ kg}^{-1}/5.02 \cdot 10^{25} \text{ kg}^{-1} = 1.2 \cdot 10^{-12} \quad (11.1)$$

Zur Berechnung der durch  $^{14}\text{C}$  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 nach Tab. (11.4) 16 kg Kohlenstoff. Dies entspricht 23% seiner Körpermasse. Jedes Kilogramm Gewebe, das den entsprechenden relativen Anteil Kohlenstoff enthält, weist daher für  $^{14}\text{C}$  die spe-

zifische Aktivität  $23\% \cdot 227 \text{ Bq/kg} = 52 \text{ Bq/kg}$  auf  $^{14}\text{C}$  ist ein reiner  $\beta^-$ -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 5.8, Gl. 5.20). Die Reichweite solcher Betateilchen in Weichteilgewebe beträgt nach Tab. (5.1) 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  $156 \text{ keV}/3 \approx 52 \text{ keV} = 8.3 \cdot 10^{-15} \text{ J}$ . In jedem Kilogramm Weichteilgewebe zerfallen pro Sekunde 52  $^{14}\text{C}$ -Kerne. Die Dosisleistung beträgt also:

$$dD/dt = 52 \text{ Bq/kg} \cdot 8.3 \cdot 10^{-15} \text{ J} \approx 4.33 \cdot 10^{-13} \text{ J/kg} \cdot \text{s} = 4.33 \cdot 10^{-13} \text{ Gy/s} \quad (11.2)$$

Im Jahr ergibt dies (wegen  $1 \text{ a} = 3.156 \cdot 10^7 \text{ s}$ ) eine jährliche Energiedosis im Weichteilgewebe von  $3.16 \cdot 10^7 \cdot 4.33 \cdot 10^{-13} \text{ Gy/a} \approx 13.7 \text{ µGy/a}$ . Bei dieser Abschätzung wurde die zeitliche Konstanz der  $^{14}\text{C}$ -Aktivitätskonzentration in menschlichem Gewebe und die vollständige lokale Absorption der Zerfallsenergie vorausgesetzt, was wegen der vergleichsweise großen physikalischen Halbwertszeit und des reinen  $\beta^-$ -Zerfalls in diesem Fall auch zulässig war. Ähnliche Rechnungen kann man übrigens für alle anderen Körpergewebe durchführen, wenn dort die  $^{14}\text{C}$ -Konzentrationen bekannt sind. Die Berechnungen der Vereinten Nationen ergeben für  $^{14}\text{C}$  in guter Übereinstimmung zum obigen Energiedosiswert eine mittlere Effektive Äquivalentdosis von 12 µSv/a.

**Natrium-22:** Das durch kosmische Strahlungswechselwirkung erzeugte  $^{22}\text{Na}$  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 verbraucht. Die jährliche Aufnahme beträgt etwa 50 Bq. Obwohl die Gesamtaktivität des  $^{22}\text{Na}$  weniger als 0,3% der Welt-Tritium-Aktivität beträgt, erhält der Mensch wegen der höheren Zerfallsenergie ( $E_\beta = 2.842 \text{ MeV}$ , 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.

**Interne Strahlenexposition durch primordiale Radionuklide:** Bedeutend für die interne Strahlenexposition durch primordiale Radionuklide sind die Nuklide  $^{40}\text{K}$ ,  $^{87}\text{Rb}$  und die Mitglieder der natürlichen Zerfallsreihen des Urans und des Thoriums.

**Kalium-40** ist nach den Radonukliden 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  $^{40}\text{K}$ . Das Zerfallsschema des  $^{40}\text{K}$  (Fig. 3.21) zeigt eine Verzweigung in einen  $\beta^-$ -Zerfallszweig (Häufigkeit 89%) mit einer Zerfallsenergie von 1,31 MeV und einen Elektroneneinfang (11%, Zerfallsenergie 1,505 MeV). Dem Elektroneneinfang folgen ein Gammazerfall ( $E_\gamma = 1,461 \text{ MeV} = 2.34 \cdot 10^{-13} \text{ J}$ ) sowie Hüllenübergänge des Tochternuklides  $^{40}\text{Ar}$ . Man erhält daher als partielle Aktivitätskonzentrationen im kg Weichteilgewebe für den Betazerfall  $89\% \cdot 64 \text{ Bq/kg} = 57 \text{ Bq/kg}$  und für den Elektroneneinfang  $11\% \cdot 64 \text{ Bq/kg} = 7 \text{ Bq/kg}$ . 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  $^{14}\text{C}$ -Beispiel berechnet. Der maximalen Betaenergie von 1,31 MeV entspricht eine mittlere Betaenergie von etwa 450 keV ( $\approx 7,2 \cdot 10^{-14} \text{ J}$ ) und dieser nach Tab. (5.1) eine Reichweite in Weichteilgewebe von etwa 2 mm. Die Betaenergie wird also wieder lokal absorbiert. Die entsprechende Dosisleistung beträgt:

$$dD_\beta/dt = 57 \text{ Bq/kg} \cdot 7.2 \cdot 10^{-14} \text{ J} = 4.1 \cdot 10^{-12} \text{ Gy/s} \quad (11.3)$$

Für den Elektroneneinfang und den nachfolgenden Gammazerfall muß der Energieverlust durch Gammaquanten, die die Oberfläche des Menschen ohne Energieübertrag verlassen, berücksichtigt werden. Die entsprechende dosimetrische Größe ist der Energieübertragungskoeffizient. Die mittlere freie Weglänge der Photonen (Schwächung auf 1/e) erhält man nach Gl. (4.30) aus dem Schwächungskoeffizienten, dessen Wert für 1,461 MeV nach Fig. (4.23)  $\mu \approx 0.05 \text{ cm}^{-1}$  beträgt, zu  $R = 1/\mu = 20 \text{ cm}$ . Bei Gleichverteilung des Kaliums im Stan-

darmmenschen (Durchmesser 30 cm) kann der mittlere Energieübertrag deshalb konservativ zu etwa 50% der Photonenenergie abgeschätzt werden. Die entsprechende Dosisleistung berechnet man daher wie folgt:

$$dD_{\text{darm}}/dt = 7 \text{ Bq/kg} \cdot 0.5 \cdot 2.34 \cdot 10^{-13} \text{ J} = 0.82 \cdot 10^{-12} \text{ Gy/s} \quad (11.4)$$

Für beide Strahlungskomponenten zusammen erhält man also als Dosisleistung:

$$dD_{\text{tot}}/dt = (4.1 + 0.82) \cdot 10^{-12} \text{ Gy/s} \approx 155 \text{ } \mu\text{Gy/a} \quad (11.5)$$

Exaktere Berechnungen nach den Modellen der ICRP ergeben eine Jahresdosis von 180  $\mu\text{Gy/a}$  für großvolumiges Weichteilgewebe. Je nach Speichermuster, Organgröße und Kaliumgehalt der anderen Gewebe erhält man Dosen zwischen 100  $\mu\text{Gy/a}$  (Schilddrüse) und 270  $\mu\text{Gy/a}$  (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.

**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  $\mu\text{Gy/a}$ , entsprechend einer jährlichen Effektiven Dosis von 6  $\mu\text{Sv/a}$ .

**Natürliche Zerfallsreihen:** Für die Strahlenexposition des Menschen spielen von den 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 Mutternuklides  $^{235}\text{U}$  und dessen geringer spezifischer Aktivität ohne große Bedeutung (s. Tab. 3.2). Die Radionuklide der natürlichen Zerfallsreihen befinden sich im Gestein und im Erdreich im radioaktiven Gleichgewicht mit ihren jeweiligen Startnukliden. In der Atmosphäre finden sich bis auf geringe Staubanteile dagegen nur die gasförmigen Nuklide des Edelgases Radon, die durch Emanation aus dem Erdreich in die Atemluft übertreten. Organismen übernehmen durch Stoffwechselfvorgänge die Mitglieder der Zerfallsreihen ebenfalls nicht in der durch das radioaktive Gleichgewicht bestimmten natürlichen Zusammensetzung, sondern selektieren wegen deren biochemischen Eigenschaften bestimmte Radionuklide. So sind einige verblüffende Anreicherungsmechanismen von Pflanzen und niedrigen Tieren bekannt. Tabakpflanzen, Seefische und -muscheln konzentrieren beispielsweise  $^{210}\text{Po}$ , Paranüsse  $^{226}\text{Ra}$  und Rentierflechten  $^{210}\text{Po}$  und  $^{210}\text{Pb}$ .

Für Inkorporationsberechnungen werden die Zerfallsketten aus praktischen 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  $^{238}\text{U}$ ) wird deshalb in 5 Teilreihen zerlegt, die aus den Nukliden  $^{238}\text{U}$  -  $^{234}\text{U}$ ,  $^{230}\text{Th}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{222}\text{Rn}$  -  $^{214}\text{Po}$  und  $^{210}\text{Pb}$  -  $^{210}\text{Po}$  bestehen (vgl. Fig. 3.22). Die Folgenuklide des  $^{238}\text{U}$ ,  $^{222}\text{Rn}$  und  $^{210}\text{Pb}$  haben erheblich kürzere Halbwertszeiten 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 ( $^{232}\text{Th}$ ,  $^{228}\text{Ra}$  -  $^{224}\text{Ra}$  und  $^{220}\text{Rn}$  -  $^{208}\text{Pb}$ ) unterteilt. Beide Reihen enthalten überwiegend  $\alpha$ -emittierende Radionuklide, unter denen sich jeweils ein Radionuklid des gasförmigen Radons befindet. Die Zerfallsenergie wird wegen der sehr kleinen Reichweiten der Alphateilchen (wenige  $\mu\text{m} \approx$  Zelldurchmesser) im wesentlichen in den speichernden Organen lokal absorbiert.

**Uran-238** wird vorwiegend über Nahrungsmittel inkorporiert. Die jährliche Aufnahme beträgt in Gebieten normaler Bodenaktivität etwa 5 Bq/a. Die gleiche Aktivität tritt für die Folgenuklide auf, da diese in radioaktivem Gleichgewicht stehen.  $^{238}\text{U}$  wird zu 70% in den Knochen und zu 30% in Weichteilgeweben gespeichert und führt zu jährlichen Energiedosen zwischen  $10^{-3}$  und  $3 \cdot 10^{-6}$  Gy/a (effektiv: 5  $\mu\text{Sv/a}$ ). 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. Die Effektive Dosis durch  $^{230}\text{Th}$  wird zu etwa 7  $\mu\text{Sv/a}$  geschätzt.

**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 jährliche Effektive Dosis in Gebieten normaler Radiumaktivität beträgt wie beim Thorium ungefähr 7  $\mu\text{Sv/a}$ .

**Radonnuklide** zeigen einen völlig anderen Inkorporationsweg. Sie werden fast ausschließlich über die Atemluft zugeführt. Die mittlere Aktivitätskonzentration des  $^{222}\text{Rn}$  in der Atemluft liegt im Weltmittel zwischen 0.1 und 15 Bq/m<sup>3</sup> für den Außenbereich und zwischen 5 und 60 Bq/m<sup>3</sup> für die Luft in Innenräumen. Der durchschnittliche Radongehalt der Innenraumluft in der Bundesrepublik beträgt nach einer deutschen experimentellen Untersuchung [SSK 1984] 40 Bq/m<sup>3</sup>. Hier treten jedoch im Einzelfall je nach Baumaterial, Lüftungsgewohnheiten und Bodenbeschaffenheit auch erheblich höhere Radonkonzentrationen auf. Der höchste in dieser Quelle berichtete Wert lag bei über 1100 Bq/m<sup>3</sup> in einer Wohnung und bei mehr als 1500 Bq/m<sup>3</sup> in einem Wohnhauskeller. Einen merklichen Beitrag zur Kontamination der Atemluft in Innenräumen liefert auch das im Wasser gelöste Radon, das aus dem Dusch- oder Badewasser ausgasen kann. In sogenannten Radonheilwässern können sogar Konzentrationen bis zu einigen  $10^4$  Bq/l erreicht werden. Die mittlere Radonkonzentration der Außenluft in der Bundesrepublik liegt bei 14 Bq/m<sup>3</sup>.

$^{222}\text{Rn}$  und seine kurzlebigen Tochternuklide deponieren ihre Zerfallsenergie überwiegend in den oberflächlichen Gewebeschichten des Atemtrakts. Die Zerfallsenergie des  $^{222}\text{Rn}$ -Zerfalls beträgt 5.59 MeV, die Summation der Alphaenergien der kurzlebigen Folgeprodukte  $^{218}\text{Po}$  bis  $^{214}\text{Po}$  ergibt eine Gesamtenergie von 13.7 MeV. Aus den Gleichgewichtskonzentrationen des Radons und seiner Töchter im oberen und unteren Atemtrakt, die sich im Freien und in Innenräumen geringfügig unterscheiden, kann nach einem dosimetrischen Modell der ICRP [ICRP 32] die jährliche Dosis pro Aktivitätskonzentration (Bq/m<sup>3</sup>) abgeschätzt werden. Man erhält für die mittlere Energiedosis im Atemtrakt bei Daueraufenthalt in Innenräumen den Umrechnungsfaktor  $f_{\text{innen}} = 11 \text{ } \mu\text{Gy}/(\text{a} \cdot \text{Bq} \cdot \text{m}^{-3})$  und für den Aufenthalt im Freien den Wert  $f_{\text{außen}} = 13 \text{ } \mu\text{Gy}/(\text{a} \cdot \text{Bq} \cdot \text{m}^{-3})$ . Für die mittleren Daten der Bundesrepublik ergibt sich mit dem bisherigen offiziellen Bewertungsfaktor für Alphastrahlung ( $q = 20$ , s. Beispiel 1 in Kap. (10.3.1)) sowie 20% Aufenthalt im Freien und 80% in Innenräumen daher folgende Bilanz für die jährlichen Lungenäquivalentdosen:

$$H_{\text{innen}} = 40 \text{ Bq/m}^3 \cdot 0.8 \cdot 20 \cdot 11 \text{ } \mu\text{Gy}/(\text{a} \cdot \text{Bq} \cdot \text{m}^{-3}) = 7.04 \text{ mSv/a} \quad (11.8)$$

$$H_{\text{außen}} = 14 \text{ Bq/m}^3 \cdot 0.2 \cdot 20 \cdot 13 \text{ } \mu\text{Gy}/(\text{a} \cdot \text{Bq} \cdot \text{m}^{-3}) = 0.73 \text{ mSv/a} \quad (11.9)$$

Die Beiträge der internen Radonexposition zur Effektiven Dosis erhält man durch Multiplikation der Summe dieser Lungendosen mit dem entsprechenden Gewichtungsfaktor für die Lungen  $w_{\text{Lungen}} = 0.12$  (Tab. 10.5):

$$H_{\text{eff}} = 0.12 \cdot (7.04 + 0.73) \text{ mSv/a} \approx 1 \text{ mSv/a} \quad (11.10)$$

Radon in der Atemluft führt in der Bundesrepublik also zu einer mittleren Lungenoberflächenäquivalentdosis um 8 mSv/a und zu einem Beitrag von etwa 1 mSv/a zur Effektiven Dosis, die zu 90% aus der Exposition in Innenräumen herrührt und etwa die Hälfte der natürlichen effektiven Strahlenexposition ausmacht. Bei sehr hohen Radonkonzentrationen z. B. in der Nähe von Abraumhalden von Uranbergwerken kann die Effektive Äquivalentdosis (Luft-Radonkonzentrationen in Häusern um 1700 Bq/m<sup>3</sup>) sogar auf Werte bis 40 mSv/a ansteigen. In einigen Gegenden in den USA und in Finnland wurden Radonspitzenkonzentrationen in der Innen-

raumluft um  $10000 \text{ Bq/m}^3$  festgestellt, die bei üblichem Aufenthalt zu Effektiven Dosen von ungefähr  $200 \text{ mSv/a}$  führen können.

Pb-210 und Po-210 gelangen vor allem über Nahrungsmittel insbesondere über die Ingestion von Fisch, Muscheln und anderen Meerestieren in den menschlichen Körper. Die jährliche mittlere Aufnahme wird auf  $40 \text{ Bq/a}$  geschätzt. Bei Menschen in arktischen Regionen, die hauptsächlich von Rentierfleisch leben, beträgt die  $^{210}\text{Pb}$ -Aufnahme bis zu  $140 \text{ Bq/a}$  und für  $^{210}\text{Po}$  bis zu  $1400 \text{ Bq/a}$ . Blei ist wie Thorium ein Knochensucher, es befindet sich zu etwa 70% im Knochen und zu 30% in Weichteilgewebe, Polonium wird bei der Inkorporation dagegen gleichmäßig im Körper verteilt. Die Dosen der  $^{210}\text{Pb}$ -Serie entstehen zu ungefähr 90% durch den  $\alpha$ -Zerfall des  $^{210}\text{Po}$ , die Betadosen betragen nur etwa 10%. Die mittlere jährliche Effektive Dosis liegt bei  $120 \mu\text{Sv/a}$ .

| Effektive Dosen (mSv/a)   |           | Total (mSv/a) |
|---|-----------|---------------|
| <b>Extern durch terrestrische Strahlung:</b>                        |           |               |
| Weltmittel ( $\gamma$ )   | im Freien | 0.070         |
|   | Innen     | 0.340         |
|   | Zusammen  | 0.410         |
| BRD (West, $\gamma$ )   | im Freien | 0.0644        |
|   | Innen     | 0.335         |
| Weltmittel ( $\beta$ )  |           | 0.007         |
| Summe terrestrisch  |           | 0.417         |
| <b>Extern durch kosmische Strahlung:</b>                            |           |               |
| Neutronenkomponente   |           | 0.055         |
| direkt ionisierende Strahlung                                       |           | 0.300         |
| Summe kosmisch extern   |           | 0.355         |
| <b>intern durch kosmogene Radionuklide:</b>                         |           |               |
| $^3\text{H}$ , $^7\text{Be}$ , $^{14}\text{C}$ , $^{22}\text{Na}$ : |           | 0.015         |
| <b>intern durch primordiale Nuklide:</b>                            |           |               |
| $^{40}\text{K}$   | 0.180     |               |
| $^{87}\text{Rb}$  | 0.006     |               |
| $^{238}\text{U}$ - $^{234}\text{U}$                                 | 0.005     |               |
| $^{230}\text{Th}$   | 0.007     |               |
| $^{226}\text{Ra}$   | 0.007     |               |
| $^{222}\text{Rn}$ - $^{214}\text{Po}$                               | 1.100     |               |
| $^{210}\text{Pb}$ - $^{210}\text{Po}$                               | 0.120     |               |
| Teilsumme   |           | 1.425         |
| $^{232}\text{Th}$   | 0.003     |               |
| $^{228}\text{Ra}$ - $^{224}\text{Ra}$                               | 0.013     |               |
| $^{220}\text{Rn}$ - $^{208}\text{Tl}$                               | 0.160     |               |
| Teilsumme   |           | 0.176         |
| Summe intern  |           | 1.616         |
| Summe intern + extern   |           | 2.388         |

Tab. 11.7: Beiträge zur mittleren Effektiven Dosis des Menschen durch natürliche externe und interne Strahlenexposition sowie durch zivilisatorisch beeinflusste natürliche Strahlung. Kosmische Strahlung und terrestrische Strahlung sind auf die mittlere Höhe über dem Meeresspiegel bezogen (nach Daten der Vereinten Nationen [UNSCEAR 1988]). Für die Bundesrepublik erhält man trotz der geografisch bedingten unterschiedlichen Einzelbeiträge im Mittel etwa die gleiche jährliche Effektive Dosis von  $2.4 \text{ mSv/a}$ .

Eine überraschende Strahlungsquelle ist der Tabakgenuß. Tabakpflanzen nehmen aus dem Boden über die Wurzeln  $^{210}\text{Pb}$  und über die Blätter  $^{222}\text{Rn}$  aus der Atmosphäre auf, das durch Zerfall ebenfalls in  $^{210}\text{Po}$  übergeht. 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 Äquivalentdosen zwischen  $40$  und  $400 \text{ mSv}$  bewirkt. Für die Mitglieder der  $^{232}\text{Th}$ -Reihe gelten die gleichen Überlegungen wie bei der Uranreihe. Sie erzeugen nach [UNSCEAR 1988] die folgenden Effektiven Dosen:  $^{232}\text{Th}$   $3 \mu\text{Sv/a}$ ,  $^{228}\text{Ra}$  und die Folgenuklide  $13 \mu\text{Sv/a}$  und  $^{220}\text{Rn}$  und seine Tochternuklide  $160 \mu\text{Sv/a}$ .

#### Zusammenfassung:

- Die natürliche Strahlenexposition des Menschen besteht aus einer externen und einer internen Komponente. Sie wird am besten mit Hilfe der Effektiven Dosis beschrieben.
- Die externe Strahlenexposition macht im Mittel nur etwa die Hälfte der natürlichen internen Exposition aus. Die externe Strahlenexposition besteht zu ungefähr gleichen Teilen aus kosmischer Strahlung und terrestrischer Strahlung.
- Bei der internen Strahlenexposition dominieren die 50%igen effektiven Dosisbeiträge der radioaktiven Edelgase  $^{222}\text{Rn}$  und  $^{220}\text{Rn}$  und ihrer Folgeprodukte. Sie belasten vor allem den Atemtrakt.
- Die nächst wichtigen Radionuklide für die Effektive Dosis sind  $^{40}\text{K}$  und  $^{210}\text{Po}$ , die sich gleichmäßig im Körper verteilen.
- Hohe Teilkörperdosen an den Knochenoberflächen entstehen durch  $^{232}\text{Th}$  und  $^{210}\text{Pb}$ , 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.
- Einige Nahrungsmittel (Seefisch, Rentierfleisch, Paranüsse) und Genußmittel (Tabak) können zu deutlichen individuellen Erhöhungen der natürlichen Strahlenexposition durch Ingestion oder Inhalation der enthaltenen Radionuklide führen.
- Die jährliche Effektive Dosis aus natürlicher Strahlenexposition beträgt im Weltmittel etwa  $2.4 \text{ mSv/a}$ , ein Wert, der etwa auch für die Bundesrepublik gültig ist.

### 11.3 Zivilisatorisch bedingte Strahlenexposition des Menschen

Zur natürlichen Strahlenexposition, die die Individuen einer Population mehr oder weniger gleichmäßig betrifft, kommt die zivilisatorische Strahlenexposition durch vom Menschen künstlich erzeugte oder verbreitete Strahlung hinzu. Sie stellt bei 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 Ausein-

andersetzungen mit Atomwaffen auftretenden Strahlenexpositionen besteht das Risiko vor allem aus den die Lebenszeit verkürzenden deterministischen somatischen Schäden der betroffenen Individuen. Quellen zivilisatorischer Strahlenexposition sind die Anwendung medizinisch-radiologischer Maßnahmen auf Patienten in Diagnostik und Therapie, einschlägige berufliche Betätigung (Medizin, Kerntechnik, Bergbau, Forschung), Energiegewinnung aus fossilen Brennstoffen und in kerntechnischen Anlagen, Kernwaffentests, der Betrieb von Störstrahlern, Düngung in der Landwirtschaft sowie eine Reihe industrieller, wissenschaftlicher und kleintechnischer Anwendungen der Radioaktivität.

Die ersten zivilisatorisch bedingten Strahlenschäden entstanden durch den unvorsichtigen Umgang mit Röntgenröhren 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 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.

### 11.3.1 Medizinische Strahlenexposition

**Röntgendiagnostik und interventionelle Radiologie:** Den wichtigsten Beitrag zur mittleren medizinischen Strahlenexposition liefert die Röntgendiagnostik. Die genetisch signifikante Strahlendosis für die bundesdeutsche Bevölkerung aus röntgendiagnostischen Maßnahmen beträgt etwa 0,5 mSv/a, die über die gesamte Population **gemittelte Effektive Äquivalentdosis etwa 1,8 mSv/a**. Sie

entspricht also im Mittel etwa 75% der natürlichen Strahlenexposition und steigt trotz moderner dosisparender bildgebender Systeme und verbesserter Qualitätssicherung wegen der simultanen Zunahme der Untersuchungsfrequenzen und der Zahl der interventionellen Maßnahmen stetig an.

Der individuelle Patient muß bei Röntgenuntersuchungen natürlich mit erheblich höheren effektiven Strahlenexpositionen pro Untersuchung rechnen als das Populationsmittel. Dabei ist zwischen Röntgenaufnahme-techniken, dem Durchleuchtungsbetrieb, der CT-Untersuchung und der Dentalradiologie zu differenzieren, da diese sehr unterschiedlich zur Strahlenexposition beitragen. Insbesondere im Rahmen der interventionellen Radiologie können erhebliche Durchleuchtungszeiten und 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) und vom Patientendurchmesser. Die niedrigsten Patientendosen entstehen bei der Thoraxübersicht in Hartstrahltechnik mit hochempfindlichen Film-Folien-Kombinationen, die höchsten bei der Diagnostik von Weichteilgeweben, wenn 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 wenig empfindliche Film-Folien-Kombinationen verwendet werden.

Die höchsten Energiedosen und Effektiven Dosen entstehen bei der interventionellen Radiologie am Herzen und den Nieren (Herzkatheter, Nieren-Angiografie). Verantwortlich dafür sind die durch die Untersuchungstechniken insbesondere bei konventionellen Durchleuchtungsanlagen ohne Pulstechnik oder digitaler Speichermöglichkeit der Bilder bedingten langen Durchleuchtungszeiten. 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%. 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 5-10 mGy betragen. Typische mAs-Werte bei CT-Untersuchungen liegen zwischen 240-500 mAs, bei Spezialuntersuchungen treten auch mAs-Werte bis 1000, also Energiedosen bis 100 mGy auf. Einige Hinweise zu Organenergiedosen und typischen Effektiven Dosen für die Radiologie unter günstigen Bedingungen (moderne Bildtechnik, keine Fehltaufnahmen) geben die Tabellen (11.8-11.10).

|  | 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. 11.8: 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.

Einen Überblick über typische, an einem Phantom aus TLD-Messungen berechnete mittlere Strahlenexpositionen der Haut, der Gonaden, des Knochenmarks und anderer Organe bei Röntgenuntersuchungen unter optimalen Expositionsbedingungen findet sich in Tabelle (11.8); daraus berechnete Effektive Dosen befinden sich in Tab. (11.9). 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 Tabellen (11.8 - 11.10) deutlich überschritten werden. Es ist zu hoffen, daß durch Verwendung neuerer Materialien (Filme, Verstärkungsfolien) 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 Ultraschall Diagnostik und Kernspintomografie und besseren Datenaustausch und Dokumentation der Untersuchungsergebnisse erreicht werden.

| Untersuchungsart                                | Körperbereich                 | Effektive Dosis [ $\mu$ Sv] |
|---|-------------------------------|-----------------------------|
| <b>Röntgenaufnahmen</b>                         |                               |                             |
|   | 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                         |
|   | Hysteroografie                | 108                         |
|   | Becken a.p.                   | 575                         |
|   | Hüftgelenk a.p.               | 96                          |
|   | Ellenbogen ventro-dorsal      | < 1                         |
|   | Knie a.p.                     | < 1                         |
| <b>Röntgenaufnahmen in der Dentalradiologie</b> |                               |                             |
|   | Frontzähne Oberkiefer         | 2                           |
|   | Unterkiefer                   | 2                           |
|   | Backenzähne Oberkiefer        | 3                           |
|   | Unterkiefer                   | 2                           |
|   | Bite-wing-Aufnahmen           | 3                           |
|   | Occlusal Aufnahmen Oberkiefer | 17                          |
|   | Orthopan-Tomogramm            | 7                           |
| <b>CT-Untersuchungen</b>                        |                               |                             |
|   | Thorax                        | 7'457                       |
|   | Abdomen                       | 7'261                       |
|   | Becken                        | 8'780                       |
|   | i.v.-Nieren-Angiografie       | 28'441                      |

Tab. 11.9: Aus Messungen an einem menschenähnlichen Röntgen-Phantom berechnete Effektive Dosen bei Röntgenuntersuchungen nach [Mini, SSK 30].

Die Verwendung der Effektiven Dosis zur Beschreibung des Strahlenrisikos radiologischer Patienten und zur Ableitung individueller Risikoeffizienten ist umstritten (s. Kap. 11.6.4). 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. Zum anderen enthalten ausschließlich auf die Krebsentstehung ausgerichtete Risikobeurteilungen keine Aussagen zum Nutzen der radiologischen Exposition. Aus diesem Grund sind in den hier aufgeführten orientierenden Datentabellen (11.8-11.12) neben den Effektiven Dosen auch die Organdosen zusammengestellt.

| Untersuchung                                      | Größenordnung der Effektiven Dosis (mSv) |
|---|--|
| CT Abdomen  | 27.4 (8-60)*                             |
| CT Thorax   | 20.5 (7-36)*                             |
| Arteriografie                                     | 20                                       |
| Dünndarm (Kontrast-Colon)                         | 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  |
| <i>mittlere natürliche Effektive Jahres-Dosis</i> | <i>2.4</i>                               |

Tab. 11.10: Orientierungswerte für Effektive Dosen bei Röntgenuntersuchungen nach [Bernhardt SSK 30].  
\*: abgeschätzt nach [Schmitt SSK 30]. \*\*: nach [Bernhardt2 SSK 30].

Zur groben Abschätzung und zum Vergleich von Dosen bei verschiedenen bildgebenden Röntgenverfahren kann man folgende Faustregeln verwenden:

- Eine Minute Durchleuchtung erzeugt die gleiche Strahlenexposition wie 1-3 Filmaufnahmen in gleicher Geometrie.
- Bei Erhöhung des Patientendurchmessers um 3-4 cm verdoppelt sich bei gleicher Röhrenspannung die Dosis bei Röntgenaufnahmen oder Durchleuchtungen am Körperstamm.
- Die Dosis bei einer Untersuchung mit dem Computertomografen entspricht der von etwa 10 Filmaufnahmen in der gleichen Körperregion.
- Eine konventionelle tomografische Untersuchung exponiert den Patienten pro Schicht mit je einer Filmaufnahmedosis.

**Nuklearmedizinische Diagnostik und Therapie:** Eine weitere medizinische Strahlungsquelle ist die nuklearmedizinische Diagnostik. Bei dieser Methode werden Radionuklide in den Körper gebracht. Die den Körper verlassende Gammastrahlung wird zur Bildgebung verwendet (Szintigrafie). Das wichtigste nuklearmedizinische Radionuklid ist Technetium-99m, das ein reiner Gammastrahler mit einer für die Szintigrafie besonders günstigen Halbwertszeit von 6 h und einer Photonenenergie von 140 keV ist (s. Fig. 3.14, und Beispiel 10 in Abschn. 3.2). Der Beitrag der nuklearmedizinischen Diagnostik zur mittleren Effektiven Dosis wird auf etwa 0.01-0.03 mSv/a geschätzt.

| Organ     | Radionuklid | Aktivität<br>(MBq) | Energiedosis (mGy) |           |                             |
|-----------|-------------|--------------------|--------------------|-----------|-----------------------------|
|           |             |                    | Gonaden            | Knochenm. | Organ                       |
| Schilddr. | 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                | 0.3                | 0.5       | Nieren: 5<br>Blasenwand: 18 |
|           | J-131       | 20                 | 0.25               |           | Blasenwand: 60<br>SD: 240   |
| Leber     | Tc-99m      | 50                 | 0.1                | 0.4       | Leber: 5<br>Milz: 3         |
|           | Au-198      | 5                  | 0.2                | 4         | Leber: 60<br>Milz: 20       |
| Lunge     | Tc-99m      | 80                 | 0.1                | 3         | Lungen: 4                   |
|           | J-131       | 10                 | 1.3                | 1.5       | Lungen: 20                  |
| Pankreas  | Se-75       | 10                 | 25                 | 25        | Leber: 60<br>Pankreas: 35   |
| Skelett   | Tc-99m      | 370-1000           |                    |           | Skelett: 4<br>Nieren: 3     |
| Herz      | Tl-201      | 70                 | 10-50              |           |                             |

Tab. 11.11: Mittlere Energiedosen in Gonaden, Knochenmark und Ziel- bzw. Risikoorgan bei nuklearmedizinischen Untersuchungen, teilweise nach [Kiefer/Koelzer].

Wegen der vergleichsweise hohen Dosen bei der nuklearmedizinischen Verwendung von Jodisotopen (Tab. 11.11) wird mittlerweile Technetium-99m für fast alle klinischen Anwendungen bevorzugt (Daten dazu s. [Krieger Bd2], Kap. 1.1). Neben der diagnostischen Anwendung werden Radionuklide im Rahmen der Nuklearmedizin auch für strahlentherapeutische Zwecke eingesetzt. Die dem Patienten dabei applizierten Dosen im Zielorgan können dabei extrem hoch sein. So werden bei der Therapie von gutartigen Schilddrüsenerkrankungen durch <sup>131</sup>I Energiedosen bis 800 Gy in der Schilddrüse erreicht. Zur Berechnung der Effektiven Dosen nach der Inkorporation von Radionukliden müssen die Verteilung der Nuklide im Körper, die Ausscheidungsraten und die lokale Absorption der Strah-

lungenergie berücksichtigt werden. Die Berechnung der Effektiven Dosen durch diagnostische Radionuklide ist im allgemeinen mit einfachen klinischen Mitteln wegen der Komplexität der Stoffwechselfvorgänge 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.

| Organ           | Pharmakon           | Alter des Patienten bei der Exposition |     |          |      |             |      |
|-----------------|---------------------|--|-----|----------|------|-------------|------|
|                 |                     | 5 Jahre                                |     | 15 Jahre |      | Erwachsener |      |
|                 |                     | MBq                                    | mSv | MBq      | mSv  | MBq         | mSv  |
| Schilddrüse     | Tc-99m-Perthecnetat | 20                                     | 0.8 | 35       | 0.6  | 50          | 0.7  |
| Skelett         | Tc-99m-Phosphonat   | 250                                    | 6.3 | 400      | 4    | 600         | 4.8  |
| Myokard         | Tl-201-Chlorid      | 30                                     | 60  | 55       | 19.8 | 75          | 17.3 |
| 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    |
| Niere stat.     | Tc-99m-DMSA         | 30                                     | 1.2 | 50       | 1    | 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  | 140      | 22.4 | 200         | 24   |
| Sonstige        | verschiedene        |  | 4   |          | 3    |             | 2.2  |

Tab. 11.12: Effektive Dosen bei nuklearmedizinischen Untersuchungen für verschiedene Altersgruppen für typische Aktivitätsmengen, nach Daten aus [ICRP 53], entnommen [Reiners SSK 30].

### 11.3.2 Sonstige zivilisatorische Strahlenexpositionen

**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 Spaltprodukte und deren Zerfallsprodukte, erbrütete oder nicht gespaltene Aktinidenkerne des Plutoniums und des Urans, sowie durch Kernreaktionen entstandenes  $^{14}\text{C}$  und Tritium. Je höher die Sprengkraft einer Bombe ist, um so höher ist auch die Ausbeute an Spaltprodukten. 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 Fall-Outs gingen in der nördlichen Hemisphäre und dort in den gemäßigten Breiten nieder. Bis heute sind 423 oberirdische und fast 1000 unterirdische Atomtests bekannt. 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 beispielsweise merkliche Mengen langlebigen  $^{90}\text{Sr}$  in ihre Knochen eingebaut, die heute noch nachzuweisen sind.

| Zeitraum       | Anzahl | Spaltung (Mt) | Fusion (Mt) |
|----------------|--------|---------------|-------------|
| 1945 - 1951    | 26     | 0.8           | -           |
| 1952 - 1954    | 31     | 37            | 23          |
| 1955 - 1956    | 44     | 14            | 17          |
| 1957 - 1958    | 128    | 40            | 41          |
| 1959 - 1960    | 3      | 0.1           | -           |
| 1961 - 1962    | 128    | 102           | 238         |
| 1964 - 1969    | 22     | 10.6          | 4.9         |
| 1970 - 1974    | 34     | 10            | 2.2         |
| 1976 - 1980    | 7      | 2.9           | 1.9         |
| Davon:         |        |               |             |
| USA            | 193    | 72.1          | 66.5        |
| UDSSR          | 142    | 110.9         | 246.6       |
| Großbritannien | 21     | 10.6          | 5.1         |
| Frankreich     | 45     | 10.9          | 1.0         |
| China          | 22     | 12.7          | 8.0         |

Tab. 11.13: Daten oberirdischer Kernwaffentests von 1945 bis 1980 (nach [UNSCEAR 1982], [UNSCEAR 1988]). Die Sprengkraft ist in Megatonnen (Mt) des konventionellen Sprengstoffes TNT angegeben. 1963, 1975 und seit 1980 wurden keine oberirdischen Kernwaffentests durchgeführt.

Die wichtigsten Radionuklide für die langfristige Strahlenexposition des Menschen durch Fallout sind in absteigender Bedeutung  $^{14}\text{C}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{95}\text{Zr}$ ,  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{106}\text{Ru}$ ,  $^{144}\text{Ce}$  und  $^3\text{H}$ . Heute spielen wegen ihrer vergleichsweise großen Lebensdauern nur noch die Nuklide  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^3\text{H}$  und  $^{14}\text{C}$  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  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  und  $^{241}\text{Am}$  zu erwarten. Die mittlere jährliche Effektive Dosis durch externe und interne Strahlenexposition durch Kernwaffenfallout wird heute in der Bundesrepublik auf etwa  $10\mu\text{Sv/a}$  geschätzt, die Folgedosen bis zum Abklingen der Radionuklide auf 3-4.5 mSv ([UNSCEAR 1982]).

**Energie- und Wärmeerzeugung durch fossile Brennstoffe:** Steinkohle enthält im Mittel 50 Bq/kg  $^{40}\text{K}$  und je 20 Bq/kg  $^{232}\text{Th}$  und  $^{238}\text{U}$  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 Rauchgas 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  $1 \mu\text{Sv/a}$  geschätzt, in der Nähe von Großfeuerungsanlagen werden in ungünstigen Fällen Effektive Dosen bis  $0.7 \text{ mSv/a}$  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  $^{14}\text{C}$  führt. Fossile Brennstoffe enthielten zum Zeitpunkt ihrer Entstehung  $^{14}\text{C}$  in der damaligen Gleichgewichtskonzentration. Da die Aufnahme mit der Ablagerung beendet war, ist der Anteil des  $^{14}\text{C}$  durch radioaktiven Zerfall mittlerweile nahezu verschwunden. Fossile Brennstoffe sind also weitgehend C-14-frei. Das im Rauchgas in riesigen Mengen emittierte fossile  $\text{CO}_2$  verdünnt daher den  $^{14}\text{C}$ -Anteil in der heutigen Atmosphäre. Die entsprechende Dosisreduktion von knapp  $1 \mu\text{Sv/a}$  kompensiert zur Zeit fast den Dosisbeitrag durch die anderen bei der fossilen Energiegewinnung freigesetzten Radionuklide.

**Kernenergie:** Beim Regelbetrieb von Kernkraftwerken entstehende Radionuklide können über die Abluft und über das Kühlwasser in die Umwelt gelangen. Die wichtigsten beteiligten Radionuklide sind gasförmig austretende Aktivierungssubstanzen wie  $^{14}\text{C}$ ,  $^{16}\text{N}$ ,  $^{35}\text{S}$  und  $^{41}\text{Ar}$ , bei der Kernspaltung entstehende radioaktive Edelgase des Krypton und Xenon, 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 Dosen zwischen  $1$  und maximal  $10 \mu\text{Sv/a}$ . Umfangreiche Messungen der Abluft, der Abwässer und der Deposition von Radionukliden in der Umgebung von Kernkraftwerken ergeben für die Bundesrepublik mittlere Effektive Dosen unter  $1 \mu\text{Sv/a}$ . Bei Unfällen, bei denen Inventar der Reaktoren freigesetzt wird, kann es zu wesentlich höheren Strahlenexpositionen kommen. Durch den  $1500 \text{ km}$  entfernten Reaktorunfall von Tschernobyl 1986 erhielt die süddeutsche Bevölkerung z. B. im Mittel Effektive Dosen von  $0.2$ - $1.2 \text{ mSv}$  im ersten Jahr und  $50$ -Jahres-Folgedosen bis  $4 \text{ mSv}$ .

**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 sogenannten Störstrahler, das sind Geräte oder Anlagen, bei denen Strahlung als Nebenprodukt entsteht. Typische Vertreter dieser Kategorie von Strahlern sind Fernschröhren, 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  $\mu\text{Sv/h}$  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  $^{241}\text{Am}$ , und das betastrahlende  $^{147}\text{Pm}$ , 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 knapp unter  $1 \mu\text{Sv/a}$ .

Eine nicht zu unterschätzende Quelle radioaktiver Strahlung ist die industrielle Verarbeitung von natürlichen Phosphatgesteinen zur Erzeugung von Kunstdünger oder sonstigen Phosphorverbindungen. Phosphatgesteine enthalten bis  $1500 \text{ Bq/kg}$  Nuklide der Uran-Radium-Reihe, die bis zum Faktor  $50$  über dem normalen Gehalt angereichert sind, die Nuklide der Thoriumreihe und das  $^{40}\text{K}$  in der für Gesteine üblichen Konzentration (s. Tab. 11.5). 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  $20 \mu\text{Sv/a}$ , für die Industriearbeiter  $0.5 \text{ mSv/a}$ . Für die Bevölkerung entsteht eine Strahlenexposition vor allem durch die phosphathaltigen Baumaterialien.

**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. Im Weltmittel betragen die Effektiven Dosen medizinischen Personals  $0.3$ - $3 \text{ mSv/a}$ .

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  $0.5 \text{ mSv/a}$  ([Martignoni/Nitschke]), allerdings kommt es in einigen Fällen zu erheblichen höheren Expositionen einzelner Beschäftigter. Die höchsten beruflichen 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 Äquivalentdosis. Nach Informationen der Vereinten Nationen ([UNSCEAR 1988]) beträgt die jährliche Strahlenexposition der in Kernkraftwerken und der Zulieferindustrie weltweit Beschäftigten 3-8 mSv/a.

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 dar (vgl. dazu Kap. 10.3).

Umgerechnet auf die Welt-Gesamtbevölkerung erhält man aus den offiziellen Meßdaten der beruflich strahlenexponierten Personen mittlere genetisch signifikante Strahlenexpositionen von nur wenigen  $\mu\text{Sv/a}$ .

#### Zusammenfassung natürliche und zivilisatorische Strahlenexposition:

| Strahlungsquelle       | mittlere Effektive Dosis<br>(mSv/a) | individueller Bereich<br>(mSv/a) |
|------------------------|-------------------------------------|----------------------------------|
| natürl. Strahlenexp.   | 2.4                                 | 1 - 5                            |
| Mediz. Röntgendiagn.   | 0.4 - 1.0**                         | 0.1 - 10                         |
| Nuklearmed. Diagnostik | 0.01 - 0.03                         | 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*    | 0.2 - 1.2                           |                                  |
| Kernwaffentests        | 0.01                                | 0.01                             |
| Industrieerzeugnisse   | 0.001                               | 0.02 - 0.5                       |
| Summe zivilisatorisch: | $\approx 0.5 - 1$                   |                                  |
| <b>Total:</b>          | <b>2.9 - 3.4</b>                    |                                  |

Tab. 11.14: Mittelwerte der Effektiven Dosen aus zivilisatorisch und natürlich bedingter Strahlenexposition und individuelle Dosisbereiche nach Daten der Vereinten Nationen ([UNSCEAR 1982] und [UNSCEAR 1988]). \*: mittlere Strahlenexposition in Deutschland West im ersten Jahr nach dem Unfall. \*\*: 1.8 mSv in westl. Industrienationen.

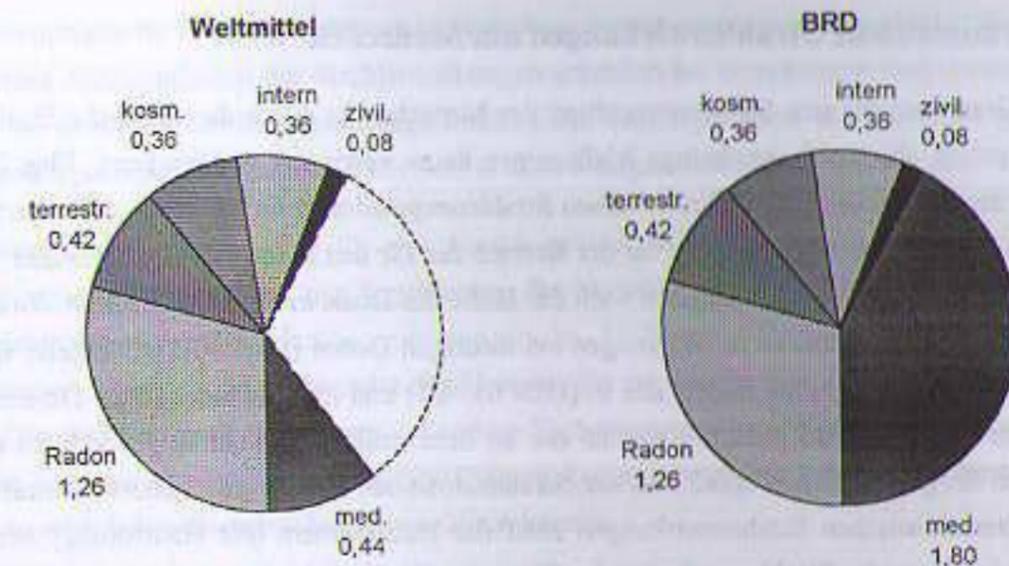


Fig. 11.3: Mittlere jährliche Effektive Dosen aus den verschiedenen natürlichen und zivilisatorischen Quellen. Links: Weltmittel. Rechts: BRD (typisch für westliche Industrienationen). Insbesondere ist der fast 50%ige Anteil des Radons zur Effektiven natürlichen Dosis zu beachten. Die mittlere Effektive Dosis aus medizinischer Exposition beträgt in der Bundesrepublik etwa 1.8 mSv/a mit ansteigender Tendenz (in den 80er-Jahren waren es noch ca. 1.5 mSv/a), liegt also um den Faktor 4 höher als das Weltmittel. Die genetisch signifikante Dosis aus medizinischer Exposition beträgt in der BRD 0.5 mSv/a.

- 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 5 mSv/a.
- Die wichtigste Quelle zivilisatorischer Strahlenexpositionen von knapp 0.5-1.8 mSv/a ist auf die medizinische Radiologie zurückzuführen, die sowohl für die Gesamtbevölkerung als auch für das medizinische Personal die größten Dosisbeiträge liefert.
- Weniger bedeutend als Strahlungsquelle ist die industrielle Erzeugung fossiler oder nuklearer Energie, die aber meßbar zur Exposition der Bevölkerung und der einschlägig Beschäftigten führt.
- Eine nicht zu unterschätzende Quelle für zivilisatorisch bedingte und modifizierte Strahlendosen sind die verschiedenen natürlich vorkommenden oder industriell erzeugten Baumaterialien, die neben  $^{40}\text{K}$  oft erhebliche Beimengungen der Nuklide der Uran-Radium- und der Thoriumreihe enthalten. Sie tragen über die Emanation radioaktiver Edelgase zur externen und internen Exposition der Bevölkerung bei.
- Durch unsachgemäßes Hantieren verschiedener industrieller Produkte kann es im Einzelfall zu Strahlenexpositionen kommen, die für die mittlere Effektive Dosis oder die genetisch signifikante Dosis allerdings kaum eine Rolle spielen.
- Die durch externe und interne Strahlenexposition in Gebäuden entstehenden Effektiven Dosen unterliegen einer durch individuelle Bedingungen beeinflussten breiten Streuung. 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 Effektiven natürlichen Dosis beträgt etwa 50%.

## 11.4 Deterministische Strahlenwirkungen am Menschen

Der untere Grenzwert für eine Strahlenexposition des Menschen ist durch die natürliche Strahlenexposition festgelegt, die durch vernünftige Maßnahmen kaum verringert werden kann. Eine Zusammenstellung der natürlichen und zivilisatorischen Strahlenexposition befindet sich in den Abschnitten (11.2 und 11.3). Der obere "Grenzwert" ist der Bereich der für den Menschen letalen Dosen. Strahlenwirkungen werden am zweckmäßigsten nach der Höhe der Dosis in **deterministische** Wirkungen bei hohen Dosen und **stochastische** Wirkungen bei niedrigen Dosen (Kap. 11.5) eingeteilt. Genaue Definitionen zu diesen Begriffen finden sich in [DIN 6814/5] und in Abschnitt (10.2). Deterministische Strahlenschäden können definitionsgemäß nur an dem strahlenexponierten Individuum auftreten. Bei ihnen hängt der Schweregrad von der Strahlendosis ab. 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.

In vielen menschlichen Geweben besteht ein dynamisches Gleichgewicht zwischen Zelluntergang und Zellerneuerung. Zellen können durch Bestrahlung neben den bereits in Kap. (9.4) 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**.

Treten die Strahlensymptome unmittelbar oder innerhalb weniger Stunden nach der Strahlenexposition auf, so bezeichnet man sie als **Frühschäden**. 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), Gewebestrukturveränderungen durch Fibrosen (Bindegewebswucherungen, Verengungen und Verhärtungen) oder um partielle oder vollständige Nekrosen (Gebetod). Beispiele sind das Aussetzen von Drüsenfunktionen (Versagen der Speicheldrüsen, Sterilität von Keimdrüsen), der Katarakt der Augenlinsen und viele aus der Radioonkologie bekannte Strahlungsspätschäden wie Strukturveränderungen der Haut, Veränderungen des blutbildenden Systems, Stenosen (Verengungen), 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 Dosischwelle. Deterministische Strahlenwirkungen können nach einer bestimmten Latenzzeit aber auch akut 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. 10.2).

Die deterministische Wirkung ionisierender Strahlung unterscheidet sich wegen der in Kap. (9.6) angedeuteten Abhängigkeiten der Strahlenwirkungen erheblich bei Ganzkörper- und Teilkörperexpositionen. So werden in der Radioonkologie fraktionierte Teilkörperdosen in einer Höhe appliziert, 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 blutbildende System, den Verdauungstrakt und die Keimdrüsen. Kenntnisse darüber stammen 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  $\beta$ - oder  $\gamma$ -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 aufeinanderfolgenden zeitlichen Schüben auf, die durch Pausen ohne äußerlich sichtbare Reaktionen getrennt sind. Die Hautreaktionen werden daher in das Früherythem (Aufreten nach 1-4 Tagen, Dauer wenige Tage), das Haupterythem (Aufreten 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.

Die Symptome der Erytheme ähneln denen eines schweren Sonnenbrandes, 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 oder feuchten Hautreaktion, die in schweren Fällen in Blasenbildung oder Strahlengeschwüre übergeht. In den schwersten Fällen kommt es zu flächenhaften Hautnekrosen, dem nekrotischen Strahlenulkus. In der Regel folgen dem Haupterythem eine langanhaltende Pigmentierung der bestrahlten Hautregion und die Ausbildung sichtbarer radiogener Erweiterungen der peripheren Gefäße, der sogenannten **Teleangiectasien**. Langfristig muß auch mit einer Fibrosierung des Unterhautfettgewebes, mit Keratosen oder einer (stochastischen) malignen Entartung der Haut gerechnet werden.

Neben den eigentlichen Hautgeweben sind auch die Hautanhangsgebilden (Haare, Schweiß- und Talgdrüsen, Finger- oder Zehennägel) von der Strahlenexposition betroffen. Beeinträchtigungen der Talg- und Schweißdrüsen führen zu einer verminderten Sekretion und dem Austrocknen und einem Elastizitätsverlust der Haut, was wiederum zu einer erhöhten Verletzbarkeit bei mechanischen Einwirkungen führen kann. Zerstörung der Haarfollikel sind für den temporären oder dauerhaften Haarverlust, die **Epilation**, in der bestrahlten Region verantwortlich. Die Dosischwelle und die Ausprägung der Epilation sind wieder vom zeitlichen Verlauf der Exposition, der Dosisleistung und der

Dosishöhe abhängig. Wachstumsstörungen und morphologische Veränderungen an den Finger- oder Zehennägeln (Rissigkeit, Brüchigkeit, Verfärbungen) treten meist als Folge einer chronischen Bestrahlung auf.

| Zeit         | klinischer Schadensverlauf   |
|--------------|--|
| nach 24 h    | <b>1. Welle der Schädigung:</b> Erythembildung (entzündliche Rötung der Haut)  |
| einige Tage  | Odembildung, (schmerzlose, nicht gerötete Schwellung infolge wässriger Flüssigkeits-Ansammlung in den Gewebespalten, z. B. der Haut) |
| 2 Wochen     | Entzündung   |
| 3 Wochen     | schmierig belegtes Strahlengeschwür  |
| 5 Wochen     | deutliche Erholung   |
| 10 Wochen    | <b>2. Welle der Schädigung:</b> erneut Epitheldefekte, anschließend Besserung bis etwa zur 20. Woche                                 |
| 24 Wochen    | <b>3. Welle der Schädigung:</b> Auftreten von Geschwürbildungen  |
| 12-25 Monate | Amputation der bestrahlten Finger  |

Tab. 11.15: 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 Intensität der Erythembildung und der nachfolgenden Symptome hängt außer von der Dosis, der Strahlungsqualität und dem zeitlichen Dosismuster (einzeitige, protrahierte, fraktionierte Bestrahlung) von einer Vielzahl weiterer Begleitumstände ab. Dazu zählen die Größe der bestrahlten Hautfläche, die Grundpigmentierung der Haut, der Hauttyp (Rothhaarige sind an der Haut strahlenempfindlicher als Menschen vom südländischen Typus), das Alter der exponierten Person, die Körperregion (Haut auf der Innenseite der Arme, in der Achselhöhle und auf der Innenseite der Oberschenkel ist empfindlicher als Gesichtshaut) und 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 (11.15).

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 betragen. Langfristige Strahlenreaktionen der Haut führen zu einer Verflachung des Hautprofils und zum Dünnwerden der Haut durch mangelhafte Regeneration der Hautschichten. Die Haut erhält dadurch ein pergamentartiges Aussehen, weist Teleangiectasien 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 zur Entstehung von Strahlenkrebs in Form des Spinealoms, von Plattenepithelkarzinomen oder anderer Röntgenkrebsformen.

**Augenlinse:** Bestrahlungen des Auges führen in der Regel 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, kann 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. Die Wirkung ist kumulativ, die Schwellen hängen vom zeitlichen Bestrahlungsmuster und der Strahlungsqualität (dem LET) ab. Besonders gravierende Wirkungen zeigt deshalb die Bestrahlung mit schnellen Neutronen. Die Schwellen für den Strahlenkatarakt liegen für Niedrig-LET-Strahlung bei 2-10 Gy, bei Hoch-LET-Strahlung bei etwa 30-50% dieser Schwellendosen und bei andauernder Exposition bei einer Dosisleistung von 0.15 Gy/a.

**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. 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 Trombozyten-Stammzelluntergang 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 mensch-

lichen 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 sogenannten 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 blutbildende System durch Bestrahlung führt also zu einer zeitlich gestaffelten Wirkung auf die Infektabwehr mit symptomfreien Intervallen und überraschenden Krisen.

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.

| 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. 11.16: Schätzungen für Schwellenenergiedosen und jährliche Schwellendosisleistungen für verschiedene Teilkörpereffekte bei einzeitiger oder langanhaltender protrahierter oder hochfraktionierter Bestrahlung, nach [ICRP 41], entnommen [ICRP 60]. \*: Die klinische Symptomatik setzt bei Erreichen der in Klammern aufgeführten totalen Dosen ein.

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 (s. u.) 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 im Ovar 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. 11.17).

Bei Ganzkörperexpositionen zwischen 1 und 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 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 Dosen 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 nervalen Störungen 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 des ZNS und dadurch bedingte Lähmungen auftreten.

**Energiedosis (Gy)**    **deterministische Strahlenwirkungen nach einer Ganzkörperexposition des Menschen**

|         |  |
|---------|--|
| 0-0.25  | Keine klinisch erkennbaren Wirkungen, Spätwirkungen möglich, 0.25-1.0: 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 sind möglich, die Wahrscheinlichkeit für ernste somatische Schäden ist gering.   |
| 1-2     | 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     | Übelkeit und Erbrechen am ersten Tag. Nach einer Latenzzeit bis zu zwei Wochen und mehr treten folgende Symptome in leichter Form auf: Appetitmangel, allgemeine Übelkeit, Halsschmerzen, Blässe, Durchfall, mittelmäßiger Gewichtsverlust. Sofern der Gesundheitszustand nicht schon vor der Bestrahlung beeinträchtigt war und keine Komplikationen durch überlagerte Schäden oder Infektionen zu erwarten sind, ist eine Erholung innerhalb von 3 Monaten wahrscheinlich.   |
| 3-6     | Übelkeit, Erbrechen und Durchfall nach wenigen Stunden. Nach einer Latenzzeit, die bis zu einer Woche dauern kann, treten folgende Symptome auf: 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 der vierten Woche sind gehäuft Todesfälle zu erwarten. Bei 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 LD50/30. |
| 6-8     | Übelkeit, Erbrechen und Durchfall nach wenigen Stunden. Nach kurzer Latenzzeit gegen Ende der ersten Woche treten folgende Symptome auf: Durchfall, Hämorrhagie, Purpura, Entzündung in Mund- und Rachenraum, Fieber, schnelle 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, LD100/30).  |
| Um 1000 | Tod noch während der Bestrahlung, wechselnde Übererregbarkeit und Mattigkeit, Störungen des Nervensystems mit Reizleitungsstörungen, Krämpfe, ausgedehnte innere Blutungen, Bereich des hyperakuten Strahlensyndroms.  |

**Tab. 11.17:** Strahlenwirkungen auf den Menschen nach einer kurzzeitigen Ganzkörperbestrahlung in Abhängigkeit von der Energiedosis. Zusammenstellung in Anlehnung an [Jaeger/Hübner] und [Pschyrembel/S]. Die geschilderten Effekte auf den Menschen werden als Strahlensyndrom (Strahlenkrankheit) bezeichnet. LD100/30 und LD50/30 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 über kurz oder lang zum Tod des bestrahlten Individuums. Die dazu benötigten Dosen, die sogenannten **Letaldosen**, hängen sehr von den sonstigen Umständen wie Allgemeinzustand des Patienten, seinem Alter, der medizinische 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.

Man schreibt beispielsweise die Kurzbezeichnung LD<sub>50/30</sub>, 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 Bestrahlung mit locker ionisierender Strahlung enthält Tab. (11.18). Die Gründe für die unterschiedlichen Werte der LD<sub>50/30</sub> verschiedener Organismen wird in dem Gehalt an DNS im Zellkern und im Wassergehalt des Zellplasmas (indirekte Strahlenwirkung) vermutet.

| Organismus         | LD <sub>50/30</sub> (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                    |
| <b>Mensch</b>      | <b>3-4.5*</b>            |
| Schwein            | 4-5.5                    |
| Ziege              | 3.5                      |
| Meerschweinchen    | 2.5-4                    |

**Tab. 11.18:** LD<sub>50/30</sub> für verschiedene Organismen bei Ganzkörperbestrahlung und ohne medizinische Eingriffe oder Therapieversuche (nach Daten der IAEA umgerechnet aus der Standardionendosis in Energiedosis mit dem Umrechnungsfaktor 1Gy/100R). \*: Die angegebene LD<sub>50/30</sub> beim Menschen ist wie bei allen anderen deterministischen Strahlenschäden dosisleistungsabhängig.

Es ist überraschend, wie gering die LD<sub>50/30</sub> für den Menschen ist, wenn man diese Dosis mit Energien des Alltags vergleicht. Eine leichte Rechnung<sup>1</sup> zeigt, daß die halbletale Dosis von 4.5 Gy einer Wärmezufuhr 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 dafür sind die biologischen Verstärkungsmechanismen (vor allem in der DNS) und die klei-

<sup>1</sup> Die LD<sub>50/30</sub> für den Menschen beträgt 4.5 Gy = 4.5 J/kg. Die Energie, die 1 kg Wasser zugeführt werden muß, um seine Temperatur um 1°C zu erhöhen, ist 4.1868·10<sup>3</sup> 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 4.5/4.2·10<sup>3</sup> = 0.001°C.

nen 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 liegt etwa bei 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 nicht 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 sind immer durch eine Häufung zellulärer Strahlenschäden in einem Gewebe oder dem Ganzkörper gekennzeichnet.**
- **Für sie besteht deshalb eine Dosischwelle, die von der Dosisleistung, der Strahlungsart, der biologischen Wirksamkeit und einer Reihe weiterer Parameter abhängt.**
- **Deterministische Strahlenwirkungen können zu vorübergehenden oder andauernden Veränderungen von Gewebestrukturen und ihrer Funktion, zur Beeinträchtigung der Lebensqualität sowie zum Tod des Individuums führen.**

### 11.5 Stochastische Strahlenwirkungen

Stochastische Strahlenwirkungen führen zu Veränderungen des Erbgutes einzelner Körper- oder Keimzellen, den sogenannten Mutationen. Die Folge können genetische Schäden in der Keimbahn und die Krebsinduktion sein. 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 keine Schwellendosis existiert, unterhalb derer die stochastischen Schäden ausbleiben.

Befindet sich die mutierte Zelle im Körper eines Individuums, so kann sie zur Stammzelle 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 malignen Erbgutänderung in einer Zelle ist immer größer als die Wahrscheinlichkeit für die Entstehung einer dem Strahlenschaden entsprechenden Tumorerkrankung des Organismus. Gründe dafür sind die Redundanz der genetischen Informationen in der DNS, die in den Zellen wirkenden Reparaturmechanismen und die vielfältigen Einwirkungschanzen 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 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 erbten 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 Wirksamkeit 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 strukturellen **chromosomalen** Schäden entstehen durch Doppelstrangbrüche oder Vernetzungen der Chromosomen, sie können sich aber auch als numerische Aberrationen, also als erhöhte oder verminderte Chromosomenzahl in der Zelle darstellen. Typische, auch im Lichtmikroskop sichtbare 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.. Viele Chromosomenaberrationen sind mit schweren Beeinträchtigungen ihrer Träger verbunden. So führt zum Beispiel die Trisomie 21, also das dreifache statt zweifache 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 Nervensystem) gerechnet. Die aktuellste und vollständigste Darstellung aller stochastischen somatischen und genetischen Schäden am Menschen befindet sich in [UNSCEAR 1986], eine umfassende Darstellung der daraus resultierenden internationalen Strahlenschutzphilosophie in [ICRP 60].

Die Wahrscheinlichkeit für stochastische wie auch für die in Kap. (11.4) beschriebenen deterministischen 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 blutbildende System, die inneren Schleimhäute und die Wachstumszonen im Körper von Kindern, Jugendlichen und die Leibesfrucht. Gründe dafür sind die schlechten Reparaturchancen bei Zellen in der Mitosephase (s. Abschnitt 9.6.3).

## 11.6 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 genetische Veränderungen in einem vertretbaren Rahmen zu halten. Da die Dosis-schwellen 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 Komitee der Vereinten Nationen UNSCEAR (United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation), Arbeitsgruppen der amerikanischen Akademie der Wissenschaften 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 (vererbaren oder hereditären) Schäden und die Einwirkungen auf die Leibesfrucht bei einer pränatalen Strahlenexposition.

### 11.6.1 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 sogenannter Dosimetriesysteme, 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 junglichem 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), was insgesamt ungefähr 340 Todesfälle über der normalen statistischen Erwartung von etwa 5600 spontanen letalen Krebsfällen bedeutet.

Daneben werden zur Vervollständigung der Daten und zu Vergleichszwecken zahlreiche weitere in Medizin, bei Unfällen oder sonst exponierte Kollektive herangezogen ([UNSCEAR 1988], [ICRP 60]). Die wichtigsten Personengruppen entstammen der Medizin. Dazu zählen ein Kollektiv von etwa 14000 Patienten, die in England in 5 Jahrzehnten strahlentherapeutisch wegen degenerativer Wirbelsäulenerkrankungen behandelt wurden, eine Gruppe gynäkologischer Patientinnen mit radioonkologisch behandelten Cervixcarcinomen und Thorotrastpatienten aus Europa. Die aus allen diesen Kollektiven abgeleiteten Risikoeffizienten sind bei Berücksichtigung der jeweiligen Verhältnisse innerhalb der statistischen Fehler miteinander verträglich, wenn auch ICRP in Zweifelsfällen die Daten der japanischen Untersuchungen ausdrücklich vorzieht.

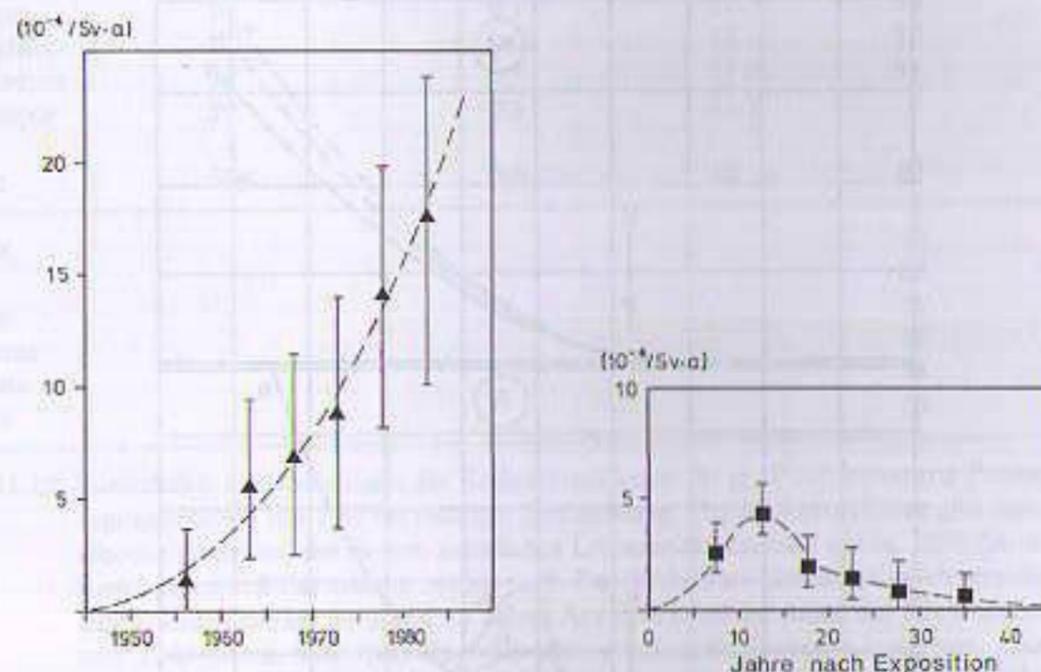


Fig. 11.4: Die zeitliche Variation der jährlichen zusätzlichen Krebsmortalitätsraten für je 10'000 Personen der japanischen Atombombenüberlebenden für Expositionen mit mehr als 0,2 Gy für den Beobachtungszeitraum 1950-1985 (nach Berechnungen von [Jacobi], in Anlehnung an eine Darstellung von [Jung]). Links: Alle Krebse ohne Leukämien, rechts: nur Leukämien.

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. Die zweite sehr viel bedeutendere Änderung ergibt sich aus der erst nach der langen Beobachtungszeit feststellbaren neuen zeitlichen Struktur der Krebsinzidenzen (Fig. 11.4). Die zeitliche Entwicklung der Leukämien entspricht den bisherigen Kenntnissen.

Danach treten erste strahleninduzierte Leukämien nach einer Latenzzeit von nur 2-5 Jahren 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. Strahleninduzierte Leukämien entstehen mit einer zur Dosis proportionalen Häufigkeit, die unabhängig von der natürlichen altersbedingten Leukämieinzidenz ist. Je höher die Dosis ist, um so höher ist also auch der Beitrag an induzierten Leukämien, der

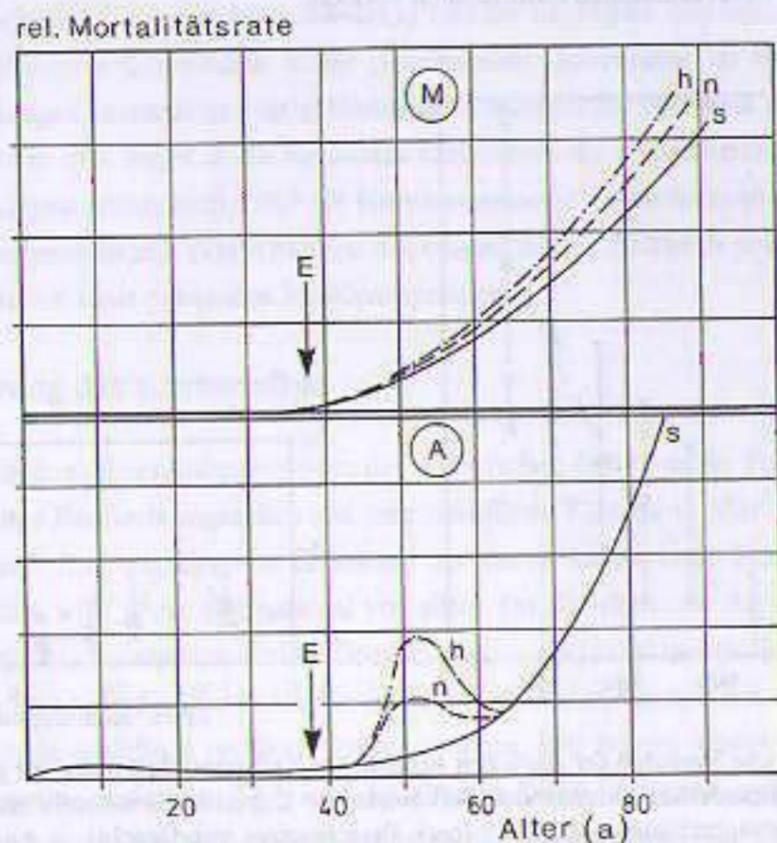


Fig. 11.5: Schematische Darstellung des additiven und des multiplikativen Risikomodells für strahleninduzierte letale Krebsfälle. Aufgetragen sind jeweils die altersabhängigen spontanen Tumorkraten (s) über dem Alter (durchgezogene Linien), und die induzierten letalen Krebsraten nach einer Strahlenexposition 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.

sich dem natürlichen Anteil vorübergehend als additiver Beitrag überlagert. Diesen Sachverhalt bezeichnet man als **additives Risikomodell**, das heute als gültig für die Leukämieinduktion betrachtet wird (Fig. 11.5 unten).

| Organ             | Krebsfälle pro 10 <sup>4</sup> Personen und pro Sv<br>(10 <sup>-4</sup> · Sv <sup>-1</sup> ) | Risikoeffizient<br>(%/Sv) | Lebenszeitverlust<br>(Jahre) | relativer letaler Anteil an allen Krebsfällen<br>(%) |
|-------------------|--|---------------------------|------------------------------|--|
| 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                         |  |
| <b>Total:</b>     | <b>500</b>   | <b>5.0</b>                | <b>15</b>                    | <b>80</b>  |
| Cervix            |  |                           |                              | 45   |
| Hirn              |  |                           |                              | 80   |
| Nieren            |  |                           |                              | 65   |
| Pankreas          |  |                           |                              | 99   |
| Prostata          |  |                           |                              | 55   |
| Uterus            |  |                           |                              | 30   |

Tab. 11.19: Zusätzliches Lebenszeitrisiko für Krebserkrankungen für je 10'000 exponierte Personen bei einer Äquivalentdosis von 1 Sv bei niedriger Dosisleistung. Der Risikoeffizient 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 zu wenig Daten vorhanden sind, nach Daten aus [ICRP60]. \*: Leukämien.

Die Manifestationsrate für alle anderen beobachteten Tumoren zeigt ein völlig anderes Zeitverhalten (Fig. 11.4 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 Tumorkrate 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 neuesten Erkenntnissen des DS86 ist diese Vermutung falsch. Tatsächlich nimmt die zusätzliche Tumorkrate selbst 40 Jahre nach der Exposition noch ständig zu. Sie ist darüberhinaus nicht

nur dosisabhängig sondern auch proportional zur spontanen altersbedingten Tumorraten. Dies gilt nicht nur für die totale Tumorzinzidenz, sondern läßt sich aus der neuen Datenanalyse selbst für bestimmte spezifizierte Tumorarten und Teilpopulationen nachweisen. Das entsprechende Risikomodell wird als **multiplikatives Modell** bezeichnet (Fig. 11.5 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 "Tumorkerne" 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 "normalen" Tumoren zum Ausbruch kommen. Der menschliche Körper scheint also frühere Strahlenexpositionen auch nach vielen Jahrzehnten nicht mehr 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 zu untersuchenden Expositionsbedingungen erweitert werden. Dies geschieht im Rahmen sogenannter **Projektionsmodelle**. Zentrale Fragen dabei sind die Dosis- und Dosisleistungsabhängigkeit der stochastischen Strahlenwirkungen, Unterschiede in der Wirkung einzelner oder protrazierter 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 Dosiswirkungmodells für stochastische Strahlenwirkungen (vgl. Kap. 9.4.2) 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, durch einen Strahlenkrebs zu sterben), die Gesamtzahl der durch Strahlung induzierten Krebsfälle, Lebenszeitverkürzungen durch induzierte letale Krebsfälle und eine Reihe sogenannter Skalierungsfaktoren für Alter und Geschlecht exponierter Personen, die entsprechende Abhängigkeiten der Krebsmortalitäten berücksichtigen sollen.

Auszüge der ICRP-Daten für eine mittlere Weltbevölkerung sind in Tabelle (11.19) zusammengestellt. Danach werden bei einer Strahlenexposition von 10'000 Personen mit einer effektiven Äquivalentdosis von 1 Sv bei niedriger Dosisleistung also 500 zusätzliche letale Krebsfälle induziert. Zusätzlich entstehen zwischen 90% (Schilddrüse) und 1% (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  $(400/10000)/\text{Sv}$  (entsprechend 4%/Sv). Die in Tab. (11.19) aufgeführten Krebsraten sind nur etwa halb so groß, wie die beim japanischen Kollektiv tatsächlich beob-

achteten 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 und wird wahrscheinlich für die westlichen Industrienationen für Brustkrebs (Faktor 3 nach oben) und Magenkrebs (Faktor 1/3) revidiert werden ([Jung]).

### 11.6.2 Genetisches 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 abgeleitet werden. Als Methode wird das sogenannte **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 zugrundegelegt 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. 11.20: 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 (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. 11.20). 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  $0.01/\text{Sv} = 1\%/\text{Sv}$  genetisch signifikanter Dosis geschätzt, die Wahrscheinlichkeit für einen sich manifestierenden strahleninduzierten schweren genetischen Schaden in den ersten beiden Generationen auf je  $0.15\%/\text{Sv}$ . Das mittlere genetische Risiko beträgt also nur 1/5 des strahleninduzierten Krebsrisikos von  $5\%/\text{Sv}$ . Wird nur die arbeitende Bevölkerung betrachtet, reduziert sich die genetische Schadensrate durch Strahlenexposition wieder wegen der kürzeren Zeitspanne auf  $0.6\%/\text{Sv}$ .

### 11.6.3 Risiken pränataler Strahlenexposition

Strahlenexpositionen der Leibesfrucht durch Strahlenanwendungen auf Schwangere sind wegen der erhöhten Zellteilungsrate der Leibesfrucht wesentlich kritischer als die Bestrahlung ausgewachsener Personen. Bei Embryonen oder Feten können im Prinzip nach [UNSCEAR 1986] die folgenden Strahlenrisiken auftreten: Letale Wirkungen auf den Embryo, Mißbildungen und Wachstumsstörungen, geistige Retardierung, Induktion von Tumoren oder Leukämien und vererbare Defekte. Die ersten drei Wirkungen sind trotz ihrer Zuordnung zu den stochastischen Schäden deterministischer Natur und treten deshalb erst oberhalb einer Dosischwelle auf, die beiden letzteren sind dagegen stochastischer Art.

| Effekt                        | Expositionszeitraum | Dosischwelle (mSv) | Risikoeffizient* (l/Sv) |
|-------------------------------|---------------------|--------------------|-------------------------|
| Tod während Präimplantation   | bis 10d             | 50                 | 100%                    |
| Mißbildungen                  | 10d-8. Woche        | 50                 | 50%                     |
| Intelligenzverlust            | 8.-15. Woche        | 50                 | 30 Q-Punkte             |
| Schwere geistige Retardierung | 8.-15. Woche        | 50                 | 40%                     |
|                               | 15.-26. Woche       | 50                 | 10%                     |
| Leukämien (bis 10a)           |                     |                    | 5%                      |
| genetische Schäden            |                     |                    | 0.1-0.3%                |

Tab. 11.21: Risikoeffizienten bei pränataler Strahlenexposition nach [UNSCEAR 1986]. \*oberhalb der Schwelle.

Die Wahrscheinlichkeit der Strahleneffekte hängt von den Entwicklungsstadien der Leibesfrucht ab. Die unten angeführten Risikoeffizienten 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  $100\%/\text{Sv}$  mit dem Tod zu rechnen. Die Dosischwelle liegt bei  $50 \text{ mSv}$ . 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  $50 \text{ mSv}$  mit einer Wahrscheinlichkeit von  $50\%/\text{Sv}$  zu schweren Mißbildungen. Die entsprechende spontane Rate beträgt  $6\%$  (s. Tab. 11.20). Strahlenexpositionen während der Bildung des zentralen Nervensystems (8.-26. Woche) kann schwerwiegende geistige Retardierung durch Störung des

ZNS-Wachstums verursachen. Der Risikoeffizient beträgt zwischen  $40\%/\text{Sv}$  und  $10\%/\text{Sv}$ , die Schwelle wird wieder bei  $50 \text{ mSv}$  angenommen. Die mittlere spontane Rate für schwere geistige Retardierung beträgt  $0.8\%$  aller Lebendgeburten. Exposition mit niedrigeren Dosen kann Intelligenzminderungen bewirken. ICRP gibt zwischen der 8. und 15. Woche einen Koeffizienten von  $30 \text{ IQ-Punkte}/\text{Sv}$  an. Strahleninduzierte Tumoren von Feten äußern sich nach ICRP ausschließlich in Form von Leukämien innerhalb der ersten 10 Lebensjahre. Danach ist mit keiner weiteren Erhöhung der spontanen kindlichen Leukämierate ( $0.01\%$ , [UNSCEAR 1986]) zu rechnen. Der Risikoeffizient für Leukämieinduktion nach intrauteriner Strahlenexposition wird mit  $5\%/\text{Sv}$  ebenso hoch wie der gesamte Lebensrisikoeffizient für strahleninduzierte Krebstodesfälle des Erwachsenen eingeschätzt. 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 Risikoeffizient beträgt  $0.3\%/\text{Sv}$  ( $0.1\%/\text{Sv}$  für weibliche Feten).

### 11.6.4 Risikobewertung in der medizinischen Radiologie

Die strahlenbiologische Bewertung radiologischer Maßnahmen ausschließlich nach den Risikoeffizienten der ICRP (Tab. 11.19:  $5\%$  letaler Krebs/Sv) ist aus mehreren Gründen fragwürdig. Zum einen ist der genannte Risikofaktor der Effektiven Dosis über alle Altersstufen einer normal alterverteilten 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 die älterer Menschen. Wegen des zeitlichen Musters der Krebsentstehung (s. Fig. 11.5) ist zudem 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. 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. 11.22). 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. (11.19) unterscheiden sich geringfügig von den mittleren Werten dieser amerikanischen Untersuchung, da hier eine andere Altersstruktur und Lebenserwartung der Populationen unterstellt wurde.

Neben der Altersabhängigkeit der Strahlenrisiken ist bei der Risikobewertung medizinisch-radiologischer Strahlenexpositionen auch der **individuelle medizinische Nutzen** zu beachten. Dabei müssen alternative Diagnoseverfahren ohne ionisierende Strahlungen und deren Komplikationsraten zum Vergleich herangezogen und bewertet werden. Solche Analysen wurden sowohl für Röntgenuntersuchungen als auch für die nuklearmedizinische Diagnostik durchgeführt.

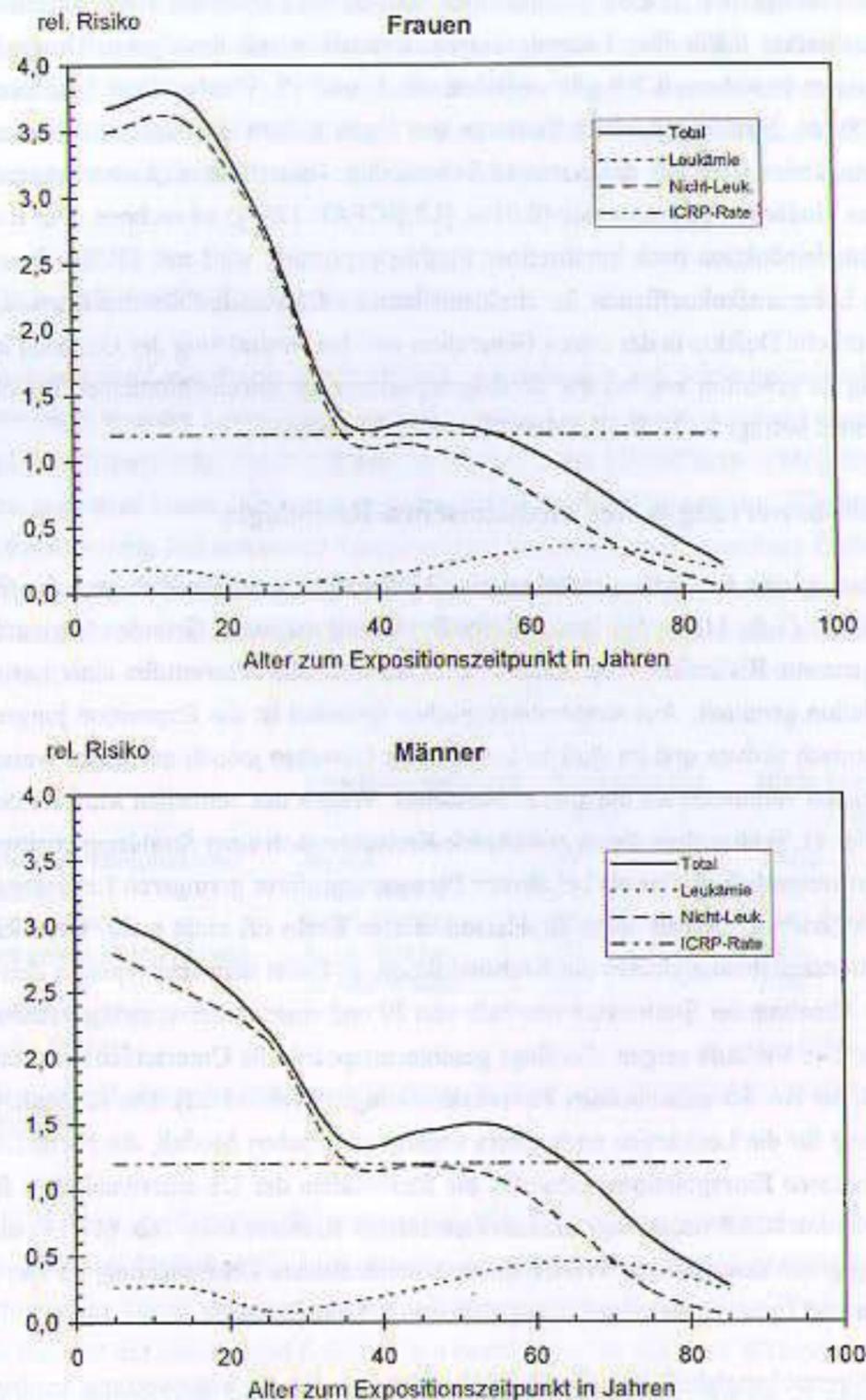


Fig. 11.6: Zeitlicher Verlauf der Krebsmortalitätsrate von Frauen und Männern für eine Strahlenexposition von  $10^4$  Personen mit einer Effektiven Dosis von 2.4 mSv (einer zusätzlichen Effektiven natürlichen Jahresdosis), berechnet für Niedrig-LET-Strahlung für die US-Bevölkerung nach Daten aus [ICRP 60]. Zum Vergleich ist die mittlere pauschalierte zusätzliche Krebsmortalität nach der ICRP-Schätzung (5%/Sv) eingezeichnet (ICRP-Rate nach Tab. 11.23).

Obwohl die Effektive Dosis in der Regel das Strahlenrisiko wegen der Altersmittelung überschätzt, wird ihre Angabe 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].

| Alter bei der Exposition (Jahre) | Sterbewahrscheinlichkeit Männer pro 1000 Personen |             |               |       |             |                 |             |
|----------------------------------|---|-------------|---------------|-------|-------------|-----------------|-------------|
|                                  | Summe   | Leukämie    | ohne Leukämie | Brust | Atemtrakt   | Verdauungstrakt | 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        | -               | -           |
| <b>Mittelwert</b>                | <b>7.70</b>                                       | <b>1.10</b> | <b>6.60</b>   |       | <b>1.90</b> | <b>1.70</b>     | <b>3.00</b> |

| Alter bei der Exposition (Jahre) | Sterbewahrscheinlichkeit Frauen pro 1000 Personen |             |               |             |             |                 |             |
|----------------------------------|---|-------------|---------------|-------------|-------------|-----------------|-------------|
|                                  | Summe   | Leukämie    | ohne Leukämie | Brust       | Atemtrakt   | Verdauungstrakt | 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            | -           |
| <b>Mittelwert</b>                | <b>8.10</b>                                       | <b>0.80</b> | <b>7.30</b>   | <b>0.70</b> | <b>1.50</b> | <b>2.90</b>     | <b>2.20</b> |

Tab. 11.22: Zusätzliche Lebenszeitmortalität 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.

#### Zusammenfassung zum stochastischen Strahlenrisiko:

- Stochastische Schäden können Krebserkrankungen, vererbare 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 Äquivalentdosis 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 Dosiswirkungsverlaufes etwa doppelt so hoch. Es beträgt also ca. 10 %/Sv.
- Die Wahrscheinlichkeit für schwere genetische Schäden beträgt 1 %/Sv, von denen je 0,15 %/Sv in Form dominanter Schäden in der ersten und der zweiten Folgegeneration auftreten.
- Die Wahrscheinlichkeiten für Schäden an der Leibesfrucht hängen vom Schadenstyp ab. Stochastische Schäden an der Leibesfrucht sind wahrscheinlicher als bei erwachsenen Personen, da Embryonen und Feten höhere Zellteilungs- und Wachstumsraten aufweisen.
- 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.

| Population   | Relatives Risiko ( $10^{-2}/\text{Sv}$ ) |                     |            |       |
|--------------|--|---------------------|------------|-------|
|              | letaler Krebs                            | nicht letaler Krebs | Erbschäden | Total |
| Bevölkerung  | 5,0                                      | 1,0                 | 1,0        | 7,0   |
| Berufstätige | 4,0                                      | 0,8                 | 0,6        | 5,4   |

Tab. 11.23: Relatives altersgemittelt 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.

## 12 Praktischer Strahlenschutz

### 12.1 Rechtliche Grundlagen des Strahlenschutzes

#### 12.1.1 Das System des Strahlenschutzrechtes

Das nationale deutsche Atom- und Strahlenschutzrecht ist wie kaum ein anderes Rechtsgebiet 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. 12. 1959, das sogenannte Atomgesetz (AtomG), das auf der im Grundgesetz getroffenen Grundsatzentscheidung zur friedlichen Nutzung der Kernenergie beruht (Art. 74 Nr. 11a, 87c GG). Der Atomgesetz trat zum 1. Jan. 1960 in Kraft und hat nach §1 AtomG den Zweck:

- die Erforschung, die Entwicklung und die Nutzung der Kernenergie zu friedlichen Zwecken zu fördern,
- 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.

Von besonderer praktischer Bedeutung sind die beiden widersprüchlichen Zweckbestimmungen des Atomgesetzes, nämlich der Förderungszweck und der Schutzzweck. Durch höchstrichterliche Rechtsprechung ist in der Vergangenheit klargestellt worden, daß der Schutzzweck Vorrang vor dem Förderungszweck hat. Neben den in §1 AtomG 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 sogenannten 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 30. Juni 1989) legt in §1 ihren sachlichen Geltungsbereich fest. Sie regelt 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.).

Die **Verordnung über den Schutz vor Schäden durch Röntgenstrahlen** (Röntgenverordnung: RöV vom 8. Januar 1987) ist dagegen nach §1 RöV zuständig für Röntgeneinrichtungen und Störstrahler, mit denen Röntgenstrahlen mit einer Energie von 5 keV bis 3 MeV erzeugt werden können. Sie ist nicht zuständig für Störstrahler, die zur Erzeugung ionisierender Teilchenstrahlung betrieben werden, und die deshalb der StrlSchV unterliegen. Die Röntgenverordnung ist ausdrücklich nicht auf medizinische Anwendungen oder die Erzeugung von Röntgenstrahlen für die Medizin beschränkt.

Neben den erwähnten gesetzlichen Vorschriften gibt es noch die sogenannten **Richtlinien**, wie z. B. die Richtlinie Strahlenschutz in der Medizin. 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 nicht-staatlichen Organisationen z. B. bestimmten Industrieverbänden verabschiedet werden. Die Inhalte der DIN-Normen repräsentieren in der Regel den aktuellen Stand von Wissenschaft und 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 keinen rechtlich bindenden Charakter. Die Verwendung der Normen erleichtert bei Streitfällen jedoch die Beweislage, da bei Beachtung der in den Normen festgehaltenen Regeln der

Beweis des ersten Anscheins besteht. 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, die Deutsche Gesellschaft für Radioonkologie und die Deutsche Gesellschaft für Medizinische Physik veröffentlichen in unregelmäßigen Abständen sogenannte Empfehlungen für bestimmte Teilgebiete der Radiologie. Sie sind ebenfalls nicht rechtsverbindlich aber sehr informativ und hilfreich bei der praktischen Arbeit. Von besonderer Bedeutung für die nationalen Strahlenschutzgesetzgebungen ist die Arbeit wissenschaftlicher 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) und die Internationale Atom-Energie Agentur (IAEA in Wien). 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.

### 12.1.2 Wichtige Einzelheiten aus Strahlenschutz- und Röntgenverordnung

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 sowie die Definition 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.

**Stellung von Strahlenschutzverantwortlichem und -beauftragtem:** Sowohl die StrlSchV als auch die RöV kennen Strahlenschutzverantwortliche und -beauftragte, die zusammen für die Einhaltung der Strahlenschutzvorschriften verantwortlich sind. Sie sind also die Hauptadressaten der beiden Verordnungen.

**Strahlenschutzverantwortlicher** ist nach §13 RöV, *wer eine Röntgeneinrichtung oder einen Störstrahler betreibt, dessen Betrieb der Genehmigung bedarf.* Nach §29 StrlSchV ist Strahlenschutzverantwortlicher, *wer entweder einer Genehmigung nach dem Atomgesetz oder nach der StrlSchV bedarf.* Die einschlägigen Bestimmungen in StrlSchV und RöV sind nahezu wortgleich und seit der Neufassung der beiden Verordnungen 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 eine von der Firmenleitung oder dem Aufsichtsrat benannte natürliche Person.

Der Strahlenschutzverantwortliche hat 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, §31 StrlSchV). Dazu hat er geeignete Räume, Schutzvorrichtungen, Geräte und Schutzausrüstungen zur Verfügung zu stellen, ausreichend Personal bereitzustellen und in geeigneter Weise die Betriebsabläufe zu regeln.

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 Aufsichtsbehörde ist von der Bestellung und der Festlegung dieses innerbetrieblichen Entscheidungsbereiches Mitteilung zu machen.

Gemäß §29 Abs. 4 StrlSchV bleiben die Pflichten des Strahlenschutzverantwortlichen nach §31 StrlSchV 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 Strahlenschutzbeauftragten zwar nicht eingeschränkt aber doch inhaltlich verändert wird. So hat er nicht mehr die Aufgaben des praktischen Strahlenschutzes, wie Belehrungen, Messungen u. ä. zu erfüllen; ihn treffen aber weiterhin die bereits genannten Organisations- sowie die materiellen und personellen Bereitstellungspflichten. Darüberhinaus 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 Abs. 2 RöV und §31 Abs. 2 StrlSchV. Sie umfassen u. a. folgende Aufgaben: Belehrung, 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 festgeleg-

ten 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 §30 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. Darüberhinaus sind sie verpflichtet, alle Mängel, die den Strahlenschutz beeinträchtigen, sofort dem Strahlenschutzverantwortlichen mitzuteilen. Kommt es zwischen dem Beauftragten und dem Verantwortlichen 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 Strahlenschutzfähigkeit 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.

**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 in den §§57-60, die RöV in den §§19-20. Die Definitionen sind in beiden Verordnungen etwas unterschiedlich.

Ein **Kontrollbereich** ist nach der StrlSchV ein Bereich, in dem Personen infolge des Umgangs mit radioaktiven Stoffen oder des Betriebes von Anlagen zur Erzeugung ionisierender Strahlung durch äußere oder innere Strahlenexposition bei einem Aufenthalt von 40 h/Woche bei 50 Wochen im Kalenderjahr höhere Körperdosen als 3/10 der Jahresgrenzwerte für beruflich strahlenexponierte der Kategorie A erhalten können. Dies umfaßt die Effektive Dosis wie die Teilkörperäquivalentdosen. Für die Effektive Äquivalentdosis beträgt die vorgegebene Körperdosisgrenze nach Tab. (12.3) ge-

rade 15 mSv/a. In der RöV wird der Kontrollbereich in ähnlicher Weise dadurch definiert, daß Personen in ihm pro Kalenderjahr aus Ganzkörperexposition höhere Körperdosen als 15 mSv erhalten können. Dabei sind die Einschaltzeiten der Röntgenstrahler und nicht der berufliche Aufenthalt des Personals (40 h x 50 Wochen) zu berücksichtigen. Für Teilkörperdosen werden keine Schwellendosen für den Kontrollbereich festgelegt. In beiden Fällen wird der Kontrollbereich also über eine möglicherweise erreichbare Körperdosis, nicht aber über die tatsächliche Strahlenexposition von Personen, d. h. das Erreichen des Personendosisgrenzwertes, definiert.

Die konkrete räumliche Abgrenzung von Kontrollbereichen ist im Einzelfall nicht ganz einfach. In der Praxis werden Kontrollbereiche für Dauerstrahler immer dann eingerichtet, wenn die Ortsdosisleistung einer externen Strahlenquelle größer oder gleich  $7.5 \mu\text{Sv/h}$  ist. Dies ergibt bei typischem beruflichen Aufenthalt eine Jahresdosis von  $7.5 \mu\text{Sv/h} \times 40\text{h/Woche} \times 50 \text{ Wochen/a} = 15 \text{ mSv/a}$ . Bereiche, in denen offene Radionuklide oberhalb der Freigrenzen hantiert werden, wie nuklearmedizinische Abteilungen oder Radionuklidlabors sowie Bestrahlungsräume für Gammabestrahlungsanlagen oder Linearbeschleuniger in Betriebsbereitschaft, sind in der Regel ebenfalls Kontrollbereiche. Das Gleiche gilt für das Nutzstrahlenbündel von Röntgenanlagen und einen je nach der Dosisleistung und der Geometrie des Röntgenarbeitsplatzes einige Meter in den Röntgenraum hineinreichenden Bereich im Streustrahlungsfeld der Röntgenröhre. Speziell in diesem Fall ist es für die Definition des Kontrollbereiches unerheblich, ob die sich dort beruflich aufhaltenden Personen durch Röntgenschürzen geschützt sind oder nicht.

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 ein Strahlenwarnzeichen (schwarzes Flügelrad auf gelbem Grund) und den Textzusatz "Kontrollbereich Vorsicht Strahlung" oder "Radioaktiv" 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.

**Sperrbereiche** sind nach der StrlSchV Teile eines Kontrollbereiches, in denen die Ortsdosisleistung höher als  $3 \text{ mSv/h}$  sein kann. Sie sind dauerhaft abzugrenzen und mit der Kennzeichnung "Sperrbereich - kein Zutritt" zu versehen. Wie der Name schon sagt, ist der Zutritt zu Sperrbereichen bis auf wenige Ausnahmen untersagt. Dies gilt auch für Teilkörperexpositionen wie 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 erwähnt Sperrbereiche nicht ausdrücklich, analog zur StrlSchV können aber bei ausreichend hoher Ortsdo-

sisleistung Sperrbereiche eingerichtet werden, wie z. B. in Nutzstrahlenbündeln medizinischer Röntgenanlagen auf der (heißen) Eintrittsseite des Strahlenbündels in den Patienten.

Unmittelbar an den Kontrollbereich grenzen die **Überwachungsbereiche**. Überwachungsbereiche sind Räume, Teile von Räumen, Gruppen von Räumen oder auch bestimmte Bezirke eines Freigeländes, in denen wegen der dort zu erwartenden Strahlenexpositionen Überwachungen und gegebenenfalls Zutrittsbeschränkungen durchgeführt werden müssen. **Betriebliche Überwachungsbereiche** schließen sich direkt an Kontrollbereiche an. Sie sind wieder über die mögliche Strahlenexposition von Personen definiert. Nach der StrlSchV ist ein betrieblicher Überwachungsbereich ein nicht zum Kontrollbereich gehöriger betrieblicher Bereich, in dem Personen infolge des Umgangs mit radioaktiven Stoffen oder wegen des Betriebes von Anlagen zur Erzeugung ionisierender Strahlungen bei dauerndem Aufenthalt höhere Körperdosen als  $1/10$  der jährlichen Grenzwerte der beruflich Strahlenexponierten der Kategorie A erhalten können. Für die effektive Äquivalentdosis bedeutet dies beispielsweise  $5 \text{ mSv/a}$  (s. Tab. 12.3). Nach der RöV beträgt die mögliche Grenzdosisleistung zur Definition des betrieblichen Überwachungsbereiches für die Ganzkörperexposition  $5 \text{ mSv/a}$  bei Daueraufenthalt, aber wieder berechnet nur für die reinen Einschaltzeiten.

Der **außerbetriebliche Überwachungsbereich** ist nach §§44 und 45 der StrlSchV ein Bereich, der unmittelbar an den Kontrollbereich oder den betrieblichen Überwachungsbereich anschließt. Bezüglich der Dosisgrenzwerte wird nach einer Strahlenexposition im Direktstrahl (§44) und der Strahlenexposition durch Ableitungen (§45) unterschieden. Der Dosisgrenzwert im außerbetrieblichen Überwachungsbereich beträgt für eine Strahlenexposition im Direktstrahl einer Bestrahlungsanlage  $1.5 \text{ mSv/a}$ , wobei eine eventuelle Strahlenexposition durch Ableitungen enthalten sein muß. Dieser vergleichsweise hohe Wert wurde zugelassen, da nicht mit einem ständigen Aufenthalt von Personen am Ort des Strahlenbündels zu rechnen ist. Der Grenzwert für Personendosen aus Ableitungen beträgt nur  $3/500$  der Jahresgrenzwerte der Körperdosen für beruflich Strahlenexponierte der Kategorie A. Für die effektive Äquivalentdosis bedeutet dies eine Dosisleistungsgrenze von  $0.3 \text{ mSv/a}$  (in alten Einheiten:  $30 \text{ mrem/a}$ , s. Tab. 12.3), also nur ein Fünftel des Wertes für den Direktstrahl. Eine Person, die sich an der inneren Grenze eines außerbetrieblichen Überwachungsbereiches ganzjährig aufhält und dabei durch Ableitungen homogen ganzkörperbestrahlt wird, kann daher eine maximale zusätzliche effektive Äquivalentdosis von  $0.3 \text{ mSv}$  erhalten, was in etwa der geografisch bedingten mittleren Schwankung der genetisch signifikanten Jahresdosis entspricht. Zusätzliche Körperdosen in dieser Größenordnung werden i. a. als vertretbar erachtet. Diese Dosisgrenze von  $0.3 \text{ mSv/a}$  wurde früher als "30 mrem-Konzept" bezeichnet. Die RöV kennt den Begriff des außerbetrieblichen Überwachungsbereiches nicht, da Röntgenstrahlung zum einen besonders leicht abzuschirmen ist und zum anderen die mittlere Strahlleistung der meisten Röntgenstrahler vergleichsweise klein ist, besonders wenn man die eingeschränkten Einschaltzeiten beachtet.

Die StrlSchV kennt noch einen weiteren Bereich, den sogenannten **Bestrahlungsraum**. Bestrahlungseinrichtungen mit radioaktiven Quellen mit höheren Aktivitäten als  $50 \text{ GBq}$  oder Anlagen zur Erzeugung ionisierender Strahlung für die Anwendung in der Medizin dürfen nur in allseitig um-

schlossenen Räumen, den Bestrahlungsräumen, fernbedient betrieben werden. Dem entspricht der Röntgenraum der RöV, der für Röntgeneinrichtungen vorgesehen ist und ebenfalls allseitig umschlossen sein muß. In beiden Fällen kann die Aufsichtsbehörde begründete Ausnahmen zulassen, die dann aber in der Regel mit besonderen Auflagen verbunden sind.

| Bereich                                | StrlSchV   | RöV                                    |
|--|--|--|
| Kontrollbereich                        | mögliche Ganz- oder Teilkörperdosis über 3/10 der Jahresgrenzwerte für beruflich Exponierte der Kategorie A möglich bei beruflichem Aufenthalt   | Ganzkörperdosis über 1.5 mSv/a möglich |
| Sperrbereich                           | Ortsdosisleistung für Ganz- oder Teilkörperdosis größer als 3 mSv/h  | (GK-DL > 3 mSv/h)                      |
| Betrieblicher Überwachungsbereich      | bei Daueraufenthalt mehr als 1/10 der Jahresgrenzwerte für berufliche Exponierte der Kategorie A möglich   | GK-DL > 5 mSv/a                        |
| Außerbetrieblicher Überwachungsbereich | für Teil- und Ganzkörperdosen mehr als 3/500 der Jahresgrenzwerte Kategorie A bei Daueraufenthalt möglich durch Ableitungen, 1.5 mSv möglich im Direktstrahl von Bestrahlungseinrichtungen | nicht definiert                        |

Tab. 12.1: Definitionen der Strahlenschutzbereiche nach StrlSchV und RöV. Alle Dosisangaben beziehen sich auf die Effektiven Äquivalentdosen (Ganzkörper) bzw. die Äquivalentdosen (Teilkörper). Grenzwerte s. Tab. (12.3). GK-DL: Ganzkörperäquivalentdosisleistung.

## 12.2 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 Hautverbrennungen und Blutbildveränderungen. Sie würden heute zu den deterministischen Strahlenwirkungen gerechnet. Die ersten Versuche, eine Schadensbegrenzung durch Strahlenexpositionen zu erreichen, ging 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 1925 einen Grenzwert für die jährliche Strahlenexposition durch Röntgenstrahlung (die sogenannte Toleranzdosis) vor, der deterministische Schäden mit Sicherheit vermeiden sollte.

| Empfehlung | Grenzwert   | Bemerkung   |
|------------|---|---|
| 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   |
| heute      | 50 mSv/a eff. + Gonaden, 500 mSv/a Haut, 150 mSv/a Augenlinse | ICRP, StrlSchV, RöV, s. Tab. (12.3)   |

Tab.12.2: Zeittafel zur Entwicklung der Strahlenschutzgrenzwerte. Die Ionendosis von 1 R entspricht etwa einer Äquivalentdosis von 10 mSv (Dosisdefinitionen s. Kap. 10).

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 Strahlenschutzkomitees 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. Bereits Ende der zwanziger Jahre war durch genetische Untersuchungen an Fruchtfliegen (*Drosophila melanogaster*, durch H. J. Muller) bekannt geworden, daß neben den deterministischen Strahlenschäden auch genetische Schäden ohne Dosischwelle 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. 12.2). Die Diskussion über Grenzwerte ist auch heute noch nicht abgeschlossen (s. Kap. 11.6).

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 auch in die deutsche Strahlenschutzgesetzgebung (StrlSchV §28, RoV §15) übernommen wurden.

- **Jede unnötige Strahlenexposition oder radioaktive Kontamination von Personen, Sachgütern oder der Umwelt ist zu vermeiden (Rechtfertigungsprinzip).**
- **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.**

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 grund-

sätzlich 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.

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 die beruflich Strahlenexponierten 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 hängt 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 bringen diese Grenzwerte unter Umständen in Bewegung (s. dazu Kap. 10.2, 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 Personengruppen 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.

| Expositionsart  | Grenzwert (mSv/a)            | Bemerkungen   |
|---|------------------------------|---|
| <b>Außerbetrieblicher Überwachungsbereich: (§44 StrlSchV)</b>                             |                              |   |
| Effektive Dosis   | 1.5                          | durch Direktstrahlung im außerbetrieblichen Überwachungsbereich, Grenzwert kann durch die Aufsichtsbehörde auf 5 mSv/a erhöht werden. |
| <b>Bereiche, die nicht Strahlenschutzbereiche sind: (§§44, 45 StrlSchV)</b>               |                              |   |
| 1. Effektive Dosis, Keimdrüsen, Gebärmutter, rotes Knochenmark                            | 0.3                          | gilt für Ableitung radioaktiver Stoffe  |
| 2. wie 1.   | 1.5                          | im Direktstrahl von Anlagen   |
| 3. Organe und Gewebe ohne 1+4   | 0.9                          |   |
| 4. Knochenoberfläche, Haut  | 1.8                          |   |
| <b>Berufliche Strahlenexposition: (Anh.X Tab. XI StrlSchV, RöV Anl. IV Tab. 1)</b>        |                              |   |
|   | <b>Kategorie A: (mSv/a):</b> | <b>Kategorie B: (mSv/a)</b>   |
| 1. Effektive Dosis Keimdrüsen, Gebärmutter, rotes Knochenmark                             | 50                           | 15  |
| 2. Organe und Gewebe ohne 1,3,4   | 150                          | 45  |
| 3. Schilddrüse, Knochenoberfläche Haut ohne 4   | 300                          | 90  |
| 4. Hände, Unterarme, Füße, Unterschenkel, Knöchel, einschließlich der dazu gehörigen Haut | 500                          | 150   |
| 5. Effektive Dosis in 40 Jahren   |                              | 400/40a   |

**Tab. 12.3:** Basisgrenzwerte für Körperdosen für die Bevölkerung und beruflich strahlenexponierte Personen nach [StrlSchV] und [RöV]. In der Effektiven Äquivalentdosis sind die Teilkörperdosen der Ziffern 2-4 enthalten. Soweit nicht anders angegeben, handelt es sich bei den Dosisgrenzwerten um Teilkörperäquivalentdosen. Die Summe der in allen Kalenderjahren ermittelten Effektiven Dosen beruflich strahlenexponierter Personen darf 400 mSv nicht überschreiten.

Für die Bundesrepublik sind die Grenzwerte in Anlehnung an die bisherigen Empfehlungen der ICRP in der Strahlenschutz- und der Röntgenverordnung festgelegt. Sie sind in Tab. (12.3) zusammengefaßt. Dabei wird zwischen der allgemeinen Bevölkerung, der Umwelt und den beruflich strahlenexponierten Personen unterschieden. Diese werden in die Kategorien A und B eingeteilt, die sich durch die zulässigen Dosisgrenzwerte unterscheiden. Bei diesem Personenkreis sind jedoch nicht nur die Jahresdosen begrenzt. Darüberhinaus wird eine Begrenzung der beruflich bedingten "Lebensalterdosis" vorgeschrieben. Die Summe der in allen Kalenderjahren ermittelten Effektiven Dosen beruflich

Strahlenexponierter darf 400 mSv nicht überschreiten und im Vierteljahr unabhängig vom Kalenderjahr nicht mehr als die Hälfte der Jahresdosisgrenzwerte.

Für einige besonders schutzwürdige Personen werden erniedrigte Körperdosisgrenzwerte vorgeschrieben. Personen unter 18 Jahren, die sich unter Aufsicht eines Strahlenschutzbeauftragten zu Ausbildungszwecken in Kontrollbereichen aufhalten, dürfen ebenso wie nicht beruflich Strahlenexponierte nur ein Zehntel der Grenzwerte der Kategorie A erreichen. Bei gebärfähigen Frauen darf die über einen Monat kumulierte Körperdosis an der Gebärmutter 5 mSv nicht überschreiten.

Eine Ausnahme von den Körperdosisgrenzwerten der Tab. (12.3) 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 in einem Kalenderjahr erhalten Körperdosen dürfen dann aber nur das Zweifache, im Laufe des Lebens höchstens das Fünffache der Jahresgrenzwerte der Kategorie A erreichen. Die Möglichkeit der aussergewöhnlichen Strahlenexposition bei besonderem Anlaß wird nicht für gebärfähige Frauen und bei bestimmten Vorbelastungen eingeräumt (§50 StrlSchV). Patientenbegleitungen bei Defekten von Strahlentherapieanlagen zählen nicht zu diesen außergewöhnlichen Strahlenexpositionen, da die Personendosen dabei erfahrungsgemäß selbst unter ungünstigen Umständen unterhalb der gesetzlichen Grenzwerte bleiben.

### 12.3 Allgemeine Maßnahmen zur Verringerung der Strahlenexposition

Anliegen des praktischen Strahlenschutzes ist, die Personendosen beruflich exponierter Personen oder der Bevölkerung niedrig zu halten. Für die externe Strahlenexposition ergibt sich die Personendosis aus den Ortsdosisleistungen und den Expositionszeiten bei allen Expositionen.

$$D_{\text{pers}} = \sum_i \dot{D}_i \cdot t_i \quad (12.1)$$

Dies bietet drei Lösungswege der Strahlenschutz Aufgabe für externe Strahlenexpositionen an:

- Verminderung der **Aufenthaltsdauer** im Strahlenfeld,
- Vergrößerung des **Abstandes** zwischen Strahlenquelle und exponierter Person
- und Verminderung der Ortsdosisleistung durch **Abschirmungen** des Strahlenfeldes.

Anschaulich werden diese drei Maßnahmen als die "drei A" 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 können dagegen die Einschaltzeiten klein gehalten werden. Durch eine Verkürzung der Durchleuchtungszeiten und die Vermeidung von Fehlbelichtungen kann viel Dosis 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. 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 fernbediente 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  $^{60}\text{Co}$ -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 sogenannten "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 12.1.2). In die-

sen 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 auslegen zu können und direkte Bestrahlungen des Eingangs mit dem Nutzstrahlenbündel der Anlagen zu vermeiden. Strahlenschutztüren an Bestrahlungsräumen werden außerdem mit elektrischen Sicherheitskontakten versehen, die beim Öffnen sofort den Strahlbetrieb unterbrechen.

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, Beschleunigerrohre und -strahlerköpfe vor. Dazu zählen auch die Blenden, Tubusse und Verschlußvorrichtungen zum Begrenzen von Strahlenbündeln und zur Abschirmung der Störstrahlung, Abstandhalter, 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 Schulungen für die Betriebsabläufe, die gesetzlich vorgeschriebenen Strahlenschutzbelehrungen 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 Strahlenschutzvorkehrungen 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 personenbezogenen 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 **Strahlenschutzbelehrungen** sind halbjährlich zu wiederholen. Ihr Umfang, der Zeitpunkt und die Namen der belehrten Personen sind schriftlich festzuhalten. Strahlenschutzbelehrungen 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 sollen für den Medizinbetrieb nach der neuesten Strahlenschutzrichtlinie (1992) insbesondere das praktische Training für Notfallsituationen z. B. bei "Quellenhängern" von Gammabestrahlungsanlagen oder Afterloadinggeräten enthalten.

Neben den regelmäßigen Belehrungen 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 Storfälle vorab zu durchdenken und zu regeln.

#### 12.4 Berechnung von Abschirmungen und Schutzwänden\*

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 zumindestens soweit absorbiert werden, daß die von ihr herrührende Strahlungsintensität sich nicht mehr wesentlich von der natürlichen Strahlungsintensität unterscheidet.

**Direkt ionisierende Strahlung:** Hierbei 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 Photonenstrahlung beachtet werden. Informationen und Ausführungen über Reichweiten von Elektronen und anderen geladenen Teilchen befinden sich in den Kapiteln über die Wechselwirkungen (Fig. 5.14, und Tab. 5.1 in Abschnitt 5, Fig. 6.4 in Abschn. 6). 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, Alpha-Teilchen oder schwerere 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. 5.6) proportional zum Quadrat der Ordnungszahl. 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. Dennoch produzierte charakteristische

Röntgenstrahlung ist 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.

| Material   | Maximale Betaenergie (MeV)  |      |      |      |
|------------|-----------------------------|------|------|------|
|            | 3                           | 1    | 0.6  | 0.3  |
|            | 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 |
| Edelstahl* | 1.4                         | 0.35 | 0.18 | 0.07 |
| Aluminium  | 4.5                         | 1.25 | 0.63 | 0.25 |

Tab. 12.4: Mindestkapselungen für Betastrahlung nach [DIN 6804/1], Entwurf 1992, \*: nichtrostender Stahl.

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 verwendet werden soll. Die Betaabschirmungen 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 Minstdicken verschiedener technisch üblicher Materialien sind in Tab. (12.4) 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. (12.1).

**Neutronenstrahlung:** Auch bei der Abschirmung von Neutronenstrahlung müssen die besonderen Wechselwirkungen der Neutronen beachtet werden (Abschn. 7). Neutronen müssen zunächst abgebremst werden. Dies kann durch unelastische oder elastische Streuung geschehen. Zur Moderation verwendet man niederatomige Materialien mit guten Moderatoreigenschaften wie Kohlenstoff (Graphit) oder wasserstoffhaltige Substanzen (Paraffin). Die moderierten niederenergetischen Neutronen diffundieren durch den Absorber. Sie müssen daher von geeigneten Substanzen eingefangen werden.

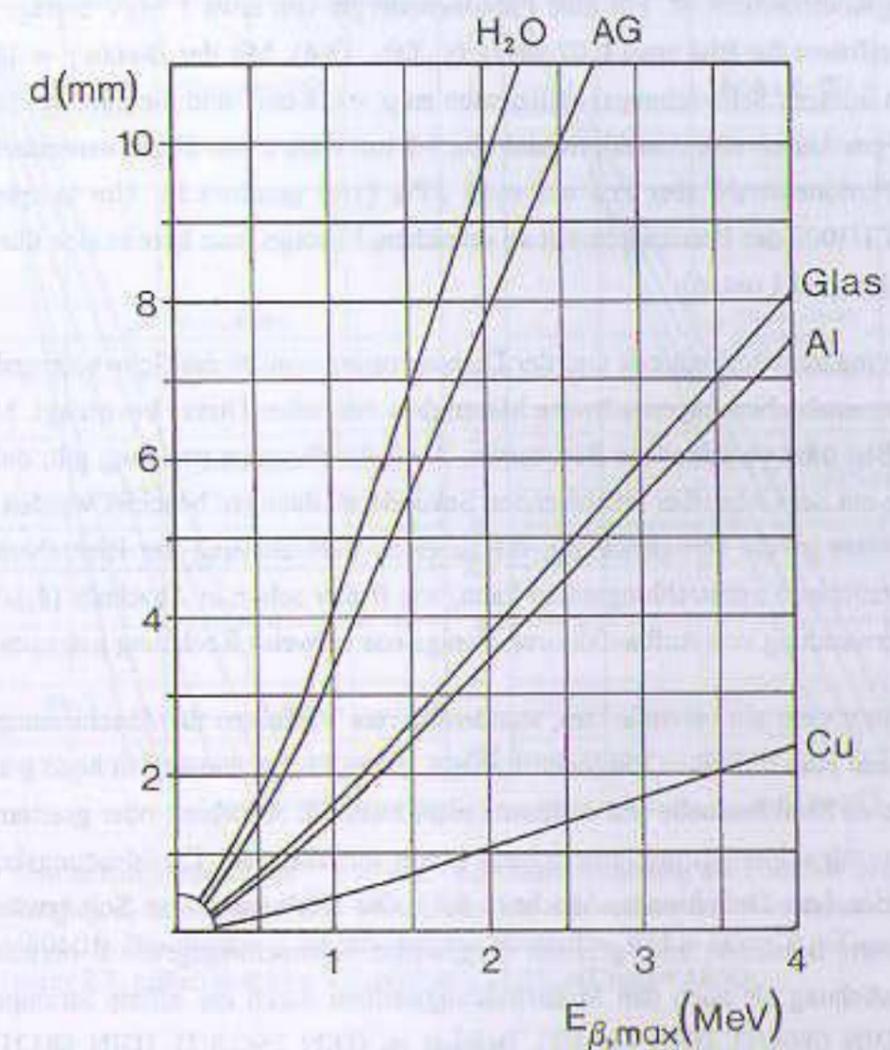


Fig. 12.1: Mindestabschirmdicken verschiedener Materialien zur vollständigen Abschirmung der Beta-Teilchen für offene Betastrahler, nach [DIN 6843]. AG: Acrylglas (Plexiglas), Al: Aluminium, Cu: Kupfer.

Eine Möglichkeit ist die Verwendung borhaltiger Verbindungen (z. B. Borparaffin) und der Neutroneneinfang nach der Reaktion in Gl. (7.22). Dabei entsteht 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 photonenabsorbierendem Material (in der Regel Blei) abgeschirmt werden. Will man den aufwendigen Schichtaufbau vermeiden, so kann bei ausreichendem Platz auch Barytbeton (Schwerbeton) oder normaler preiswerterer Beton als Abschirmung verwendet werden. Diagramme zur Entnahme der erforderlichen Betondicken und Literaturhinweise finden sich in [Reich].

**Gammastrahlung:** Schutzwände gegen die indirekt ionisierende Photonenstrahlung müssen bei gleicher Energie wesentlich dicker als diejenigen für geladene Teilchen sein. Ein Abschätzung dafür

liefert die mittlere freie Weglänge der Photonenstrahlung, die (nach Gl. 4.31) gerade der Kehrwert des Schwächungskoeffizienten ist. Für eine Photonenenergie von etwa 1 MeV beträgt der Massenschwächungskoeffizient für Blei etwa  $0.07 \text{ cm}^2/\text{g}$  (s. Tab. 13.4). Mit der Dichte  $\rho = 11.3 \text{ g/cm}^3$  errechnet man den linearen Schwächungskoeffizienten zu  $\mu = 0.8 \text{ cm}^{-1}$  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 (4.10) 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  $\Gamma_H$  beschrieben werden (zur Definition s. Abschnitt 8.4). Die Wirkungen von Schutzwänden werden durch vorberechnete tabellierte oder grafisch dargestellte Schwächungsgrade  $F$  berücksichtigt, die sowohl die Schwächung als auch den Streustrahlungsaufbau durch die offene Strahlgeometrie berücksichtigen ([DIN 6804/1], [DIN 6844/3], Beiblatt zu [DIN 25425/2], [DIN 6812]), Fig. 12.2, 12.4).

Die "abgeschirmte" Ortsäquivalentdosisleistung  $\dot{H}$  im Abstand  $r$  vom Strahler berechnet man mit dem Schwächungsgrad  $F$  aus der "freien, ungeschirmten" Äquivalentdosisleistung  $\dot{H}_0$  zu:

$$\dot{H} = \frac{1}{F} \cdot \dot{H}_0(r) = \Gamma_H \cdot \frac{F \cdot A}{r^2} \quad (12.2)$$

Zur Berechnung einer Photonenabschirmung bestimmt man zunächst die am fraglichen Punkt zulässige bzw. erwünschte Ortsdosisleistung  $\dot{H}$ . Dann berechnet man mit Hilfe des Abstandsquadratgesetzes (Gl. 12.2) und der Äquivalentdosisleistungskonstanten die "freie" Äquivalentdosisleistung  $\dot{H}_0(r)$  am Ort  $r$ . Der Quotient der beiden Dosisleistungen  $\dot{H}_0(r)/\dot{H}$  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 in Fig. (12.2). Dabei sind neben den strahlenphysikalischen Bedingungen auch Kosten und Gewicht der Abschirmungen zu berücksichtigen.

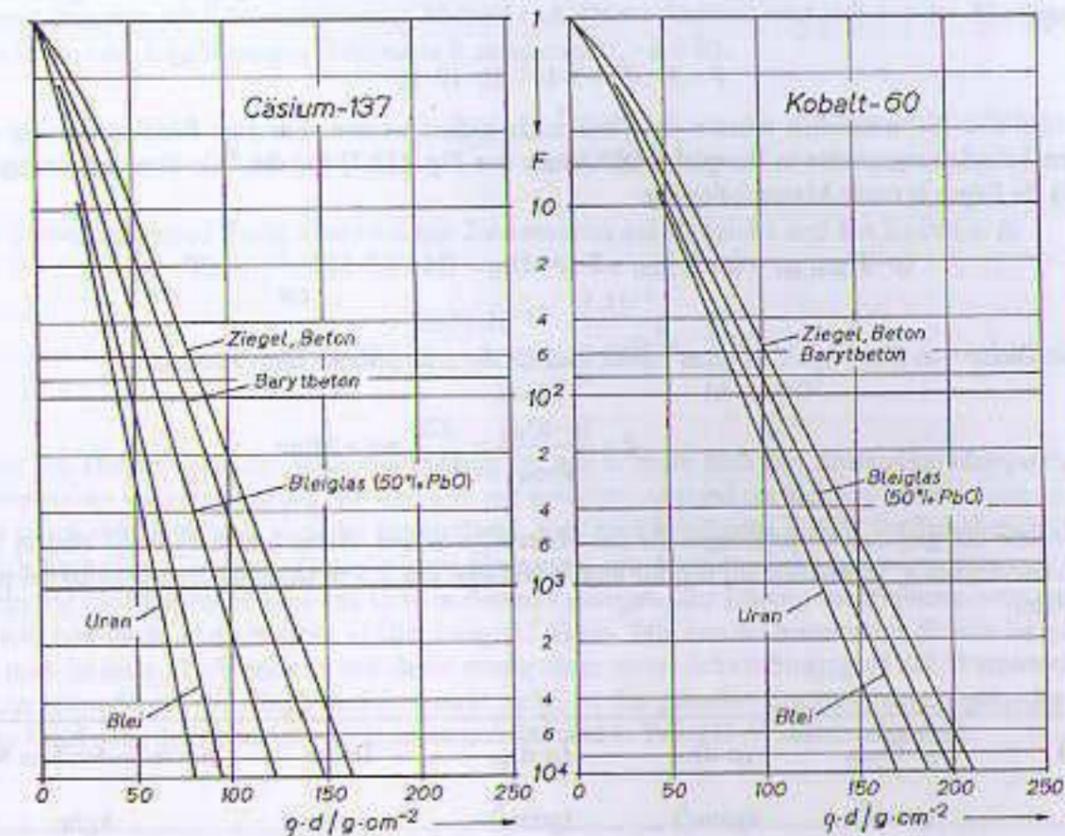


Fig. 12.2: Schwächungsgrade  $F$  für  $^{137}\text{Cs}$ - und  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung als Funktion der Massenbedeckung ( $p \cdot d$ ) in verschiedenen Materialien für den technischen Strahlenschutz (nach [DIN 6804/1]). Die Dichten  $\rho$  der verwendeten Materialien sind in ( $\text{g/cm}^3$ ):  $\rho(\text{Ziegel}) = 1.8$ ,  $\rho(\text{Beton}) = 2.3$ ,  $\rho(\text{Barytbeton}) = 3.2$ ,  $\rho(\text{Blei}) = 11.35$ ,  $\rho(\text{Uran}) = 18.95$ .

**Beispiel 1: Abschirmung eines Bestrahlungsraumes mit einem therapeutischen  $^{60}\text{Co}$ -Strahler hoher Aktivität.** Zur Abschirmung eines Raumes, in dem ein Co-Strahlentherapiegerät betrieben wird, soll eine Schutzwand in 3 m Entfernung so ausgelegt werden, daß bei der Aktivität des offenen Strahlers von  $A = 5 \cdot 10^{13} \text{ Bq}$  die Räume hinter der Schutzwand nicht mehr dem betrieblichen Überwachungsbereich zugeordnet werden müssen. Die abgeschirmte Äquivalentdosisleistung  $\dot{H}$  soll dort deshalb unter  $0.6 \mu\text{Sv/h} = 1.6 \cdot 10^{-10} \text{ Sv/s}$  betragen (s. Abschn. 12.1.2). Die ungeschirmte Äquivalentdosisleistung in 3 m Entfernung vom Strahler beträgt (nach Gl. 8.25) mit  $\Gamma_H = 0.3503 \text{ mSv} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{GBq}^{-1}$  (s. Tab. 8.3):

$$\dot{H}_0(3\text{m}) = \Gamma_H(\text{Co}) \cdot \frac{A}{r^2} = 0.973 \cdot 10^{-16} \cdot \frac{5 \cdot 10^{13} \text{ Sv}}{3^2} = 5.4 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Sv}}{\text{s}} \quad (12.3)$$

Den erforderlichen Schwächungsgrad  $F$  erhält man damit zu:

$$F = \frac{\dot{H}_0(3\text{m})}{\dot{H}} = \frac{5.4 \cdot 10^{-4}}{1.6 \cdot 10^{-10}} \approx 3 \cdot 10^6 \quad (12.4)$$

Ein Blick auf die Schwächungsgradkurven in Fig. (12.2) 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. 12.2), kann man aus dem linearen Teil der Grafiken die Zehntelwertdicken (also die

Schichtdicken für den Schwächungsgrad 10) entnehmen. Den Gesamtschwächungsgrad  $F$  zerlegt man dann z. B. wie folgt:

$$F = 3 \cdot 10^6 = 3 \cdot 10^3 \cdot 10 \cdot 10 \cdot 10 \quad (12.5)$$

Die erforderlichen Schichtdicken müssen dann nur noch addiert werden. Für eine Bleiabschirmung des gewünschten Schwächungsgrades in Beispiel 1 erhält man aus Fig. (12.2) für die  $^{60}\text{Co}$ -Strahlung entsprechend Gl. (12.5) die folgende totale Massenbelegung:

$$(\rho \cdot d)_{\text{Blei, tot}} = (\rho \cdot d)_{3000} + 3 \cdot (\rho \cdot d)_{10} = (164 + 3 \cdot 52) \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} = 320 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \quad (12.6)$$

Wegen der Dichte von Blei von  $11.35 \text{ g/cm}^3$  erhält man für die erforderliche Blei-Wandstärke:

$$d = \frac{(\rho \cdot d)_{\text{tot}}}{\rho_{\text{Blei}}} = \frac{320}{11.35} \text{ cm} \approx 28 \text{ cm} \quad (12.7)$$

Die Ergebnisse der gleichen Berechnungen für die Materialien Ziegel, Beton und Barytbeton sind in Tabelle (12.5) zusammengefaßt, zusammen mit den für eine Wandhöhe von 2.5 m berechneten Wandmassen pro laufendem Meter.

| Material   | $(\rho \cdot d)_{3000}$<br>(g/cm <sup>2</sup> ) | $(\rho \cdot d)_{10}$<br>(g/cm <sup>2</sup> ) | $(\rho \cdot d)_{\text{tot}}$<br>(g/cm <sup>2</sup> ) | Dicke<br>(cm) | Masse/laufendem Meter<br>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. 12.5: Materialstärken zur Abschirmung eines  $^{60}\text{Co}$ -Strahlers nach Beispiel 1, Wandmassen pro laufendem Meter bei einer Wandhöhe von 2.5 m.

Wie das Beispiel 1 zeigt, sind für Abschirmungen von Co-Bestrahlungsräumen erhebliche Materialstärken der technisch üblichen Materialien nötig. Dies hat seinen Grund in der besonders geringen Schwächung der  $^{60}\text{Co}$ -Photonenstrahlung, da zwischen 1 und 4 MeV für die meisten Materialien das Minimum des Massenschwächungskoeffizienten liegt (s. Fig. 4.16), und in dem großen Streustrahlungsanteil, der durch überwiegende Comptonwechselwirkung gerade im Photonen-Energiebereich um 1 MeV entsteht.

**Beispiel 2: Abschirmung eines  $^{60}\text{Co}$ -Strahlerkopfes für die Strahlentherapie.** Der gleiche Strahler wie in Beispiel 1 (Aktivität  $5 \cdot 10^{13} \text{ Bq}$ ) soll in einem Strahlerkopf so abgeschirmt werden, daß die Oberflächendosisleistung auf dessen Außenseite nicht mehr als  $\dot{H} = 7.5 \mu\text{Sv/h} = 2.1 \cdot 10^{-9} \text{ Sv/s}$  beträgt. Diese Oberflächendosisleistung würde für beruflich strahlenexponiertes Personal (Kategorie B der StrlSchV) den zulässigen Personendosisgrenzwert von 15 mSv/a gewährleisten. Die Strahlenquelle befindet sich im Inneren des Strahlerkopfes in einem kugelförmigen Volumen mit dem Radius  $R = 5 \text{ cm}$ . Die Schwierigkeit dieser Abschirmberechnung liegt darin, daß der Abstand  $r$  der Oberfläche vom Strahler von der verwendeten Abschirmdicke abhängt und des-

halb mit in die Rechnung als Unbekannte eingebracht werden muß. Die unabgeschirmte Äquivalentdosisleistung hängt also vom zunächst unbekanntem Abstand  $r$  ab. Dieser Abstand setzt sich aus der Abschirmdicke  $d$  und dem Radius des kugelförmigen Hohlraums  $R$  zusammen ( $r = d + R$ ).

$$\dot{H}_0(r) = \frac{\Gamma_H \cdot A}{(d + R)^2} \quad (12.8)$$

Für den Schwächungsgrad  $F$  erhält man mit den Zahlenwerten aus Beispiel 1 und den Radien in m:

$$F = \frac{\dot{H}_0(r)}{H} = \frac{0.973 \cdot 10^{-16} \cdot 5 \cdot 10^{13}}{2.1 \cdot 10^{-9} \cdot (d + 0.05)^2} = \frac{2.317 \cdot 10^6}{(d + 0.05)^2} \quad (12.9)$$

Je größer der Durchmesser der Strahlerumhüllung ist, um so mehr hilft das Abstandsquadratgesetz bei der Herabsetzung der Ortsdosisleistung. Es wird also mit größerem Abstand ein kleinerer Schwächungsgrad benötigt, um so 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 probierhalber eine bestimmte Materialdicke in Gleichung (12.9) ein. Mit dem so berechneten Schwächungsgrad bestimmt man die neue Abschirmdicke und damit wieder einen neuen Schwächungsgrad usw. Verändern sich die Schwächungsgrade und die Abschirmdicken nicht mehr, ist das gesuchte Ergebnis iterativ gefunden. Die gerundeten Ergebnisse der verschiedenen Iterationsschritte sind in Tab. (12.6) zusammengefaßt.

| n | Blei         |            |  | Uran         |            |  |
|---|--------------|------------|--|--------------|------------|--|
|   | $d_n$<br>(m) | $F_n/10^6$ | $(\rho/d)_{n+1}$<br>(g/cm <sup>2</sup> ) | $d_n$<br>(m) | $F_n/10^6$ | $(\rho/d)_{n+1}$<br>(g/cm <sup>2</sup> ) |
| 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. 12.6: Ergebnisse der Iterationsrechnung zur Berechnung der Strahlerkopfabschirmung in Beispiel 2. Zur Entnahme der Schwächungsgrade wurden die Daten wie in Beispiel 1 in Fig. (12.2) extrapoliert. Die Zehntelwertdicke für Blei ist  $52 \text{ g/cm}^2$ , die für Uran  $50 \text{ g/cm}^2$ . n: Iterationsschritt.

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  $^{238}\text{U}$ ). Dazu kommt noch die Aktivität von je 9 GBq der beiden Tochternuklide  $^{234}\text{Th}$  und  $^{234}\text{Pa}$ , mit denen das  $^{238}\text{U}$  schon nach 100 Tagen im Gleichgewicht steht (s. Fig. 3.23, Abschn. 3.3.2). Die Alphastrahlung dieser Nuklide muß also zusätzlich abgeschirmt werden, was allerdings in der Regel leicht durch eine dünne Edelstahluhüllung erreicht werden kann.

**Röntgenstrahlung:** Die Energiespektren der Röntgenbremsstrahlung sind heterogen. Ihr energetischer Verlauf hängt außer von der Erzeugerspannung auch von der Filterung des Strahlenbündels ab. Abschreibungsberechnungen 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. 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 Abstandsgesetzes für die Dosisleistung vorausgesetzt - die Äquivalentdosisleistung im Nutzstrahl in der Entfernung  $r$  vom Brennfleck mit Hilfe einer Dosisleistungskonstanten  $\Gamma_R$  definiert.

$$\dot{H}_X = \frac{\Gamma_R \cdot i_E}{r^2} \quad (12.10)$$

Statt der Aktivität der radioaktiven Strahler ist hier als "Strahlerstärke" der Röhrenstrom  $i_E$  zugrunde gelegt. Die praktische Einheit dieser Röntgen-Äquivalentdosisleistungskonstanten  $\Gamma_R$  ist ( $\text{mSv} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{min}^{-1} \cdot \text{mA}^{-1}$ ).  $\Gamma_R$  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. (12.3).

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 wird in Gleichung (12.10) deshalb die sogenannte Betriebsbelastung  $W$  verwendet. Sie setzt sich aus Röhrenstromstärke  $I$  (mA), Einschaltzeit  $t_E$  (min) und betrachtetem Bezugszeitraum  $t$  (in Wochen) zusammen (Gl. 12.10). Sie hat deshalb 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. (12.7). Die mittlere freie, also un abgeschirmte Äquivalentdosisleistung im Nutzstrahl einer Röntgenröhre beträgt daher:

$$\dot{H}_X = \frac{\Gamma_R \cdot W}{r^2} \quad \text{mit} \quad W = \frac{I \cdot t_E}{t} \quad (12.10)$$

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 Richtungs-faktor 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:

$$\dot{H}_X = \frac{\Gamma_R \cdot W \cdot T \cdot U}{r^2} \quad (12.11)$$

| Röntgenuntersuchungsmethode | Nennspannung (kV) | W(mA min/Woche) |
|-----------------------------|-------------------|-----------------|
| Röntgenaufnahmen            | 100               | 160             |
|                             | 125               | 80              |
|                             | 150               | 40              |
| Computertomografie          | 125               | 5'000           |
| Durchleuchtung              | 90 (Untertisch)   | 1'500           |
|                             | 110 (Untertisch)  | 1'200           |
|                             | 90 (Obertisch)    | 3'800           |
|                             | 110 (Obertisch)   | 3'000           |
| Röntgentherapie             | 50                | 1'000           |
|                             | 100               | 5'000           |
|                             | 200               | 15'000          |
|                             | 250               | 12'000          |
|                             | 300               | 6'000           |

Tab. 12.7: Betriebsbelastungen  $W$  für verschiedene Betriebsarten und Hochspannungen von medizinischen Röntgenanlagen (nach [DIN 6812]).

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. (12.4).

$$F_N = \frac{\dot{H}_X(r)}{H_W} = \Gamma_R \cdot \frac{W \cdot T \cdot U}{r^2 \cdot H_W} \quad (12.12)$$

Die Äquivalentdosisleistung durch Streustrahlung wird in zwei Schritten bestimmt. Da die Streustrahlungsintensität nicht identisch mit der Intensität im Nutzstrahlenbündel ist, wird zunächst die

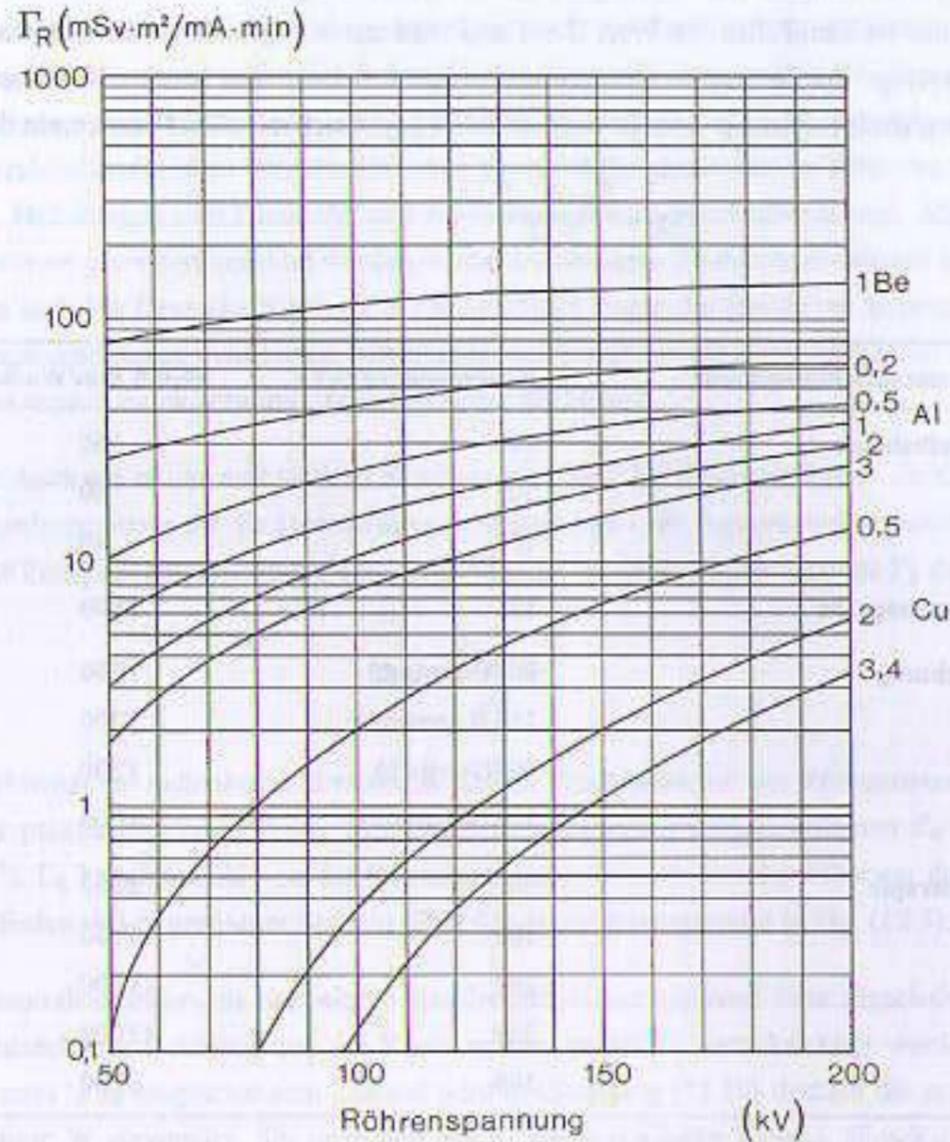


Fig. 12.3: Äquivalentdosisleistungskonstante einer Röntgenröhre mit Wolframanode für verschiedene Gesamtfilterungen und Röhrensprenungen von 50-200 kV (nach [DIN 6812]). Die Materialstärken sind in mm angegeben. Ein typischer Röhrenstrom bei Zielaufnahmen beträgt 1 mA.

Streustrahlungsausbeute  $k$  benötigt. Sie wird aus einem Vergleich von Äquivalentdosisleistung  $\dot{H}_{X,P}$  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  $\dot{H}_{X,streu}$  berechnet.

$$\dot{H}_{X,streu} = \frac{k \cdot \dot{H}_{X,P}}{a^2} \quad (12.13)$$

Diese Gleichung bedeutet, daß die Mitte des streuenden Phantoms als punktförmiger Ausgangsort für das Streustrahlungsfeld betrachtet wird. Die Intensität der Streustrahlung nimmt darüberhinaus wie bei einem Punktstrahler quadratisch mit dem Abstand ab, obwohl das streuende Medium Abmes-

sungen 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 Nutzstrahlungsintensität am Ort der Phantommitte beträgt. Die Dosisleistung durch Streustrahlung wird im zweiten Schritt wieder mit Hilfe der Äquivalentdosisleistungskonstanten, dem Abstand  $a$  und der Röhrenstromstärke  $i_R$  nach dem Abstandsquadratgesetz berechnet.

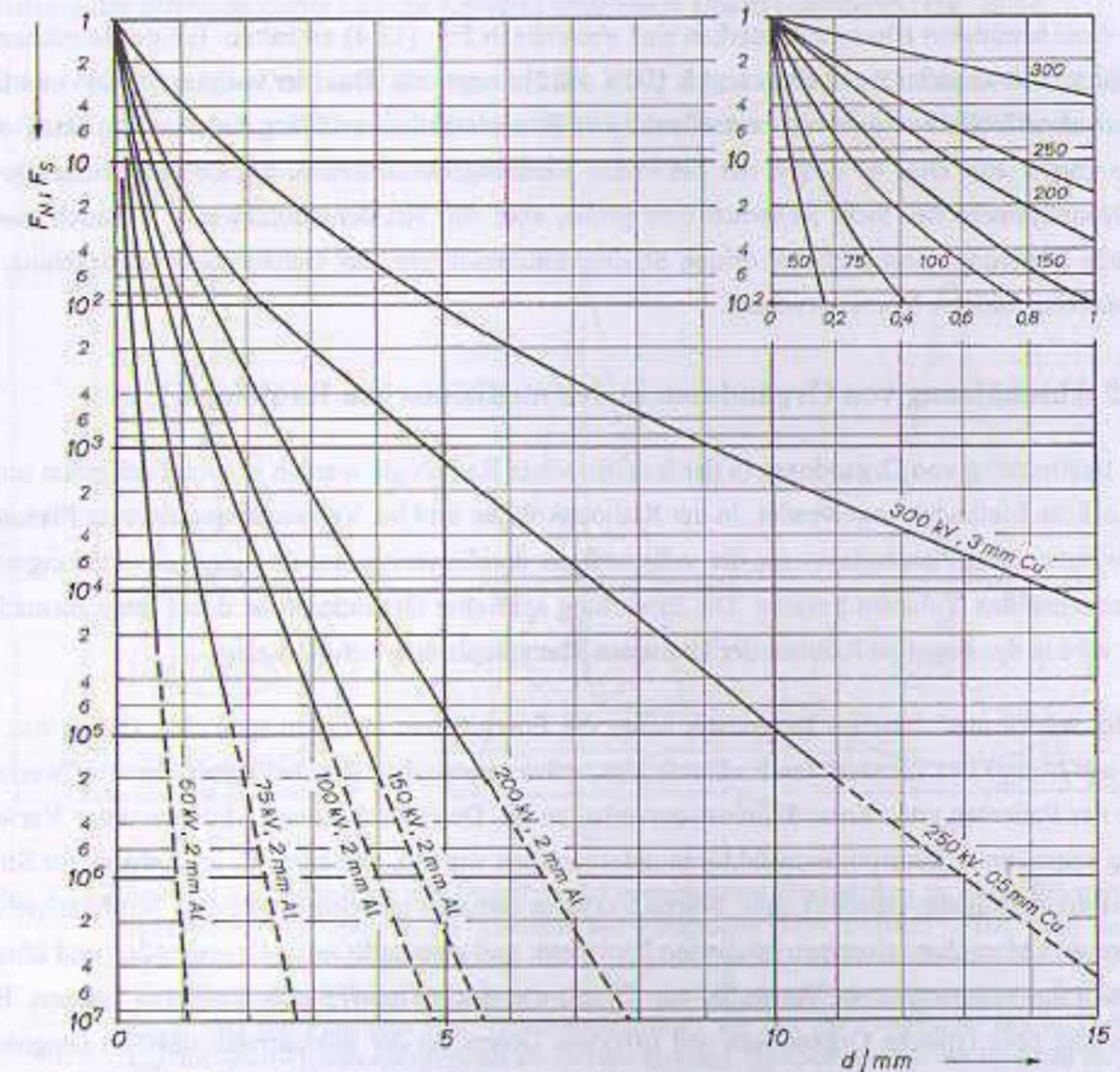


Fig. 12.4: Schwächungsgrade von Blei für Nutzstrahlung ( $F_N$ ) und Streustrahlung ( $F_S$ ) zur Berechnung von Strahlenschutzwänden an Röntgenanlagen (nach [DIN 6812]).

$$\dot{H}_{X,\text{streu}} = \Gamma_R \cdot \frac{i_E \cdot k}{a^2} \quad (12.14)$$

Mit den gleichen Begründungen wie bei der Berechnung im Nutzstrahlenbündel werden Aufenthaltsdauer  $T$  und Richtungskorrektur  $U$  eingeführt. Man erhält also:

$$\dot{H}_{X,\text{streu}} = \Gamma_R \cdot \frac{W \cdot T \cdot U \cdot k}{a^2} \quad (12.15)$$

Bildet man den Quotienten aus dieser Dosisleistung und der zulässigen Wochendosis  $H_W$  so erhält man wie oben den erforderlichen Schächungsgrad  $F_S$ :

$$F_S = \frac{\dot{H}_{X,\text{streu}}(a)}{H_W} = \Gamma_R \cdot \frac{W \cdot T \cdot U \cdot k}{a^2 \cdot H_W} \quad (12.16)$$

Die dazu benötigten Bleimaterialstärken sind ebenfalls in Fig. (12.4) 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 Strahlenschutz Zwecke dennoch ausreichende Näherung. Bezüglich der dritten Strahlungskomponente, der Gehäusedurchlaßstrahlung, sei auf die oben zitierte Norm verwiesen.

## 12.5 Abschätzung von Organdosen in der medizinischen Radiologie\*

Zur Bestimmung von Organdosen in der medizinischen Radiologie werden je nach Fachgebiet unterschiedliche Methoden angewendet. In der Radioonkologie sind bei Verwendung moderner Planungsalgorithmen und Planungssysteme die vollständigen dreidimensionalen Energiedosisverteilungen im interessierenden Volumen bekannt. Die Ermittlung spezieller Organdosen ist daher unproblematisch und wird in der Regel im Rahmen der klinischen Therapieplanung bewerkstelligt.

In der nuklearmedizinischen Diagnostik hängt die Energiedosis in einem speziellen Organ von der Art und Menge des verwendeten Radionuklides, seiner chemischen Beschaffenheit, der Stoffwechsellage des Patienten und seinem Eliminationsverhalten ab. Dosisabschätzungen können unter Verwendung sogenannter 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 im Kap. (11.3.1) in den Tabellen (11.11) und (11.12). In der nuklearmedizinischen Therapie werden zur Qualitätssicherung zumindest bei der Schilddrüsenentherapie vor der Behandlung so-

genannte *up-take-Tests* durchgeführt, bei denen das Speicherverhalten der Schilddrüse experimentell bestimmt wird. 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 Dosisabschätzungen mit Hilfe entsprechender Tabellenwerke angewiesen. Für die besonders interessierende Uterusdosis findet sich eine Übersicht in in einem gemeinsamen Bericht der Deutschen Röntgengesellschaft und der Deutschen Gesellschaft für Medizinische Physik [DGMP7], ausführliche Datensammlungen finden sich in [ICRP53] und [SSK30].

Der große Anteil der mittleren zivilisatorischen Strahlenexposition ist auf die Röntgendiagnostik zurückzuführen. Eine Übersicht über pauschale Organdosen und Effektive Dosen bei gängigen Röntgenuntersuchungstechniken finden sich im Kap. (11.3.1) in den Tabellen (11.8) und (11.9). Bei Abweichungen der Patientenanatomie von den standardisierten Körpermaßen und -gewichten oder bei unterschiedlichen Untersuchungstechniken müssen die interessierenden Organdosen individuell festgestellt werden. Dazu werden unterschiedliche Verfahren verwendet, die sich an der möglichen Beschreibung der Strahlungsfelder und der Kenntnis bestimmter Dosen orientieren (Fig. 12.5).

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.

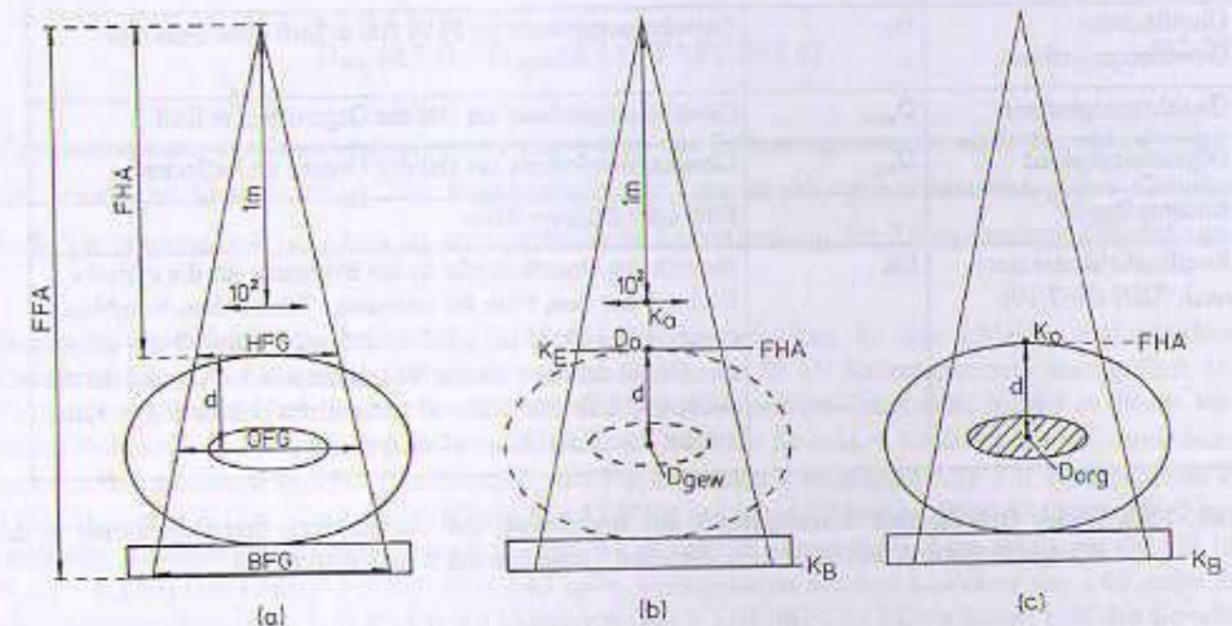


Fig. 12.5: Übersicht zur Darstellung und Definition der verschiedenen Dosisgrößen an einem Röntgenarbeitsplatz. (a): Definition der Abstände und Feldgrößen (FG=10x10cm<sup>2</sup>, FHA=1m: Bezugsabstand für Kenn-dosisleistung, OFG: Organfeldgröße, HFG: Hautfeldgröße, BFG: Feldgröße in der Bildempfängerebene), (b): Frei-Luft-Dosisgrößen in Abwesenheit des Patienten oder des Phantoms (D<sub>o</sub>: Gewebedosis am Ort der Oberfläche frei in Luft, D<sub>gew</sub>: Frei-Luft-Gewebedosis am Ort des Organs). (c): Dosisgrößen mit Phantom (K<sub>o</sub>: Luftkerma an der Oberfläche incl. Backscatter, D<sub>org</sub>: Organenergie-dosis im Phantom). Genaue Definitionen der Dosisgrößen finden sich in Tabelle (12.8).

| 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       | Fläche größer als maximale FG am Meßort, wird fokushnah gemessen mit Durchstrahlionskammer, meistens für Luftkerma frei in Luft definiert   |
| Kenndosis                                 | $K_a$     | Luftkerma für 10x10 cm <sup>2</sup> -Feld, 1m Abstand, Frei-Luft  |
| Einfallsdosis                             | $K_{fl}$  | 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: 10 µGy, 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 Grundscheier erforderlichen Kerma auf dem Film: $EK = (1 \text{ mGy}/K_f)$ . |

Tab. 12.8: Einige Begriffe und Bezeichnungen zur Berechnung und Abschätzung von Organdosen in der Röntgendiagnostik und bei interventionellen Techniken mit Röntgenstrahlung.

**Quellenkonzept:** Im Quellenkonzept wird mit Hilfe von Gewebe-Luft-Verhältnissen, den sogenannten TARs (zur Definition s. [Krieger Bd2], Kap. 4.2, numerische Werte s. Tab. (13.11) im Tabellenanhang), aus der Frei-Luft-Energiedosis am interessierenden Punkt die interessierende 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).

$$K_a(x_0, I, t) = \frac{dK_a(x_0, I_0)}{dt \cdot dI} \cdot I \cdot t \quad (12.17)$$

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.

$$K_a(d, I, t) = K_a(x_0, I, t) \cdot \left( \frac{x_0}{FHA + d} \right)^2 \quad (12.18)$$

Durch Multiplikation mit dem Verhältnis der Massenenergieabsorptionskoeffizienten  $t_{gew,a}$  berechnet man im nächsten Schritt die Gewebeernergiedosis in Luft am Ort des interessierenden Organs. In der Regel wird dabei statt Gewebe allerdings Wasser als Bezugssubstanz verwendet. Als Näherungswert für diagnostische Röntgenstrahlung wird  $t_{w,a} = 1.05$  verwendet ([DGMP7], [DIN 6800/2]).

$$D_{gew}(d, I, t) = K_a(d, I, t) \cdot t_{w,a} \quad (12.19)$$

Im letzten Schritt entnimmt man aus Tabellen das Gewebe-Luft-Verhältnis für die vorliegende Strahlfeldgröße, die Organtiefe  $d$  und die verwendete Strahlungsqualität und berechnet damit die gesuchte Organdosis.

$$D_{org}(d, I, t) = D_{gew}(d, I, t) \cdot TAR(OFG, d) \quad (12.20)$$

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 3: Bestimmung der Uterusdosis bei einer ap-Beckenaufnahme.** An einer schlanken Patientin (Bekendurchmesser 18 cm) wird eine Beckenübersichtsaufnahme mit 80 kV Röhrenspannung durchgeführt. Die Feldgröße am Uterus (Tiefe 8 cm) beträgt 20x20 cm<sup>2</sup>. Das Röhrenstrom-Zeitprodukt beträgt in diesem konkreten Fall (schlanke Patientin, empfindlicher Film mit EK 400) nur 50 mAs = 50/60 mA·min. Die strombezogene Luftkermaleistung im FHA (1m Abstand vom Fokus) beträgt 4 mGy/(min·mA). Für die Luftkerma im FHA erhält man  $K_a(1m, 50mAs) = 4 \text{ mGy}/(\text{min} \cdot \text{mA}) \cdot 50/60 \text{ mA} \cdot \text{min} = 3.33 \text{ mGy}$ . Diese Luftkerma wird jetzt nach dem Abstandquadratgesetz in die Luftkerma in Uterustiefe umgerechnet. Man erhält mit Gl. (12.18)  $K_a(d) = K_a(1m) \cdot (1m/1.08m)^2 = 3.33 \cdot 0.86 = 2.87 \text{ mGy}$ . Multiplikation mit dem  $t_{w,a}$ -Faktor von 1.05 ergibt die Gewebeernergiedosis frei in Luft am Ort des Uterus von  $D_{gew} = 3.01 \text{ mGy}$ . Im letzten Schritt wird das Gewebe-Luftverhältnis aus der entsprechenden Tab. (13.11) im Tabellenanhang entnommen (OFG = 20x20 cm<sup>2</sup>, 80 kV, Tiefe 8 cm: TAR = 0.409). Man erhält dann die Uterusdosis zu  $D_{uterus} = D_{gew} \cdot TAR = 3.01 \text{ mGy} \cdot 0.409 = 1.23 \text{ mGy}$ .

**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 werden 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.

$$D_{\text{org}}(d) = D_{\text{O}}(\text{FHA}) \cdot f_{\text{org}} \quad (12.21)$$

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], Kap. 3.1, 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 [Drexler], Daten für die Strahlenexposition des Uterus in [DGMP7]. Eine Übersicht solcher Daten ist im Tabellenanhang (Kap. 13.10, Tab. 13.11 bis 13.13) 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 4: Abschätzung der Uterusdosis bei gleichen Aufnahmebedingungen wie in Beispiel 3.** Benötigt wird die Energiedosis frei in Luft im FHA, die sogenannte Einfallsdosis. Sie kann z. B. aus einer Messung des Flächendosisproduktes bestimmt werden. Der Meßwert betrug  $1150 \text{ mGy} \cdot \text{cm}^2$ . Zur Einfallsdosisberechnung benötigt man die Seitenlänge des quadratischen Hautfeldes. Sie wird aus dem Strahlensatz aus der Organfeldgröße am Ort des Uterus OFG bestimmt. Man erhält  $\text{HFG} = \text{OFG}/1.08 = 18.5 \text{ cm}$ . Aus dem Flächendosisprodukt  $\text{FDP} = 1150 \text{ mGy} \cdot \text{cm}^2$  erhält man die Einfallsdosis zu  $K_{\text{E}} = 1150 \text{ mGy} \cdot \text{cm}^2 / (18.5 \text{ cm})^2 = 3.33 \text{ mGy}$ . Mit dem  $t_{\text{w,a}}$ -Faktor rechnet man auf die Einfallenergiedosis um  $D_{\text{E}} = 1.05 \cdot 3.33 \text{ mGy} = 3.5 \text{ mGy}$ . Aus Tabelle (13.13) im Tabellenanhang entnimmt man den Uterus-Konversionsfaktor zu  $f_{\text{u}} = 0.40$  (dort nur für die FG  $40 \times 40 \text{ cm}^2$  angegeben). Die Uterusdosis erhält man dann zu  $D_{\text{u}} = 3.5 \cdot 0.40 = 1.4 \text{ mGy}$ .

**Bildempfängerkonzept:** Bei dieser Berechnungsmethode wird die Kenntnis der Kerma in der Bildempfängerebene  $K_{\text{B}}$  unterstellt. Sie kann bei Röntgenaufnahmen aus der Empfindlichkeitsklasse des Film-Folien-Systems (vgl. dazu [Krieger Bd2], Kap. 1), bei Durchleuchtungsanlagen aus der erforderlichen Dosisleistung am Bildverstärkereingang abgeschätzt werden. In einem ersten Schritt wird aus diesen Größen die Einfallsdosis  $K_{\text{E}}$ , also die Luftkerma auf der fokusnahen Patientenoberfläche, berechnet. Dazu wird der strahlungsqualitäts-, dicken- und geometrieabhängige Gesamtschwächungsfaktor  $S_{\text{tot}}$  des Strahlenbündels durch den Patienten (Dicke  $d$ ), die Tischplatte und den Streustrahlungsraster für die verwendete Hautfeldgröße HFG benötigt. Für Filmaufnahmen erhält man so

$$K_{\text{E}}(\text{HFG}, d) = K_{\text{B}} \cdot S_{\text{tot}}(\text{HFG}, d) \quad (12.22)$$

Bei Durchleuchtungen verwendet man die Bildempfängerdosisleistung und die Durchleuchtungszeit.

$$K_{\text{E}}(\text{HFG}, d) = \overset{\circ}{K}_{\text{B}} \cdot t \cdot S_{\text{tot}}(\text{HFG}, d) \quad (12.23)$$

Der Gesamtschwächungsfaktor setzt sich aus den fünf Anteilen Geometriefaktor, Patientenfaktor, Tischfaktor, Rasterfaktor und Feldgrößenfaktor zusammen, die alle von der gewählten Strahlungsqualität abhängen.

$$S_{\text{tot}}(\text{HFG}, d) = S_{\text{geom}} \cdot S_{\text{pat}}(d) \cdot S_{\text{tisch}} \cdot S_{\text{raster}} \cdot S_{\text{HFG}} \quad (12.24)$$

Bis auf den Feldgrößenfaktor  $S_{\text{HFG}}$  werden alle Faktoren dieser Gleichung (12.24) üblicherweise für eine Standardfeldgröße von  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  angegeben. Der Feldgrößenfaktor enthält dann Veränderungen der anderen Faktoren mit der Feldgröße. Der Geometriefaktor ist eine Abstandskorrektur vom Fokus-Film- zum Fokus-Hautabstand.

$$S_{\text{geom}} = \left( \frac{\text{FFA}}{\text{FHA}} \right)^2 \quad (12.25)$$

Als Patientenschwächungsfaktoren werden experimentell im Wasserphantom ermittelte Werte verwendet. Diese Faktoren hängen sowohl von der Strahlungsqualität (kV, Filterung) als auch von der Dicke des Patienten ab. Ihre Werte variieren zwischen knapp 30 bis über 7000 ([DGMP7], [Säbel]). Als Tischschwächungsfaktor wird in der Regel pauschal  $S_{\text{tisch}} = 1.5$  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  $S_{\text{raster}} = 2.5$ , bei Hartstrahlrastern  $S_{\text{raster}} = 3.5$ . Als Feldgrößenfaktor kann bis auf Felder, die kleiner als  $\text{HFG} = 100 \text{ cm}^2$  sind, in guter Näherung  $S_{\text{HFG}} = 1$  verwendet werden.

Im zweiten Schritt wird aus der Einfallsdosis  $K_{\text{E}}$  die Organkerma  $K_{\text{org}}$  berechnet. Dazu wird die Einfallsdosis auf die Entfernung des Organs (FHA + Organtiefe  $d$ ) nach dem Abstandskorrekturegesetz korrigiert.

$$K_{\text{org}}(\text{OFG}, d) = K_{\text{E}}(\text{HFG}, d) \cdot \left( \frac{\text{FHA}}{\text{FHA} + d} \right)^2 \quad (12.26)$$

Die Luftkerma in der Organentfernung wird anschließend mit dem Gewebe-Luft-Verhältnis (s. Tabellenanhang 13.10 Tab. 13.11) und dem  $t_{\text{w,a}}$ -Faktor 1.05 in die Organenergiedosis umgerechnet.

$$D_{\text{org}}(\text{OFG}, d) = K_{\text{org}}(\text{OFG}, d) \cdot \text{TAR}(\text{OFG}, d) \cdot t_{\text{w,a}} \quad (12.27)$$

Die zur Dosisberechnung notwendigen Gewebeluftverhältnisse, Konversionsfaktoren und Patientenschwächungsfaktoren sind in [DGMP7] zusammengestellt und auszugsweise im Tabellenanhang dieses Bandes aufgeführt.

**Beispiel 5: Berechnung der Uterusdosis bei gleichen Aufnahmebedingungen wie in Beispiel 3 nach dem Bildempfängerkonzept.** Eine Film-Folien-Kombination der EK = 400 benötigt  $2,5 \mu\text{Gy}$  zur Erzeugung der optischen Dichte 1 (Lichttransmission 10%). Der Schwächungsfaktor enthält den Abstandsfaktor für Patientenoberfläche und Filmabstand. Der FHA beträgt 1 m, der Filmabstand 1,28 m ( $1\text{ m} + 0,18\text{ m} + 0,1\text{ m}$  für die Tischplatte, den Raster und die Kassettenhalterung). Dies ergibt  $S_{\text{geom}} = (1,28/1,9)^2 = 1,64$ . Der Tischfaktor beträgt 1,5, der Rasterfaktor 2,5, der FG-Faktor 1,0 und der Patientenschwächungsfaktor nach Tab. (13.10) im Tabellenanhang etwa 80. Die Gesamtschwächung beträgt somit  $S_{\text{tot}} = 500$ . Die Einfallsdosis erhält man aus dem Produkt der Gesamtschwächung mit dem Dosisbedarf in der Filmebene zu  $K_{\text{E}} = 500 \cdot 2,5 \mu\text{Gy} = 1,25\text{ mGy}$ . Die Uteruskerna berechnet man mit der Abstandskorrektur (Gl. 12.26) zu  $K_{\text{u}} = 1,25\text{ mGy} \cdot (100/108)^2 = 1,07\text{ mGy}$ . Mit dem  $t_{\text{ex}}$ -Faktor 1,05 erhält man die Uterus-Energiedosis zu etwa  $D_{\text{u}} = 1,2\text{ mGy}$ .

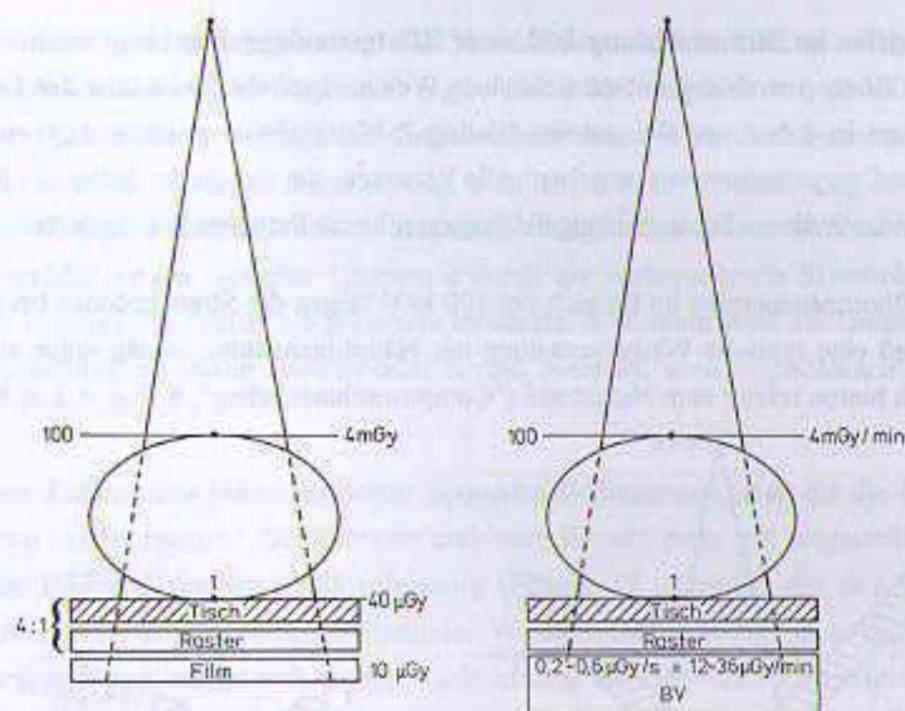
## 12.6 Strahlenexposition des medizinischen Personals an Röntgenarbeitsplätzen

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, Angiografien), trifft aber auch bei Röntgenaufnahme-Techniken zu, wenn dort gehaltene Aufnahmen benötigt werden.

**Strahlenexposition im Nutzstrahl einer Röntgenanlage:** 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 abhängig. Typische Oberflächendosen betragen um  $4\text{ mGy}$  pro Filmaufnahme (vgl. dazu Fig. (12.6) und die numerischen Daten in den Beispielen 3-5 in diesem Kapitel). Bei größeren Patientendurchmessern (z. B. laterale Aufnahmen) und unempfindlicheren Film-Folien-Kombinationen können sich diese Dosen vervielfachen.

**Beispiel 6: Strahlenexposition eines Untersuchers im Nutzstrahl bei einer Röntgenfilmaufnahme.** Bei einer Filmaufnahme nach den geometrischen Bedingungen der Fig. (12.6) faßt der Untersucher im Nutzstrahl auf den Patienten. Dieser erhält eine Oberflächendosis bei einem Universalfilm (EK 100: Dosisbedarf in der Filmebene  $10\mu\text{Gy}$ ) von  $400 \cdot 10\mu\text{Gy} = 4\text{ mGy}$ . Der Arzt oder die MTR erhält deshalb eine Teilkörperdosis an den Händen in der gleichen Größe, also eine Hautdosis von  $4\text{ mSv/Filmaufnahme}$ .

Im Durchleuchtungsbetrieb wird die Dosisleistung durch den Dosisbedarf des Bildverstärkers automatisch geregelt. Moderne Bildverstärker benötigen Eingangsdosisleistungen zwischen  $0,2$  und  $0,6 \mu\text{Gy/s}$ , bzw.  $12 - 36 \mu\text{Gy/min}$ . Die Dosis bei einer Minute Durchleuchtung entspricht daher etwa der Strahlenexposition bei einer bis drei Filmaufnahmen mit EK=100. 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 einer bis drei gehaltenen Röntgenfilmaufnahmen.



**Fig. 12.6:** Typische Dosis- bzw. Dosisleistungsverhältnisse im Nutzstrahl einer Röntgenanlage bei Filmaufnahmen (EK 100) und bei Durchleuchtungen. Der Patient schwächt im Beispiel die Röntgenstrahlung um etwa 100:1, Tisch und Raster um den Faktor 4. Dies ergibt eine Gesamtschwächung von 400:1 (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).

Die Oberflächendosis des Patienten (die Einfallsdosis) erhöht sich noch zusätzlich, 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.

**Beispiel 7: Hautdosen des Patienten und des Arztes im Nutzstrahl bei einer Röntgenuntersuchung.** Bei einer (schnellen!) Herzkatheteruntersuchung mit Ballondilatation einer Coronararterie wird der Patient 30 Minuten lang durchleuchtet. Das Strahlenfeld ist wie oft üblich weit geöffnet, der Bildverstärker benötigt deshalb eine vergleichsweise geringe Dosisleistung von nur  $0,2 \mu\text{Gy/s}$ . 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. (12.6) entsprechen. Der Patient erhält in 30 Minuten ( $1800\text{ s}$ ) daher  $1800\text{ s} \cdot 400 \cdot 0,2 \mu\text{Gy/s} = 144\text{ mGy}$  Dosis auf die röhrenzugewandte Körperoberfläche. Der Arzt erhält ein Drittel dieser Dosis, also eine Hautdosis an den Händen von  $48\text{ mGy}$  in dieser Untersuchung. Die Hautdosis des Patienten ist überschätzt, da die Röntgenröhre während einer 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.

**Strahlenexposition im Streustrahlungsfeld einer Röntgenanlage:** Der Hauptwechselwirkungsmechanismus von Röntgenstrahlung mit menschlichem Weichteilgewebe findet über den Comptoneffekt statt. Der Patient ist daher wie alle anderen Niedrig-Z-Materialien von einem Feld rück- und vorwärtsgestreuter 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  $45^\circ$  nach vorne und nach hinten relativ zum Nutzstrahl ("Comptonschmetterling", s. Fig. 4.5 in Kap. 4.2). Da

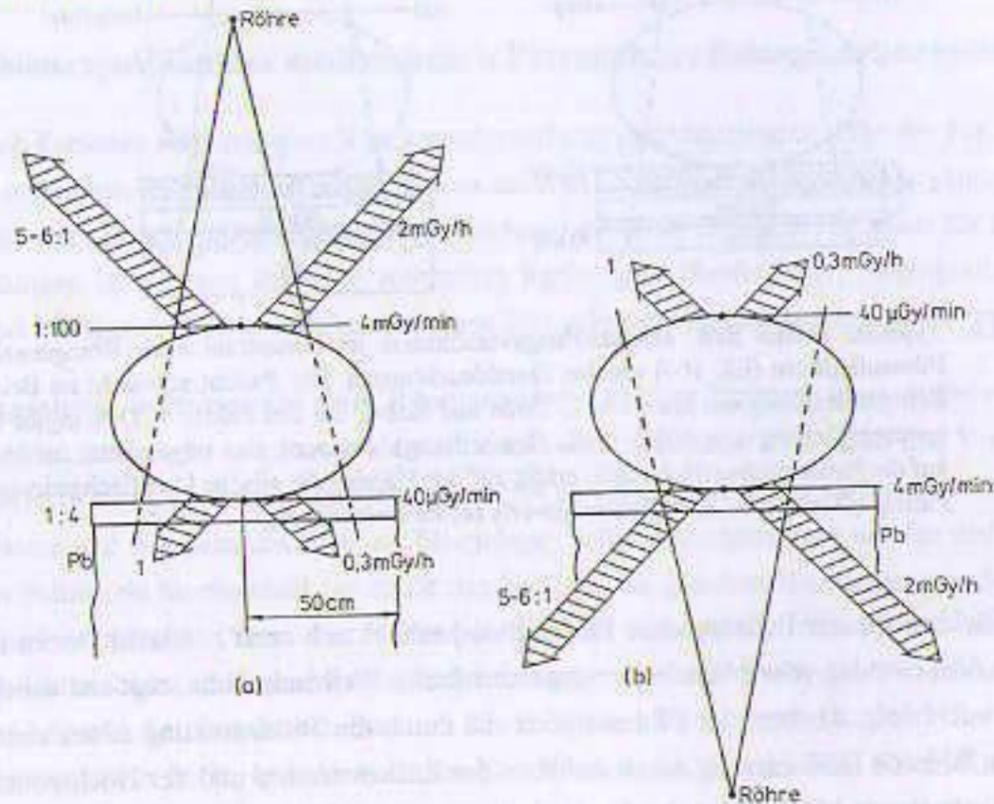


Fig. 12.7: Typische Dosisleistungen im Streustrahlungsfeld von Röntgenanlagen in (a) Obertischanordnung und (b) Untertischanordnung des Röntgenstrahlers. Links sind die relativen Schwächungsfaktoren eingezeichnet, rechts die Dosen bzw. die Dosisleistungen auf der eintrittsseitigen Patientenoberfläche, der Patientenaustrittsseite und dem Bildempfänger, sowie im Streustrahlungsfeld (schematisch).

die mit etwas höherer Intensität vorwärts gestreuten Photonen im Patienten geschwächt werden, entsteht vor allem durch den an der Eintrittsseite des Patienten entstehenden Rückstreuanteil eine schräg rückwärts zum Zentralstrahl gerichtete "trichterförmige" Photonenfeld, das Personen im Nahbereich um den Patienten erheblich strahlenexponieren kann. Der Ausgangspunkt dieser Streustrahlung ist die Mitte des Strahlungsfeldes auf der Strahleintrittsseite des Patienten. 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 (s. Kap. 12.4). Bei 4 mGy/min Einfallsdosisleistung im Nutzstrahl ergibt dies  $0,008 \text{ mGy/min} = 0,48 \text{ mGy/h}$  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. Das nach schräg vorne, also in Strahlrichtung emittierte Streustrahlungsfeld, hat bei typischer Geometrie durch die vorhergehende Schwächung durch den Patienten nur eine um den Faktor 5-6 geringere Intensität. Außerdem wird der Untersucher, wie bereits oben ausgeführt, an seinen Händen oder Armen eventuell vom ungeschwächten Primärstrahl getroffen.

Die genannten Zahlenwerte gelten nur unter optimalen Bedingungen, also für die Durchleuchtung eines Patienten mit "normalem" Durchmesser und beim Einsatz eines gut eingestellten Bildverstärkers mit einer Bildverstärkereingangsdosisleistung von nur  $12 \mu\text{Gy/min}$ , der sich in der geringstmöglichen 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 Abstandsgesetz und mit ihr natürlich auch die Intensität des Streustrahlungsfeldes. Vergrößert oder verringert der Untersucher seinen seitlichen Abstand zum Patienten (50 cm bedeutet Körperkontakt zum Patiententisch), so verändert sich die Dosisleistung ebenfalls nach dem Abstandsgesetz. 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 von zusätzlichen Strahlenschutzmitteln wie Bleiglasbrillen zum Schutz der Augenlinsen (Kataraktvermeidung) oder "Bleikrägen" (Halsmanschetten) zur Abschirmung der Schilddrüse. Außerdem sollte bei diesen interventionellen Techniken die Dosis an den Händen mit Teilkörperdosimetern wie TLD-Ringen gemessen werden.

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 Vorwärtstreustrahlungsfeld (Dosisleistung in 50 cm lateralem Abstand etwa  $0,3 \text{ mSv/h}$ ). 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 Abstandsgesetzes der dichte Kontakt des Bildverstärkers zur Strahlaustrittsseite des Patienten.

## 13 Anhang

### 13.1 Einheiten des Internationalen Einheitensystems SI

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 wichtigsten 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  $^{133}\text{Cs}$  entsprechenden Strahlung ( $\lambda = 32.612 \text{ cm}$ ).

**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 Mol** ist die Stoffmenge eines Systems, das aus ebensovielen Einzelteilchen besteht, wie Atome in  $12/1000$  Kilogramm des Kohlenstoffnuklides  $^{12}\text{C}$  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.

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 darüberhinaus 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 Nuklides  $^{12}\text{C}$ . Die atomphysikalische 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.*

Die Umrechnung des Elektronenvolts in SI-Einheiten liefert den Wert:

$$1 \text{ eV} = 1.6021892 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

#### 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                  | $\text{m} \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2}$                       |
| Druck                  | Pascal       | Pa                 | $\text{m}^{-1} \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2}$                  |
| Energie, Arbeit, Wärme | Joule        | J                  | $\text{m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2}$                     |
| elektrische Ladung     | Coulomb      | C                  | $\text{s} \cdot \text{A}$  |
| elektrische Spannung   | Volt         | V                  | $\text{m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-3} \cdot \text{A}^{-1}$ |
| Celsius-Temperatur*    | Grad Celsius | $^{\circ}\text{C}$ | K  |
| Aktivität              | Becquerel    | Bq                 | $s^{-1}$   |
| Energiedosis           | Gray         | Gy                 | $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$                                     |
| Äquivalentdosis        | Sievert      | Sv                 | $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$                                     |

Tab. 13.1: Basiseinheiten des SI und abgeleitete Einheiten mit besonderem Namen. \*: Umrechnung  $^{\circ}\text{Celsius}$  in Kelvin:  $t \text{ } ^{\circ}\text{C} = T \text{ (K)} - 273.15 \text{ K}$

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 |
| $10^{18}$          | Exa    | E       | $10^{-1}$           | Dezi   | d       |
| $10^{15}$          | Peta   | P       | $10^{-2}$           | Zenti  | c       |
| $10^{12}$          | Tera   | T       | $10^{-3}$           | Milli  | m       |
| $10^9$             | Giga   | G       | $10^{-6}$           | Mikro  | $\mu$   |
| $10^6$             | Mega   | M       | $10^{-9}$           | Nano   | n       |
| $10^3$             | Kilo   | k       | $10^{-12}$          | Piko   | p       |
| $10^2$             | Hekto  | h       | $10^{-15}$          | Femto  | f       |
| $10^1$             | Deka   | da      | $10^{-18}$          | Atto   | a       |

Tab. 13.2: Präfixe für dezimale Vielfache und Bruchteile von Einheiten

### 13.2 Zahlenwerte und Einheiten physikalischer Fundamentalkonstanten

Fundamentalkonstanten werden international einheitlich durch das zuständige Komitee (Task Group on Fundamental Constants des Committee for Science and Technology CODATA) des internationalen Wissenschaftsrates (International Council of Scientific Unions CSU) publiziert. Die Werte der folgenden Tabelle entstammen [Kohlrausch Bd. III] und [Reich].

| Konstante                   | Zeichen  | Zahlenwert                 | Einheit           |
|-----------------------------|----------|----------------------------|-------------------|
| Vakuumlichtgeschwindigkeit  | $c_0$    | $2.99792458 \cdot 10^8$    | m/s               |
| Elementarladung             | $e_0$    | $1.6021892 \cdot 10^{-19}$ | C                 |
| Plancksches Wirkungsquantum | h        | $6.626176 \cdot 10^{-34}$  | J·s               |
| Ruhemasse des Elektrons     | $m_0$    | $9.109534 \cdot 10^{-31}$  | kg                |
| Ruhemasse des Protons       | $m_p$    | $1.6726485 \cdot 10^{-27}$ | kg                |
| Ruhemasse des Neutrons      | $m_n$    | $1.6749543 \cdot 10^{-27}$ | kg                |
| Atomare Masseneinheit       | $m_0$    | $1.660655 \cdot 10^{-27}$  | kg                |
| Avogadrokonstante           | $N_A, A$ | $6.022137 \cdot 10^{23}$   | mol <sup>-1</sup> |
| Boltzmannkonstante          | k        | $1.380662 \cdot 10^{-23}$  | J/K               |

Tab. 13.3: Zahlenwerte und Einheiten physikalischer Fundamentalkonstanten

### 13.3 Massenschwächungskoeffizienten $\mu/\rho$ 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 zwischen 10 und 30 MeV (Bereich der Riesenresonanz). Die Tabellenwerte sind in Exponentialschreibweise dargestellt ( $2.3456-1$  bedeutet  $2.3456 \cdot 10^{-1} = 0.23456$ ).

| Photonen-<br>energie (keV) | Massenschwächungskoeffizient $\mu/\rho$ (cm <sup>2</sup> /g) |           |           |          |           |
|----------------------------|--|-----------|-----------|----------|-----------|
|                            | Element:   |           |           |          |           |
|                            | C (Z=6)  | Al (Z=13) | Cu (Z=29) | W (Z=74) | Pb (Z=82) |
| 10                         | 2.373+0  | 2.623+1   | 2.159+2   | 9.691+1  | 1.306+2   |
| 15                         | 8.071-1  | 7.955+0   | 7.405+1   | 1.389+2  | 1.116+2   |
| 20                         | 4.420-1  | 3.441+0   | 3.379+1   | 6.573+1  | 8.636+1   |
| 30                         | 2.562-1  | 1.128+0   | 1.092+1   | 2.273+1  | 3.032+1   |
| 40                         | 2.076-1  | 5.685-1   | 4.862+0   | 1.067+1  | 1.436+1   |
| 50                         | 1.871-1  | 3.681-1   | 2.613+0   | 5.949+0  | 8.041+0   |
| 60                         | 1.753-1  | 2.778-1   | 1.593+0   | 3.713+0  | 5.021+0   |
| 80                         | 1.610-1  | 2.018-1   | 7.630-1   | 7.810+0  | 2.419+0   |
| 100                        | 1.514-1  | 1.704-1   | 4.584-1   | 4.438+0  | 5.549+0   |
| 150                        | 1.347-1  | 1.378-1   | 2.217-1   | 1.581+0  | 2.014+0   |
| 200                        | 1.229-1  | 1.223-1   | 1.559-1   | 7.844-1  | 9.985-1   |
| 300                        | 1.066-1  | 1.042-1   | 1.119-1   | 3.238-1  | 4.031-1   |
| 400                        | 9.546-2  | 9.276-2   | 9.413-2   | 1.925-1  | 2.323-1   |
| 500                        | 8.715-2  | 8.445-2   | 8.362-2   | 1.378-1  | 8.614-1   |
| 600                        | 8.058-2  | 7.802-2   | 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   | 6.605-2   | 8.066-2  | 8.870-2   |
| 1'000                      | 6.361-2  | 6.146-2   | 5.901-2   | 6.618-2  | 7.102-2   |
| 60-Co**                    | 5.690-2  | 5.496-2   | 5.261-2   | 5.577-2  | 5.876-2   |
| 1'500                      | 5.179-2  | 5.006-2   | 4.803-2   | 5.000-2  | 5.222-2   |
| 2'000                      | 4.442-2  | 4.324-2   | 4.205-2   | 4.433-2  | 4.606-2   |
| 3'000                      | 3.562-2  | 3.541-2   | 3.599-2   | 4.075-2  | 4.234-2   |
| 4'000                      | 3.047-2  | 3.106-2   | 3.318-2   | 4.038-2  | 4.197-2   |
| 5'000                      | 2.708-2  | 2.836-2   | 3.176-2   | 4.103-2  | 4.272-2   |
| 6'000                      | 2.469-2  | 2.655-2   | 3.108-2   | 4.210-2  | 4.391-2   |
| 8'000                      | 2.154-2  | 2.437-2   | 3.074-2   | 4.472-2  | 4.675-2   |
| 10'000                     | 1.959-2  | 2.318-2   | 3.103-2   | 4.747-2  | 4.972-2   |
| 15'000                     | 1.698-2  | 2.195-2   | 3.247-2   | 5.384-2  | 5.658-2   |
| 20'000                     | 1.575-2  | 2.168-2   | 3.408-2   | 5.893-2  | 6.206-2   |

(Tabelle 13.4/1)

| Photonen-<br>energie (keV) | Massenschwächungskoeffizient $\mu/\rho$ (cm <sup>2</sup> /g) |             |            |         |             |         |
|----------------------------|--|-------------|------------|---------|-------------|---------|
|                            | Substanz:  |             |            |         |             |         |
|                            | Luft, tr.  | Wasser, fl. | Weichteil4 | PMMA    | Polyethylen | LiF     |
| 10                         | 5.120+0  | 5.329+0     | 4.937+0    | 3.357+0 | 2.088+0     | 6.101+0 |
| 15                         | 1.614+0  | 1.673+0     | 1.558+0    | 1.101+0 | 7.452-1     | 1.884+0 |
| 20                         | 7.779-1  | 8.096-1     | 7.616-1    | 5.714-1 | 4.315-1     | 8.792-1 |
| 30                         | 3.538-1  | 3.756-1     | 3.604-1    | 3.032-1 | 2.706-1     | 3.727-1 |
| 40                         | 2.485-1  | 2.683-1     | 2.609-1    | 2.350-1 | 2.275-1     | 2.486-1 |
| 50                         | 2.080-1  | 2.269-1     | 2.223-1    | 2.074-1 | 2.084-1     | 2.020-1 |
| 60                         | 1.875-1  | 2.059-1     | 2.025-1    | 1.924-1 | 1.970-1     | 1.791-1 |
| 80                         | 1.662-1  | 1.837-1     | 1.813-1    | 1.751-1 | 1.823-1     | 1.563-1 |
| 100                        | 1.541-1  | 1.707-1     | 1.687-1    | 1.641-1 | 1.719-1     | 1.441-1 |
| 150                        | 1.356-1  | 1.505-1     | 1.490-1    | 1.456-1 | 1.534-1     | 1.260-1 |
| 200                        | 1.233-1  | 1.370-1     | 1.357-1    | 1.328-1 | 1.402-1     | 1.145-1 |
| 300                        | 1.067-1  | 1.186-1     | 1.175-1    | 1.152-1 | 1.217-1     | 9.899-2 |
| 400                        | 9.549-2  | 1.061-1     | 1.051-1    | 1.031-1 | 1.089-1     | 8.853-2 |
| 500                        | 8.712-2  | 9.687-2     | 9.593-2    | 9.410-2 | 9.947-2     | 8.076-2 |
| 600                        | 8.055-2  | 8.956-2     | 8.870-2    | 8.701-2 | 9.198-2     | 7.467-2 |
| 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 |
| 1'000                      | 6.358-2  | 7.072-2     | 7.003-2    | 6.869-2 | 7.262-2     | 5.894-2 |
| 60-Co**                    | 5.767-2  | 6.323-2     | 6.262-2    | 6.143-2 | 6.459-2     | 5.271-2 |
| 1'500                      | 5.175-2  | 5.754-2     | 5.699-2    | 5.591-2 | 5.910-2     | 4.798-2 |
| 2'000                      | 4.447-2  | 4.942-2     | 4.893-2    | 4.796-2 | 5.064-2     | 4.122-2 |
| 3'000                      | 3.581-2  | 3.969-2     | 3.929-2    | 3.844-2 | 4.045-2     | 3.321-2 |
| 4'000                      | 3.079-2  | 3.403-2     | 3.367-2    | 3.286-2 | 3.444-2     | 2.857-2 |
| 5'000                      | 2.751-2  | 3.031-2     | 2.998-2    | 2.919-2 | 3.045-2     | 2.554-2 |
| 6'000                      | 2.522-2  | 2.770-2     | 2.739-2    | 2.659-2 | 2.760-2     | 2.343-2 |
| 8'000                      | 2.225-2  | 2.429-2     | 2.400-2    | 2.317-2 | 2.383-2     | 2.069-2 |
| 10'000                     | 2.045-2  | 2.219-2     | 2.191-2    | 2.105-2 | 2.145-2     | 1.903-2 |
| 15'000                     | 1.810-2  | 1.941-2     | 1.913-2    | 1.820-2 | 1.819-2     | 1.687-2 |
| 20'000                     | 1.705-2  | 1.813-2     | 1.785-2    | 1.684-2 | 1.658-2     | 1.592-2 |

(Tabelle 13.4/2)

**Hinweise:** Weichteil: Weichteilgewebeersatz (4 Komponenten nach ICRP 23), PMMA: Polymethylmethacrylat (Plexiglas), LiF: natürliches Lithiumfluorid, Quelle: [Hubbell 1996]. \*: 137-Cs-Daten aus [Hubbell 1982], \*\*: 60-Co = 1.25 MeV.

### 13.4 Massenphotonenwechselwirkungskoeffizienten für Stickstoff (Z = 7)

**Erläuterungen:** Die Werte für die Massenwechselwirkungskoeffizienten ( $\tau/\rho$  Photo-,  $\sigma_c/\rho$ : Compton- und  $\kappa_{\text{paar}}/\rho$ : Paarbildungskoeffizient im Kernfeld) wurden aus den in der unten angeführten Arbeit aufgelisteten atomaren Photonenwechselwirkungsquerschnitten berechnet, um die wechselnde Bedeutung der einzelnen Prozesse bei unterschiedlichen Photonenenergien zu demonstrieren. Für Schwächungsberechnungen sollten die genaueren zusammengefaßten Massenschwächungskoeffizienten in Tab. 13.4 verwendet werden. Während die Photoabsorption und die Paarbildung stark von der Ordnungszahl des Absorbers abhängen, sind die Werte für die Comptonwechselwirkung auch für Substanzen mit vergleichbarer effektiver Ordnungszahl (z. B. Wasser, Sauerstoff, Weichteilgewebe) gültig, da die Wahrscheinlichkeit für den Comptoneffekt für nicht zu leichte oder schwere Elemente nicht von der Ordnungszahl abhängt.

| Photonenenergie<br>(MeV) | $\tau/\rho$<br>(cm <sup>2</sup> /g) | $\sigma_c/\rho$<br>(cm <sup>2</sup> /g) | $\kappa_{\text{paar}}/\rho$<br>(cm <sup>2</sup> /g) |
|--------------------------|-------------------------------------|---|---|
| 0.010                    | 3.388+0                             | 1.328-1                                 |   |
| 0.015                    | 9.288-1                             | 1.483-1                                 |   |
| 0.020                    | 3.659-1                             | 1.569-1                                 |   |
| 0.03                     | 9.760-2                             | 1.634-1                                 |   |
| 0.04                     | 3.796-2                             | 1.638-1                                 |   |
| 0.05                     | 1.810-2                             | 1.616-1                                 |   |
| 0.06                     | 1.001-2                             | 1.591-1                                 |   |
| 0.08                     | 3.844-3                             | 1.526-1                                 |   |
| 0.10                     | 1.814-3                             | 1.462-1                                 |   |
| 0.15                     | 4.730-4                             | 1.324-1                                 |   |
| 0.20                     | 1.892-4                             | 1.216-1                                 |   |
| 0.30                     | 5.676-5                             | 1.062-1                                 |   |
| 0.40                     |                                     | 9.503-2                                 |   |
| 0.50                     |                                     | 8.686-2                                 |   |
| 0.60                     |                                     | 8.041-2                                 |   |
| 0.80                     |                                     | 7.052-2                                 |   |
| 1.0                      |                                     | 6.364-2                                 |   |
| 1.5                      |                                     | 5.160-2                                 | 9.417-5   |
| 2.0                      |                                     | 4.386-2                                 | 3.745-3   |
| 3.0                      |                                     | 3.461-2                                 | 1.075-3   |
| 4.0                      |                                     | 2.893-2                                 | 1.746-3   |
| 5.0                      |                                     | 2.502-2                                 | 2.339-3   |
| 6.0                      |                                     | 2.210-2                                 | 2.868-3   |
| 8.0                      |                                     | 1.806-2                                 | 3.754-3   |
| 10.0                     |                                     | 1.539-2                                 | 4.472-3   |
| 15.0                     |                                     | 1.139-2                                 | 5.848-3   |
| 20.0                     |                                     | 9.159-3                                 | 6.837-3   |
| 30.0                     |                                     | 6.665-3                                 | 3.406-2   |
| 40.0                     |                                     | 5.289-3                                 | 9.202-2   |
| 50.0                     |                                     | 4.429-3                                 | 2.136-2   |
| 60.0                     |                                     | 3.805-3                                 | 1.054-2   |
| 80.0                     |                                     | 3.001-3                                 | 1.144-2   |
| 100.0                    |                                     | 2.494-3                                 | 1.208-2   |

(Tabelle 13.5.1)

**Hinweis:** Quelle: E. Storm, H. L. Israel: in Nuclear Data Tables A7, 565-681 (1970).

### 13.5 Massenenergieabsorptionskoeffizienten $\mu_{en}/\rho$ für monoenergetische Photonen

Erläuterungen: Die Tabelle enthält theoretisch berechnete Massenergieabsorptionskoeffizienten  $\mu_{en}/\rho$  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 Massenergieübertragungskoeffizienten  $\mu_{tr}/\rho$  verwendet werden. Der maximale Fehler beträgt etwa -0,5 %.

| Photonen-<br>energie (keV) | $\mu_{en}/\rho$ (cm <sup>2</sup> /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 13.6/1)

| Photonen-<br>energie (keV) | $\mu_{en}/\rho$ (cm <sup>2</sup> /g) |             |           |         |              |         |
|----------------------------|--------------------------------------|-------------|-----------|---------|--------------|---------|
|                            | Substanz:                            |             |           |         |              |         |
|                            | Luft, tr.                            | Wasser, fl. | Fricke-L. | PMMA    | Polyethylen* | 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 13.6/2)

Hinweise: Fricke: FeSO<sub>4</sub>-Lösung für Fricke-Dosimeter, PMMA: Polymethylmethacrylat (Plexiglas), LiF: natürliches Lithiumfluorid. \*: Polyethylen = (C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>)<sub>n</sub>

| Photonen-<br>energie (keV) | $\mu_{en}/\rho$ (cm <sup>2</sup> /g) |         |            |                    |                    |         |
|----------------------------|--------------------------------------|---------|------------|--------------------|--------------------|---------|
|                            | Substanz:                            |         |            |                    |                    |         |
|                            | Brust                                | Lunge   | Weichteil4 | Muskel<br>(gestr.) | Knochen<br>(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 13.6/3)

**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.

## 13.6 Massenstoßbremsvermögen für monoenergetische Elektronen

| Elektronenenergie<br>(MeV) | $S_{en}/\rho$ (MeV·cm <sup>2</sup> /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 13.7/1)

**Hinweis:** Tabelliert sind die Massenstoßbremsvermögen aus ICRU 35 (1984) und ICRU 37 (1984).

| Elektronenenergie<br>(MeV) | $S_{col}/\rho$ (MeV·cm <sup>2</sup> /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 13.7/2)

**Hinweise:** Frickelösung: FeSO<sub>4</sub>-Dosimeterlösung, PMMA: Polymethylmethacrylat (Plexiglas), LiF: natürliches Lithiumfluorid, Polystyrol = (C<sub>8</sub>H<sub>8</sub>)<sub>n</sub>.

| Elektronenenergie<br>(MeV) | $S_{col}/\rho$ (MeV·cm <sup>2</sup> /g) |                    |                    |        |              |
|----------------------------|---|--------------------|--------------------|--------|--------------|
|                            | Substanz:                               |                    |                    |        |              |
|                            | Fett                                    | Muskel<br>(gestr.) | Knochen<br>(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 13.7/3)

**Hinweise:** Zusammensetzung der Gewebe nach ICRU (10b), ICRU (26) und ICRP (23), Knochen (kort.): Knochenrinde, Muskel (gestr.): gestreifte Muskulatur.

### 13.7 Massenstrahlungsbremsvermögen für monoenergetische Elektronen

| Elektronenenergie<br>(MeV) | $S_{col}/\rho$ (MeV·cm <sup>2</sup> /g) |         |                    |         |         |         |
|----------------------------|---|---------|--------------------|---------|---------|---------|
|                            | Substanz:                               |         |                    |         |         |         |
|                            | Wasser                                  | Luft    | Knochen<br>(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 13.8

Hinweise: Darstellung in Exponential Schreibweise (2.3456-1 bedeutet  $2.3456 \cdot 10^{-1} = 0.23456$ ),  
Quelle: ICRU 35 (1984) und ICRU 37 (1984).

### 13.8 Bremsstrahlungsausbeuten für monoenergetische Elektronen

Erläuterung: Unter Bremsstrahlungsausbeute  $Y_{rad}$  versteht man den relativen Anteil der Anfangsenergie von Elektronen, der auf dem Weg durch die entsprechende Substanz bis zur völligen Abbremsung der Elektronen in Bremsstrahlung umgewandelt wird. Beispiel für Wolfram: Anfangsenergie der Elektronen 0.04 MeV:  $Y_{rad} = 4.381 \cdot 10^{-3} = 0.004381 = 0.4381\%$ , Anfangsenergie der Elektronen 15 MeV:  $Y_{rad} = 3.800 \cdot 10^{-1} = 38.00\%$ .

| Elektronen-<br>energie<br>(MeV) | $Y_{rad}$ |         |                    |         |         |         |
|---------------------------------|-----------|---------|--------------------|---------|---------|---------|
|                                 | Substanz: |         |                    |         |         |         |
|                                 | Wasser    | Luft    | Knochen<br>(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 13.9)

Hinweis: Daten nach ICRU 37 (1984).

## 13.9 Dichten wichtiger dosimetrischer Substanzen

| Substanz         | Dichte (g/cm <sup>3</sup> ) | Substanz         | Dichte (g/cm <sup>3</sup> ) |
|------------------|-----------------------------|------------------|-----------------------------|
| C (Graphit)      | 1.700 - 2.265               | Luft tr.         | 0.001205 - 0.001293         |
| Stickstoff (Gas) | 0.001165                    | Wasser           | 1.000                       |
| Aluminium        | 2.699                       | Fett             | 0.920                       |
| Kupfer           | 8.960                       | Muskel gestr.    | 1.040                       |
| Molybdän         | 10.22                       | Knochen kort.    | 1.850                       |
| Wolfram          | 19.30                       | Lunge            | 0.300                       |
| Blei             | 11.35                       | Plexiglas (PMMA) | 1.19                        |
| Filmemulsion     | 3.815                       | Polyethylen      | 0.940                       |
| Fricke-Lösung    | 1.024                       | Weichteil 4      | 1.000                       |
| NaJ-Kristall     | 3.667                       | Polystyrol       | 1.060                       |

Tab. 13.10: Dichten dosimetrisch wichtiger Substanzen. Quellen: [ICRU 35], [Hubbell 1982].

## 13.10 Gewebe-Luft-Verhältnisse, Patientenschwächungsfaktoren und Konversionsfaktoren für diagnostische Röntgenstrahlung

| Tiefe<br>(cm) | 60 kV HWS: 2.2 mm Al |         |         |         | 70 kV HWS: 2.6 mm Al |         |         |         |
|---------------|----------------------|---------|---------|---------|----------------------|---------|---------|---------|
|               | FG (cm x cm)         |         |         |         | FG (cm x 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. 13.11/1)

| Tiefe<br>(cm) | 80 kV HWS: 3.0 mm Al |         |         |         | 90 kV HWS: 3.5 mm Al |         |         |         |
|---------------|----------------------|---------|---------|---------|----------------------|---------|---------|---------|
|               | FG (cm x cm)         |         |         |         | FG (cm x 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. 13.11/2)

| Tiefe<br>(cm) | 100 kV HWS: 3.9 mm Al |         |         |         | 120 kV HWS: 4.7 mm Al |         |         |         |
|---------------|-----------------------|---------|---------|---------|-----------------------|---------|---------|---------|
|               | FG (cm x cm)          |         |         |         | FG (cm x 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. 13.11/3)

Tab. 13.11/1-3: Experimentell ermittelte Gewebe-Luft-Verhältnisse für verschiedene diagnostische Röntgenstrahlungen mit einer Gesamtfilterung von 2.6 mm Al zur Berechnung von Organ Dosen nach dem Bildempfänger- und dem Quellenkonzept (Kap. 12.5, nach [Säbel]).

| 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. 13.12: Experimentell in einem Wasserphantom ermittelte Patientenschwächungsfaktoren zur Berechnung von Organdosen nach dem Bildempfängerkonzept (Kap. 12.5) nach Daten aus [DGMP7].

| Untersuchung           | Feldgröße (cm x cm) | 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. 13.13: 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).

## 14 Literatur

### 14.1 Lehrbücher und Monografien

- 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)
- 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)
- Finkelburg W. Finkelburg, Einführung in die Atomphysik, Springer Berlin (1967)
- Fritz-Neggli Hedi Fritz-Neggli, Strahlengefährdung/Strahlenschutz, Huber Bern (1988)
- Fowler 1981 J. F. Fowler, Nuclear Particles in Cancer Treatment, in Medical Physics Handbook 8, Adam Hilger 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
- Heitler 1954 The Quantumtheory of Radiation, Oxford (1954)
- Herrmann Thomas Herrmann, Klinische Strahlenbiologie, Gustav Fischer Jena (1990)
- Hertz G. Hertz, Physik der Atomkerne I-III, Teubner Leipzig (1960)
- Hug O. Hug, Medizinische Strahlenkunde, Springer Berlin (1974)
- Jaeger/Hübner R. G. Jaeger, H. Hübner, Dosimetrie und Strahlenschutz, Georg Thieme Stuttgart (1974)
- Kiefer/Koelzer Hans Kiefer, Winfried Koelzer, Strahlen und Strahlenschutz, Springer Berlin (1987)
- 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 Bd 2 H. Krieger, Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz, Bd. 2, Strahlungsquellen, Detektoren und klinische Dosimetrie, B. G. Teubner Stuttgart (1997), 2. 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)
- 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, Physik der Atomkerne, B. G. Teubner Stuttgart (1984)
- Mayer-Kuckuk/A T. Mayer-Kuckuk, Atomphysik, B. G. Teubner Stuttgart (1985)
- 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)
- Povh Povh, Rith, Scholz, Zetsche, Teilchen und Kerne, Springer (1996)
- Pschyrembel Pschyrembel, Wörterbuch Radioaktivität, Strahlenwirkung, Strahlenschutz, de Gruyter Berlin (1986)
- 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)
- Stolz W. Stolz, Radioaktivität, Teubner Stuttgart (1996)
- Tubiana M. Tubiana, J. Dutreix, A. Wambersie, Introduction to Radiobiology, Taylor + Francis, London (1990)
- 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)

## 14.2 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)
- 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 determining a logical technique of treatment, Rd. Research 11: 587 (1959). Englische Übersetzung des Originaltextes aus Compt. Rend. Acad. Sci. 143 983 (1906) mit dem Titel: "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 SSK 30 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 SSK 30 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.
- 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)
- Drexler G. Drexler, W. Panzer, F.-E. Stieve, L. Widenmann, M. Zankl, Die Bestimmung von Organdosen in der Röntgendiagnostik, Hoffmann Berlin (1993)
- Ellis F. Ellis, Dose, Time and Fractionation, A clinical Hypothesis, Clin. Radiol. 20, 1 (1969)
- Evans 1958 R. D. Evans, X-ray and  $\gamma$ -ray interactions, in S. Flugge, Handbuch der Physik Bd. XXXIV Berlin (1958)
- Evans 1968 R. D. Evans, X-ray and  $\gamma$ -ray interactions, in Attix/Roesch/Tochilin, Radia-

- tion Dosimetry Vol. I (1968)
- Fermi 1940 E. Fermi, The ionisation loss of energy in gases and condensed materials, *Phys. Rev.* 57, 485 (1940)
- Fowler 1965 P. H. Fowler, *Proc. Phys. Soc.* 85, 1051-1066 (1965)
- 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)
- 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 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/PhysRefData/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: The Male (Adam) and Female (Eva) Adult Mathematical Phantoms, GSF-Bericht S-885 (1986)
- 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).
- Martignoni/Nitschke K. Martignoni, J. Nitschke, Ein neuer Strahlenschutz-Grenzwert für beruflich strahlenexponierte Personen in der Bundesrepublik Deutschland, *Radiologie* 32: 235-239 (1991)
- Mattauch 1965 J. Mattauch, W. Thielle, A. Wapstra, *Nuclear Physics* A121 (1965)
- 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 Ab-

- sorbed 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)
- 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)
- Nilsson/Brahme 1983 B. Nilsson, A. Brahme, Relation between Kerma and Absorbed Dose in Photon Beams, *Acta Radiol. Oncol.* 22, 77-85 (1983)
- 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)
- 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)
- 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)
- SSK1984 Strahlenschutzkommission: Radon in Wohnungen und im Freien Erhebungsmessungen in der Bundesrepublik Deutschland, Arbeitsgruppe Radonmessungen des Ausschusses Strahlenschutztechnik bei der Strahlenschutzkommission (1984)
- 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)
- Taylor Lauriston S. Taylor, History of the International Commission on Radiological Protection (ICRP), *Health Physics* Vol. 1 97-104 (1958)
- 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)

### 14.3 Nationale und internationale Protokolle und Reports zu Dosimetrie und Strahlenschutz

- 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 Medizini-

- sche Physik, Bericht Nr. 3, Vorschlag für die Zustandsprüfung an Röntgenaufnahme-einrichtungen 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 Röntgengesellschaft und Deutsche Gesellschaft für Medizinische Physik, Bericht Nr. 7, Pränatale Strahlenexposition aus medizinischer Indikation. Dosisermittlung, Folgerungen für Arzt und Schwangere (1989)
- 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 International Commission on Radiological Protection, Report of the Task Group, Recommendations of the ICRP (1977)
- ICRP 28 International Commission on Radiological Protection, Report of the Task Group, The Principles and General Procedures for Handling Emergency and Accidental Exposures to Workers (1978)
- ICRP 32 International Commission on Radiological Protection, Report of the Task Group, Limits for Inhalation of Inhaled Radon Daughters for Workers (1981)
- ICRP 38 International Commission on Radiological Protection, Report No. 38 (1983) Radionuclide Transformations: Energy and Intensity of Emissions
- ICRP 41 International Commission on Radiological Protection, Non-Stochastic Effects of Ionizing Radiation (1984)
- ICRP 49 International Commission on Radiological Protection, Report No. 49 (1986) Developmental Effects of Irradiation on the Brain of the Embryo and Fetus
- ICRP 53 International Commission on Radiological Protection, Report No. 53 (1988) Radiation Dose to Patients from Radiopharmaceuticals
- ICRP 55 International Commission on Radiological Protection, Report No. 55 (1989) Optimization and Decision-Making in Radiological Protection
- ICRP 57 International Commission on Radiological Protection, Report No. 57 (1989) Radiological Protection of the Worker in Medicine Dentistry
- ICRP 58 International Commission on Radiological Protection, Report No. 58 (1989) RBE for Deterministic Effects
- ICRP 60 International Commission on Radiological Protection, Report No. 60 (1991) 1990 Recommendations of the International Commission on Radiation Protection
- ICRP 65 International Commission on Radiological Protection, Report No. 55 (1993) Schutz vor Radon-222 zu Hause und am Arbeitsplatz, Deutsche Ausgabe, herausgegeben vom Bundesamt für Strahlenschutz der Bundesrepublik Deutschland.
- ICRP 68 International Commission on Radiological Protection, Report No. 68 (1995)

- Dose Coefficients for Intakes of Radionuclides by Workers
- ICRP 69 International Commission on Radiological Protection, Report No. 69 (1995) Age-dependant Doses to Members of the Public from Intake of Radionuclides: Part 3 Ingestion Dose Coefficients
- ICRU 10b International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 10b, Physical Aspects of Irradiation (1964)
- ICRU 14 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 14, Radiation Dosimetry X-rays and Gamma-rays with maximum Photon Energies between 0.6 and 50 MeV (1969)
- ICRU 16 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 16, Linear Energy Transfer (1970)
- ICRU 17 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 17, Radiation Dosimetry: X-Rays Generated at Potentials of 5 to 150 keV (1970)
- ICRU 23 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 23, Measurement of Absorbed Dose in a Phantom Irradiated by a Single Beam of X or Gamma Rays (1973)
- ICRU 26 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 26, Neutron Dosimetry for Biology and Medicine (1977)
- ICRU 28 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 28, Basic Aspects of High Energy Particle Interactions and Radiation Dosimetry (1978)
- ICRU 29 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 29, Dose Specification for Reporting External Beam Therapy with Photons and Electrons (1978)
- ICRU 30 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 30, Quantitative Concepts and Dosimetry in Radiobiology (1979)
- ICRU 31 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 31, Average Energy Required To Produce An Ion Pair (1979)
- ICRU 32 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 32, Methods of Assessment of Absorbed Dose in Clinical Use of Radionuclides (1979)
- ICRU 33 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 33, Radiation Quantities and Units (1980)
- ICRU 34 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 34, The Dosimetry of Pulsed Radiation (1982)
- ICRU 35 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 35, Radiation Dosimetry Electron Beams with Energies Between 1 and 50 MeV (1984)
- ICRU 36 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 36, Mikrodosimetry (1983)
- ICRU 37 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 37, Stopping Powers for Electrons and Positrons (1984)

- ICRU 38 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 38, Dose Specification for Intracavitary Therapy in Gynecology (1985)
- ICRU 39 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 39, Determination of Dose Equivalents Resulting from External Radiation Sources (1985)
- ICRU 40 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 40, The Quality Factor in Radiation Protection (1986)
- ICRU 42 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 42, Use of Computers in External Beam Radiotherapy Procedures with High Energy Photons and Electrons (1988)
- ICRU 43 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 43, Determination of Dose Equivalents from External Radiation Sources Part 2 (1988)
- ICRU 44 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 44, Tissue Substitutes in Radiation Dosimetry and Measurement (1989)
- ICRU 45 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 45, Clinical Neutron Dosimetry Part I Determination of Dose in a Patient Treated by External Beams of Fast Neutrons (1989)
- ICRU 46 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 46, Photon, Electron, Proton and Neutron Interaction Data for Body Tissues (1992), Version ICRU 46D: with Data Disk (1992)
- ICRU 47 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 47, Measurements of Dose Equivalents from External Photon and Electron Radiations (1992)
- ICRU 48 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 48, Phantoms and Computational Models in Therapy, Diagnosis and Protection (1992)
- ICRU 49 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 49, Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles (1993), Version ICRU 49D: with Data Disk (1993)
- ICRU 50 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 50, Prescribing, Recording and Reporting Photon Beam Therapy (1993)
- ICRU 51 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 51, Quantities and Units in Radiation Protection Dosimetry (1993)
- ICRU 56 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 56, Dosimetry of External Beta Rays for Radiation Protection (1997)
- ICRU 57 International Commission on Radiation Units and Measurements Report No. 57, Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External radiation (1996), in Vorbereitung
- NNCSC National Neutron Cross Section Centre, Brookhaven National Laboratory 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

- richt Dos-23, 1994
- 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  $\beta$ -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)
- 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 Radiation (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)
- 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

#### 14.4 Gesetze und Verordnungen 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 BGBI Teile I und II, im Bundesanzeiger BAnz und im gemeinsamen Ministerialblatt der Bundesregierung GMBI 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 23. 08. 1976 BGBI. I, S. 283
- AtomG Gesetz über die friedliche Verwendung der Kernenergie und den Schutz gegen ihre Gefahren vom 23. 12. 1959 (Atomgesetz) in der Fassung vom 05. 11. 1990,

|            |   |
|------------|---|
|            | BGBI. I, S. 2428  |
| AtDeckV    | Verordnung über die Deckungsvorsorge nach dem Atomgesetz (Atomrechtliche Deckungsvorsorgeverordnung) vom 25. 01. 1977, BGBI. I S. 220                             |
| StrVG      | Gesetz zum vorsorgenden Schutz der Bevölkerung gegen Strahlenbelastung (Strahlenschutzvorsorgegesetz) vom 19. 12. 1986, BGBI. I S. 2610                           |
| RöV        | Verordnung über den Schutz vor Schäden durch Röntgenstrahlen (RöV Röntgenverordnung) vom Jan. 1987, BGBI. I S. 114  |
| StrlSchV   | Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlen (Strahlenschutzverordnung) vom 30. 07. 1989, BGBI. I, S. 943                                   |
| Eichgesetz | Gesetz über das Meß- und Eichwesen in der Fassung vom 22. 02. 1985 BGBI. I, S. 410  |
| EinhV      | Ausführungsverordnung zum Gesetz über Einheiten im Meßwesen vom 26. 06. 1970, BGBI. I S. 981, zuletzt geändert durch Verordnung vom 13. 12. 1985 BGBI. I, S. 2272 |

### Richtlinien zur StrlSchV:

**Richtlinie für den Strahlenschutz** bei Verwendung radioaktiver Stoffe und beim Betrieb von Anlagen zur Erzeugung ionisierender Strahlen und Bestrahlungseinrichtungen mit radioaktiven Quellen in der Medizin (RI. Strahlenschutz in der Medizin, StrlSchMedRLRdSchr) v. 18. 10.1979, GMBI. S. 638 (Neuausgabe 1992)

**Richtlinie für die physikalische Strahlenschutzkontrolle** (StrlSchKontrRLBek) vom 22. 02. 1978 GMBI. S. 348

**Richtlinie über Prüffristen** bei Dichtheitsprüfungen an umschlossenen radioaktiven Stoffen (StrlSchPrüfFristRLRdSchr) vom 23. 03. 1979 GMBI. S. 120

**Rahmenrichtlinie** zu Überprüfungen nach §76 StrlSchV (StrlSchV§76RRLRdSchrND) vom 04. 12. 1980 GMBI. S. 26

**Berechnungsgrundlage** für die Ermittlung der Körperdosis bei innerer Strahlenexposition (Richtlinie zu §63 StrlSchV, StrlSchV§63RLRdSchr) vom 10. 08. 1981 GMBI. S. 321

**Richtlinie über die Fachkunde im Strahlenschutz** (StrlSchVFachkRLKdSchr) vom 17. 09. 1982 GMBI. S. 592

**Richtlinie 96/29/Euratom des Rates:** Richtlinie 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)

### 14.5 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. 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 6802-1   | Neutronendosimetrie, Spezielle Begriffe und Benennungen (Okt. 1988)  |
| DIN 6802-3   | Neutronendosimetrie, Neutronenmeßverfahren und -geräte für den Strahlenschutz, Kennzeichnende Eigenschaften (Okt. 1988)                                |
| DIN 6804-1   | Strahlenschutzregeln für den Umgang mit umschlossenen radioaktiven Stoffen in der Medizin (Entwurf Januar 1992)  |
| DIN 6809     | Klinische Dosimetrie   |
|              | Teil 1: Therapeutische Anwendung gebündelter Röntgen-, Gamma- und Elektronenstrahlung (September 1976)   |
|              | Teil 2: Brachytherapie mit umschlossenen gammastrahlenden radioaktiven Stoffen (Entwurf September 1991)  |
|              | 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) |
| DIN 6812     | Medizinische Röntgenanlagen bis 300 kV, Strahlenschutzregeln für die Errichtung (Mai 1985)   |
| DIN 6814     | Begriffe und Benennungen in der radiologischen Technik   |
|              | Teil 1: Anwendungsgebiete (Sept. 1980)   |
|              | Teil 2: Strahlenphysik (Jan. 1980)   |
|              | Teil 3: Dosisgrößen und Doseinheiten (Entwürfe 1992-1995)  |
|              | Teil 4: Radioaktivität (Febr. 1990)  |
|              | Teil 5: Strahlenschutz (Nov. 1983)   |
|              | Teil 8: Strahlentherapie (1986)  |
| DIN 6843     | Strahlenschutzregeln für den Umgang mit offenen radioaktiven Stoffen in der Medizin (Entwurf Juni 1990)  |
| DIN 6844     | Nuklearmedizinische Betriebe   |
|              | Teil 2: Regeln für die Errichtung und Ausstattung von Betrieben zur therapeutischen Anwendung von offenen radioaktiven Stoffen (Sept. 1989)            |
|              | Teil 3: Strahlenschutzberechnungen (September 1989)  |
| DIN 25425/2  | Radionuklidlaboratorien:   |
|              | Teil 2: Grundlagen für die Erstellung betriebsinterner Strahlenschutzanweisungen (Entwurf Nov. 1989)   |
|              | Beibl. 1 Grundlagen für die Erstellung betriebsinterner Strahlenschutzregeln, Hinweise zur Abschirmung von Photonen- und Betastrahlung (Juni 1989)     |
| DIN ISO 7503 | Teil 1: Bestimmung der Oberflächenkontamination: Beta-Strahler (Max. Beta-Energie $E_{\beta_{max}}$ größer als 0.15 MeV) und Alphastrahler (Juli 1990) |

## Sachregister

## A

AAA → drei A des praktischen Strahlenschutzes  
 abgeleitete Grenzwerte 363  
 abgeleitete Größen 390f  
 Abregung 39, 53, 55  
 Abschirmung 38, 96, 118, 132, 214, 307, 365, 367, 369ff, 373ff, 387, 389  
 absolute Temperatur 203  
 Absorption der Sonnenstrahlung 20  
 Absorption von Photonenstrahlung 112ff  
 Absorptionskanten 115ff  
 Absorptionskoeffizienten 181  
 Abstandsgesetz 147, 366  
 additives Risikomodel 345  
 Adenin 238  
 Adenosintriphosphat 237  
 Adriamycin 272  
 Aktivierungsanalyse 99  
 Aktivität 82ff, 92ff, 103, 107f, 149, 227, 244, 257, 274, 279, 300, 311, 313ff, 325, 327, 366, 373ff, 391  
 Aktivitätsanalyse 91  
 Aktivitätsdefinitionen 82f  
 Aktivitätskonzentration 84  
 ALARA-Prinzip 363  
 Alphacluster 63  
 Alpha-Polymerase 239  
 Alphaspektren 64  
 Alphateilchen 12, 14, 17, 29, 51, 63ff, 80f, 110, 189f, 193, 197ff, 204, 215f, 219f, 247, 270, 291, 301, 311, 316, 369f  
 Alphazerfall 57, 61, 63ff, 81, 105, 216  
 Americium-Beryllium-Quelle 80  
 Aminosäuren 241  
 Ampere 390f  
 Anaphase 242, 244  
 angeborene (congenitale) Defekte 347  
 Angiografien 386  
 Anregung von Atomhüllen 38ff, 43, 52, 54  
 Anregung von Atomkernen 52f  
 Anregungszustand 39, 54, 80  
 Antineutrino 60, 67, 187  
 Antioxidantien 271, 272  
 Antiproton 60  
 Antiteilchen 26, 60, 69  
 Apoptose 233  
 Äquivalentdosis 232, 284, 288ff, 297, 299ff, 310, 312, 314, 329, 345f, 352, 359, 361, 364, 378, 391  
 Äquivalentdosisleistungskonstante 378

Äquivalenzprinzip 50  
 Aristoteles 28  
 atomare Energieeinheit 14  
 atomare Masseneinheit 45  
 Atombau 28ff  
 Atomgesetz 353, 355  
 Atomhülle 14, 29f, 31ff, 43, 46, 54f, 68, 72, 74, 77, 84, 112ff, 116f, 119, 153, 159, 164, 178, 189  
 Atomkern 29ff, 35, 38, 43ff, 59, 63, 71, 75f, 78, 112f, 124, 126ff, 152, 164f, 170, 190, 200, 205, 210  
 Atomkernmodelle 46ff  
 Atommodelle 28  
 atomphysikalische Energieeinheit 14, 27  
 Atom-Spektrometrie 40  
 Atomzahldichte 152, 153  
 ATP 237  
 Atrophie 332  
 Aufbau menschlicher Zellen 234  
 Aufbaufaktor 149f, 152  
 Aufenthaltsdauer 365  
 Aufenthaltswinkel 376  
 aufgeweitete Strahlenfeld 292  
 Aufhärtung, Photonenspektren 141ff, 147  
 Aufsichtsbehörde 356  
 Augen 305  
 Augenlinse 335  
 Augerausbeute 42  
 Augereffekt 41ff  
 Augerelektronenemission 41ff, 72, 114, 131, 162  
 Augerkaskade 41  
 Ausbeute, beim radioaktiven Zerfall 84  
 Ausgangskanal einer Reaktion 68, 118, 204, 212, 215f  
 ausgerichtetes und aufgeweitete Strahlenfeld 292  
 außerbetrieblicher Überwachungsbereich 359  
 autosomale Mutation 341  
 Avogadro, Lorenzo Amadeo Carlo 28, 45  
 Avogadrokonstante 45, 83, 152, 314, 392

## B

Backscatter 120 → Rückstreuung  
 Bahndrehimpulsquantenzahl 31ff  
 Bahnlänge von Elektronen 183  
 Barn 59, 152, 201, 211  
 Baryonen 44, 55  
 Baryteton 371, 373f  
 Basendimer 250, 253, 255  
 Basenschaden 250, 258  
 Basentriplett 240 → Codon  
 Basiseinheiten 390f

Basisgrenzwerte 363f  
 Basisgrößen 391  
 Baumaterialien 327, 329, 331  
 Beckenaufnahme 383  
 Becquerel, Antoine Henri 28, 82  
 Becquerel (Einheit) 84  
 BEIR 342  
 Benzol 129  
 Bergonie und Tribondeau 279  
 Berufliche Strahlenexposition 329, 363  
 Beschränktes Massenbremsvermögen 175  
 Beschränktes Stoßbremsvermögen 175, 223  
 Besetzungszahl 33, 54  
 Bestrahlungsraum 359  
 Betaabschirmung 369f  
 Betaenergie 68f, 71, 101, 187f, 230, 315, 370  
 Beta-minus-Umwandlung 49, 61, 67ff  
 betaplastische Radionuklide 110  
 Beta-plus-Umwandlung 69ff, 81  
 Betaspektrum 68  
 Betastrahlung 188, 300  
 Betateilchen 67, 90, 187f, 315, 370f  
 Betaumwandlung, Energieverhältnisse 61f  
 Betazerfall 57, 62, 65, 68f, 74, 81, 94, 104, 186, 315  
 Bethe-Weizsäcker-Formel 48f, 61  
 Beton 148, 310, 369, 371, 373f  
 Betrieblicher Überwachungsbereich 359  
 Betriebsbelastung (Röntgenröhre) 376  
 Beweis des ersten Anscheins 355  
 Bewertungsfaktor 290f, 300f, 317  
 Bildempfängerdosis 382  
 Bildempfängerkonzept 381, 384, 386, 406  
 binärer Stoß (binary collision) 189, 191, 192  
 Bindungsenergie der Elektronen 36f, 43  
 Bindungsenergie pro Nukleon 50f  
 biologische Halbwertszeit 90  
 biologische Wechselwirkungsphase 233, 246  
 Bleiabschirmung 374  
 Bleiglas 389  
 Bleihandschuhe 367  
 Bleischürzen 358, 366f, 386, 389  
 Bleomycin 272, 273  
 Blut 305, 335, 338  
 Blutbildendes System: 335  
 Blutbildveränderungen 336  
 Blutkörperchen 237, 335f  
 Blutplasma 335  
 Böden 310  
 Bodenstrahlung 307  
 Bohr, Niels 29f, 36, 50  
 Bohrsche Postulate 29  
 Bohrsches Atommodell 29, 31, 33f, 38  
 Boltzmannkonstante 203, 392

Bose, Satyendra Nath 32  
 Boson 32, 54  
 Bragg-Kurven 220f  
 Bragg-Maximum 193, 221  
 Brechungsindex 21, 165  
 Bremsstrahlung 113, 117, 142, 160ff, 170f, 175, 178, 188, 191, 222, 369, 403  
 Bremsstrahlungsausbeute 161, 174f, 403  
 Bremsvermögen, Elektronen 166, 173ff, 184, 192, 195f  
 - schwere geladene Teilchen 192ff  
 Broglie, de 30 → de Broglie  
 Brüten 110

## C

Cancerogenese 286 → Strahlenkrebs  
 Candela 391  
 Cäsium-Barium-Generator 97  
 Cerenkov-Effekt 165f  
 CERN 26  
 Chadwick 43  
 charakteristische Kernstrahlung 55  
 charakteristische Photonenstrahlung 34, 39, 40f, 43, 116  
 charakteristische Röntgenstrahlung 40ff, 117, 132, 162, 167, 230, 369  
 Chemische Modifikatoren 271  
 Chromatid 242  
 Chromatingerüst 237, 238, 242  
 chromosomale Schäden 341, 347  
 Chromosomen 225, 238, 242f, 245, 250f, 255, 341  
 Chromosomenaberrationen 243, 249, 251, 273  
 Chromosomenbrüche 246  
 Ci 82, 231 → Curie, Einheit  
 cis-Platin 272  
 Cluster 59  
 Co-60-Gammastrahlung 248, 373  
 Co-Bestrahlungsräume 374  
 Codon 240  
 Compton, Arthur Holly 117  
 Compton-effekt 117ff, 124, 239, 395  
 - elektron 118, 120, 122f, 157  
 - energieübertragungskoeffizienten 159  
 - kante 122  
 - koeffizienten 118f  
 - photonen 120, 388  
 - schmetterling 388  
 - Wechselwirkungskoeffizient 118  
 Computertomografie (CT) 322, 377  
 congenital 347  
 continuous slowing down 195

Coulomb, Charles Augustin de 35  
 Coulomb-energie 35, 53, 284, 391  
 - feld 124  
 - kräfte 35, 46  
 - sches Gesetz 35  
 - streuung 164ff, 191  
 Crick, Francis Harry Compton 239  
 Cs-137-Gammastrahlung 149f, 230  
 CT → Computertomografie  
 Curie, Einheit 82, 99, 107, 303, 320  
 Curie, Marie 28, 82  
 Cytosin 239

**D**  
 Dalton 28  
 de Broglie, Louis Victor Prince 26, 30  
 de-Broglie-Wellenlänge 26  
 Defektstelle 38  
 Degeneration 332  
 Delta-Elektron 167, 186, 189  
 Demokrit von Abdera 28  
 Dendrochronologie 101  
 Dentalradiologie 323  
 Desoxyribonukleinsäure (DNS, DNA) 238ff  
 Desoxyribose 238  
 DESY 26  
 deterministische Schäden 258, 303  
 deterministische Strahlenwirkung 259, 266, 286, 338, 340, 362  
 Dezimale Bruchteile 392  
 Dezimale Vielfache 392  
 Dezimeterwellen 23  
 diagnostische Röntgenstrahlung 123, 148, 156, 321, 383, 404, 405  
 dicht ionisierend 199, 200, 211, 215, 220, 223f, 264, 342  
 Dichte der Kernmaterie 45f  
 Dichteeffekt, Elektronen 169f, 192  
 Dichten von Substanzen 404  
 differentieller Wirkungsquerschnitt 154  
 Differenzierungsgrad von Zellen 268  
 Diffusion von Elektronen 171, 172  
 Diffusion von Neutronen 210, 246, 247  
 Diffusion, vollständige → Streusättigung  
 DIN-Normen 354, 355  
 Dirac, Paul Adrien Maurice 30  
 Direkt ionisierende Strahlung 223, 312, 369  
 direkte Strahlenwirkung 247, 249  
 Direktreaktionen 54  
 Direktstrahl von Röntgenanlagen 376  
 Dispersion 21  
 Divergenzeinfluß (Photonenstrahlung) 147

DNA → DNS  
 DNS 225, 233f, 237ff, 261, 263, 271ff, 280, 295, 339, 340  
 DNS-Modifikatoren 273  
 DNS-Schäden 250  
 do more good than harm 362  
 Doppelhelix 238f  
 Doppellipide 236  
 Doppelstrangbruch 247, 250f  
 doppelter Betazerfall 81  
 Dosimeter 290, 293f, 300, 330  
 Dosimetrie 67, 69, 111, 154, 166, 173, 175, 181, 183, 187, 204, 222, 246, 251, 285, 291, 304, 342  
 Dosimetry-system-1986 342 → DS86  
 Dosisaufbaueffekt 123f  
 Dosisbegriffe 284, 288, 363  
 Dosiseffekt-Beziehungen 258  
 Dosiseffektkurven 259, 264  
 Dosisgrenzwert 359  
 Dosisgrößen im Strahlenschutz 288  
 Dosisleistung (Definition) 285  
 Dosisleistungen im Freien 307  
 Dosisleistungen in Gebäuden 309  
 Dosisleistungsindex 312  
 Dosisleistungskonstanten 218, 227ff, 231, 300  
 Dosismeßgrößen 289, 299  
 Dosischwelle 258, 264, 266, 286, 332, 340, 348, 361  
 Dosiswirkungskurve 258f, 266, 347  
 Drehimpuls 22, 29, 31, 39, 62, 201  
 Drehimpulsquantenzahl 31  
 drei A des praktischen Strahlenschutzes 365  
 Dreißig-mrem-Konzept 359  
 Drosophila melanogaster 361  
 DS86 342  
 Dualismus Teilchen-Welle 24ff  
 Dubna 110  
 Dunkelreparaturen 252, 254, 258  
 Durchleuchtung 377  
 Durchleuchtungsbetrieb 386  
 Durchmesser der DNS 239

**E**  
 EC 57, 61, 71, 89, 101, 104, 129  
 Edelgaskonfiguration 49  
 effektive Äquivalentdosis 284, 290, 296, 299, 302, 310, 315, 320, 357, 359  
 Effektive Dosis 288, 290, 294, 296, 318  
 effektive Halbwertszeit 90  
 effektive Kernladungszahlen 38  
 effektive Ordnungszahlen 34  
 Eigendrehimpuls des Elektrons 32

Eigenfilterung, Röntgenröhre 145  
 Eindringtiefe 192  
 Einelektronensysteme 36  
 Einfallsdosis 382  
 Einfanggamma 371  
 Einfangquerschnitt 214  
 Einfangreaktion 201, 210, 212  
 Einfangwahrscheinlichkeit 215  
 Eingangskanal einer Reaktion 204  
 Einstein, Albert 13, 30, 32  
 Einsteinium 79  
 Ein-Target-Mehr-Treffer-Modell: 261f  
 Ein-Treffer-Modell 260f  
 Eintreffertheorie 260f  
 Einzelbasenexzision 254  
 Einzelstrangbruch 250, 255  
 Einzelstreuung 178  
 Eisensulfatdosimeter → Frickelösung  
 Elastische Atomstöße 166  
 elastische Kernstreuung 165, 178  
 Elastische Neutronenstreuung 203, 205  
 elastische Streuung v. Elektronen 164  
 electron capture 57, 71  
 elektrische Kraft 20  
 elektrisches Feld 20  
 Elektrodintegrationen 165  
 elektromagnetische Induktion 20  
 elektromagnetische Welle(npaket) 20, 22ff  
 Elektronen-Bindungsenergien 37  
 Elektroneneinfang 57, 59ff, 64, 71f, 77, 80f, 85, 89, 102f, 129, 194, 227, 231, 315  
 Elektronen-Energieniveauschema 41  
 elektroneninduzierte Kernreaktion 164, 165  
 Elektronenkonfiguration 33, 38  
 Elektronenloch 38f, 43, 72, 114, 116  
 Elektronenmasse 163  
 Elektronenschalen 29, 31, 33, 37, 49, 71, 76f, 115, 167, 189, 194  
 Elektronenstrahlung 163, 170, 181, 183f, 186, 191, 222, 293, 311, 369  
 Elektronenstreuung 178  
 Elektronen-Stripping-Reaktionen 194  
 Elektronenvolt, Definition 14  
 Elementarladung 44, 67, 190, 192, 218f, 392  
 Elf-Jahres-Rhythmus der Sonne 310  
 Ellis-Formel 278  
 Emanation 107f, 316, 331  
 embryonale Entwicklungsanomalie 341  
 Embryonen 348, 352  
 Emissionsrate → Quellstärke  
 Empfindlichkeitsklasse (von Filmen) 382  
 Endoplasmatisches Retikulum 235f  
 endotherme Reaktion 212

Endozytose 235, 237  
 Energieabsorption, Photonen 112, 131, 133, 160ff, 222f  
 Energieabsorptionskoeffizient 162  
 Energiedichte 21f, 117, 224ff  
 Energiedosis 284ff  
 Energiedosisleistung 285, 312, 314  
 Energiedosisleistungsindex 312  
 Energieerhaltungssatz beim Alphazerfall 65  
 Energieerzeugung 327  
 Energiefluenz 120  
 Energie-Massen-Äquivalenz 13  
 Energiesatz 16, 69, 126  
 Energieschwelle bei der Paarbildung 127  
 Energiespektren von Elektronen 176  
 Energiestraggling 178, 196  
 Energietransfer 118, 159, 189, 222f, 225, 246  
 Energietransferfaktor 156f  
 Energieübertrag 53, 65, 112, 124, 131, 155, 159, 163f, 168, 189, 193, 206f, 210, 215, 217f, 222f, 248, 315  
 Energieübertrag von Neutronen 207  
 Energieübertragungskoeffizient 155f, 159, 315  
 Energieübertragungsvermögen 166, 222  
 Energieumwandlung von Photonenstrahlung 112, 155ff  
 Energieumwandlungskoeffizient 156, 159, 228  
 Energieverhältnisse bei Betaumwandlungen 61  
 Energieverlustfaktor, Neutronen 208  
 Energieverteilung von Comptonelektronen 122  
 energy-straggling 178  
 Enzyme 234  
 Epilation 333, 338  
 epithermische Neutronen 203  
 Erdentstehung 109  
 Erholungs-Schulter 260, 267  
 Erythem 333  
 Euchromatin 238  
 Eukaryotenzellen 234  
 eV (Definition) 14  
 exotherme Reaktion 213  
 Exozytose 235, 236, 237  
 exponentielles Schwächungsgesetz 137 → Schwächungsgesetz  
 externe Strahlenexposition 287, 307, 313, 319, 365  
 Exzisions-Resynthesierungs-Reparaturen 254

**F**

Fall-Out 326f  
 Feldgrößenfaktor 385  
 Feldstörung (perturbation) 183  
 Femtometer (fm) 32

Fermi (Fm, Einheit) 32  
 Fermi, Enrico 32, 169  
 Fermigasmodell 50  
 Fermion 32f, 54  
 Fettgewebe 300  
 Fibrosierung 332f  
 Filamente 237  
 Filmemulsion 401, 404  
 Flächenbelegung 140, 181  
 Flächen-Dosisprodukt 382  
 fliegendes Personal 329  
 Fluenz 177, 187, 293  
 Fluoruracil 273  
 Flüssigkeits-Tröpfchenmodell 46ff  
 fossile Brennstoffe 327  
 fraktionierte Strahlentherapie 271  
 Frickelösung 397ff  
 Früherythem 333  
 früh reagierende Gewebe 279  
 Frühschäden → Frühwirkungen  
 Frühwirkungen 287, 332  
 Fundamentalkonstanten 392  
 Fusion 50, 52, 109, 251, 327  
 FWHM 176

## G

G<sub>0</sub>-Phase 244, 273  
 G<sub>1</sub>-Phase 244  
 G<sub>2</sub>-Phase 245  
 Gadolinium 214  
 galaktische Strahlung 310  
 Gamma-2n-Reaktionen 128  
 Gamma-n-Reaktionen 128  
 Gamma-p-Reaktionen 128  
 Gammastrahlenkonstante 231  
 Gammastrahlung 11, 23, 24, 34, 50, 53, 55, 59f,  
 74, 90, 105, 112f, 150, 214, 217, 267, 290,  
 299, 301, 307, 325, 327, 370f, 377  
 Gammaumwandlung 72  
 Gammazerfall 58, 73ff, 81, 94, 96, 103, 230, 315  
 Gamma-Zerfallsschemata 74  
 Ganzkörperbestrahlung 299  
 Ganzkörperdosis 360  
 Ganzkörperexposition 233, 337  
 Gefährdungshaftung 354  
 Gehäusedurchlaßstrahlung 380  
 Geiger, Hans 64, 196  
 Geiger-Nuttalsche Regel 64  
 Geigersche Reichweitenformel 198  
 geistige Retardierung 348  
 genetische Schäden 340, 347f, 352, 361  
 Genetische Wirkungen: 287  
 Genetisches Schadensrisiko 347

Genetisch signifikante Dosis 320  
 Geometriefaktor 147, 385  
 Gesamtzerfallswahrscheinlichkeit 88  
 Gesellschaft für Schwerionen-Forschung 110  
 Gesetz über die friedliche Verwendung der  
 Kernenergie 353  
 Gesteine 308, 329  
 Gewebeenergiedosis 382  
 Gewebefaktoren 296  
 Gewebe-Luft-Verhältnisse 382, 404f  
 Gewebe-Wichtungsfaktoren 297  
 gg-Kerne 62  
 Glas 165, 370  
 Glykokalix 235f  
 Glykolyse 234  
 Goepfert-Mayer 49  
 Golgi-Apparat 235ff  
 Gonadenabdeckungen 367  
 Grad Celsius 391  
 Gray, Louis Harald 285  
 Gray (Einheit) 285, 291, 333, 337, 391  
 Grenzwerte 82, 86, 289, 298, 329, 332, 342, 359,  
 356, 359ff  
 Grundzustand 36f, 39, 53f, 56, 60f, 64ff, 68f,  
 71ff, 77, 79ff, 94, 96, 102ff, 128, 204, 230  
 GSF 303  
 GSI 110  
 Guanin 239  
 G-Wert 248  
 Gy → Gray

## H

Hadron 69  
 Haftungsvorschriften 354  
 Halbwertbreite 176  
 Halbwertschichtdicke 136f, 140ff  
 Halbwertschichtdicken für Röntgenstrahlung 143  
 Halbwertszeit 53, 59, 63ff, 68f, 71ff, 77ff, 83,  
 86ff, 94ff, 107f, 110, 136, 315, 325  
 harmonische Welle 19  
 Haupterythem 333  
 Hauptquantenzahl 31ff, 35  
 Haut 20, 250, 254, 278, 294, 297, 303, 305, 322,  
 332ff, 338, 345, 361, 364, 367, 386f, 389  
 Hauterythem 332  
 Hautreaktionen 333  
 Heisenberg, Werner Karl 30  
 Heisenbergsche Unschärferelation 22, 30  
 heiße Zellen 366  
 hereditäre Schäden 342  
 Herzkatheter 321, 386  
 Heterochromatin 238, 245  
 heterogene Photonenspektren 140f, 144

Hiroshima 320, 342f, 351  
 Höhenstrahlung 96, 100, 109, 310ff → kosmische  
 Strahlung  
 Homogenitätsgrad von Röntgenstrahlung 142ff  
 H<sub>p</sub>(0,07) 294  
 H<sub>p</sub>(10) 294  
 Hüllenanregung 166  
 Hüllennradius 45  
 Hüllenschwingung 127  
 Hüllenstrahlung 39ff, 72, 77  
 HWSD → Halbwertschichtdicke  
 Hyperthermie 282  
 hypoxische Zellen 269

## I

IAEA 303, 339, 355  
 IC 58, 75ff → Innere Konversion  
 ICRP 188, 264f, 268, 285f, 288ff, 295ff, 301ff,  
 314, 316f, 326, 336, 340ff, 346ff, 355, 361,  
 363f, 394, 398, 401  
 ICRU 43, 143, 160f, 163, 170, 172f, 176f, 180,  
 222, 224, 226, 264, 268, 285, 288ff, 292,  
 296, 303, 314, 342, 398f, 401ff  
 ICRU-Kugel 292f  
 Impuls 12, 16, 18, 22, 25f, 30, 60, 70, 118ff, 124,  
 126, 164, 206  
 Impulserhaltungssatz beim Alpha-Zerfall 65  
 indirekte Strahlenwirkung 248, 286, 339  
 induzierte Kernspaltung 78, 111  
 inelastische Kernstreuung 164  
 inelastische Neutronenstreuung 203, 211  
 inelastische Prozesse 165  
 inkohärente Streuung 112, 117, 132  
 Inkorporation 100, 299, 317f, 325, 327, 329, 361,  
 365  
 Inkorporationsberechnungen 316  
 Inkorporationsfaktoren 380  
 inner conversion → Innere Konversion  
 Innere Konversion 58, 75ff, 81, 85, 89, 229f  
 Intensität (Definition) 21f  
 interchromosomale Aberrationen 251  
 International X-ray and Radium Protection  
 Committee 361  
 Internationale Strahlenschutzkommission 342,  
 355, 363  
 Internationales Einheitensystem 390f  
 Interne Strahlenexposition 313ff  
 Interphase 244, 273  
 Interphasentod 273  
 interventionelle Radiologie 320  
 intrachromosomale Aberrationen 251  
 Ionendosis 166, 284, 285, 361

Ionendosisleistung 285  
 Ionisation 38ff, 54f, 112, 159f, 163f, 166f, 189,  
 193, 200, 233, 248f  
 Ionisierungsdichte 166, 191, 215, 218ff, 265, 288,  
 312  
 Ionisierungsenergie 36, 159, 218  
 Ionisierungsenergie, mittlere in Wasser 233  
 Ionisierungskonstante 218  
 Ionisierungsvermögen 166, 191, 218ff  
 Ionium 108  
 isobar 67  
 Isobare 54, 57, 81  
 Isoeffektdosen 278  
 Isomere 54, 59, 75  
 isomeric transition 73  
 Isotone 54, 57  
 Isotope 54, 57  
 IT 73

## J

J-131-Kontamination 299  
 Jensen, J. Hans Daniel 49

## K

Kadmiumblech 214  
 Karlsruher Nuklidkarte 59f  
 Karzinogenese 342  
 Katarakt 332, 335  
 Kategorie A 364  
 Kategorie B 364  
 Keimdrüsen 297, 300, 303, 332f, 337, 364  
 K-Elektron 31, 75, 114  
 Kelvin (Einheit) 391  
 Kennosis (im Röntgen) 382  
 Kennzeichnung von Neutronenreaktionen 204  
 Kerma 112, 118, 159, 162, 227f, 284f, 291, 382,  
 384  
 Kermaleistung 227f, 285, 383  
 Kernenergie 328, 330, 353  
 Kern-Fluoreszenz 128  
 Kernfusion 52  
 Kernkraft 46, 47, 50, 55, 63, 81  
 Kernladungszahl 36f, 43, 54, 59, 64, 110  
 Kernmembran 237  
 Kernmodell 50, 55  
 Kernphotoabsorptionskoeffizient 128f  
 Kernphotoeffekt 112, 128ff, 165  
 Kernphotoreaktionen 128ff, 155  
 Kernradius 45, 201  
 Kernreaktion 55, 80, 109f, 128, 166, 191, 204f  
 Kernreaktor 214  
 Kernschalenmodell 49

Kernspaltung 47, 52f, 57, 75, 77ff, 111, 210, 216f, 328, 361  
 Kernspektroskopie 53  
 Kernstreuung 165, 178  
 Kernumwandlung 55f  
 Kernwaffentests 326f  
 Kernzerfall 55  
 K-Fluoreszenzausbeute 42  
 Kilogramm 390f  
 kinetische Energie 12, 13, 18, 77, 117, 121, 124, 155ff, 199f, 291  
 Kinetosomen 237  
 K-Kante 115, 139  
 klassische Streuung 112, 127f, 132, 156  
 Klein-Nishina-Formel 118  
 klinischer Schadensverlauf 334  
 K-Meson 301  
 Knochengewebe 161, 398, 401ff  
 Knochenmark 297, 299, 300, 305, 315f, 322, 325, 335f, 345, 364  
 Kodierung v. Aminosäuren 241  
 Koenzyme 234  
 kohärente Streuung 112, 127, 139  
 Kohlenstoff 100, 177, 180, 209, 212, 292, 306, 314, 370  
 Kohlenstoff-14: 314  
 kollektive Anregungszustände 53  
 kollektives Kernmodell 50  
 Kollimatorrückstreuung 183  
 konstitutives Heterochromatin 238  
 Kontinuum 22, 36, 38  
 Kontrollbereich 289, 357ff  
 Konversionselektronen 76  
 Konversionsfaktoren 384, 404  
 Konversionsfaktor-Methode 381, 383  
 Konversionskoeffizient 76, 230f  
 Körperdosisgrößen 289, 290, 294  
 Korpuskularstrahlung 11 → Teilchenstrahlung  
 kosmische Strahlung 100, 306, 310ff, 315, 318  
 kosmogene Radionuklide 100, 102, 109, 307, 314f  
 Krebs 298, 343, 345, 349, 352  
 Krebsmortalitätsrate 350  
 Krebsrisiko 342ff  
 kritische Energie von Elektronen 174  
 K-Schale 31, 33, 36, 40f, 43, 50, 71, 114ff  
 K-Serie 40f  
 K-Strahlung 40f, 230f  
 künstliche Radionuklidherzeugung 109ff  
 Kurzstrangexzision 254

## L

L<sub>∞</sub> 290

Laborsystem 205f  
 Ladungsaustausch 194  
 Langsame Neutronen 212  
 Langstrangexzisionsreparatur 254  
 LD → Letaldosis  
 LD50/30 259, 338f  
 Lebensalterdosis 364  
 Lebensdauer 22, 51, 53f, 56, 59, 61, 63, 69, 75, 78, 85ff, 89ff, 98f, 107, 137, 211, 241, 316, 338  
 Lebenszeitmortalität 351  
 Leichtes Wasser 210  
 L-Elektronen 31, 75  
 Lepton 60, 69, 72  
 LET 166, 191, 200, 217, 220, 222ff, 226, 248, 259, 264, 266ff, 288ff, 295, 301f, 335, 346  
 Letaldosis 339  
 Lethargie, Neutronen 208ff, 337  
 Leukämie 340, 344ff, 351  
 Leukämieinduktion 345, 349  
 Leukippos 28  
 Leukozyten 335  
 Lewis, G. N. 11  
 Lichtgeschwindigkeit 13ff, 21f, 25ff, 54, 163, 165, 168ff, 192, 195  
 LiF 394, 397, 400  
 lincal energy 224  
 linear energy transfer 222 → LET  
 Lineare Energiedichte 224f  
 Linearer Energie-Transfer 166, 222 → LET  
 linearer Schwächungskoeffizient 135, 137  
 lineares Energieübertragungsvermögen 222  
 lineares Stoßbremsvermögen 223  
 Linearquadratisches Modell bei deterministischen Schäden 260, 262  
 Linearquadratisches Modell bei stochastischen Schäden 265  
 Lipiddoppelschicht 234  
 liquid drop model 46ff  
 L-Kante 115, 162  
 locker ionisierende Strahlung 220, 223, 288  
 Longitudinalwelle 20  
 Lorentzkontraktion 163f, 168  
 L-Schale 33, 38, 40, 50, 115  
 L-Serie 41  
 L-Strahlung 40, 143, 230  
 Luftbilanz, Standardmensch 304  
 Luftkerma 228  
 Lunge 297, 322f, 325f, 333, 345, 398, 404  
 Lungenfibrose 332  
 Lymphozyten 335, 338  
 Lysosomen 235, 237

## M

magische Nukleonenzahlen 49  
 magnetisches Feld 20  
 Magnetquantenzahl 31ff  
 mass stopping power 174  
 Massenbedeckung 140, 180, 373  
 Massenbilanz beim Alphazerfall 64ff  
 - beim Betaminuszerfall 68  
 - beim Betapluszerfall 70  
 Massenbremsvermögen 174, 175  
 Massendefekt 46, 50ff, 55, 65, 76  
 Masseneinheit 45, 50, 69, 152f, 390, 392  
 Massenenergieabsorptionskoeffizienten 383, 396  
 Massen-Energie-Äquivalent des Photons 73  
 Massenenergieumwandlungskoeffizient 139, 158, 228, 230  
 Massenphotonenwechselwirkungskoeffizienten 395  
 Massenreichweite 187, 197f  
 Massenschwächungskoeffizient 138ff, 150, 153, 158, 372, 393, 394  
 Massenstoßbremsvermögen 169, 173, 175, 193, 195, 223, 399  
 Massenstrahlungsbremsvermögen 173, 175, 402  
 Massenstreuvermögen 180  
 Massenzahl 44ff, 51, 53ff, 57, 61f, 64, 67, 69, 72, 105, 114, 118, 129, 131f, 192, 207, 209, 216  
 Massenzunahme, relativistische 15, 163  
 Maßnahmen zur Verringerung der Strahlenexposition 365  
 Materiewellen 26, 30  
 Mausergewebe 257  
 maximale Reichweite 186, 196, 369  
 mechanisches Wärmeäquivalent 339  
 medizinische Radiologie 331  
 medizinische Strahlenexposition 320, 349, 380  
 Meeressedimente 102  
 Mehrfachstreuung 178  
 Mehrkomponenten-Modelle 260ff  
 Mehr-Target-Ein-Treffer-Modelle 261  
 Mendelejew 28  
 Mendelsche Schäden 347  
 Mesonen 32, 44, 55, 69, 100  
 messenger-RNS 241  
 Messung von Lebensdauern 98  
 Metaphase 244  
 Metastabile Kernzustand 75  
 Meter 390  
 Microtubuli 242  
 Mikrobodies 237  
 Mikrodosimetrie 220, 223ff, 284  
 Mikrofilamente 234

MIRD-Phantom 303  
 Mismatch-Reparatur 257  
 Mißbildungen 347, 348  
 mitochondriale DNS 234  
 mitochondriale RNS 241  
 Mitochondrien 235ff  
 Mitose 234, 242f, 245, 251f, 258, 261, 273f, 277, 279  
 Mitoschemmung 249, 277  
 Mitosephase 242  
 mitotischer Tod 274  
 mittlere freie Weglänge 137  
 mittlere Reichweite 184, 188, 196  
 mittlere wahre Bahnlänge L 184  
 mittlerer Schwächungskoeffizient 144  
 mittleres Streuwinkelquadrat 179f  
 M-Kante 115  
 Moderation 203, 208ff, 214, 217, 370  
 Moderation von Neutronen 208  
 Moderatoren 210  
 Moderators substanz 210  
 modifizierender Faktor 301  
 Mol 45, 94, 103, 152, 390f, 404  
 Monazit 307  
 Mongolismus 341  
 Monitorkalibrierung 183  
 Monozyten 335  
 Morbiditätswahrscheinlichkeit 297  
 morphologische Differenzierung 283  
 morphologischer Differenzierungsgrad 279  
 Mortalitätsrate 297f  
 Moseley, Henri Gwyn-Jeffries 43  
 M-Schale 38, 113  
 M-Serie 41  
 multifaktorielle genetische Schäden, 347  
 multiplikatives Risikomodel 344, 346  
 Mutagene 233  
 Mutation 243, 257f, 340  
 Mutscheller 360  
 Mutterkern 65, 76, 92  
 Mutternuklid 56  
 Myon 14, 190, 301, 312

## N

Nagasaki 110, 320, 342f, 351  
 narrow-beam 151  
 NAS → National Academy of Science  
 National Academy of Science 342  
 National Council on Radiation Protection and Measurements 342  
 natürliche Radioaktivität 100ff, 313ff  
 - Radionuklide 313ff  
 - Strahlenexposition 330

- Strahlung 318  
 - Zerfallsreihen: 105ff, 316  
 NCRP 342, 361  
 Nebelkammer 117, 218  
 Nekrosen 332  
 Neptunium-237 105  
 Neutrino 14, 44, 60, 67, 69ff, 190  
 Neutron 14, 32, 43ff, 47, 55, 67ff, 72, 80, 128, 189, 190, 201, 204ff, 209ff, 215  
 Neutronendefizit 129  
 - einfangquerschnitt 59, 210  
 - einfangreaktionen 100, 202f, 212ff  
 Neutronenemission 81  
 - energieüberträge 207  
 - induzierte Kernspaltung 203, 216f  
 - klassifikation 203  
 - komponente 311ff, 318  
 - Protonen-Gleichgewicht 131  
 - quelle 80, 110  
 - reaktionen, Kennzeichnung 204  
 - restenergie 206f  
 - strahlung 211, 231f, 300, 342f, 370  
 - streuung 202f, 205ff, 210  
 - überschuß 47, 49, 55, 67, 111  
 - wechselwirkungen 203, 210  
 - wirkungsquerschnitte 201  
 - zahl 44, 47, 49, 54ff, 61f, 64, 67, 69, 72, 76, 106, 114  
 Newton 11, 390, 391  
 nichtstochastische Schäden 303  
 Niedrig-LET-Strahlung 267, 283  
 Nieren-Angiografie 321  
 Nobelpreise 13, 24, 26, 28ff, 32, 43f, 49, 82, 239  
 Nominal-Standard-Dose NSD 278  
 Normalstrahlung 145ff  
 Normalverteilung 179  
 NSD 278  
 Nuklearer Stern 189, 200  
 Nuklearmedizinische Diagnostik 325, 380  
 Nuklearmedizinische Therapie 325  
 Nukleinsäuren 234  
 Nukleolus 238  
 Nukleon 43ff, 48, 50ff, 63, 113, 194, 199  
 Nukleonendampfreaktionen 53  
 Nukleonemasse 163, 195  
 Nukleonenzahl 44, 45, 53, 76, 78  
 Nukleosom 242  
 Nuklid 49, 53, 55, 56ff,  
 Nuklidkarte 58f, 62, 89, 101, 104, 106, 108, 110  
 Nulleffekt 96  
 Nutzstrahl einer Röntgenanlage 386  
 Nutzstrahlenbündel 358, 367, 376f, 379f  
 N-Z-Diagramm 56f, 106

**O**

Oberflächen-Gewebeenergie-dosis 382  
 Obertischordnung 388  
 OER 269f  
 Optimierungsgebot 362  
 Optisches Kernmodell 50  
 Orbitale 30  
 Ordnungszahl (Definition) 34  
 Ordnungszahlabhängigkeit, Comptoneffekt 119  
 - klassische Streuung 128  
 - Paarbildungskoeffizient 125  
 - Photoabsorptionskoeffizient 115f  
 - Stoßbremsvermögen Elektronen 168ff  
 - Strahlungsbremsvermögen Elektronen 171  
 Organ-Äquivalentdosis 290, 294  
 Organe des erwachsenen Standardmenschen 305  
 Organenergie-dosis 380, 382  
 Ortsäquivalentdosisleistung 372  
 Ortsdosis 289, 292, 300  
 Ortsdosisgrößen 292  
 Ortsdosisleistung 148, 227, 307ff, 357f, 360, 365f, 372, 375, 377, 389  
 Oxygen Enhancement Ratio (OER) 269f

**P**

Paarbildung 112f, 124ff, 131ff, 139, 148, 155, 158f, 395  
 Paarbildungskoeffizient 125, 395  
 Paarerzeugungsschwelle 126  
 Paarkräfte 46f  
 Paarvernichtung 27, 70, 125, 190  
 Parameter der Strahlenwirkung 268  
 Patientenschwächungsfaktoren 404  
 Pauli, Wolfgang 30  
 Pauli-Prinzip 33  
 Paulisches Ausschließungsprinzip 33  
 Periodensystem 34, 36, 55  
 Personendosis 289, 294, 299f, 365  
 Personendosisgrößen 294  
 perturbation 183  
 Phantom 292, 294f, 300, 322, 378, 381f  
 Phosphatgesteine 329  
 Phosphatgips 329  
 Photoabsorptionseffizienten 115f, 116  
 Photoeffekt 24, 76, 112ff, 128, 131ff, 139, 149, 156, 160  
 "Photoeffektschürze" 116  
 Photoelektron 114, 116, 117, 155f, 160  
 Photoionisation 113  
 Photolyase 253  
 Photon 11, 22  
 Photonenflußdichte 135, 147, 149

- impuls 26, 126  
 - masse 25, 26  
 - spektrum 141  
 - Wechselwirkungskoeffizienten 131  
 - Wechselwirkungsprozesse 112ff, 131, 153  
 Photoreparatur 252f, 258  
 Photospaltung 128  
 pH-Wert 268  
 physikalisch-chemische Phase 246  
 physikalische Dosisgrößen 284  
 physikalische Halbwertszeit 86, 90, 313  
 physikalische Phase 246  
 Pigmentierung 333  
 Pi-Mesonen 189f, 199, 301  
 Pionen 11, 14, 44, 199f, 221, 310  
 Planck, Max 24, 30  
 Plancksches Wirkungsquantum 24, 29, 31, 392  
 Plasma Zell-) 234, 311, 335  
 Plasmalemma 234  
 Plexiglas 161, 165, 369ff, 394, 397, 400, 404  
 Ploidiemutationen 243  
 PMMA → Plexiglas  
 Polarisierungseffekt 169 → Dichteeffekt  
 Polyphenole 272  
 Polystyrol 400, 404  
 Positron 44, 60, 65, 69ff, 113, 124ff, 159, 190  
 Positronenstrahler 111, 129  
 Positronenzerfall 70ff  
 postreplikative Reparatur 252, 255, 258  
 postsynthetisches Intervall 244  
 Präfixe von Einheiten 392  
 praktisch homogen 142  
 praktische Massenreichweiten 185  
 praktische Reichweite 186, 196  
 praktischer Strahlenschutz 353  
 pränatale Strahlenexposition 348  
 Präpatatstärke 84  
 präreplikative Reparaturen 252  
 präsynthetisches Intervall 244  
 primordiale Radionuklide 51, 100, 103ff, 109, 313, 315  
 Projektionsmodelle 346  
 Prokaryoten 234  
 Prophase 244  
 Proportionalzählrohr 225  
 Proteine 234  
 Proton 14, 32, 43ff, 55, 67, 69, 72, 128, 189, 190, 199f, 203, 211f, 217, 248  
 Proton, Zerfall des 69  
 Protonenemission 81  
 - masse 45  
 - Neutronen-Verhältnis 50  
 - zahl 38, 47, 49, 54, 59, 62, 111

- zerfall 77, 80f  
 Protoplasma 234  
 protrahierte Bestrahlung 276  
 Punktmutationen 243, 249, 341  
 Purinbasen 239  
 Pyrimidinbasen 239  
 Pyrimidinbasendimere 253

**Q**

Quaderphantom 294  
 Q-Faktor → Qualitätsfaktor  
 Qualitätsfaktor 290f, 300, 302  
 Quant 16, 22, 24f, 258  
 Quantelung 29  
 Quantenchromodynamik 55  
 Quantenmechanik 30  
 quantentheoretisches Atommodell 30  
 Quantentheorie 13, 24ff, 29ff, 64, 71, 117  
 Quantenzahlen 32f, 38, 54  
 Quarks 44, 55  
 Quellenkonzept 381f  
 Quellstärke 84, 98  
 Querschnitt → Wirkungsquerschnitt  
 Q-Wert 68, 101, 213

**R**

Ra-226 65ff, 317  
 Rad 284, 291  
 Radikalausbeute 272  
 Radikalfänger → Radioprotektoren  
 radioaktive Umwandlungsarten 56ff  
 radioaktives Gleichgewicht 91, 96  
 Radioaktivität 28, 56ff, 82, 87, 91, 100, 109, 320, 360  
 Radioaktivität, künstliche 109ff  
 Radioaktivität, natürliche 100ff  
 Radioisotop 55  
 Radiokarbonmethode 101  
 Radiologenhaut 334  
 Radiolyse des Zellwassers 248f  
 Radionukliderzeugung durch Kernreaktionen 110  
 Radionuklidgewinnung durch Kernspaltung 111  
 Radioprotektoren 271, 283  
 Radiosensitizer 272  
 Radiotoxizität 291  
 Radium-226 65ff, 317  
 Radon-222 65f, 107ff, 316f  
 Rasterfaktor 385  
 Rayleigh-Streuung 112f, 127  
 RBE 267  
 RBW 267, 268, 270, 288  
 rd 284f, 383

Reaktionsrate 154  
 Rechtfertigungsprinzip 362  
 Rechtliche Grundlagen des Strahlenschutzes 353  
 Recovery 278  
 Redistribution 244, 277f, 280  
 Referenzmensch 303  
 Regel v. Bergonie und Tribondeau 279  
 Reichweite 46f, 123, 157, 175, 178ff, 184ff, 196, 198f, 201, 205, 221, 288, 315, 369f  
 Reichweiten schwerer geladener Teilchen 195, 198f  
 Reichweiten von Betastrahlung 188ff  
 Reichweiten von monoenergetischen Elektronen 183f, 198  
 Reichweitengesetz von Geiger 196  
 Reichweitenstraggling 182, 196, 221  
 Rekombinationsreparatur 255f, 258  
 relative biological effectiveness 267  
 relative biologische Wirksamkeit 267, 288  
 relativistische Masse 13, 17, 25, 27, 119  
 Relativitätstheorie 13, 30  
 Relativsystem 205  
 rem 291  
 Reoxigenierung 277f  
 Reparatur von DNS-Schäden 252, 275  
 Reparaturinhibitoren 272  
 Reparaturmechanismen, DNS 253  
 Replikation 238ff  
 Repopulation 277f, 280  
 Restaktivität 87  
 Restenergie 120ff, 155, 157, 178, 181, 198, 206ff, 221, 223  
 restricted stopping power 175  
 rezessiv 243, 254, 341, 347  
 Ribonukleinsäure 240  
 ribosomale RNS 241  
 Ribosomen 235ff, 241  
 Richtlinien 353ff, 360  
 Richtungs-Äquivalentdosis 292, 294  
 Richtungsfaktor 377  
 Richtungskorrektur 380  
 Riesenresonanz 131, 133, 393  
 Ringchromosomen 275, 341  
 Ringchromosomenbildungen 246, 251  
 Risiko 257, 287, 290, 296ff, 302f, 319, 342, 345, 348, 352, 362f  
 Risikoanalysen 352  
 Risikoeffizient 345, 348f  
 Risikomodell 345, 346  
 RNS 240f, 243, 245f, 250  
 Röhrenspannung 143ff, 324, 376f, 383, 406  
 Röhrenstrom 146, 376, 378, 382  
 Röhrenstrom-Zeit-Produkt 382

Röntgen 11, 15, 23, 24, 34, 41, 142f, 145, 147, 167, 170f, 174, 284, 290, 301, 330, 358, 361, 368, 376, 378, 387, 389  
 Röntgenarbeitsplätze 386  
 Röntgenaufnahmen 377  
 Röntgenbremsspektrum 41  
 Röntgendiagnostik 320, 381  
 Röntgen-Durchleuchtung 324  
 Röntgenfluoreszenz 40, 43  
 Röntgenfluoreszenzanalyse 40  
 Röntgenfluoreszenzstrahlung 222  
 Röntgenkontrastmittel 320  
 Röntgenraum 358, 360, 366  
 Röntgenröhre 15, 41, 142f, 145, 147, 167, 170, 174, 358, 376, 378, 387, 389  
 Röntgenspektrum 142, 144  
 Röntgenstrahlen 34, 117, 303, 354, 376  
 Röntgentherapie 377  
 Röntgenverordnung 288, 296, 302, 328, 354f, 364, 386  
 Rotwein 272  
 RoV 292, 297, 302, 354ff, 364  
 Ru 306  
 Rückstoßenergie 59, 65, 126  
 Rückstreuanteil 121, 183, 388  
 Rückstreuoeffizienten 181f  
 Rückstreuung 120, 122, 181, 183, 389  
 Ruheenergie 13f, 27, 67, 70f, 119, 122f, 157, 189ff, 195, 200  
 Ruhemasse 13ff, 25, 27, 60, 67f, 124ff, 189f, 199, 392  
 Ruhemasse des Elektrons 392  
 Ruhemasse des Neutrons 392  
 Ruhemasse des Protons 392  
 Rutherford, Lord Ernest 26, 29, 43  
 Rutherford'sches Planetenmodell 29  
 Rydberg, Janne Robert 36  
 Rydbergkonstante 36

## S

Sättigungsaktivität 108  
 Sauerstoffeffekt 249, 268f, 275, 277  
 Sauerstoffsättigung 270  
 Sauerstoff-Verstärkungsfaktor 269f  
 Säulenphantom 294  
 Schäden an der Leibesfrucht 352  
 Schadenserwartung 286  
 Schadensrate 272f, 276, 347f  
 Schalen, Elektronen 30f  
 Schalenmodell 30f, 50  
 Schilddrüse 297, 305, 316, 322, 325f, 345f, 364, 381, 389  
 Schilddrüsendosis 299

Schilddrüsentherapie 90  
 schmale Geometrie 144  
 schmales heterogenes Photonenstrahlenbündel 140  
 schnelle Neutronen 203, 215  
 Schrödinger, Erwin 30  
 Schutzbrillen 367  
 Schutzwände 369, 371  
 schwache Wechselwirkung 60f, 67, 81  
 Schwächung 112, 131, 133ff, 140ff, 145, 147, 149, 150ff, 290, 292, 315, 337, 372, 374, 389  
 Schwächungsgesetz 135ff, 140, 149, 261, 376  
 Schwächungsgrad 372ff, 377  
 Schwächungskoeffizient 135f, 139, 141f, 152, 156f  
 Schwächungskoeffizient bei Stoffgemischen 154f  
 Schwächungskurven 141, 150, 151, 373  
 Schwellendosis 258, 259, 266, 286, 290, 332, 336, 340  
 Schwellenenergien, Kernphotoeffekt 129  
 schwere geladene Teilchen 189  
 Schweres Wasser 210  
 Schwerionen 110  
 Schwerpunktsystem 114, 205ff  
 Schwingungsdauer 18f, 21  
 sekundäre kosmische Strahlung 310  
 Sekundärstrahlung von Photonen 131, 148, 369  
 Sekundärteilchen 163  
 Sekunde 390  
 Sensibilisatoren 268  
 Separation von Nukleonen 52ff  
 Separationsenergie 55, 128  
 Sequoiabäume 101  
 sf 57, 77ff, 104 → spontane Kernspaltung  
 SI-Einheiten 14, 21, 82ff, 99, 152, 218, 223f, 227, 232, 284, 285, 291  
 Sievert, Rolf Maximilian 291  
 Sievert (Einheit) 293f, 301, 361, 391  
 SLAC 26  
 soft collision 189, 191  
 Sokrates 28  
 solare Strahlung 310, 311  
 somatische Strahlenwirkungen 287  
 Sommerfeld, Arnold 30  
 Sonnenwind 311f  
 SOS-Reparatur 257  
 Spallation 57, 109, 203, 216  
 Spaltfragmente 52  
 Spaltneutronen 216  
 Spaltparameter 77ff  
 Spaltung 52, 109, → Kernspaltung  
 spät reagierende Gewebearten 279  
 Spätschäden 278, 332  
 Spektrum 23f, 140, 142f, 145, 224, 296

Sperrbereich 289, 358, 360  
 spezielle Relativitätstheorie 13  
 Spezifische Energie 226  
 S-Phase 244, 245, 272ff, 281  
 Spin 32f, 39, 54f, 62  
 Spin-1-Teilchen 32  
 Spindelapparat 245  
 Spindelfasern 242  
 Spinquantenzahl 32  
 spontane Kernspaltung 57, 59, 81  
 spontaneous fission 57, 77  
 stabile Nuklide 51  
 Stabilitätstal 56f, 77, 110  
 Stabphantom 294  
 Standardionendosis 300, 339  
 Standardmensch 84, 303f, 314  
 starke Wechselwirkung 46, 55, 64  
 Steinkohle 327  
 Stenosen 332  
 stereotaktische Bestrahlung 191  
 stochastische Dosisgrößen 224f  
 stochastische Strahlenschäden 266  
 stochastische Strahlenwirkungen 258, 264ff, 286, 288, 340f, 346, 362  
 stochastisches Strahlenrisiko 342, 351  
 Stoffmenge 45, 390f  
 stopping power 173  
 Störstrahler 328, 354, 355  
 Stoß 20, 113f, 116, 119, 127, 163f, 166, 168, 173f, 180, 183, 191, 205ff  
 Stoßbremsvermögen 218, 222ff, 291  
 Stoßbremsvermögen, Elektronen 166ff, 174f, 186,  
 Stoßbremsvermögen, schwere geladene Teilchen 192ff  
 Stoßparameter 164, 170, 189, 201, 206  
 Stoßpartner, bei Paarbildung 126  
 Strahlenabschirmungen 366ff  
 Strahlenbelastung 287  
 Strahlenbiologie 233ff  
 strahlenbiologische Wirkungskette 245ff  
 Strahleneinwirkung 249, 281, 287  
 Strahlensexpositionen aus besonderem Anlaß 365  
 Strahlenkatarakt 335  
 Strahlenkrankheit 247, 274, 279, 287, 336, 338  
 Strahlenkrebs 303, 335, 346  
 Strahlenrisiko 286, 303, 349, 351, 363  
 Strahlenschäden 225, 245, 249, 252, 257f, 264, 266, 271, 273, 278ff, 286f, 314, 320, 332, 338ff, 342, 360f  
 Strahlenschäden an der DNS 258  
 Strahlenschutzanweisungen 368  
 -beauftragter 355f  
 -begriffe 285

- belehrungen 365, 368  
 - berechnungen 152  
 - bereiche 357  
 - dokumente 368  
 - recht 353  
 - schürzen 116, 358, 366f, 386, 389  
 - verantwortlicher 355  
 - verordnung 355  
 - wand 148  
 - zubehör 367  
 Strahlensensitizer 247  
 Strahlensyndrom 338  
 Strahlentherapie 69, 74, 107, 110f, 171, 183, 188, 215, 225, 268, 271f, 374  
 Strahlentod 287, 339f  
 Strahlenulkus 333  
 Strahlenwirkung 166, 247, 249, 258, 264, 268f, 271, 275, 277ff, 282f, 286, 291, 303, 363  
 Strahlungsarten 11ff  
 Strahlungsbremsung 41, 160, 164, 170ff, 178, 195, 197, 223  
 Strahlungsbremsvermögen, Elektronen 170ff, 180, 191, 195f, 222  
 Strahlungsfeld 11, 100, 134, 148, 171f, 217, 249, 289f, 295, 312, 358, 381  
 Strahlungsleistung 21  
 Strahlungsqualität von Photonenstrahlung 142  
 Strahlungs-Wichtungsfaktor 294  
 Strangbrüche 255, 258  
 Streuphotonenenergie 121f, 157  
 Streusättigung 181ff  
 Streustrahlung 134, 148, 151, 372, 377ff, 388f  
 Streustrahlungsausbeute 378  
 Streustrahlungsfeld 376  
 Streustrahlungsfeld einer Röntgenanlage 388  
 Streustrahlungslabyrinth 367  
 "Streustrahlungstrichter" 389  
 Streuung 25, 29, 96, 112ff, 124, 127f, 131, 133, 135, 148ff, 152, 157, 164, 166, 179ff, 189ff, 196, 202, 205f, 208ff, 213, 217, 221, 223, 227, 290, 292, 294, 302, 331, 369f  
 Streuvermögen 166, 178, 191, 222  
 Streuvermögen schwerer geladener Teilchen 199  
 Streuwinkel 118, 120ff, 157, 177, 179, 181, 205f, 208  
 StrSchV 292, 301, 354ff, 364f  
 Stromdichte 154  
 subthermische Neutronen 203  
 Sv → Sievert (Einheit)  
 Szintigrafie 325

## T

Tabakgenuß 319

Target 129, 261f  
 Targetkern 109, 199ff, 204f, 207, 210, 212, 215  
 TD65 342  
 Technetiumgenerator 76, 94f, 111  
 Teilchen-Antiteilchenpaar 113, 124  
 Teilchenbild 26  
 Teilchenfluenz 121, 179, 219, 293  
 Teilchenfluß 181, 310  
 Teilchenflußdichte 219, 292, 311  
 Teilchenruhemasse 189  
 Teilchenstrahlung 11ff, 223, 285, 311, 354, 369  
 Teilchen-Welle-Dualismus 24ff  
 Teilkörperdosis 360, 386  
 Teilkörperexposition 299, 333  
 Teilungshemmungen 273  
 Teleangiectasien 333, 334  
 Telophase 244  
 Temperaturabhängigkeit der Strahlenwirkung 280  
 Tentative-dosimetry-1965 342  
 TER → thermal enhancement ratio  
 Termschema 36, 53, 73f  
 terrestrisch 318  
 terrestrische Strahlenexposition 306, 307f  
 terrestrischen Ortsdosisleistung 308  
 thermal enhancement ratio (TER) 282  
 thermal neutron capture 212  
 Thermalisierung von Reaktorneutronen 209f  
 thermischer Einfangwirkungsquerschnitt 214  
 thermischer Neutroneneinfang 203, 212, 214  
 Thermolumineszenzdosimetrie 215  
 Thermotoleranz 282  
 THO 102, 314  
 Thomson, J. J. 28  
 Thomson-Streuung 112f  
 Thoriumreihe 107  
 Thorotrast 320  
 Thorotrastpatienten 343  
 Thymin 238, 240  
 Tischfaktor 385  
 Tochterkern 56, 64ff, 74  
 Toleranzdosis 360f  
 totaler Wirkungsquerschnitt 153, 201  
 totales Bremsvermögen 172  
 Transfer-Faktoren 156  
 transfer-RNS 241  
 Transmission 181, 186ff, 372  
 Transmissionkurven 196  
 Transmissionskoeffizienten 181  
 Transmissionskurven 181f, 184, 186ff  
 Transskription 238, 240  
 Transurane 110  
 Transversalwelle 20  
 Treffertheorien 260  
 Triplettbildung 125f, 159

Trisomie 243  
 Trisomie 21 341  
 Tritium 102, 109f, 314f, 326, 328f  
 Triton 189f  
 Trombozyten 335  
 Tröpfchenmodell 46ff  
 Tschernobyl 75, 328  
 Tumorgewebe 257, 277  
 Tunnel-Wahrscheinlichkeit 63f

## U

Oberlebenskurve 258, 263, 264, 276  
 Überwachungsbereich 289, 359f, 364, 373  
 Umgebungs-Äquivalentdosis 292f  
 Umwandlungsarten, radioaktive 56ff  
 Umwegfaktor, Elektronen 184ff  
 unelastische Stöße 166  
 unelastische Streuung 166, 217  
 United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation 342  
 UNSCEAR 252, 308ff, 314, 318f, 327, 330, 341ff, 348f, 355  
 Unschärferelation 22  
 Untertischanordnung 389  
 Up-take-Tests 381  
 Uracil 240  
 Uran-Actiniumreihe 107  
 uranhaltige Farben 329  
 Uran-Radiumreihe 107, 307, 316  
 Uterusäquivalentdosis 406  
 Uterusdosis 383  
 uu-Kerne 62

## V

Vakuumlichtgeschwindigkeit 13ff, 21, 24, 392  
 Valenz 35  
 Valenzelektron 35, 38, 55  
 Verdopplungsdosisverfahren 347  
 vererbare Defekte 348  
 Vernichtung 70, 125, 199, 277  
 Vernichtungsquanten 70, 127  
 Vernichtungsstrahlung 60, 70, 113, 125, 129, 227f, 369  
 Verordnung 354  
 Vielfachstreuung 150, 179  
 Vielfachstreuung von Neutronen 208  
 Vincristin 273  
 vollständige Diffusion 181  
 Volumeneffekte, Strahlenwirkung 280

## W

W/e 218  
 Wachstumsfraktion 244  
 Wachstumsstörungen 348  
 Wahrscheinlichkeitsamplituden 30  
 Wärmeäquivalent, mechanisches 339  
 Wärmeerzeugung 327  
 Wärmewert 68  
 Wasserbilanz, Standarmensch 304  
 Wasserradikale 249  
 Wasserstoff 30, 34, 118, 209, 217, 292, 306  
 wasserstoffähnliche Ein-Elektronen-Atome 36ff  
 Wasserstoffatom 36  
 Wasserstoffbrückenbindungen 247  
 Watson, James Dewey 239  
 Wechselwirkung schwerer geladener Teilchen 189ff  
 Wechselwirkung von Elektronen 163ff  
 Wechselwirkung von Neutronen 201ff  
 Wechselwirkung von Photonen 112ff  
 Wechselwirkungskoeffizient für Photonen 118, 159  
 Wechselwirkungsprozesse für Photonen 112ff, 131ff  
 Wechselwirkungsradius von Elektronen 164  
 Wechselwirkungswahrscheinlichkeit 34, 59, 69, 114, 118, 132, 152, 160, 169, 201  
 weicher Stoß 189 → soft collision  
 Weichteilgewebe 43, 124, 139, 162, 188, 198, 211, 232, 292, 300, 314ff, 318, 321, 369, 388, 395f  
 Weizsäckersehe Bindungsenergieformel 62  
 Wellenbild 11, 26  
 Wellenlänge 11, 19, 21ff, 36, 165  
 Wellenpaket, elektromagnetisches 22, 25  
 Wellenstrahlung 18ff, 27  
 Welle-Teilchen-Dualismus 30  
 Whiddingtonsches Gesetz 198  
 WHO 355  
 Wichtungsfaktoren 302  
 Wilkins, Maurice Hugh Frederic 239  
 Winkelverteilung 116, 117, 171, 179, 388  
 Winkelverteilungen (Polardiagramme) der Bremsstrahlungsphotonen 172  
 - von Comptonelektronen 121  
 - von Comptonphotonen 120  
 - von Photoelektronen 116  
 Wirkungskette, strahlenbiologische 245ff  
 Wirkungsquerschnitt 120, 128, 130, 133, 140, 152ff, 201f, 205, 210, 212f, 369  
 - pro Atom 152  
 - pro Elektron 152

- für Kernphotoreaktionen 130

Wochendosis 377, 380

Wolframanode 143

## X

Xeroderma pigmentosum 254

X-linked 341, 347

## Y

Yield → Ausbeute 403

## Z

Zehntelwertdicke 136f, 373ff

Zeitgesetz für den radioaktiven Zerfall 82ff, 85, 87, 91, 96

zeitliches Bestrahlungsmuster 275, 283

Zelle 175, 215, 225f, 234ff, 239ff, 243ff, 252, 258, 260ff, 266, 268, 273, 275f, 279, 288, 340f

Zellkern 225, 234f, 237, 239, 241, 245, 252, 265, 339

Zellmembran 234ff, 246

Zellorganellen 234f

Zellplasma 234ff, 240f, 245ff, 252, 271ff, 283

Zellstoffwechsel 235, 238, 243, 245

Zellteilung 239, 242ff, 252, 257f, 274

Zellteilungshemmungen 249

Zelltod 235, 245f, 249, 258, 262f, 265, 273, 275, 279

Zellüberlebenskurven 259

Zellwasser 247ff, 269

Zellzyklus 237, 243f, 272ff, 277, 279

Zellzyklusphasen 243ff, 252, 259, 268, 273f, 283

Zentriol 237

zerebraler Tod 337

Zerfall des Protons 69

Zerfallsgesetz 84ff, 91, 99, 136

Zerfallskonstante 84ff, 96ff, 103, 108, 314

Zerfallsreihe 105ff

Zerfallsschema 60, 66, 68, 70ff, 80, 103, 230, 315

Ziegel 373f

zivilisatorische Strahlenexposition 319, 326, 330

zivilisatorische Strahlungsquellen 328

Zusatzfilterung, Röntgenstrahlung 145

Zytoplasma 234, 237

Zytosomen 237

Eine praxisorientierte Einführung in die  
Grundlagen der Dosimetrie und des Strahlen-  
schutzes für medizinisch-technische  
Assistenten sowie für Studierende der  
Naturwissenschaften und der Medizin



B.G. Teubner Stuttgart

ISBN 3-519-33052-0



9 783519 330523