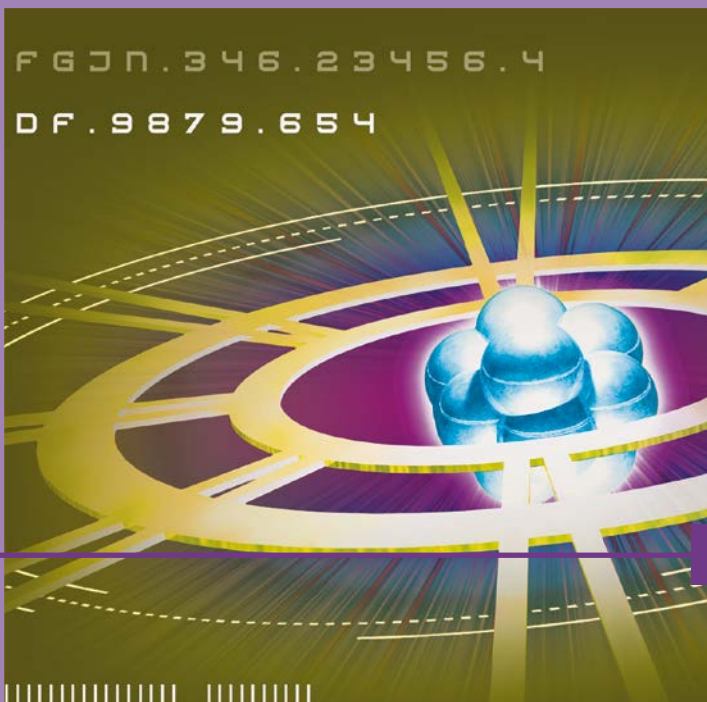


Hans-Gerrit Vogt
Jan-Willem Vahlbruch



Grundzüge des praktischen Strahlenschutzes



8., überarbeitete Auflage

HANSER

Disclaimer zur Barrierefreiheit

Der Carl Hanser Verlag unternimmt große Anstrengungen, um seine Produkte barrierefrei zu machen. Dazu gehört auch, dass Bilder oder Tabellen für blinde und sehbehinderte Menschen zugänglich gemacht werden. Dies geschieht durch zusätzliche beschreibende Texte (Alternativtexte), die in den Daten integriert sind. Die Alternativtexte können von assistiven Technologien (z. B. Screenreadern) vorgelesen werden. Bei der Erstellung dieser Texte kommt eine KI zum Einsatz. Die inhaltliche Verantwortung liegt weiterhin bei den Lektor:innen und Autor:innen.

Vogt/Vahlbruch
Grundzüge des praktischen Strahlenschutzes



Ihr Plus – digitale Zusatzinhalte!

Auf plus.hanser-fachbuch.de gibt es kostenloses Zusatzmaterial zu diesem Buch. Den Zugangscode finden Sie am Ende des Werkes.

Hans-Gerrit Vogt
Jan-Willem Vahlbruch

Grundzüge des praktischen Strahlenschutzes

8., überarbeitete Auflage

Unter Mitarbeit von Christoph Stettner

HANSER

Über die Autoren:

Dr. Hans-Gerrit Vogt war Leiter der Strahlenschutzkurse im Zentrum für Strahlenschutz und Radioökologie der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover.

Dr. Jan-Willem Vahlbruch ist Leiter der Strahlenschutzkurse am Institut für Radioökologie und Strahlenschutz (IRS) der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover.



Print-ISBN: 978-3-446-48098-8

E-Book-ISBN: 978-3-446-48484-9

Die allgemein verwendeten Personenbezeichnungen gelten gleichermaßen für alle Geschlechter.

Alle in diesem Werk enthaltenen Informationen, Verfahren und Darstellungen wurden zum Zeitpunkt der Veröffentlichung nach bestem Wissen zusammengestellt. Dennoch sind Fehler nicht ganz auszuschließen. Aus diesem Grund sind die im vorliegenden Werk enthaltenen Informationen für Autor:innen, Herausgeber:innen und Verlag mit keiner Verpflichtung oder Garantie irgendeiner Art verbunden. Autor:innen, Herausgeber:innen und Verlag übernehmen infolgedessen keine Verantwortung und werden keine daraus folgende oder sonstige Haftung übernehmen, die auf irgendeine Weise aus der Benutzung dieser Informationen – oder Teilen davon – entsteht. Ebenso wenig übernehmen Autor:innen, Herausgeber:innen und Verlag die Gewähr dafür, dass die beschriebenen Verfahren usw. frei von Schutzrechten Dritter sind. Die Wiedergabe von Gebrauchsnamen, Handelsnamen, Warenbezeichnungen usw. in diesem Werk berechtigt also auch ohne besondere Kennzeichnung nicht zu der Annahme, dass solche Namen im Sinne der Warenzeichen- und Markenschutz-Gesetzgebung als frei zu betrachten wären und daher von jedermann benutzt werden dürften.

Die endgültige Entscheidung über die Eignung der Informationen für die vorgesehene Verwendung in einer bestimmten Anwendung liegt in der alleinigen Verantwortung des Nutzers.

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek:

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

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt.

Alle Rechte, auch die der Übersetzung, des Nachdruckes und der Vervielfältigung des Werkes, oder Teilen daraus, vorbehalten. Kein Teil des Werkes darf ohne schriftliche Einwilligung des Verlages in irgendeiner Form (Fotokopie, Mikrofilm oder einem anderen Verfahren), auch nicht für Zwecke der Unterrichtsgestaltung – mit Ausnahme der in den §§ 53, 54 UrhG genannten Sonderfälle –, reproduziert oder unter Verwendung elektronischer Systeme verarbeitet, vervielfältigt oder verbreitet werden.

Wir behalten uns auch eine Nutzung des Werks für Zwecke des Text und Data Mining nach § 44b UrhG ausdrücklich vor.

© 2025 Carl Hanser Verlag GmbH & Co. KG, München
Vilshofener Straße 10 | 81679 München | info@hanser.de
www.hanser-fachbuch.de

Lektorat: Julia Stepp

Herstellung: Eberl & Koesel Studio GmbH, Kempten

Coverkonzept: Marc Müller-Bremer, www.rebranding.de, München

Covergestaltung: Thomas West

Titelmotiv: © Frank Wohlgemuth, Lilienthal/Hamburg

Satz: le-tex publishing services GmbH, Leipzig

Druck: CPI Books GmbH, Leck

Printed in Germany

Inhalt

Vorwort	XIII
1 Einleitung	1
2 Aufbau der Materie	3
3 Strahlungsarten	7
3.1 Materiestrahlung	7
3.2 Wellenstrahlung	7
3.3 Eigenschaften der Strahlung	8
4 Strahlungsquellen	11
4.1 Radioaktive Stoffe	11
4.1.1 Aktivität	11
4.1.2 Kernprozesse	12
4.1.3 Halbwertszeit	17
4.1.4 Natürliche und künstliche Radioaktivität	18
4.1.5 Aktivitäten bei Umwandlungsreihen	20
4.1.6 Kenngrößen radioaktiver Stoffe	23
4.1.7 Radioaktive Quellen	25
4.2 Strahlungsgeneratoren	27
4.2.1 Röntgenröhre	27
4.2.2 Teilchenbeschleuniger	29
4.2.2.1 Gleichspannungsfeld-Beschleuniger	30
4.2.2.2 Wechselfeldspannungsfeld-Linearbeschleuniger	31
4.2.2.3 Ringbeschleuniger mit konstantem Magnetfeld	34

4.2.2.4	Ringbeschleuniger mit veränderlichem Magnetfeld ...	36
4.2.2.5	Strahlungsfelder an Beschleunigern	38
4.2.3	Kernreaktor	40
4.2.4	Störstrahler	42
4.2.5	Ultrakurzpuls laser (UKP-Laser)	44
5	Ausbreitung von Strahlung in Materie	47
5.1	Strahlungsfelder und Wechselwirkungen	47
5.2	Direkt ionisierende Strahlung	51
5.2.1	Alphastrahlung	54
5.2.2	Beta- und Elektronenstrahlung	54
5.3	Indirekt ionisierende Strahlung	55
5.3.1	Photonenstrahlung	55
5.3.2	Neutronenstrahlung	57
5.4	Kernreaktionen	59
5.5	Kernspaltungskettenreaktionen	62
5.6	Teilchenkaskaden	65
5.7	Änderung von Materialeigenschaften	66
6	Strahlungswirkung	69
6.1	Allgemeine Dosisbegriffe	69
6.1.1	Energiedosis	69
6.1.2	Ionendosis	70
6.1.3	Kerma	71
6.2	Dosisbegriffe im Strahlenschutz	73
6.2.1	Schutzgrößen	73
6.2.1.1	Organ-Äquivalentdosis	74
6.2.1.2	Effektive Dosis	76
6.2.2	Messgrößen	79
6.2.2.1	Mess-Äquivalentdosis	79
6.2.2.2	Ortsdosis	81
6.2.2.3	Personendosis	88
6.2.2.4	Luftkerma	90
6.2.3	Ausblick	92
6.3	Dosisleistung	93
6.4	Potenzielle Alphaenergie-Exposition	94

6.5	Biologische Wirkung ionisierender Strahlung	97
6.5.1	Grundlagen	97
6.5.2	Deterministische Strahlenschäden	102
6.5.3	Stochastische somatische Strahlenschäden	104
6.5.4	Genetische Strahlenschäden	111
7	Natürliche und zivilisatorische Strahlenexposition	115
8	Strahlungsmessung	131
8.1	Messaufgaben	131
8.2	Strahlungsdetektoren	132
8.2.1	Ionisationskammer	132
8.2.2	Proportionalzählrohr	134
8.2.3	Auslösezählrohr	137
8.2.4	Szintillator	140
8.2.5	Photoemulsion	145
8.2.6	Lumineszenzdetektor	146
8.2.7	Halbleiterdetektor	147
8.2.8	Festkörper-Kernspurdetektor	156
8.2.9	Sonstige Detektoren und Messverfahren	157
8.3	Strahlenschutzmessgeräte	158
8.3.1	Einsatzweise von Messgeräten	158
8.3.2	Personendosismessgeräte	160
8.3.2.1	Photonenstrahlung	161
8.3.2.2	Beta- und Photonenstrahlung	167
8.3.2.3	Neutronenstrahlung	169
8.3.2.4	Alphastrahlung	174
8.3.2.5	Anwendungshinweise	175
8.3.3	Ortsdosis- und Ortsdosisleistungsmessgeräte	176
8.3.3.1	Beta- und Photonenstrahlung	176
8.3.3.2	Neutronenstrahlung	185
8.3.3.3	Anwendungshinweise	189
8.3.4	Oberflächenkontaminationsmessgeräte	191
8.3.4.1	Mobile Geräte	192
8.3.4.2	Stationäre Geräte	196
8.3.4.3	Anwendungshinweise	197

8.3.5	Aktivitätsmessgeräte	198
8.3.5.1	Messung an Festsubstanzproben	198
8.3.5.2	Messung an Flüssigkeiten	201
8.3.5.3	Messung an Luft	203
8.3.5.4	Messung inkorporierter radioaktiver Stoffe	207
8.3.5.5	Anwendungshinweise	210
8.3.6	Messsysteme der Spektrometrie	212
8.3.6.1	Messungen mit Impulshöhenanalysatoren	212
8.3.6.2	Messungen mit Bonnerkugeln	224
8.3.6.3	Anwendungshinweise	225
8.4	Berechnung von Aktivitäten aus Impulsraten	228
8.5	Statistische Messunsicherheit bei Impulszählungen	235
8.5.1	Grundlegendes	235
8.5.2	Primäres Ergebnis und Standardunsicherheit	238
8.5.3	Vertrauensgrenzen	240
8.5.4	Erkennungs- und Nachweisgrenze	244
8.5.5	Messungen mit Impulzzähler	247
8.5.6	Messung mit Ratemeter	251
8.5.7	Prüfung auf statistische Reinheit	253
9	Schutzmaßnahmen gegen Strahlungsfelder	257
9.1	Grundregeln für den Schutz gegen Strahlungsfelder	257
9.2	Begrenzung der Quellstärke	258
9.3	Beschränkung der Aufenthaltsdauer	258
9.4	Einhalten großer Abstände zur Quelle	259
9.4.1	Alphastrahlung	263
9.4.2	Beta- und Elektronenstrahlung	263
9.4.3	Gammastrahlung und monoenergetische Photonenstrahlung ...	265
9.4.4	Röntgen- und Bremsstrahlung	267
9.4.5	Neutronenstrahlung	268
9.5	Abschirmung von Strahlungsfeldern	270
9.5.1	Alphastrahlung und schnell bewegte Atomkerne	271
9.5.2	Beta- und Elektronenstrahlung	272
9.5.3	Gammastrahlung und monoenergetische Photonenstrahlung ...	272
9.5.4	Röntgen- und Bremsstrahlung	280
9.5.5	Neutronenstrahlung	281

9.6	Schutz gegen Oberflächenstreustrahlung	283
9.6.1	Photonenstrahlung	284
9.6.2	Neutronenstrahlung	285
10	Schutzmaßnahmen gegen Kontaminationen	287
10.1	Gefährdung durch Kontaminationen	287
10.2	Grundregeln für den Schutz gegen Kontaminationen	297
10.2.1	Kontamination der Luft	298
10.2.2	Kontamination des Wassers	299
10.2.3	Kontamination von Oberflächen	299
10.2.4	Kontamination von Nahrungsmitteln	301
10.3	Abschätzung der Folgedosis	301
10.3.1	Inhalation	301
10.3.2	Ingestion	303
10.3.3	Permeation und Injektion	304
10.4	Abschätzung der zugeführten Aktivität	305
10.4.1	Messung von Aktivitätskonzentration und spezifischer Aktivität ...	306
10.4.2	Ganzkörper- und Teilkörpermessung	306
10.4.3	Ausscheidungsmessung	308
10.5	Strahlenexposition bei kontaminierter Umgebung	310
10.5.1	Submersion und Immersion	310
10.5.2	Bodenkontamination	312
10.6	Strahlenexposition nach Aktivitätsfreisetzung in die Umgebung	312
10.6.1	Kurzzeitige Ausbreitung in der Atmosphäre	313
10.6.1.1	Aktivitätsverteilung in der Luft	313
10.6.1.2	Wirkungen von Aktivitätskonzentrationen	316
10.6.2	Langzeitige Ausbreitung in der Atmosphäre	320
10.6.3	Ausbreitung über die Nahrungskette	320
10.6.4	Ausbreitung durch Verschleppen bei Ortsveränderungen	321
11	Rechtsvorschriften im Strahlenschutz	323
11.1	Grundlagen	323
11.2	Strahlenschutzrecht in der Europäischen Gemeinschaft	327
11.3	Rechtsvorschriften in Deutschland	329
11.3.1	Strahlenschutzgesetz (StrlSchG)	330
11.3.2	Strahlenschutzverordnung (StrlSchV)	335
11.3.3	Atomrechtliche Entsorgungsverordnung (AtEV)	337

11.4	Strahlenschutz nach StrlSchG und StrlSchV	338
11.4.1	Strahlenschutz bei geplanten Expositionssituationen	338
11.4.1.1	Organisation des Strahlenschutzes	338
11.4.1.2	Grenzwerte beruflicher Exposition	341
11.4.1.3	Strahlenschutzbereiche	342
11.4.1.4	Personenüberwachung	348
11.4.1.5	Schutz der Bevölkerung	349
11.4.1.6	Organisatorische Schutzmaßnahmen	350
11.4.2	Strahlenschutz bei Notfallexpositionssituationen	352
11.4.3	Strahlenschutz bei bestehenden Expositionssituationen	353
11.5	Mess- und Eichwesen im Strahlenschutz	355
11.6	Beförderung radioaktiver Stoffe	358
12	Strahlenschutz in speziellen Tätigkeitsbereichen	365
12.1	Umgang mit umschlossenen radioaktiven Stoffen	366
12.1.1	Allgemeine Gesichtspunkte	366
12.1.2	Mess- und Regeltechnik	373
12.1.3	Zerstörungsfreie Prüfung	375
12.1.4	Bestrahlungsanlagen	381
12.2	Strahlungsgeneratoren	384
12.2.1	Röntgeneinrichtungen	384
12.2.1.1	Allgemeine Gesichtspunkte	384
12.2.1.2	Mess- und Regeltechnik	386
12.2.1.3	Zerstörungsfreie Prüfung	392
12.2.1.4	Prüfung, Erprobung, Wartung und Instandsetzung ...	396
12.2.2	Teilchenbeschleuniger	398
12.2.3	Störstrahler	406
12.2.4	Ultrakurzpulslaser (UKP-Laser)	409
12.3	Umgang mit offenen radioaktiven Stoffen	411
12.3.1	Allgemeine Gesichtspunkte	411
12.3.2	Arbeitsplanung und Handlungsweisen	416
12.3.3	Verhaltens- und Arbeitsregeln	420
12.3.4	Überwachungsmessungen	423
12.3.5	Abfallbehandlung	432

12.4	Tätigkeiten in natürlichen Strahlungsfeldern	435
12.4.1	Exposition durch kosmische Strahlung	436
12.4.2	Strahlenexposition durch uran- und thoriumhaltige Stoffe	439
12.4.3	Exposition durch Radon	445
12.4.4	Exposition durch Baustoffe und Altlasten	447
12.5	Kerntechnische Anlagen	448
12.6	Beförderung radioaktiver Stoffe	455
12.7	Maßnahmen bei außergewöhnlichen Ereignissen	457
13	Aufgaben und Pflichten nach StrlSchG, StrlSchV und AtEV im nicht medizinischen Bereich	461
14	Anwendungsbeispiele	493
15	Anhang: Tabellen und Diagramme	543
16	Fachverzeichnisse	677
16.1	Bezugsquellen für Literatur, Zeitschriften, Formblätter und Dienstleistungen	678
16.2	Online-Nukleardaten/Programm-Service	689
16.3	Computerprogramme	692
16.4	Literaturverzeichnis	696
16.4.1	Allgemeine Literatur	697
16.4.2	Wissenschaftliche Berichte und Empfehlungen	719
16.4.3	Veröffentlichungen der Deutschen Gesetzlichen Unfallversicherung (DGUV)	749
16.4.4	Regeln der Technik	749
16.4.5	Bekanntmachungen und Verwaltungsvorschriften	760
16.4.6	Rechtsvorschriften	766
	Index	771

Vorwort

Dieses Buch ist aus Manuskripten zu Strahlenschutzkursen entstanden, die vornehmlich zur Ausbildung von Strahlenschutzbeauftragten für den Umgang mit radioaktiven Stoffen sowie für den Betrieb von Röntgeneinrichtungen, Störstrahlern und Beschleunigern dienen. Es wendet sich daher insbesondere an Techniker, Ingenieure und Naturwissenschaftler sowie andere Mitarbeiter in Betrieben und Einrichtungen, die sich berufsbedingt mit den Grundlagen des Strahlenschutzes vertraut machen wollen oder müssen.

Das Buch vermittelt Grundkenntnisse sowie weiterführende Informationen zu einigen ausgesuchten Fachgebieten der nichtmedizinischen Anwendung. Die Darstellungen beschränken sich auf die wesentlichen Sachverhalte, ohne ausführliche Begründungen, mathematische Ableitungen und technische Einzelheiten zu liefern. Die ersten Kapitel behandeln die physikalischen Grundlagen, die Dosimetrie sowie die biologischen Wirkungen ionisierender Strahlung. Auch die Thematik der natürlichen Umgebungsstrahlung wird behandelt, um eine realistische Einschätzung der Richtwerte und Dosisgrenzwerte in den Rechtsvorschriften zu ermöglichen. Schwerpunkte des Buches sind die Strahlungsmessung und die Schutzmaßnahmen gegen die äußere und innere Strahlenexposition. Neben den grundsätzlichen Erläuterungen werden die für viele Aufgabenstellungen erforderlichen Berechnungsregeln dargelegt. Zahlreiche Tabellen und Diagramme vervollständigen die Inhalte, sodass das Buch auch in der Praxis Verwendung finden kann. Eine Anleitung zur Lösung praktischer Probleme wird durch die Beispiele geliefert, bei denen Formeln und Daten angewendet werden.

Trotz einer grundlegenden Überarbeitung der Inhalte wurde der Aufbau des Buches auch in der achten Auflage beibehalten. Wesentliche Veränderungen betreffen Kapitel 9 und Kapitel 10 und die dazugehörigen Tabellen und Diagramme in Kapitel 15 (Anhang). Neu berechnet wurden neben den Dosisleistungskonstanten für ausgesuchte Radionuklide auch die Schwächungsfaktoren für Gammastrahlung der ge-

bräuchlichen Abschirmmaterialien. Hierzu werden mehrere Datensätze für unterschiedliche Abschirmungsgeometrien zur Verfügung gestellt. Zum Teil stehen diese unter *plus.hanser-fachbuch.de* zum Download bereit. Neu überarbeitet wurden die Tabellen mit den Kenndaten von Radionukliden, mit den Dosiskoeffizienten für Inhalation und Ingestion und mit den Dosisleistungskoeffizienten für Luft- und Wassersubmersion sowie für Bodenstrahlung. Im Zusammenhang mit dem überarbeiteten Modell zur Beschreibung des biokinetischen Verhaltens radioaktiver Stoffe im menschlichen Körper wurden auch die grafischen Darstellungen der Retentions- und Exkretionsfunktionen erneuert.

Die Fachverzeichnisse (Kapitel 16) sind grundlegend überarbeitet und ergänzt worden. Sie sollen dem Leser weiterführende Informationsquellen zur Vertiefung der Fachkenntnisse erschließen. Erfahrungsgemäß sind dabei nicht nur Fundstellen für Literatur von Interesse, sondern auch solche Quellen, die Fundstellen verwalten oder Informationen in Form von Datenbanken und Applikationssoftware selbst zur Verfügung stellen. Das Internet ist hierbei eine unverzichtbare Quelle. Dementsprechend liefern die Fachverzeichnisse auch eine Auswahl von Internetadressen zu physikalischen und dosimetrischen Grundlagendaten, Rechenprogrammen, Institutionen, Dienstleistungsunternehmen usw., die für den Strahlenschützer hilfreich sein können.

Da die Praxis des Strahlenschutzes entscheidend durch administrative Tätigkeiten bestimmt wird, sind auch die grundlegenden deutschen Rechtsvorschriften zum Strahlenschutz in das Buch einbezogen worden. Schwerpunktmäßig befasst sich das Buch mit den sogenannten *geplanten Expositionssituationen*, während die außerdem vom StrlSchG formulierten *Notfallexpositionssituationen* und die *bestehenden Expositionssituationen* nicht in gleicher Breite abgehandelt werden. Allerdings sind bei Drucklegung dieses Buches noch nicht alle amtlichen Bekanntmachungen, Empfehlungen und vor allem Richtlinien – obwohl weiterhin in Kraft – formal an die seit der Neuorganisation des deutschen Strahlenschutzrechtes (StrlSchG, StrlSchV) im Jahre 2019 geltenden Rechtsvorschriften angepasst worden. Insofern beziehen sich die im Text gewählten Verweise auf amtliche Verwaltungsvorschriften [bmuxx] teilweise auf die vor 2019 geltenden Rechtsvorschriften. Es bleibt zu hoffen, dass die Überarbeitung des untergesetzlichen Regelwerkes in nächster Zeit so weit abgeschlossen sein wird, dass die aktuelle Verordnungs- und Gesetzeslage abgebildet wird. Die Pflichten der im Strahlenschutz verantwortlichen Personen nach Strahlenschutzgesetz, Strahlenschutzverordnung und Atomrechtlicher Entsorgungsverordnung (AtEV) sind in Kapitel 13 zusammengestellt.

An dieser Stelle sei auch ein Hinweis auf die 2. Auflage unseres Buches *Fit für den technischen Strahlenschutz* gestattet, das ebenfalls im Carl Hanser Verlag erschienen ist (ISBN 978-3-446-47571-7). Das Aufgaben- und Übungsbuch ist eine hilfreiche Ergänzung zum vorliegenden Buch, kann jedoch auch unabhängig davon eingesetzt werden.

Wir danken unseren Fachkolleginnen und -kollegen für hilfreiche Diskussionen, insbesondere aber DI Dr. Christoph Stettner für seine umfangreiche Unterstützung bei der Neuberechnung der Dosisleistungskonstanten und Schwächungsfaktoren für Photonenstrahlung.

Hannover, Januar 2025

Hans-Gerrit Vogt

Jan-Willem Vahlbruch

1

Einleitung

Die energiereiche Strahlung von radioaktiven Stoffen oder Strahlungsgeneratoren kann vom Menschen nicht unmittelbar wahrgenommen werden. Je nach Art und Dauer einer Strahlenexposition können jedoch Gesundheitsschäden entstehen, die im Allgemeinen erst nach Verzögerungen von Tagen bis Jahren in Erscheinung treten. Für direkte Schutzmaßnahmen gegen die Strahlenwirkungen ist es dann häufig zu spät, sodass nur noch versucht werden kann, den Krankheitsverlauf mit medizinischen Mitteln günstig zu beeinflussen. Der hier gemeinte Strahlenschutz befasst sich jedoch nicht mit der medizinischen Behandlung, sondern mit der Verhütung von Strahlenschäden durch geeignete Maßnahmen und technische Vorkehrungen. Diese beruhen auf wissenschaftlichen Untersuchungen der Strahlenwirkungen und langjährigen Erfahrungen beim Umgang mit Strahlungsquellen.

Zum besseren Verständnis der praktischen Strahlenschutzmaßnahmen werden im Folgenden zunächst einige grundlegende Zusammenhänge der Strahlenphysik und Strahlenbiologie erläutert, bevor in den Kapiteln zur Strahlungsmessung, zu den Schutzmaßnahmen sowie zu den Rechtsvorschriften das eigentliche Thema Strahlenschutz behandelt wird. Dabei werden nur solche Strahlungsquellen berücksichtigt, bei denen die Energie der Strahlung etwa 100 MeV nicht überschreitet.

2

Aufbau der Materie

Materie ist aus Atomen aufgebaut. Diese bestehen, wie in Bild 2.1 modellmäßig dargestellt, aus einem sehr kleinen Atomkern, der fast die gesamte Masse enthält, und einer sehr leichten Atomhülle, durch die das Atomvolumen bestimmt ist. Der Atomkern ist elektrisch positiv geladen, wobei die Ladungsmenge durch die Anzahl der in ihm enthaltenen Protonen gegeben ist, die jeweils mit einer Elementarladung behaftet sind. Ein neutrales Atom enthält in der Atomhülle eine gleich große Anzahl negativ geladener Elektronen sowie positiv geladener Protonen im Kern. Im Unterschied zur in Bild 2.1 gewählten Darstellung nimmt der wirkliche Atomkern innerhalb der durch die elektrischen Felder von Protonen und Elektronen erfüllten Atomhülle einen sehr viel kleineren Raum ein. Infolgedessen ist die dichte Packung von Atomen in fester Materie nur gegenüber anderen Atomen undurchlässig, während sie gegenüber schnell fliegenden Elementarteilchen wie Elektronen, Protonen oder Neutronen wegen der relativ großen Zwischenräume zwischen Atomkernen und Hüllenelektronen weitgehend durchlässig wirkt. Ein chemisches Element ist durch die Anzahl Z der Elektronen in der Hülle bzw. der Protonen im Kern (Kernladungszahl) charakterisiert, z. B. Wasserstoff: $Z = 1$, Sauerstoff: $Z = 8$, Eisen: $Z = 26$ (siehe Anhang 15.13¹⁾). Die chemischen Elemente sind im sogenannten Periodensystem entsprechend ihrer Kernladungszahl angeordnet, die deshalb auch als Ordnungszahl bezeichnet wird. Das in der Natur vorkommende Element mit der höchsten Kernladungszahl ist Uran ($Z = 92$). Künstlich wurden Transurane mit Kernladungszahlen bis über 115 hergestellt.

Außer den Protonen enthält der Atomkern eine vergleichbare Anzahl etwa gleich schwerer Kernteilchen, die elektrisch ungeladen (neutral) sind und Neutronen genannt werden. Protonen und Neutronen werden gemeinsam als Nukleonen bezeichnet.

¹ Bei Verweisen auf Anhang 15.1, Anhang 15.2, Anhang 15.3 etc. sind die numerisch sortierten Tabellen und Diagramme in Kapitel 15, „Anhang: Tabellen und Diagramme“, gemeint.

net. Die Nukleonenzahl A , auch Massenzahl genannt, ist demnach gleich der Summe aus der Anzahl Z der Protonen und der Anzahl N der Neutronen ($A = Z + N$). In Bild 2.1 ist durch unterschiedlich weite Elektronenbahnen symbolisch dargestellt, dass sich die Elektronen in der Atomhülle in verschiedenen Abständen um den Atomkern bewegen, wobei sie mit unterschiedlichen Kräften an ihn gebunden sein können. Die Bahnen veranschaulichen damit bestimmte Zustände der Elektronen in der Atomhülle, die dadurch gekennzeichnet sind, dass zur Elektronenablösung vom Atom unterschiedliche Energien zugeführt werden müssen (Bindungsenergien). Es ist üblich, die Bahnen gemäß ihrer Bindungsenergien bestimmten Elektronenschalen zuzuordnen, die von innen nach außen mit den Buchstaben K, L, M, ... usw. bezeichnet werden. In ähnlicher Weise kann auch der Atomkern durch charakteristische Bewegungs- und Anregungszustände der Nukleonen (Energiezustände) gekennzeichnet werden, wobei zwischen Grundzustand und „angeregten“ Zuständen zu unterscheiden ist (siehe Bild 4.2 und Bild 4.3).

Ein Atomkern ist durch die Kernladungszahl Z und die Nukleonenzahl A gekennzeichnet. In der physikalischen Schreibweise für einen Atomkern X wird dazu die Kernladungszahl unten links und die Nukleonenzahl oben links neben das Elementsymbol gesetzt (A_ZX , z. B. ${}^{60}_{27}\text{Co}$). Zumeist wird Z weggelassen, da die Kernladungszahl bereits durch das Elementsymbol bestimmt ist (${}^{60}\text{Co}$). Eine ebenfalls gebräuchliche Schreibweise setzt die Nukleonenzahl hinter das Elementsymbol (z. B. Co-60 oder Co 60).

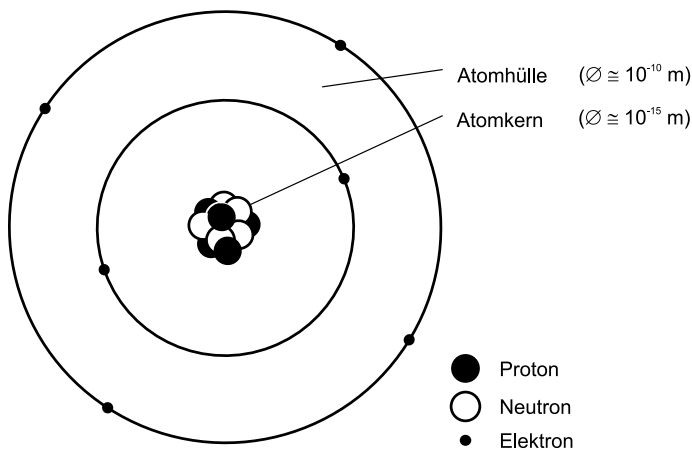


Bild 2.1 Schematische Darstellung eines Atoms

Wenn Atomkerne untereinander sowohl die gleiche Ordnungszahl Z als auch die gleiche Massenzahl A haben, gehören sie zur gleichen Atomart, die als Nuklid bezeichnet wird. Atomarten, bei denen nur die Anzahl der Protonen gleich ist, heißen Isotope des Elements mit der Kernladungszahl Z , z. B. Cs-134 und Cs-137. Für Nuklide mit Atomker-

nen gleicher Massenzahl A wird der Begriff Isobare verwendet, z. B. P-32 und S-32. Durch den Buchstaben m oben rechts neben dem Elementsymbol werden Atomarten gekennzeichnet, deren Atomkerne sich in sogenannten metastabilen Energiezuständen befinden (${}^A_ZX^m$, z. B. ${}^{137}_{56}\text{Ba}^m$ bzw. Ba-137m). Als metastabil wird hier ein angeregter Zustand des Kerns bezeichnet, dessen mittlere Lebensdauer (siehe Abschnitt 4.1.3) so groß ist, dass dieser Atomkern in der Praxis als eigenständiges Nuklid betrachtet werden kann (Isomer).

Die Masse eines Atomkerns ist, was nach klassischen Gesetzen nicht zu erwarten wäre, stets kleiner als die Summe der Massen seiner Bestandteile. Diese Massendifferenz, der sogenannte Massendefekt, stellt nach der Einsteinschen Relativitätstheorie, welche Masse und Energie als äquivalent betrachtet, ein Maß für die Bindungsenergie des Atomkerns dar, in der sich die starken Massenanziehungskräfte geringer Reichweite zwischen den Bestandteilen des Atomkerns ausdrücken, die den Atomkern zusammenhalten.

Für die Masse m_a eines Atoms ergibt sich bei allen Nukliden ein sehr kleiner Zahlenwert (z. B. $m_{\text{H}-1} = 1,6735 \cdot 10^{-24}$ g). Um das Rechnen mit derart kleinen Zahlenwerten zu vermeiden, wird anstelle der Atommasse m_a die sogenannte relative Atommasse A_r verwendet, die als dimensionslose Zahl das Verhältnis der Atommasse m_a zu einer Bezugsmasse m_u (Atommassenkonstante) bezeichnet ($A_r = m_a/m_u$). Als Bezugsmasse dient heute der 12. Teil der Masse eines Atoms des Nuklids C-12, d. h., $m_u = 1,66054 \cdot 10^{-24}$ g. Mit der relativen Atommasse und der Atommassenkonstanten gilt für die Masse M von N Atomen eines Nuklids folgende Formel:

$$M = N \cdot A_r m_u \quad (2.1)$$

Da die meisten chemischen Elemente in unserer Natur Gemische mehrerer Isotope sind, ergibt sich die mittlere relative Atommasse \bar{A}_r eines Elements aus den relativen Häufigkeiten h_i des natürlichen Vorkommens der stabilen Isotope auf der Erde und ihren relativen Atommassen A_{ri} gemäß folgender Formel:

$$\bar{A}_r = \sum_i h_i \cdot A_{ri} \quad (2.2)$$

Die relativen Atommassen der Nuklide sind der Fachliteratur zu entnehmen. In Anhang 15.13 sind die mittleren relativen Atommassen der Elemente für die in der Natur vorkommende Isotopenzusammensetzung angegeben.

Fachliteratur

[aud17], [eva82], [fri14], [iup16], [kra12], [mus95], [pov14]

Online-Nukleardaten/Programm-Service

[iupac], [ndc]

3

Strahlungsarten

3.1 Materiestrahlung

Als materielle Strahlungsteilchen (Korpuskularstrahlung) werden mit hoher Geschwindigkeit den Raum durchsetzende kleinste Teilchen, insbesondere Bestandteile des Atoms, bezeichnet, die eine Ruhemasse besitzen. Die wichtigsten materiellen Strahlungsteilchen sind schnell fliegende Elektronen (e), Protonen (p), Neutronen (n) sowie Alphateilchen (α). Unter einem Alphateilchen wird dabei ein Teilchen verstanden, das aus zwei Protonen und zwei Neutronen besteht, die gemeinsam als besonders stabiles Gebilde aus einem größeren Atomkern ausgestoßen werden. Die bei Umwandlungen von Atomkernen ausgestoßenen Elektronen werden als Betateilchen (β) bezeichnet.

3.2 Wellenstrahlung

Ähnliche Wirkungen wie durch materielle Strahlungsteilchen können auch durch schnelle periodische Änderungen (Schwingungen) von elektrischen und magnetischen Kraftfeldern verursacht werden, die sich im Raum ausbreiten (elektromagnetische Welle, siehe Bild 3.1). Wie bei anderen Wellenbewegungen besteht auch hier zwischen der Ausbreitungsgeschwindigkeit c , der Wellenlänge λ (Abstand benachbarter Wellenberge) und der Frequenz f (Anzahl der Schwingungen pro Zeitintervall = Schwingungszahl) die Beziehung

$$c = \lambda \cdot f \quad (3.1)$$

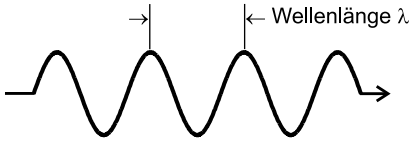


Bild 3.1 Schematische Darstellung der elektromagnetischen Wellenstrahlung: Der Wellenzug veranschaulicht die periodische Zu- und Abnahme des elektromagnetischen Kraftfeldes in einem Wellenpaket, das mit Lichtgeschwindigkeit an einem Punkt vorbeiläuft.

Die folgenden Ausführungen beschränken sich auf elektromagnetische Wellen mit Wellenlängen von weniger als 10^{-9} m (siehe Anhang 15.3 und Anhang 15.4), da solche mit größeren Wellenlängen (sichtbares Licht: ca. $0,5\ \mu\text{m}$, Wärmestrahlung: ca. $0,1\ \text{mm}$, Radarstrahlen: ca. $10\ \text{cm}$, Radiowellen: ca. $100\ \text{m}$) keine Strahlenschäden im hier gemeinten Sinne verursachen. Kurzwellige elektromagnetische Wellen lassen sich auch als teilchenhafte Wellenpakete, Photonen genannt, auffassen, weil sie wie Teilchen auf die Materie einwirken können. Photonen haben keine Ruhemasse. Sie transportieren nur Energie (siehe Abschnitt 3.3), wobei sie sich geradlinig mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten, die im Vakuum etwa $c = 299\,792\ \text{km/s}$ beträgt.

Nach ihrer Entstehung wird bei der hier betrachteten elektromagnetischen Wellenstrahlung zwischen Gammastrahlung (γ) und Röntgenstrahlung (X) unterschieden. Gammastrahlung wird aus radioaktiven Atomkernen emittiert. Röntgenstrahlung entsteht bei Elektronenübergängen in der Atomhülle sowie beim Auftreffen schnell bewegter geladener Teilchen, insbesondere Elektronen, auf Materie (z. B. Wolframtarget in Röntgenröhren). Die bei dem zuletzt genannten Wechselwirkungsprozess entstehende Röntgenstrahlung wird auch als Bremsstrahlung bezeichnet.

3.3 Eigenschaften der Strahlung

Das Verhalten materieller Strahlungsteilchen ist durch ihre Bewegungsenergie, ihre Masse und ihre elektrische Ladung gekennzeichnet. Die Bewegungsenergie oder kinetische Energie E_k bzw. das Arbeitsvermögen eines bewegten Teilchens mit der Masse m ist, solange die Geschwindigkeit v klein gegen die Lichtgeschwindigkeit c bleibt, durch folgende Beziehung gegeben:

$$E_k = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 \quad (3.2)$$

Wenn sich die Teilchengeschwindigkeit der Lichtgeschwindigkeit nähert, gilt nach der Einsteinschen Relativitätstheorie folgende Formel:

$$E_k = \left(\frac{m}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} - m \right) \cdot c^2 \quad (3.3)$$

Darin wird der Quotient $m/\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}$ im Unterschied zur Ruhemasse m auch als relativistische Masse bezeichnet, die mit zunehmender Geschwindigkeit größer wird. $m \cdot c^2$ ist die sogenannte Ruheenergie, die einem ruhenden Teilchen ($v = 0$) mit der Ruhemasse m entspricht. Wegen der sehr kleinen Teilchenmassen werden Bewegungs- und Ruheenergie von Strahlungsteilchen nicht in der technischen Energieeinheit Joule (J), sondern in der atomphysikalischen Einheit Elektronvolt (eV) bzw. Vielfachen davon (keV, MeV, GeV) angegeben. 1 eV ist die Bewegungsenergie eines Elektrons nach Durchlaufen eines elektrischen Spannungsgefälles im Vakuum von 1 Volt. Die Bedeutung der Vorsätze k, M und G kann aus Anhang 15.3 entnommen werden. Es gilt zahlenmäßig $1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ (siehe Anhang 15.7). Für die Ruhemassen und -energien der Atombestandteile gelten die in Tabelle 3.1 angegebenen Werte.

Tabelle 3.1 Ruheenergien und Ruhemassen der Atombestandteile

Teilchen	Energie in MeV	Masse in kg
Elektron	0,511	$9,1094 \cdot 10^{-31}$
Proton	938,272	$1,6726 \cdot 10^{-27}$
Neutron	939,565	$1,6749 \cdot 10^{-27}$

Für die Berechnung der Bewegungsenergie von Photonen lassen sich die vorangegangenen Berechnungsformeln nicht anwenden, da Photonen keine Ruhemasse haben und sich stets mit Lichtgeschwindigkeit bewegen. Die Bewegungsenergie von Photonen ist vielmehr proportional zur Frequenz der Wellen, bzw. gemäß Formel 3.1 umgekehrt proportional zur Wellenlänge.

$$E_k = h \cdot f = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad (3.4)$$

Darin ist h eine zuerst von Planck angegebene Konstante, das Plancksche Wirkungsquantum ($h = 4,136 \cdot 10^{-15} \text{ eVs}$). Mit dieser Formel lässt sich die Energie von Photonen (ebenfalls im Energiemaß eV bzw. keV oder MeV) berechnen, wenn die Wellenlänge λ bzw. Frequenz f der Wellen bekannt ist. Umgekehrt wird die zu einer bekannten Photonenenergie E_k in keV gehörende Frequenz f in 1/s bzw. Wellenlänge λ in nm (im Vakuum) aus folgenden Zahlenwertgleichungen ermittelt:

$$f = \frac{E_k}{h} = 2,418 \cdot 10^{17} \cdot E_k \quad (3.5)$$

$$\lambda = \frac{h \cdot c}{E_k} = 1,240/E_k \quad (3.6)$$

Die Energien von materiellen Teilchen und Photonen, die von praktisch gebräuchlichen radioaktiven Stoffen emittiert werden, liegen im Allgemeinen zwischen etwa 5 keV und 10 MeV. Bei Röntgenröhren stimmt die maximale Photonenenergie (Grenzenergie) in keV wertmäßig mit der Spannung der Röntgenröhre in kV überein, die im Allgemeinen zwischen 10 kV und 500 kV liegt. Mit Beschleunigern können auch Teilchenenergien von vielen GeV erreicht werden.

Fachliteratur

[ber24], [bia18], [das03], [eva82], [fri14], [gai16], [kam14], [kra19], [kri23], [leo94], [mar13], [may02], [mus95], [pet19], [pov14], [rum24], [tur22]

Online-Nukleardaten/Programm-Service

[amdc], [ciaaw], [iupac], [psi], [ptable], [usndp]

4

Strahlungsquellen

4.1 Radioaktive Stoffe

4.1.1 Aktivität

Radioaktive Strahlungsquellen sind Substanzen, bei denen infolge von Kernprozessen aus einzelnen Atomkernen spontan, d. h. ohne äußere Einwirkung, Photonen und materielle Teilchen, beide kurz Strahlungsteilchen genannt, ausgestoßen werden. Die durchschnittliche Anzahl ΔN solcher Kernprozesse, die sich in einem kleinen Zeitintervall Δt in einer Menge von Atomen vollziehen, geteilt durch das Zeitintervall, wird als Aktivität bezeichnet.

$$A = \frac{\Delta N}{\Delta t} \quad (4.1)$$

Die Einheit der Aktivität ist das Becquerel (Bq), wobei $1 \text{ Bq} = 1$ Kernprozess pro Sekunde ist. Früher war die Einheit Curie (Ci) gebräuchlich. Es gilt: $1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$, was etwa der Aktivität von 1 g Radium entspricht. Radium wurde als Vergleichselement gewählt, weil es die ersten stärkeren radioaktiven Quellen lieferte und dank seiner großen Halbwertszeit von 1600 Jahren (siehe Abschnitt 4.1.3) praktisch eine nahezu konstante Aktivität besitzt.

Da in der Praxis mit Aktivitäten bis etwa 10^{15} Bq zu rechnen ist, sind außer den Grundeinheiten auch noch typische Vielfache bzw. Bruchteile dieser Einheiten in Gebrauch, z. B. TBq, GBq, MBq bzw. kCi, mCi, μCi (siehe Anhang 15.3 und Anhang 15.9).

4.1.2 Kernprozesse

Bei spontanen Kernprozessen gelangen Atomkerne von einem weniger stabilen Zustand in einen stabileren Zustand, indem sie sich entweder in Kerne anderer Nuklide umwandeln (radioaktive Umwandlung) oder von einem metastabilen Zustand in einen energetisch niedrigeren Zustand übergehen (isomerer Übergang). Dabei können materielle Teilchen ausgestoßen oder Photonen abgestrahlt werden (siehe Bild 4.1).

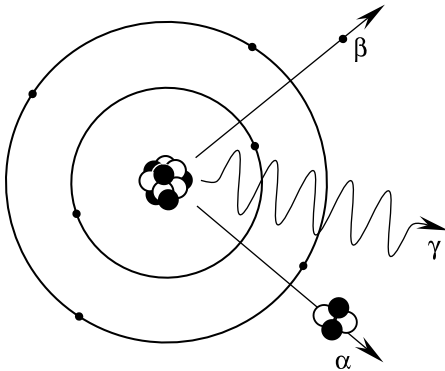


Bild 4.1 Schematische Darstellung der Strahlungsemission aus dem Atomkern

Bei den schweren Atomkernen ($A > 200$) werden vielfach Alphateilchen (α) emittiert (Alphazerfall). Bei leichteren Kernen führen radioaktive Prozesse fast immer zur Emission von Betateilchen (β), deren Ladung sowohl negativ als auch positiv sein kann (Betazerfall). Die Emission eines negativen Betateilchens (β^- , Negatron), das an sich kein stabiler Bestandteil des Kerns ist, lässt sich dabei als Folge der Umwandlung eines Neutrons in ein Proton und ein Elektron innerhalb des Kerns deuten ($n \rightarrow p^+ + \beta^-$). Die Emission eines positiven Betateilchens (β^+ , Positron) folgt entsprechend aus der Umwandlung eines Protons in ein Neutron ($p^+ \rightarrow n + \beta^+$). Der β^+ -Zerfall tritt nur bei künstlich radioaktiven Stoffen auf. Die Umwandlung von Proton in Neutron ist auch über die Aufnahme eines Elektrons aus der Atomhülle in den Kern möglich (Elektroneneinfang) ($p^+ + e^- \rightarrow n$). Dieser Prozess, der üblicherweise mit dem Symbol ϵ gekennzeichnet wird, tritt bevorzugt bei Atomkernen mit Massenzahlen $A > 60$ auf.

Häufig befindet sich der Atomkern nach einer radioaktiven Umwandlung zunächst noch in einem metastabilen, energetisch angeregten Zustand, aus dem er erst durch Emission eines oder mehrerer Photonen (Gammaquanten) in den Grundzustand übergehen kann. Der isomere Übergang wird mit dem Symbol IT gekennzeichnet. Auf die Primär-Alpha- oder Betaemission folgt somit unmittelbar anschließend eine Gammaemission bzw. eine Kette von mehreren Gammaemissionen, bis der Grundzustand

des Folgekerns erreicht ist. Bei einigen Radionukliden verlaufen die Emissionsvorgänge auch über metastabile Zwischenzustände, d. h. angeregte Zustände eines Atomkerns mit einer merklichen Lebensdauer. Die Summe aller während einer Emissionsfolge umgesetzten Energiebeträge ist stets gleich dem Energieunterschied zwischen dem Energiezustand des Kerns vor und nach dem radioaktiven Kernprozess.

Einen Überblick über die bei radioaktiven Kernprozessen ablaufenden Energieänderungen und Teilchenemissionen bietet das Schema der Energieübergänge in Bild 4.2 und Bild 4.3. Darin sind die Energiezustände des angeregten Folgekerns durch übereinander angeordnete, horizontale Niveaulinien wiedergegeben, deren Abstände den Energieunterschieden zwischen den angeregten Zuständen entsprechen. Die Länge des senkrechten Übergangspfeils zwischen zwei solchen Niveaulinien bemisst die beim Übergang freigesetzte Gammaenergie. Außer der Niveaulinie für den Folgekern ist das Energieniveau des radioaktiven Ausgangskerns eingetragen. Die Kernumwandlungen (Alpha-, Betazerfall, Elektroneneinfang) sind durch schräge Pfeile eingezeichnet, wobei die Nuklide von links nach rechts mit zunehmender Ordnungszahl angeordnet sind. Der Zahlenwert am Übergangspfeil bezeichnet die Emissionswahrscheinlichkeit (in %), im Folgenden Teilchenausbeute genannt. Der Zahlenwert gibt dementsprechend an, wie viele zugehörige Strahlungsteilchen mit der entsprechenden Energie durchschnittlich pro 100 Kernprozesse emittiert werden (siehe auch Anhang 15.15). Derartige Häufigkeitsverteilungen für die unterschiedlichen Energien der Strahlungsteilchen werden Energiespektren genannt (siehe Bild 4.4 und Bild 4.5).

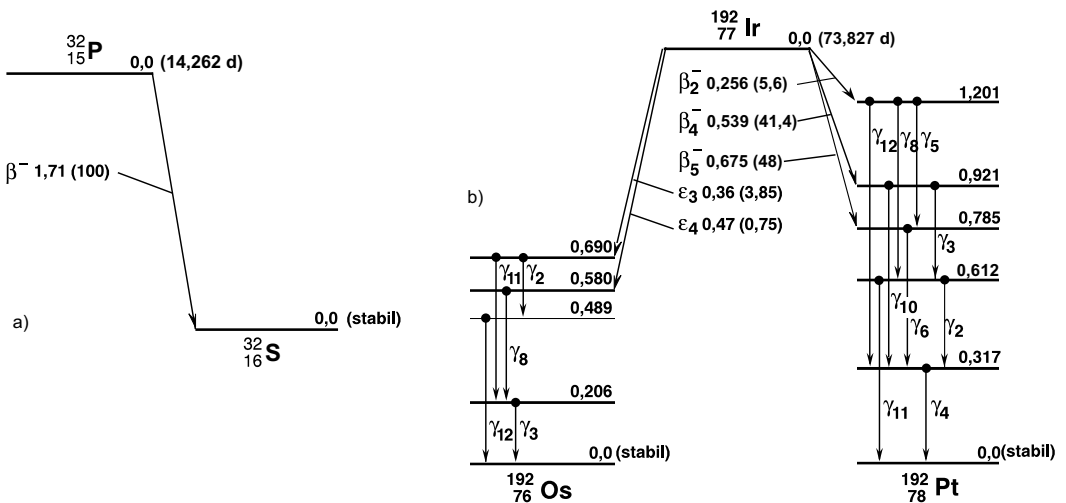


Bild 4.2 Schematische Darstellung von Kernprozessen (Anregungsenergien in MeV, Zahlenwerte in Klammern: Teilchenausbeute in %); a) β^- -Übergang bei P-32; b) Übergangsschema bei Ir-192

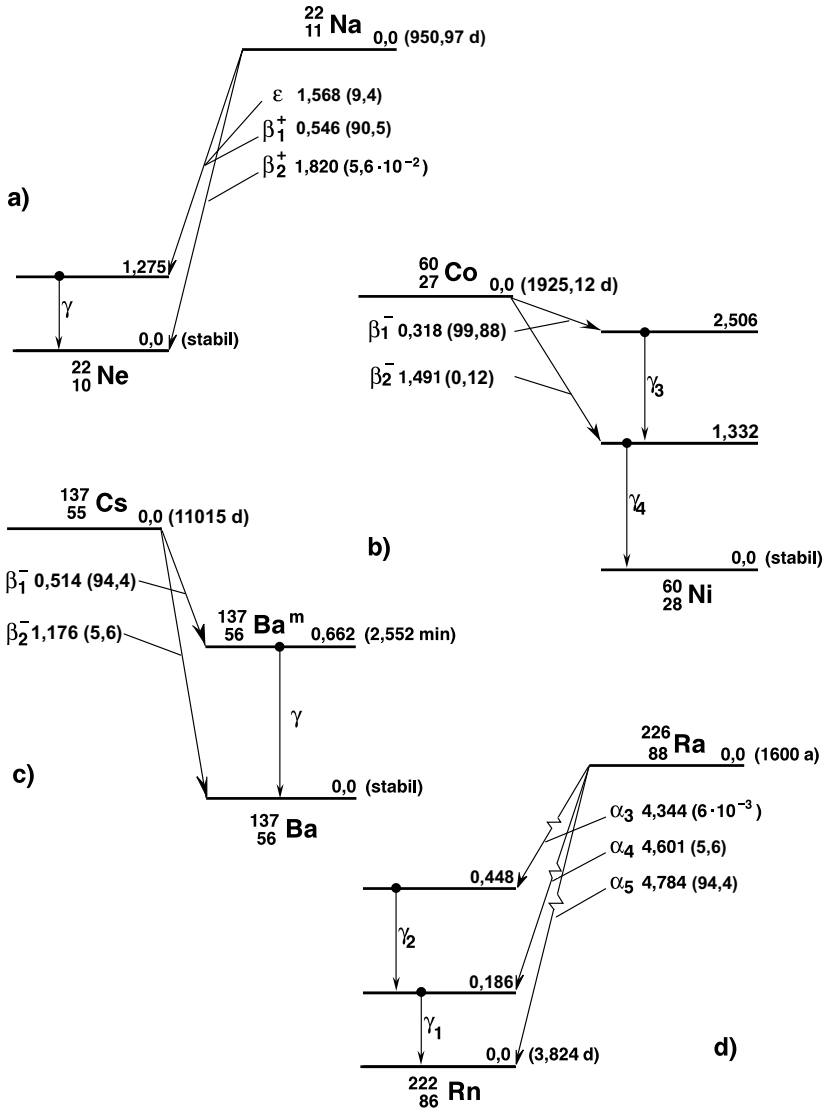


Bild 4.3 Schematische Darstellung von Kernprozessen (Anregungsenergien in MeV, Zahlenwerte in Klammern: Teilchenausbeuten in %); Übergänge bei a) Na-22; b) Co-60; c) Cs-137; d) Ra-226

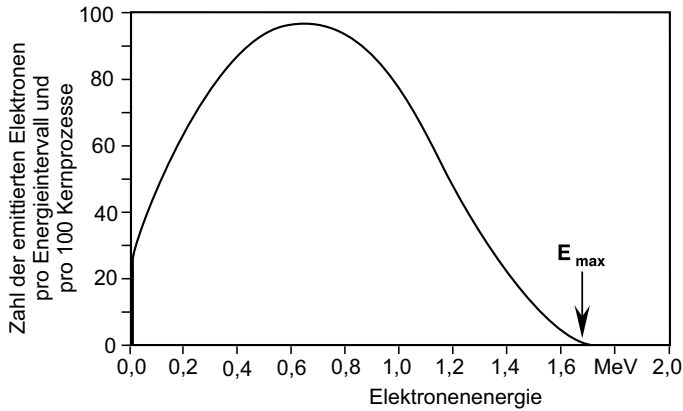


Bild 4.4 Energiespektrum der Betastrahlung von P-32 (siehe Bild 4.2a)
[eva82, man72, may02]

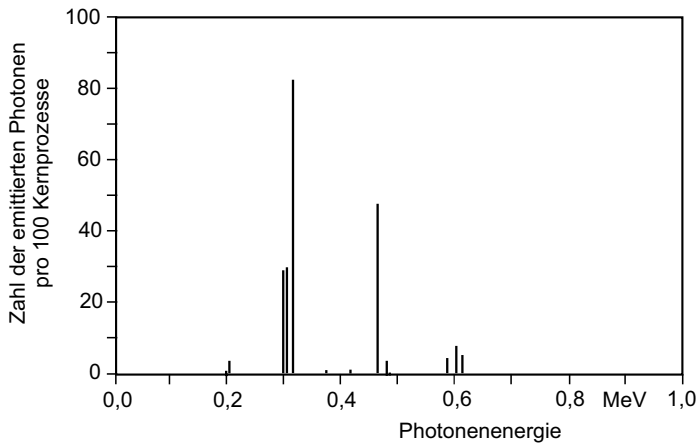


Bild 4.5 Energiespektrum der Gammastrahlung von Ir-192 (siehe Bild 4.2b)
[icrp83b, nndc, ptb00c]

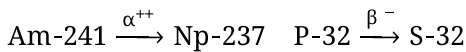
Betateilchen nehmen im Gegensatz zu Alphateilchen nur einen Teil des Energieunterschieds zwischen zwei Kernzuständen auf, während die restliche Energie auf ein für den praktischen Strahlenschutz unwesentliches Teilchen (Neutrino bei β^+ -Zerfall, Antineutrino bei β^- -Zerfall) übertragen wird. In Bild 4.4 ist ein Beispiel für das dabei entstehende Energiespektrum der Betastrahlung wiedergegeben, dem ein einzelner Betaübergang zugrunde liegt. Zur Kennzeichnung eines solchen Betaspektrums wird zumeist nur die Maximalenergie E_{\max} der Betateilchen (Betaenergie) angegeben, die dem zugehörigen Übergang zwischen zwei Energieniveaus im Atomkern entspricht (siehe Bild 4.2a). Da beim β^+ -Zerfall neben dem β^+ -Teilchen jeweils auch noch ein Hüllenelektron abgegeben wird, entspricht die Energiedifferenz der Niveaulinien in die-

sem Fall nicht der Betaenergie. Diese ergibt sich erst nach Abzug der Ruheenergien der beiden Elektronen von zusammen 1,022 MeV (siehe Bild 4.3a). Bei vielen Radionukliden sind mehrere Betaübergänge möglich, wobei verschiedene Emissionswahrscheinlichkeiten bestehen (siehe Bild 4.2b und Bild 4.3), sodass mehrere Betaenergien mit unterschiedlichen Häufigkeiten vorkommen.

Da die Emission von Alpha- und Betateilchen mit einer Änderung der Protonenzahl Z im Kern verbunden ist, führt die Emission dieser Teilchen stets zu einer Kernumwandlung, d. h. zu einem neuen Kern eines anderen chemischen Elements. Für die charakteristischen Zahlen Z und A der Nuklide gelten allgemein die folgenden Umwandlungsregeln.

$$\begin{array}{ll} \alpha\text{-Zerfall:} & (A, Z) \rightarrow (A - 4, Z - 2) \\ \beta^- \text{- Zerfall:} & (A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) \\ \beta^+ \text{- Zerfall:} & \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} (A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) \\ \text{Elektroneneinfang:} & \end{array}$$

So entsteht z. B. durch Alphaemission von Americium ($Z = 95$) ein Atomkern des Elements Neptunium ($Z = 93$) und durch Betaemission von Phosphor ($Z = 15$) ein Kern des Elements Schwefel ($Z = 16$) (siehe Bild 4.2a).



Die Energiespektren von Alpha- und Gammastrahlung haben im Unterschied zu den Spektren der Betastrahlung eine Linienstruktur, da diese Strahlungsteilchen stets nur mit den Energien emittiert werden, die den für das Nuklid charakteristischen möglichen Übergängen zwischen den Kernzuständen entsprechen. In Folge eines Alpha- oder Betazerfalls gibt ein entstehender angeregter Folgekern seine Energie häufig stufenweise über mehrere Gammaübergänge ab, sodass neben dem Alpha- oder Betateilchen praktisch gleichzeitig noch mehrere Photonen mit verschiedenen Energien und Häufigkeiten emittiert werden. Bild 4.5 zeigt die wichtigsten beim Zerfall des Radionuklids Ir-192 auftretenden Photonenenergien, wobei die Höhe der Linien die Häufigkeit ihres Auftretens gemäß den in Anhang 15.15 angeführten Teilchenausbeuten angibt.

Angeregte Atomkerne können ihre Anregungsenergie auch auf Hüllenelektronen übertragen, sodass bei diesem Prozess (innere Konversion) anstelle von Gammaquanten sogenannte Konversionselektronen emittiert werden, die im Gegensatz zu Betateilchen monoenergetisch sind.

Beim Elektroneneinfang wird praktisch nur eine kaum messbare elektromagnetische Wellenstrahlung (interne Bremsstrahlung) aus dem Atomkern emittiert. Allerdings entsteht beim Wiederauffüllen der durch das eingefangene Elektron entstandenen Lücke in der Atomhülle die für das Folgeatom charakteristische Röntgenstrahlung

(Fluoreszenzstrahlung). Anstelle dieser Röntgenstrahlung können auch Hüllenelektronen (Auger-Elektronen) mit bestimmten Energien ausgesandt werden.

Bei einem isomeren Übergang bleibt die Kernart (Nuklid) erhalten, weil sich dabei lediglich der Energiezustand des Kerns ändert.

Eine nur sehr selten vorkommende Zerfallsart ist die spontane Kernspaltung bei den schwersten Elementen, insbesondere Uran. Dabei zerfällt der Kern in zwei mittelschwere Bruchstücke. Zugleich werden im Durchschnitt etwa zwei bis drei Neutronen und einige Photonen und Betateilchen emittiert.

4.1.3 Halbwertszeit

Da jeder Atomkern nur einmal einen bestimmten radioaktiven Kernprozess erfahren kann, nimmt die Anzahl der in einer Substanz noch vorhandenen radioaktiven Atomkerne gemäß der Häufigkeit der Kernprozesse ab. Die relative Wahrscheinlichkeit für das Eintreten dieser Prozesse ist in gleichen Zeitintervallen gleich groß, sodass sich die Anzahl der noch vorhandenen radioaktiven Atomkerne in gleichen Zeitintervallen jeweils um den gleichen Bruchteil verringert. Das Zeitintervall, in dem sich die Anzahl der radioaktiven Atome und damit auch die Aktivität der jeweils vorhandenen Atomanzahl auf die Hälfte verringert hat, wird Halbwertszeit T des Radionuklids genannt. Demnach nimmt die Aktivität A nach einer Anzahl n von verstrichenen Halbwertszeiten (im Zeitraum t) auf den Bruchteil $1/2^n$ der Anfangsaktivität A_0 ab. Zahlenwerte von A/A_0 können für ganzzahlige n ($= t/T$) aus Anhang 15.5 entnommen werden. Allgemein kann die Aktivität mithilfe der folgenden Exponentialfunktionen berechnet werden:

$$A = A_0 \cdot 2^{-t/T} = A_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (4.2)$$

Darin bezeichnet e die Basis der natürlichen Logarithmen und λ die Zerfallskonstante ($\lambda = (\ln 2)/T$). Der Kehrwert der Zerfallskonstanten wird als mittlere Lebensdauer bezeichnet und gibt die Zeitspanne an, in der die Aktivität auf den Bruchteil $1/e = 0,368$ abgefallen ist. Verhältnisse A/A_0 können für vorgegebene Werte von t/T bzw. $\lambda \cdot t$ auch aus Anhang 15.6 abgelesen werden.

Bild 4.6 zeigt die zeitliche Abnahme der Aktivität von Co-60 und Cs-137, deren Halbwertszeiten sich etwa um den Faktor 6 unterscheiden. Nach 30 Jahren ist die Cs-Aktivität mit der größeren Halbwertszeit auf die Hälfte abgeklungen, während die Co-Aktivität nur noch etwa 1/53 der Anfangsaktivität beträgt. Wie ein Vergleich der beiden Diagramme a) und b) in Bild 4.6 zeigt, ergeben sich bei logarithmischer Aktivitätsskala geradlinige Aktivitätsverläufe, die eine besonders einfache Darstellung und genaue Ablesung auch bei kleinen Aktivitäten erlauben. Halbwertszeiten für einige praktisch bedeutsame Radionuklide sind in Anhang 15.15 wiedergegeben.

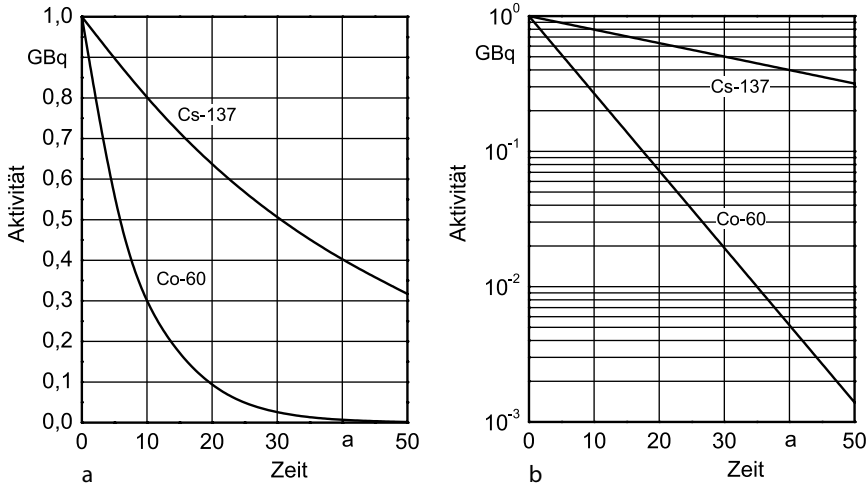
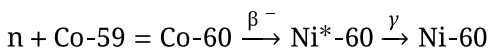


Bild 4.6 Zeitabhängigkeit der Aktivität von Co-60 ($T = 5,27$ Jahre) und Cs-137 ($T = 30,1$ Jahre): a) linearer Maßstab; b) logarithmischer Maßstab der Aktivität

4.1.4 Natürliche und künstliche Radioaktivität

Je nachdem, ob die Bereitschaft zur spontanen Emission bei der betreffenden Atomart von Natur aus vorhanden ist oder erst durch künstliche Einflüsse (Teilchenbeschuss im Beschleuniger, Kernspaltung im Kernreaktor, Atombombe) erzeugt wurde, wird zwischen natürlicher und künstlicher Radioaktivität unterschieden. Natürliche radioaktive Stoffe sind überwiegend schwere Atomkerne, deren Alphaemission häufig mit sehr großen Halbwertszeiten verbunden ist, oder aus diesen Atomkernen entstandene sekundäre Folgekerne. Die meisten in der Natur vorkommenden radioaktiven Atomkerne lassen sich in sogenannte Zerfallsreihen einordnen. So ist z. B. Ra-226 Glied in einer Kette von Kernumwandlungen, die vom Ausgangselement U-238 über Alpha- und Betaemissionen zum stabilen Endkern Pb-206 führt (siehe Bild 4.7). Außer den Radionukliden der drei bekannten natürlichen Zerfallsreihen, die von Uran-235, Uran-238 und Thorium-232 ausgehen, gibt es nur wenige natürlich radioaktive Stoffe (z. B. Kohlenstoff-14, Kalium-40, siehe Anhang 15.13).

Zur Erzeugung von (künstlicher) Radioaktivität können Substanzen in speziellen Vorrichtungen an Kernreaktoren mit Neutronen bestrahlt werden. So bildet sich z. B. durch Bestrahlung des natürlich vorhandenen stabilen Nuklids Co-59 das radioaktive Nuklid Co-60, das unter β^- -Emission in Ni-60 übergeht. Der Nickel-Kern befindet sich zunächst in einem Zwischenzustand (Ni^*), aus dem er erst nach praktisch gleichzeitiger Emission zweier Gammaquanten von 1,17 und 1,33 MeV in den stabilen Grundzustand übergeht (siehe Bild 4.3b):



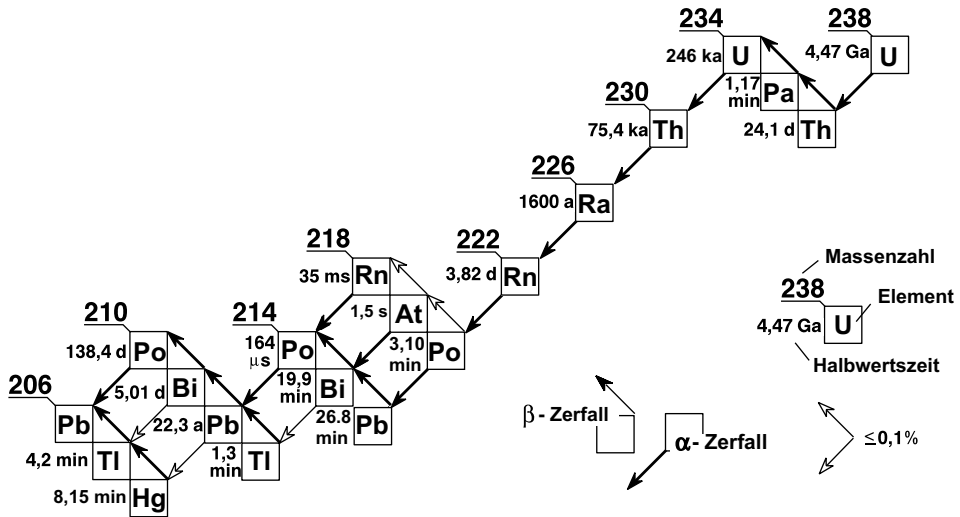


Bild 4.7 Natürliche Zerfallsreihe des Uran-238

Radionuklide können ferner aus den Spaltprodukten gewonnen werden, die bei der Spaltung von Uran (siehe Bild 5.7d) in einem Kernreaktor in großer Vielfalt entstehen. Auch mit Teilchenbeschleunigern lassen sich Radionuklide, insbesondere auch Positronenstrahler, erzeugen, indem energiereiche, elektrisch geladene Teilchen oder hochenergetische Photonen (mindestens etwa 8 MeV) auf die Substanzen geschossen werden.

Zur schnellen Information über die Eigenschaften der Nuklide können sogenannte Nuklidkarten dienen, in denen jedem Nuklid ein Platz in einem Koordinatensystem zugeordnet ist, bei dem auf der horizontalen Achse die Neutronenzahl und auf der vertikalen Achse die Protonenzahl aufgetragen ist. Bei den stabilen Nukliden sind dort in der Regel die relative Häufigkeit des Isotops im natürlichen Element sowie die Wahrscheinlichkeiten für bestimmte Kernreaktionen mit Neutronen (siehe Abschnitt 5.4) eingetragen. Bei den radioaktiven Nukliden werden die vorkommenden Kernprozesse und die Halbwertszeit sowie zumeist Energien emittierter Strahlungsteilchen aufgeführt [knco, mag22, sot24].

Sowohl bei natürlicher als auch bei künstlicher Radioaktivität sind Alpha-, Beta- und Gammastrahlung die am häufigsten auftretenden Strahlungsarten. Neutronen werden im Zusammenhang mit radioaktiven Kernumwandlungen bei einigen Radionukliden gelegentlich im Anschluss an einen β^- - bzw. β^+ -Prozess ausgestoßen. Mit größerer Ausbeute werden Neutronen praktisch nur bei der spontanen Kernspaltung der schwersten Elemente (z. B. Cm-242, Cf-252) sowie bei der künstlichen Kernspaltung (z. B. U-235) emittiert. Das für solche Neutronen typische Energiespektrum (Spaltspektrum) ist in Bild 4.8 wiedergegeben.

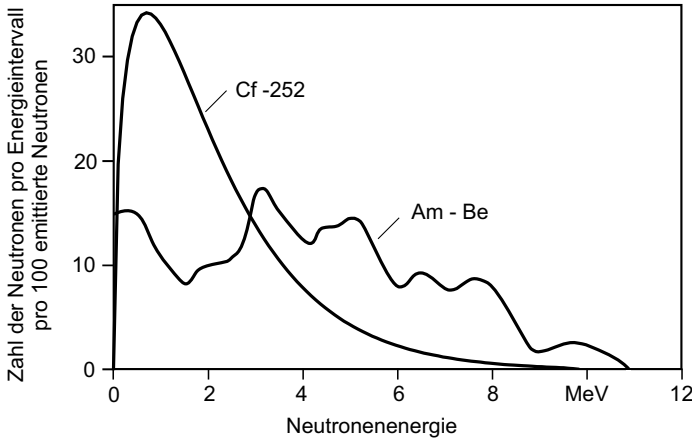


Bild 4.8 Energiespektren radioaktiver Neutronenquellen (Spaltspektrum von Cf-252, Am/Be-Quelle) [ale03, cie83, iaea02a]

Für praktische Anwendungen werden Neutronenquellen zumeist durch Mischung eines Alpha- oder Betastrahlung emittierenden radioaktiven Stoffs mit einer geeigneten Substanz hergestellt, aus deren Atomkernen diese Strahlungsteilchen beim Auftreffen bevorzugt Neutronen freisetzen. So wird z. B. in der Mischung eines Alphastrahlers, wie Ra-226, mit Be-9-Pulver durch die Alphastrahlung die Kernumwandlung $\text{Be-9} \rightarrow \text{C-12}$ ausgelöst (Schreibweise: ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$, siehe Abschnitt 5.4). Die dabei entstehenden Neutronen treten mit einer Energieverteilung auf, die bis etwa 12 MeV reicht (siehe Bild 4.8), und die ebenso wie die Neutronenausbeute merklich von den Abmessungen und der Beschaffenheit der Quelle abhängt. Die mittlere Energie von (α, n) -Quellen mit Beryllium liegt im Allgemeinen bei 4 bis 5 MeV. Auch mit Gammastrahlung können Kernreaktionen ausgelöst werden, bei denen freie Neutronen entstehen. Eine solche (γ, n) -Quelle ist z. B. eine Mischung aus Gammastrahlung emittierendem Sb-124 mit Be-9-Pulver, wobei nahezu monoenergetische Neutronen entstehen. Nachteilig ist bei den meisten dieser radioaktiven Neutronenquellen die häufig hohe Intensität der begleitenden Gammastrahlung (siehe Anhang 15.30).

4.1.5 Aktivitäten bei Umwandlungsreihen

In vielen Fällen sind die nach radioaktiven Kernprozessen entstehenden Folgekerne noch nicht endgültig stabil, sodass sich an die erste radioaktive Umwandlung noch weitere radioaktive Umwandlungen mit der Emission weiterer Strahlungsteilchen anschließen können. Wie aus der Umwandlungsreihe des U-238 in Bild 4.7 ersichtlich ist, kann dabei im Verlauf der Zeit ein Gemisch aus sehr unterschiedlichen Nukliden

mit Halbwertszeiten zwischen wenigen Sekunden und tausenden von Jahren entstehen. Die Aktivitäten der beteiligten Nuklide zu einem gegebenen Zeitpunkt werden dabei durch die Halbwertszeiten und die möglichen Umwandlungswege bestimmt.

Bei der Umwandlung eines radioaktiven Mutternuklids in ein radioaktives Tochternuklid nimmt die Anzahl der Atomkerne des Tochternuklids zunächst so lange stetig zu, bis der Verlust an Tochterkernen pro Zeitintervall durch radioaktive Umwandlungen ebenso groß geworden ist wie der Gewinn aus Umwandlungen der Mutterkerne, d. h. wenn die Aktivität des Tochternuklids ebenso groß geworden ist wie die des Mutternuklids. Falls die Halbwertszeit T_M des Mutternuklids gegenüber der des Tochternuklids (T_T) sehr groß ist, bleiben auch weiterhin beide Aktivitäten gleich groß, d. h., es gilt $A_T = A_M$, was nicht nur für das unmittelbar folgende, sondern, unter den genannten Bedingungen, auch für alle weiteren radioaktiven Tochternuklide gilt. Dieses sogenannte dauernde (säkulare) Gleichgewicht zwischen den Aktivitäten der beiden Nuklide wird praktisch nach einer Zeit erreicht, die etwa acht Halbwertszeiten des Tochternuklids entspricht (siehe Bild 4.9).

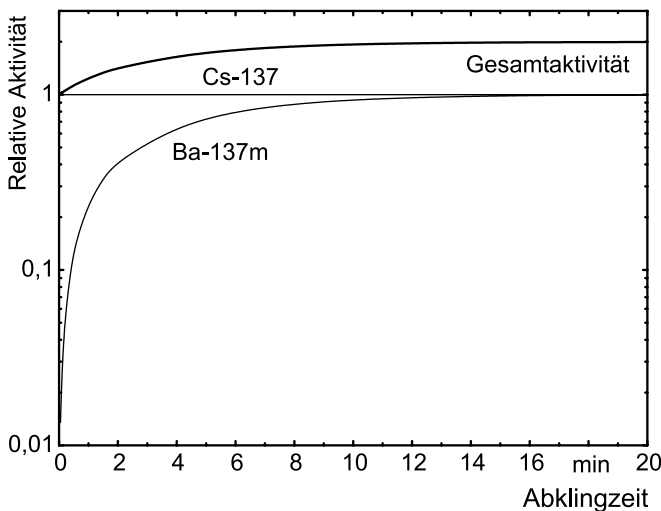


Bild 4.9 Dauerndes Gleichgewicht: Aktivitäten von Cs-137 (Mutter, $T = 30,1$ a) und Ba-137m (Tochter, $T = 2,55$ min) sowie die Gesamtaktivität in Abhängigkeit von der Zeit

Falls die Halbwertszeit des Tochternuklids gegenüber der des Mutternuklids nicht mehr vernachlässigbar klein ist, entsteht ein sogenanntes laufendes (transientes) Gleichgewicht (siehe Bild 4.10), bei dem die Aktivität des Tochternuklids zum Zeitpunkt t wie folgt zu berechnen ist:

$$A_{T,t} = A_{M,0} \cdot \frac{T_M}{T_M - T_T} \cdot 2^{-t/T_M} \quad (4.3)$$

Darin bezeichnet $A_{M,0}$ die Anfangsaktivität des Mutternuklids ($t = 0$). Für die Zeit t bis zum Erreichen des Gleichgewichts gilt in diesem Fall:

$$t \geq 8 \cdot T_M \cdot T_T / (T_M - T_T) \quad (4.4)$$

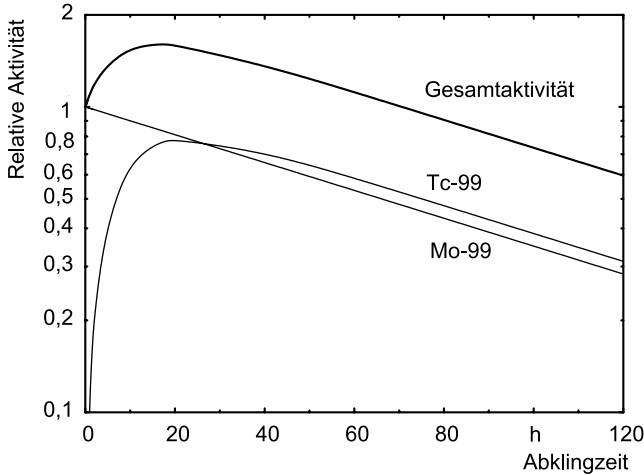


Bild 4.10 Laufendes Gleichgewicht: Aktivitäten von Mo-99 (Mutter, $T = 66$ h) und Tc-99 (Tochter, $T = 6$ h) sowie die Gesamtaktivität in Abhängigkeit von der Zeit

Ein radioaktives Gleichgewicht ist nicht möglich, wenn das Tochternuklid eine größere Halbwertszeit als das Mutternuklid hat, da sich dann die Atomkerne des Mutternuklids schneller in die des Tochternuklids umwandeln, als deren Anzahl durch radioaktive Umwandlung abnimmt. In diesem Fall haben sich die Atomkerne des Mutternuklids praktisch nach einem Zeitraum von etwa $t \geq 8 \cdot T_M$ weitgehend in die des Tochternuklids umgewandelt (siehe Bild 4.11). Danach gilt für die Tochteraktivität zum Zeitpunkt t :

$$A_{T,t} = A_{M,0} \cdot \frac{T_M}{T_T - T_M} \cdot 2^{-t/T_T} \quad (4.5)$$

Für eine Umwandlungsreihe aus mehreren aufeinander folgenden Radionukliden folgt daraus, dass sich hinter dem Nuklid mit der größten Halbwertszeit stets ein Gleichgewicht aller folgenden Aktivitäten einstellt. Gemäß Bild 4.7 folgen z. B. beim Ra-226 auf dessen radioaktive Umwandlung in Rn-222 noch acht weitere radioaktive Umwandlungen, bis das stabile Nuklid Pb-206 entstanden ist, wobei die größte Halbwertszeit mit 22,3 a von Pb-210 kleiner ist als die des Ra-226 mit 1600 a. Deshalb ergibt sich nach etwa 180 a ein laufendes Gleichgewicht mit allen Tochternukliden. Praktisch wird jedoch bereits nach etwa 30 Tagen ein nahezu dauerndes radioaktives Gleichgewicht mit den fünf nachfolgenden Tochternukliden bis zum Po-214 erreicht, und die Gesamtaktivität

in der Substanz ist dann schon mindestens sechsmal so groß wie zu Beginn. Dabei ist zu beachten, dass die Quellstärke der verschiedenen Strahlungsarten, d. h. die Anzahl der erzeugten Strahlungsteilchen pro Zeit, wegen der unterschiedlichen Beiträge der beteiligten Nuklide nicht im gleichen Maße zunimmt.

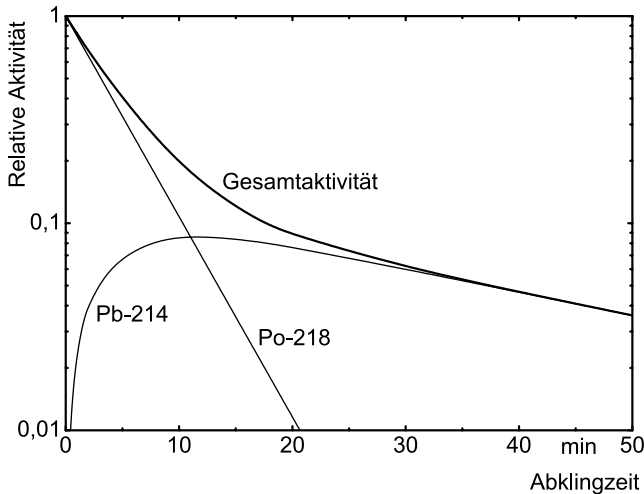


Bild 4.11 Kein Gleichgewicht: Aktivitäten von Po-218 (Mutter, $T = 3,05$ min) und Pb-214 (Tochter, $T = 26,8$ min) sowie die Gesamtaktivität in Abhängigkeit von der Zeit (siehe Bild 4.7)

Falls in einer radioaktiven Umwandlungsreihe kein radioaktives Gleichgewicht zu erwarten ist, müssen die Einzelaktivitäten der beteiligten Radionuklide mittels spezieller Formeln berechnet werden (siehe Formel 4.5).

4.1.6 Kenngrößen radioaktiver Stoffe

Die grundlegenden radiologischen Kenngrößen einer radioaktiven Substanz sind ihre Aktivität zu einem bestimmten Zeitpunkt, die Halbwertszeit der Aktivität sowie die Arten, Energien und Häufigkeiten der emittierten Strahlungsteilchen. Da Halbwertszeit sowie Strahlungsarten und -energien typische Eigenschaften bestimmter Atomkernarten sind, ist eine ausreichende Kennzeichnung einer radioaktiven Substanz zumeist bereits durch die Angabe des Symbols für das Nuklid (z. B. Co-60, Sr-90, Cs-137) und der Aktivität gegeben. Mit dem „Pluszeichen“ oder der Buchstabenfolge „sec“ hinter dem Radionuklidsymbol (z. B. Cs-137+, U-238sec) wird das Mutternuklid im säkularen Gleichgewicht mit den radioaktiven Tochternukliden gekennzeichnet. Bei radioaktiven Stoffen, die sich in der Umwelt ausbreiten können (offene radioak-

tive Stoffe), werden allerdings häufig noch zusätzliche Angaben über die physikalischen und chemischen Eigenschaften der Substanz benötigt, um die Gefährdungsmöglichkeiten abschätzen zu können.

Enthält eine radioaktive Substanz mehrere Radionuklide, so ist ihre Gesamtaktivität gleich der Summe der Teilaktivitäten aller Radionuklide. Es ist zu beachten, dass bei Aktivitätsangaben die Aktivität etwa vorhandener radioaktiver Folgeprodukte häufig nicht berücksichtigt wird. Zur vollständigen Kennzeichnung der radioaktiven Substanz ist in diesem Fall die Kenntnis des Zeitpunkts erforderlich, an dem die reine Muttersubstanz vorlag. Die zum Zeitpunkt der Anwendung vorhandenen Aktivitäten können dann gemäß Abschnitt 4.1.5 bestimmt werden.

Da radioaktive Stoffe häufig schon bei sehr kleinen Mengen Strahlenschutzmaßnahmen erforderlich machen, ist außer der Angabe der Aktivität auch noch die Kenntnis der *spezifischen Aktivität* $a_M = A/M$, d. h. des Verhältnisses aus der Aktivität A und der Masse M der zugehörigen Substanz, von Bedeutung. Grundsätzlich ist zu unterscheiden zwischen der spezifischen Aktivität, die sich auf die Masse aller Atome des radioaktiven Nuklids bezieht und einer solchen, bei der auch die Masse aller sonstigen Atome des gleichen Elements oder bestimmter Verbindungen bzw. Substanzgemische mitberücksichtigt wird. Die spezifische Aktivität in Bezug auf die Masse des radioaktiven Nuklids wird erhalten, wenn die Aktivität über die Zerfallskonstante λ und die Anzahl N radioaktiver Atomkerne in einer Substanz berechnet wird:

$$A = \lambda \cdot N = \frac{\ln 2 \cdot N}{T} \quad (4.6)$$

Mit Formel 2.1 ergibt sich damit für die spezifische Aktivität die Zahlenwertgleichung Formel 4.7, bei der die Halbwertszeit T in Jahren (a) zu berücksichtigen ist und die spezifische Aktivität in Becquerel pro Gramm (Bq/g) erhalten wird. A_r bezeichnet die relative Atommasse.

$$a_M = \frac{A}{M} = \frac{1,32 \cdot 10^{16}}{T \cdot A_r} \quad (4.7)$$

Die spezifische Aktivität a_M in Bezug auf die Masse eines radioaktiven Nuklids ist demnach eine Konstante, die nur vom Nuklid abhängig ist. Für den Zusammenhang zwischen Masse und Aktivität eines Radionuklids gilt, unter Berücksichtigung der vorangegangenen Einheiten, entsprechend auch die folgende Zahlenwertgleichung:

$$M = 7,57 \cdot 10^{-17} \cdot A_r \cdot T \cdot A \quad (4.8)$$

Da im Strahlenschutz radioaktive Stoffe mit Halbwertszeiten von nur 5 Minuten (entsprechend etwa 10^{-5} Jahre, siehe Anhang 15.8) bedeutsam sein können, ist mit spezifi-

schen Aktivitäten von mehr als 100 TBq/ μ g zu rechnen. Deshalb müssen unter Umständen schon Massen radioaktiver Nuklide von weniger als 10^{-18} g zuverlässig erkannt werden. In der Praxis werden außer massenbezogenen auch noch *flächenbezogene Aktivitäten* $a_F = A/F$ bzw. *volumenbezogene Aktivitäten* $a_V = A/V$ angegeben, wenn die Aktivität über eine bestimmte Oberfläche F bzw. über ein bestimmtes Volumen V verteilt ist. Dafür werden auch die Begriffe *Oberflächenkontamination* bzw. *Aktivitätskonzentration* verwendet.

4.1.7 Radioaktive Quellen

Bei radioaktiven Quellen wird nach Strahlenschutzgesetz (StrlSchG) zwischen umschlossenen und offenen radioaktiven Stoffen unterschieden [StrlSchG17]. Umschlossene radioaktive Stoffe sind demnach gasförmige, flüssige oder feste Substanzen, die ständig von einer strahlendurchlässigen, gegenüber dem Stoffaustritt jedoch allseitig dichten, festen, nicht zerstörungsfrei zu öffnenden, inaktiven Hülle umschlossen sind oder in festen inaktiven Stoffen so eingebettet sind, dass bei üblicher betriebsmäßiger Beanspruchung ein Austritt radioaktiver Stoffe mit Sicherheit verhindert wird. Nach Strahlenschutzgesetz muss außerdem eine Abmessung der Strahlerhülle mindestens 2 mm betragen (siehe Bild 4.12). Solche Strahlungsquellen werden z. B. in Vorrichtungen zur Werkstoffprüfung sowie in der Mess- und Regeltechnik verwendet.

Offene radioaktive Stoffe sind alle übrigen radioaktiven Stoffe ohne ausreichende Schutzhülle. Hierzu gehören z. B. die radioaktiven Flüssigkeiten und Feststoffe, mit denen in Radionuklidlaboratorien umgegangen wird, einschließlich der anfallenden radioaktiven Abfälle. Sie werden bei der Herstellung von Leuchtstoffen sowie als Nachweismittel für den Verbleib bestimmter Substanzen bei chemischen Reaktionen, Stoffwechselvorgängen oder Transportprozessen eingesetzt. Offene radioaktive Stoffe ergeben sich zudem bei der Herstellung umschlossener Präparate und bei der Aufarbeitung verbrauchter Kernbrennstoffe. Ferner können sie beim Betrieb von Beschleunigern als Folge der Strahleneinwirkung auf Materialien der Umgebung entstehen. Besonders große Aktivitäten dieser Art treten bei Kernreaktoren in den Kreisläufen des Kühlmittels und des Schutzgases sowie in den konstruktiven Bauteilen auf.

Die besondere Bedeutung offener radioaktiver Stoffe für den Strahlenschutz ergibt sich aus der Möglichkeit der Inkorporation und ihrer unkontrollierten Ausbreitung in den gasförmigen, flüssigen oder festen Medien unserer Umwelt und auf Oberflächen. Diese Verunreinigung wird als Kontamination bezeichnet.

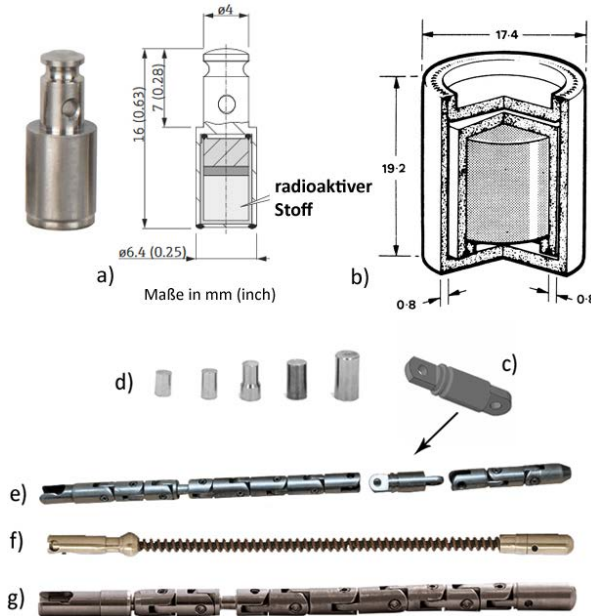


Bild 4.12 Umschlossene radioaktive Stoffe

- a) Caesium-Industriepräparat (Cs-137): Caesium in keramischer Form in doppelt umschlossener Kapsel aus nicht rostendem Stahl, verschweißt (VZ79-001, für Füllstands-, Dichtemessungen: bis 18,5 GBq) (Endress & Hauser)
- b) Neutronenquelle (Am-Be): Mischung aus Americiumoxid mit Berylliummetall in doppelt umschlossener Kapsel aus nicht rostendem Stahl, verschweißt (N09, 37 MBq bis 12,95 GBq) (Eckert & Ziegler AG)
- c) Radiografiestrahler (Se-75): Selen als gepresstes Puder in doppelt umschlossener Kapsel aus nicht rostendem Stahl/Vanadium, verschweißt (CR-17, 74 GBq bis 4,81 TBq) (OSERIX S.A.)
- d) typische Ir-192-Strahlenquellen der Radiografie (externe Kapsel: \varnothing 4–5 mm, H 5–8 mm, radioaktive Substanz: \varnothing 1–3 mm, H 0,4–4 mm; Aktivität: 148 GBq bis 7,4 TBq) (OSERIX S.A.)
- e) Quellenhalter mit Se-75 Strahler für Gammaradiografie-Arbeitsbehälter (EXERTUS® CIRCA/RID-SE4P, OSERIX S.A.)
- f) Quellenhalter mit Se-75 Strahler für Gammaradiografie-Arbeitsbehälter EXERTUS DUAL 60/120, OSERIX S.A.
- g) Quellenhalter mit Ir-192 Strahler für Gammaradiografie-Arbeitsbehälter EXERTUS DUAL 60/120, OSERIX S.A.

Fachliteratur

[ann16], [cie83], [din6980], [din8529], [iaea02a], [icrp83b], [kel82], [kri22], [mag22], [sot24], [sto05], [StrlSchG17]

Online-Nukleardaten/Programm-Service

[iaea], [kaeri], [knco], [lanl], [lbln], [nndc]

4.2 Strahlungsgeneratoren

4.2.1 Röntgenröhre

Röntgenröhren erzeugen je nach Bauart Photonen mit Energien bis zu einigen 100 keV. Eine schematische Darstellung ist in Bild 4.13 wiedergegeben. Durch das elektrische Feld zwischen der elektrisch positiv geladenen Anode und der negativ geladenen Kathode werden die an der Glühkathode in das Vakuum austretenden Elektronen in Richtung auf die Anode beschleunigt, wo sie auf eine innerhalb der Anode befindliche Antikathode aus einem Material hoher Ordnungszahl auftreffen. Die bei den Wechselwirkungen mit den Atomen der Antikathode entstehende und durch ein Fenster in der Röhre austretende Photonenstrahlung wird Röntgenstrahlung genannt. Dabei ist zu unterscheiden zwischen der Röntgen-Bremsstrahlung, die durch Abbremsen eines Elektrons im elektrischen Feld des Atomkerns erzeugt wird (siehe Bild 5.3c), und der Röntgenfluoreszenzstrahlung, die in der Atomhülle entsteht (siehe Bild 5.3b).

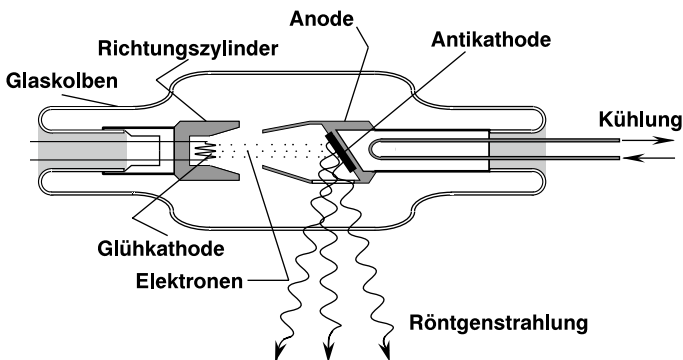


Bild 4.13 Funktionsprinzip der Röntgenröhre

Während die auftreffenden Elektronen entsprechend der angelegten Beschleunigungsspannung (z. B. 200 kV) alle nahezu dieselbe Energie (hier 200 keV) haben, sind die Energien der austretenden Röntgenstrahlungsphotonen über einen breiten Energiebereich (hier von etwa 0 bis 200 keV) verteilt. Die Häufigkeit der erzeugten Bremsstrahlungsphotonen nimmt nach einem Maximum bei niedrigsten Photonenenergien mit wachsender Energie gleichmäßig ab bis zu einer höchsten Energie (Grenzenergie), die der Energie der beschleunigten Elektronen entspricht. Die Fluoreszenzstrahlungsphotonen treten dagegen mit bestimmten, für das Antikathodenmaterial charakteristischen Energien auf (charakteristische Strahlung). Eine Röntgenröhre liefert demnach eine Überlagerung aus dem kontinuierlichen Energiespektrum der Bremsstrahlung mit dem diskreten Linienspektrum der Fluoreszenzstrahlung (siehe Bild 4.14).

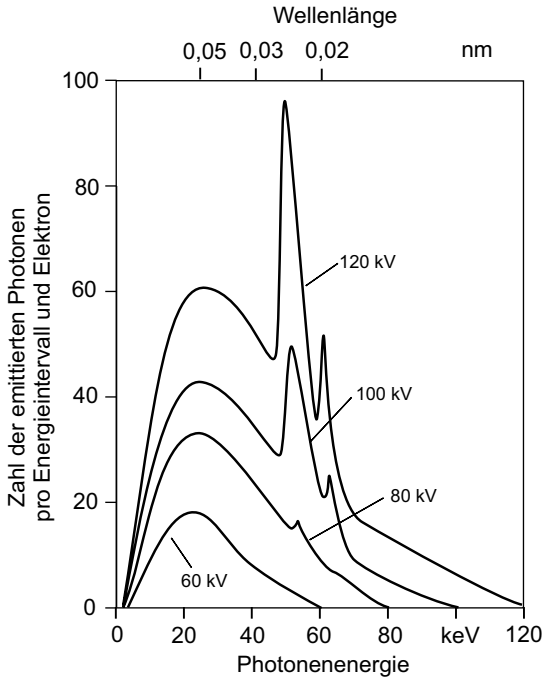


Bild 4.14 Energiespektren von Röntgenstrahlung bei Beschleunigungsspannungen von 60, 80, 100 und 120 kV [din4037, ptb00a, rei90]

Aus Bild 4.15 ist zu entnehmen, wie beim Durchgang eines Strahlenbündels durch Materialschichten, z. B. Al-Filter, die Photonen mit niedrigeren Energien stärker unterdrückt werden als die mit höheren Energien. Dadurch entsteht ein Energiespektrum, dessen Maximum sich mit zunehmender Dicke der durchstrahlten Schicht zu höheren Energien verschiebt („gehärtetes“ Spektrum). Zusätzlich in den Strahlengang eingebrachte Filterschichten bewirken daher im Allgemeinen, außer der Herabsetzung der Strahlungsintensität, eine zusätzliche Härtung des Energiespektrums.

Da die Anzahl der Elektronen, die pro Zeitintervall auf die Antikathode auftreffen und dort Photonen auslösen, der Stromstärke in der Röntgenröhre entspricht, nimmt auch die Anzahl der pro Zeitintervall erzeugten Photonen, d. h. die Quellstärke der Röntgenröhre, unmittelbar proportional zur Stromstärke zu. Das Energiespektrum der Photonen bleibt dabei unverändert. Nur ein geringer Bruchteil (weniger als 1 %) der Bewegungsenergie aller auftreffenden Elektronen wird in Röntgenstrahlungsenergie umgesetzt. Die übrige Energie wandelt sich in Wärme um, die durch Kühlung abgeführt werden muss. Da die Antikathode einer Röhre nur eine begrenzte, durch die Bauart gegebene Wärmeleistung aufnehmen kann, die dem Produkt aus dem Röhrenstrom und der Röhrenspannung entspricht, lassen sich an jeder Röhre nur bestimmte Kombinationen von Stromstärke (Strahlungsintensität) und Beschleunigungsspannung (maximale Photonenenergie) einstellen.

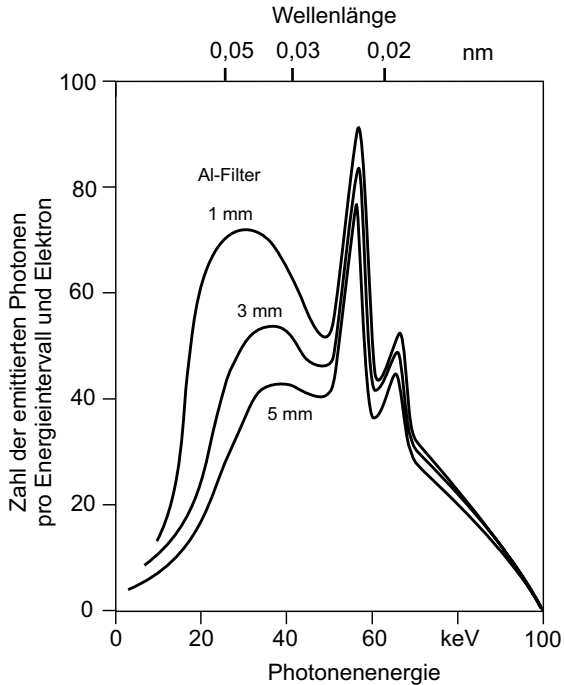


Bild 4.15 Härtung der Energiespektren von Röntgenstrahlung durch 1, 3 und 5 mm dicke Aluminium-Filter

4.2.2 Teilchenbeschleuniger

In Beschleunigern werden elektrisch geladene Teilchen durch stationäre oder wechselnde elektromagnetische Felder auf so hohe Energien beschleunigt, dass sie entweder selbst als Strahlungsteilchen verwendet werden können oder beim Aufprall auf ein sogenanntes Target sekundäre Strahlungsteilchen in diesem erzeugen. Nach der Art der beschleunigten Teilchen kann zwischen Elektronenbeschleunigern und Beschleunigern für schwere geladene Teilchen (Protonen, Ionen) unterschieden werden. Die sekundären Strahlungsteilchen von Elektronenbeschleunigern sind zumeist Photonen. Mit Beschleunigern von Protonen und Deuteronen werden häufig Neutronen erzeugt.

Beschleuniger bestehen aus einer Teilchenquelle für Elektronen oder Ionen, einer Vakuumkammer, in der die Teilchen beschleunigt werden, dem Austrittsfenster oder dem Target, auf das die Teilchen am Ende der Beschleunigung auftreffen, sowie den Beschleunigungs- und Fokussierkomponenten. Hinzu kommt der Generator zur Erzeugung der elektrischen oder elektromagnetischen Felder zur Beschleunigung der Teilchen.

In der Beschleunigungskammer wird entweder ein stationäres elektrisches Feld, analog zur Röntgenröhre, aufrechterhalten, in dem die Teilchen in kontinuierlichem Strom bis auf die der Spannungsdifferenz entsprechende Bewegungsenergie beschleunigt werden, oder es werden zeitlich veränderliche (instationäre) Wechselfelder verwendet, in denen die Teilchen nur gruppenweise (Puls) periodisch beschleunigt werden können. Bei gruppenweiser Beschleunigung hängt der zeitliche Mittelwert der Quellstärke der Strahlungsteilchen wesentlich vom Verhältnis zwischen der Pulsdauer t_s und der Wiederholungszeit t_w der Teilchenpulse (Tastverhältnis t_s/t_w) ab. Besonders hohe Endenergien lassen sich erreichen, wenn die Teilchen durch Magnetfelder in eine ringförmige Bahn gezwungen werden und die gleichen Beschleunigungsfelder wiederholt durchlaufen. Bei Beschleunigern lassen sich dementsprechend neben der Teilchenart folgende wesentliche Merkmale unterscheiden:

- lineare und ringförmige Teilchenbahnen
- elektrische und elektromagnetische Beschleunigungsfelder
- konstante und veränderliche Magnetfelder zur Bahnbeeinflussung

4.2.2.1 Gleichspannungsfeld-Beschleuniger

Bei diesem Beschleunigertyp werden Elektronen oder Ionen in einem geraden Vakuumrohr durch ein stationäres, lineares, elektrisches Feld längs der Rohrachse beschleunigt. Die maximal mögliche Spannungsdifferenz bzw. Bewegungsenergie der Teilchen ist dabei durch Isolationsprobleme (Glimmentladung, Funkenüberschlag) in freier Atmosphäre auf etwa 3 MV und in Druckbehältern mit Schutzgas auf etwa 10 MV begrenzt. Die konstruktive Ausführung von Beschleunigern dieses Typs wird entscheidend durch die Art der Hochspannungserzeugung bestimmt, wobei zwischen elektrostatischen und elektromagnetischen Generatoren zu unterscheiden ist.

Bei dem von van de Graaff entwickelten Beschleunigertyp (siehe Bild 4.16) wird die Hochspannung dadurch erzeugt, dass elektrische Ladung mittels eines Transportbands aus Isoliermaterial durch Spitzenentladung von einer Spannungsquelle in das Innere einer isolierten Metallhohlkugel übertragen wird, an deren Oberfläche sich bei der Aufladung eine wachsende Hochspannung einstellt. Zur Erzielung einer gleichmäßigen Teilchenbeschleunigung sind entlang des Beschleunigungsrohrs sogenannte Äquipotenzialringe angebracht, zwischen denen sich ein linearer Spannungsabfall einstellt. Typische Strahlströme liegen bei einigen mA (Elektronen) bzw. einigen 100 μA (Protonen).

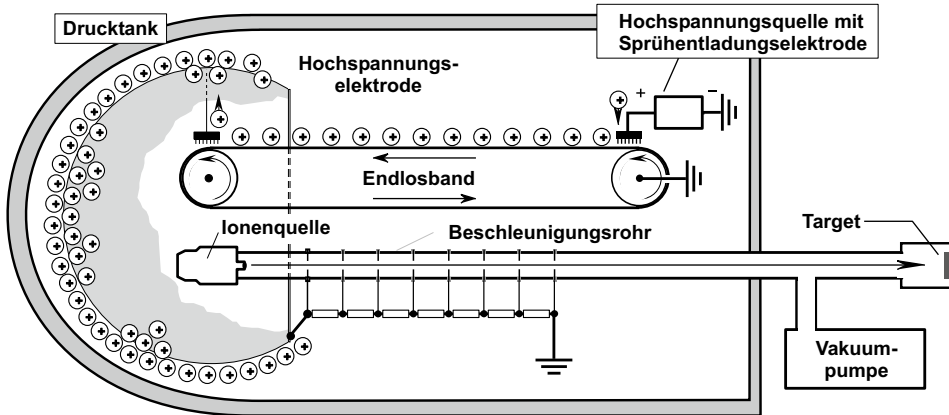


Bild 4.16 Schematische Darstellung eines van-de-Graaff-Beschleunigers

Der Kaskadenbeschleuniger bezieht seine Hochspannung über spezielle Schaltungssysteme aus Transformatoren, Kondensatoren und Gleichrichtern aus einer Wechselspannung, wobei Strahlströme von einigen 100 mA (Elektronen) erreicht werden. Beim Dynamitron wird die Hochspannung aus Hochfrequenzspannungen gewonnen, die in ringförmigen Elektroden entlang des Beschleunigerrohrs induziert und mit speziellen Gleichrichterschaltungen auf Gleichspannungen bis zu einigen MV aufsummiert werden.

4.2.2.2 Wechselspannungsfeld-Linearbeschleuniger

Bild 4.17 zeigt das Schema des von Wideröe entwickelten Driftröhren-Beschleunigers. Hierbei erfolgt die Beschleunigung zwischen den Enden von hintereinander angeordneten Rohrstücken, die abwechselnd mit den beiden Polen eines Wechselspannungsgenerators verbunden sind. Die Rohre sind dabei so bemessen, dass die Laufzeit der Teilchen in ihnen jeweils einer halben Schwingungsperiode der Spannung entspricht, sodass in den Rohrspalten stets die gleiche Beschleunigungsspannung auf sie einwirkt. Während der Drift durch die Rohre sind die Teilchen gegen das entgegen gerichtete Wechselfeld abgeschirmt. Damit die Teilchen nur der beschleunigenden Phase des Wechselfelds ausgesetzt sind, müssen die Driftröhren mit zunehmender Teilchengeschwindigkeit länger werden. Dies gilt insbesondere für Ionen, während Elektronen schon bei 2 MeV nahezu Lichtgeschwindigkeit haben, wobei sich für eine Hochfrequenz von 3000 MHz eine Driftröhrenlänge von etwa 10 cm ergibt. Eine Abwandlung ist der von Alvarez entwickelte Beschleuniger, bei dem die Hochspannung nicht galvanisch, sondern durch stehende elektromagnetische Wellen auf die Driftröhren übertragen wird.

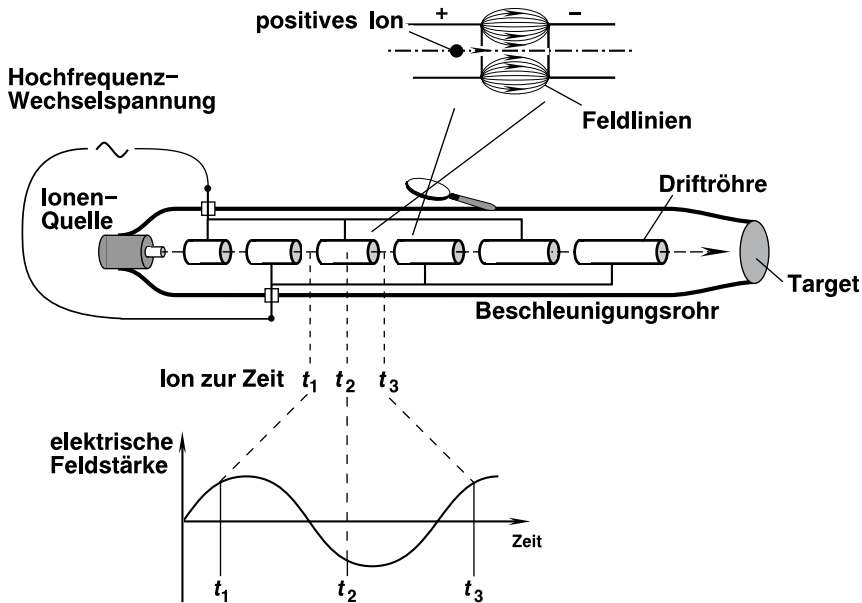


Bild 4.17 Schematische Darstellung eines Wideröe-Driftröhren-Beschleunigers

Beim sogenannten Stehwellen-Beschleuniger werden im Beschleunigungsrohr stationäre, elektromagnetische Wellen erzeugt, die durch eine Folge von ortsfesten Schwingungsbäuchen und -knoten entlang der Beschleunigungsstrecke gekennzeichnet sind. Dabei sind die Abstände zwischen den Schwingungsknoten derart auf die Teilchengeschwindigkeit abgestimmt, dass die Teilchen die Schwingungsknoten immer gerade dann passieren, wenn die Feldstärke im anschließenden Bereich in die Beschleunigungsrichtung wechselt.

Im Wanderwellen-Beschleuniger laufen die zu beschleunigenden Teilchen synchron mit einer sich in einem Beschleunigungsrohr wandernden elektromagnetischen Welle mit. Wie in Bild 4.18 schematisch dargestellt ist, wird dabei die Wellengeschwindigkeit durch Strukturierung des Beschleunigungsrohrs mit Lochscheiben (Runzelröhre) derart auf die zunehmende Teilchengeschwindigkeit abgestimmt, dass das Teilchen stets in der beschleunigenden Phase der Welle mitbewegt wird.

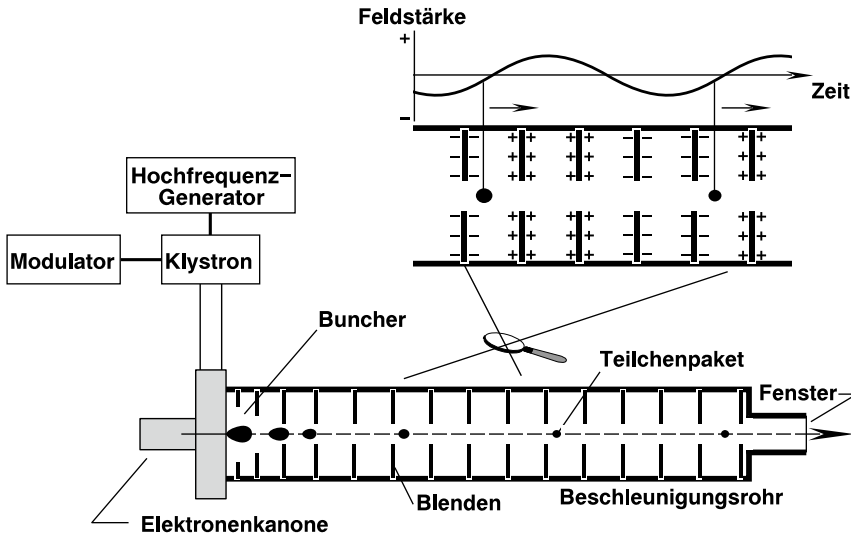


Bild 4.18 Schematische Darstellung eines Wanderwellen-Beschleunigers (Buncher: Bündelung der beschleunigten Teilchen, Klystron: Verstärkung der Hochfrequenzwelle, Modulator: Impulsgenerator)

Das Rhodotron stellt einen Sonderfall eines Wechselfeld-Beschleunigers dar. Es handelt sich um einen Elektronenbeschleuniger, bei dem das Beschleunigungsfeld in einem Hohlraumresonator erzeugt wird, den die Elektronen mehrfach durchlaufen. Die Beschleunigungskammer wird durch zwei koaxiale Hohlzylinder gebildet, zwischen denen das Hochfrequenzfeld aufgebaut ist. Die Elektronen werden in einer Beschleunigungsphase der elektromagnetischen Welle in die Kammer eingeschossen, durchlaufen den inneren Zylinder während des Feldwechsels und werden beim Austritt aus dem inneren Zylinder erneut in Richtung Außenzylinder beschleunigt (siehe Bild 4.19 und Bild 12.24). Durch einen an der Außenwand der Beschleunigungskammer angeordneten Magneten werden die Elektronen fokussiert und um 180° umgelenkt, sodass sie den Hohlraumresonator erneut durchlaufen können. Bei einem Kammer-Außendurchmesser von 105 cm und einer Resonanzfrequenz von 215 MHz ist mit jedem Durchlauf ein Energiegewinn von 0,833 MeV verbunden. Damit wird nach zwölf Durchläufen eine Endenergie von 10 MeV erreicht.

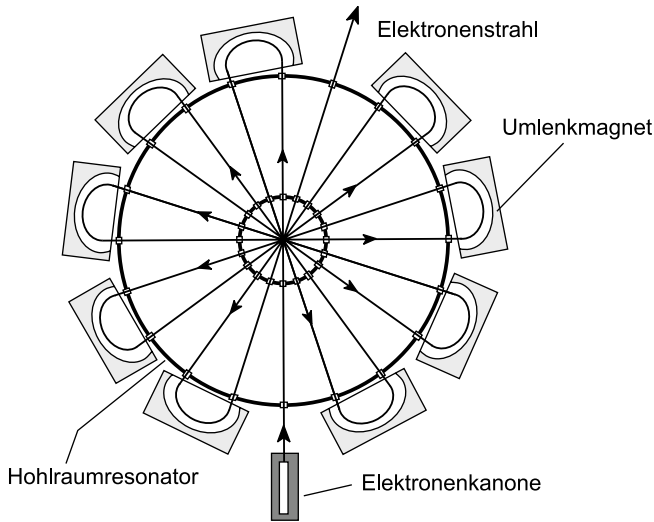


Bild 4.19 Funktionsprinzip des Rhodotrons (Querschnitt durch die Beschleunigungskammer)

4.2.2.3 Ringbeschleuniger mit konstantem Magnetfeld

In Ringbeschleunigern mit konstantem Magnetfeld wird durch das Magnetfeld dafür gesorgt, dass sich die elektrisch geladenen Teilchen auf Kreisbahnen senkrecht zum Magnetfeld bewegen, deren Radius mit der Teilchenenergie zunimmt. Beim Zyklotron (siehe Bild 4.20) erfolgt die Beschleunigung durch ein elektrisches Wechselfeld im Spalt zwischen zwei flachen D-förmigen Dosen, die zwischen den Polen eines starken Elektromagneten angeordnet sind. Durch geeignete Abstimmung der Hochfrequenz auf die vom Bahnradius unabhängige konstante Umlaufzeit der Teilchen wird erreicht, dass die Teilchen den Raum zwischen den Dosen stets dann passieren, wenn dort eine beschleunigende Spannungsdifferenz besteht. Dadurch nehmen sie im Verlauf einer spiralähnlichen Bahn stufenweise Energie auf, wodurch sich der Bahnradius vergrößert, bis die Teilchen am Rand der Vakuumkammer durch ein Ablensystem (Deflektor) auf das Austrittsfenster oder ein Target geleitet werden. Das Zyklotron ähnelt somit einem Driftröhren-Beschleuniger, bei dem die unterschiedlich langen Rohre durch entsprechend lange Kreisbögen innerhalb der Dosen ersetzt werden und die gesamte Teilchenbahn auf engstem Raum „aufgewickelt“ worden ist. Auf diese Weise werden üblicherweise Protonen bis etwa 20 MeV und Alphateilchen bis etwa 40 MeV Endenergie beschleunigt.

Die Endenergie kann beim Synchro-Zyklotron um mehr als eine Größenordnung dadurch erhöht werden, dass die Frequenz der Beschleunigungsspannung an die durch die zunehmende relativistische Masse entstehende Vergrößerung der Umlaufzeiten angepasst wird (siehe Abschnitt 3.3). Auch beim Isochron-Zyklotron kann die Endenergie trotz Massenzunahme und konstanter Beschleunigungsfrequenz wesentlich

gesteigert werden, indem durch geeignete Wahl der Polschuhe ein radial sich änderndes Magnetfeld erzeugt wird.

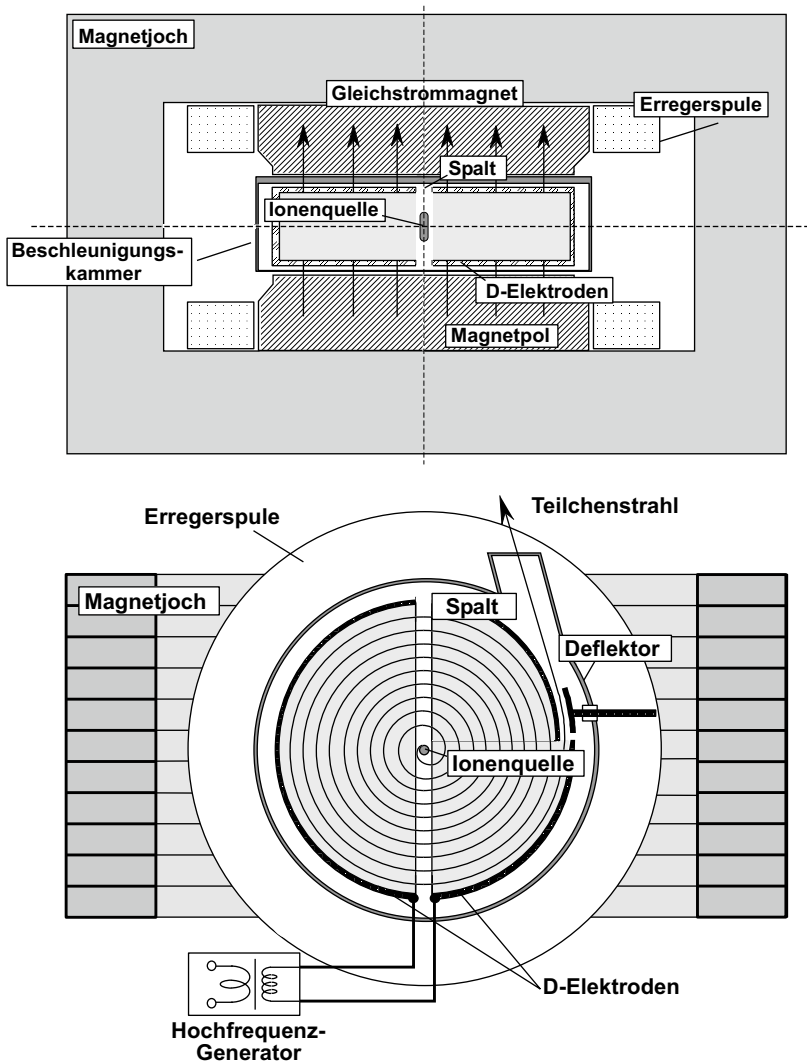


Bild 4.20 Schematische Darstellung eines Zyklotrons

Das Mikrotron ist ein Kreisbeschleuniger für Elektronen, bei dem die Beschleunigung schrittweise durch ein spezielles Hochfrequenzsystem (Hohlraumresonator) erfolgt, das von den Elektronen bei jedem Umlauf im homogenen Magnetfeld einmal durchlaufen wird (siehe Bild 4.21). Dabei müssen Umlaufzeit und Hochfrequenzphase ä-

ßerst genau aufeinander abgestimmt sein, was durch die entsprechende Wahl des Magnetfelds erreicht werden kann.

Elektronen unterschiedlicher Energie bewegen sich infolge dieser Abstimmung auf räumlich getrennten Umlaufbahnen, aus denen sie mit hoher Energieschärfe aus dem Beschleuniger extrahiert und relativ verlustarm zum Anwendungsort geführt werden können. Der Energiegewinn pro Umlauf beträgt zumeist 0,511 Me. Die üblichen Endenergien reichen bis etwa 30 MeV.

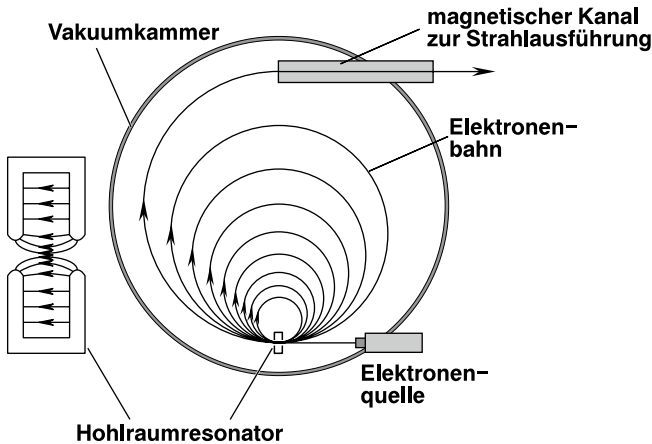


Bild 4.21 Schematische Darstellung eines Mikrotrons

4.2.2.4 Ringbeschleuniger mit veränderlichem Magnetfeld

Beim Betatron werden Elektronen durch ein elektrisches Ringfeld beschleunigt, das automatisch um ein zeitlich zunehmendes Magnetfeld (magnetisches Beschleunigungsfeld) entsteht, das die Elektronen zugleich auf einer Kreisbahn (magnetisches Führungsfeld) hält. Durch geeignete Formgebung und Dimensionierung der magnetischen Polschuhe im Bereich des Beschleunigungsfelds und der Teilchenbahn lässt sich erreichen, dass die Elektronen während des gesamten Beschleunigungsvorgangs auf Bahnen innerhalb einer ringförmigen Vakuumröhre umlaufen (siehe Bild 4.22). Am Ende des Magnetfeldanstiegs werden die Elektronen entweder durch ein dünnes Fenster als gebündelter Elektronenstrahl herausgeführt oder zur Erzeugung von Bremsstrahlung auf ein Target gelenkt. Bei der aufgrund des Beschleunigungsmechanismus gepulsten Strahlungsemission ergeben sich verhältnismäßig kleine Zahlenwerte für das Tastverhältnis (ca. 10^{-3}). Typische Betatrons haben Maximalenergien zwischen etwa 15 und 100 MeV. Endenergien von mehr als 500 MeV lassen sich vor allem wegen der elektromagnetischen Strahlungsverluste bei gekrümmten Elektronenbahnen kaum erreichen.

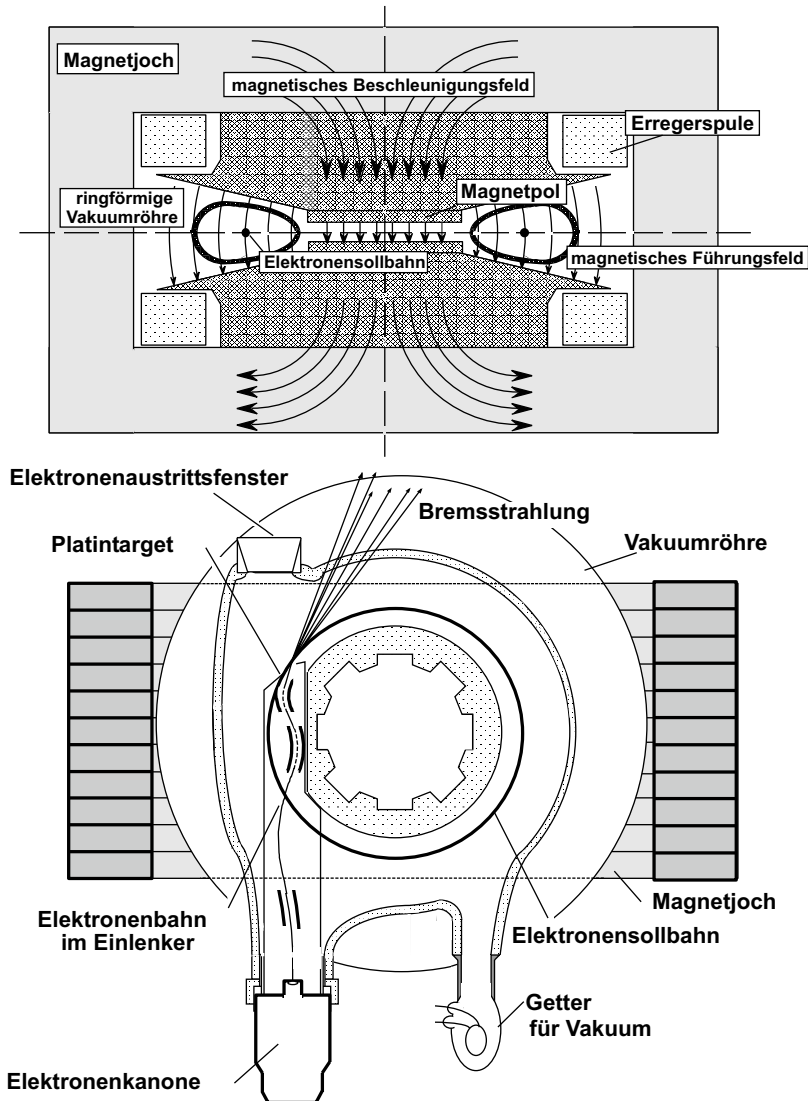


Bild 4.22 Schematische Darstellung eines Betatrons (Erzeugung von Bremsstrahlung)

Auch beim Synchrotron bewegen sich die zu beschleunigenden Teilchen auf gleichbleibenden ringförmigen Bahnen, wobei das Magnetfeld durch zahlreiche längs der Bahn verteilte Elektromagnete erzeugt wird. Die Beschleunigung erfolgt vorwiegend durch zwischen den Magneten eingebaute elektrische Beschleunigungsstrecken mit synchron aufeinander abgestimmten Änderungen der Beschleunigungs- und Magnetfelder (siehe Bild 4.23). Mit sehr großen Radien der Teilchenbahnen (bis zu mehreren

Kilometern), wie sie in Forschungseinrichtungen, wie dem Europäischen Kernforschungszentrums CERN oder dem Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY, zur Verfügung stehen, lassen sich die elektromagnetischen Abstrahlungsverluste hinreichend klein halten. Typische Endenergien für Elektronen liegen bei einer Tunnellänge von 2,3 km bei 6 GeV mit 100 mA (DESY). Im Super Proton Synchrotron (SPS) des CERN erreichen Protonen bei Umläufen auf einer Strecke von 6912 m in einem unterirdischen Ringtunnel bis zu 450 GeV. Durch Injektion dieser Protonen in den Großen Hadronen-Speicherring¹⁾ (Large Hadron Collider, LHC), ein Synchrotron von 26 659 m Umfang mit über 1600 bahnstabilisierenden und fokussierenden Magneten und acht beschleunigenden Hohlraumresonatoren, können bis zu 7 TeV erreicht werden. Da der LHC über zwei Strahlrohre verfügt, in denen die Teilchen gegenläufig beschleunigt und zur Kollision gebracht werden, ist sogar eine Kollisionsenergie von 14 TeV möglich.

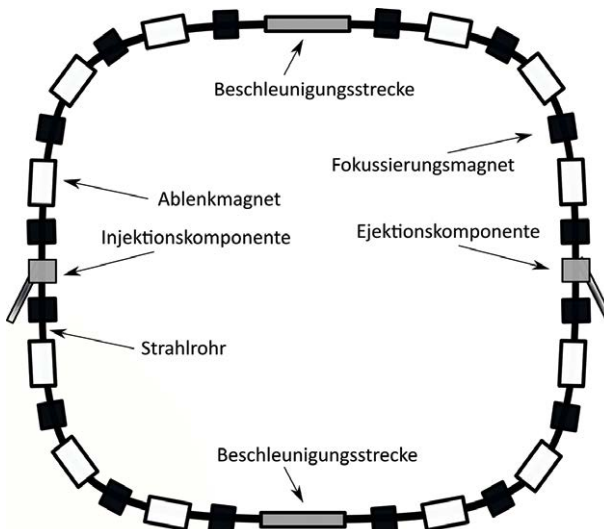


Bild 4.23 Funktionsprinzip des Synchrotrons

4.2.2.5 Strahlungsfelder an Beschleunigern

Für den praktischen Strahlenschutz an Beschleunigern sind im Allgemeinen weniger die primär beschleunigten Teilchen als die von diesen beim Auftreffen auf Materie erzeugten sekundären Strahlungsteilchen, insbesondere Brems- und Neutronenstrahlung, von Bedeutung. Die im Target von Elektronenbeschleunigern entstehende Bremsstrahlung zeigt eine keulenförmige Richtungsverteilung mit ausgeprägtem Ma-

¹⁾ Hadron: Teilchen, das der starken Wechselwirkung unterliegt, z. B. Proton oder Neutron (vereinfacht: Anziehungskraft zwischen den Nukleonen)

ximum in Richtung der beschleunigten Elektronen. Bei praktischen Anwendungen muss deshalb häufig die Strahlungsintensität innerhalb des Strahlenbündels durch speziell geformte Abschirmkörper im Strahlerkopf homogenisiert werden. In Bild 4.24 sind typische Energiespektren der Bremsstrahlung im ungeschwächten Nutzstrahlenbündel wiedergegeben, die bei dickem Wolfram-Target für verschiedene Beschleunigungsenergien zu erwarten sind. Wie bereits in Abschnitt 4.2.1 erläutert, wird auch hier die zu niedrigen Energien stark ansteigende Häufigkeitsverteilung der Photonen beim Durchgang durch Filter- oder Abschirmschichten gehärtet.

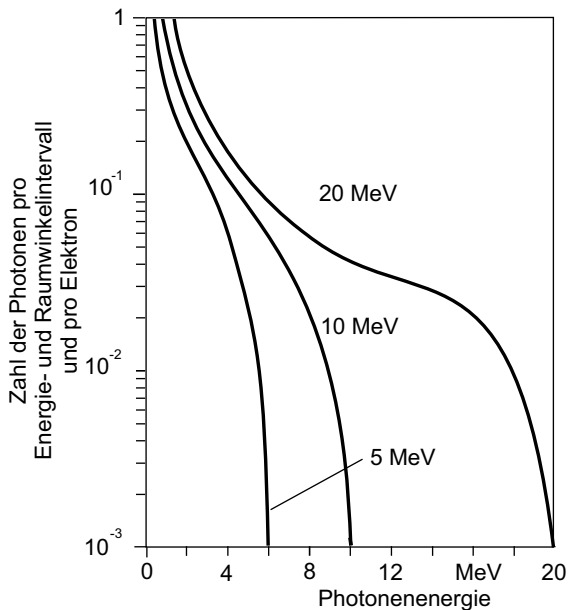
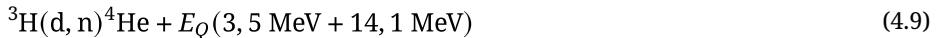


Bild 4.24 Energiespektren der Bremsstrahlung eines Elektronenbeschleunigers mit Grenzenergien von 5, 10 und 20 MeV in Vorwärtsrichtung [koc59, pra77, sel85, tse79]

Neutronen entstehen an Elektronenbeschleunigern fast ausschließlich durch Kernphotoeffekte der Bremsstrahlung, die im Target oder in anderen von Elektronen getroffenen Bauteilen erzeugt wird. An Ionenbeschleunigern entstehen Neutronen überwiegend bei direkten Kernumwandlungen im Target. Bei kleinen Beschleunigungsenergien bzw. unmittelbar oberhalb der von der Teilchenart und der getroffenen Materie abhängigen Schwellenenergie werden durch die Teilchen Kernreaktionen (siehe Abschnitt 5.4) ausgelöst, bei denen die Energie und die Emissionsrichtung der Neutronen in charakteristischer Weise miteinander verknüpft sind. Mit zunehmender Teilchenenergie werden weitere Kernreaktionen wirksam, wodurch kompliziertere Energiespektren und Richtungsverteilungen der Neutronen entstehen.

Besonders große Ausbeuten an hochenergetischen Neutronen werden mit Target-Elementen erreicht, die leichter als Bor sind. Die mit schweren Targets erzielbaren großen Neutronenausbeuten betreffen niederenergetische Neutronen. Anhang 15.35 zeigt beispielhaft die energie- und winkelabhängige Ausbeute an Neutronen, die beim Auftreffen von 40 MeV Deuteronen auf ein dickes Be-Target entstehen, wobei die angegebenen Emissionswinkel auf die Richtung der beschleunigten Ionen zu beziehen sind.

Bei exothermen Reaktionen können die Energien der freigesetzten Neutronen erheblich größer sein als die Energie der beschleunigten Teilchen. So werden z. B. beim Beschuss von Targets aus Tritium (H-3 , T) mit Atomkernen des Deuteriums (Deuteronen (d)) in Richtung der beschleunigten Deuteronen, Neutronen mit Energien von 14,1 MeV emittiert, während der bei der Reaktion entstehende He-4 -Atomkern die restliche Bewegungsenergie von 3,5 MeV der insgesamt freigesetzten Reaktionsenergie (E_Q) von 17,6 MeV aufnimmt (siehe Abschnitt 5.4, Anhang 15.19):



Diese Reaktion wird auch in den Konzepten zur Entwicklung von Kernfusionsreaktoren genutzt.

Fachliteratur

[ber24], [dan74], [hin08], [koc59], [kri22], [pra77], [ptb00a], [rum24], [sel85], [tse79], [wie15], [wil01]

4.2.3 Kernreaktor

Kernreaktoren sind besonders intensive Generatoren von Photonen und Neutronen. Ihre Funktion beruht auf dem Prozess der Kernspaltung (siehe Bild 5.7d) von Uran und anderen schweren Elementen durch absorbierte Neutronen. Dabei ist entscheidend, dass durch die bei den Kernspaltungen entstehenden Neutronen eine stationäre Kettenreaktion, d. h. eine im Durchschnitt etwa gleich große Anzahl von Kernspaltungen pro Zeitintervall, aufrechterhalten wird (siehe Bild 4.25 und Abschnitt 5.5). Mit der Vielzahl an Kernspaltungen wird neben Wärme eine sehr große Anzahl an Strahlungsteilchen, insbesondere Neutronen und Photonen, erzeugt, wodurch aufwendige Strahlenschutzanlagen erforderlich werden.

Bei Wechselwirkungen von Neutronen mit Atomkernen können außer Kernspaltungen auch Kernumwandlungen ausgelöst werden, durch die radioaktive Stoffe entstehen. Die nach der Kernspaltung in den Brennelementen eines Reaktors übrigenbleibenden Spaltprodukte sind Strahlungsquellen mit besonders hoher Aktivität, die Alpha-, Beta- und Gammastrahlung emittieren. Eine grobe Faustregel besagt,

dass ein Reaktor nach längerem Betrieb mit einer bestimmten Leistung in Megawatt eine etwa 250-mal so große Aktivität in PBq enthält. Ein Brennelement ist daher schon nach kurzer Betriebszeit eine äußerst intensive Gammastrahlungsquelle, die aufgrund großer Halbwertszeiten vieler Spaltprodukte auch nach Beendigung der Kettenreaktion noch lange Zeit strahlt. Das Energiespektrum dieser Photonen, das sich aus der Überlagerung der Energiekomponenten aller erzeugten Radionuklide ergibt, ist dementsprechend in komplizierter Weise von der Zeit abhängig, die zum betrachteten Zeitpunkt seit dem Entstehen der Spaltprodukte vergangen ist.

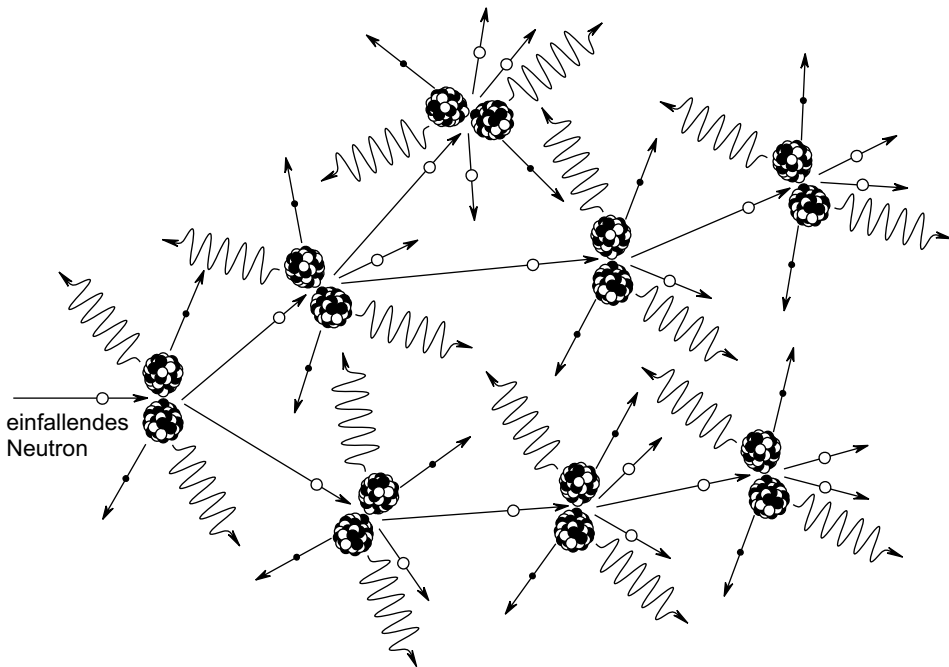


Bild 4.25 Schematische Darstellung einer Kettenreaktion

Die große Neutronenintensität in einem Kernreaktor führt dazu, dass außer den Brennelementen auch andere, von den Neutronen getroffene Materialien, wie z. B. Reaktorkessel, Stützkonstruktion, Abschirmung, Steuer- und Messeinrichtungen sowie Kühlwasser und Schutzgas (Bild 12.44), radioaktiv werden.

Fachliteratur

[hei15], [led92], [lau18], [led92], [pra24], [sta18], [zie13]

4.2.4 Störstrahler

Als Störstrahler werden hier Geräte oder Vorrichtungen bezeichnet, in denen Elektronen beschleunigt werden und die Röntgenstrahlung erzeugen, ohne dass sie zu diesem Zweck betrieben werden. Die Röntgenstrahlung entsteht also als unerwünschter und störender Nebeneffekt und nicht gezielt. Dies ist überall dort möglich, wo freie Elektronen im Vakuum beschleunigt werden und auf Materie auftreffen. Ebenso wie bei Röntgenröhren setzt sich die Röntgenstrahlung aus Brems- und Fluoreszenzstrahlung zusammen (siehe Abschnitt 4.2.1). Ein typisches Beispiel für Störstrahler sind die Kathodenstrahlröhren, die früher in Fernsehgeräten und Computermonitoren eingebaut waren (siehe Bild 4.26).

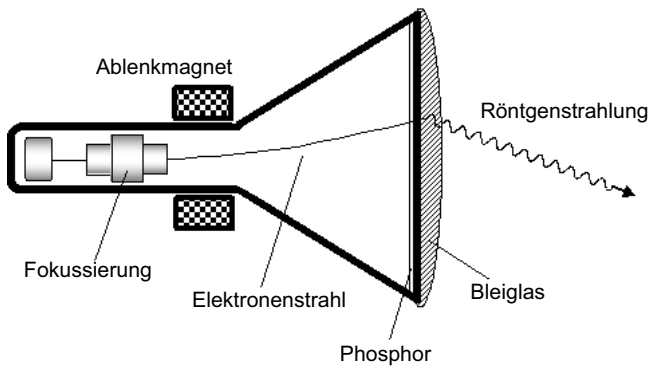


Bild 4.26 Entstehung von Röntgenstrahlung bei Kathodenstrahlröhren

Auch Elektronenbeschleuniger, wie sie zur Vernetzung von Kunststoffen verwendet werden, sind als Störstrahler zu betrachten, da im bestrahlten Medium und in dessen Unterlage in erheblichem Umfang Röntgenstrahlung entsteht (siehe Bild 4.27). Wie bei Röntgenröhren ist auch bei Störstrahlern die Strahlungsintensität umso größer, je größer die Beschleunigungsspannung und die Stromstärke der beschleunigten Elektronen sind (siehe Abschnitt 4.2.1).

Zahlreiche elektronische Bauteile, Geräte und Anlagen können als Störstrahler Strahlenschutzmaßnahmen erforderlich machen.

Bauteile

- Mikrowellenröhren (Klystron, Magnetron) in Richtfunk-, Radar-, Beschleunigeranlagen
- Gleichrichterröhren
- Thyratrons

- Hochspannungsschalter
- Elektronenstrahl-Wandlerröhren in Bildverstärkern, Kameras
- Senderröhren

Geräte mit Kathodenstrahlröhren

- Projektionseinrichtungen
- Datensichtgeräte
- Oszilloskope

Anlagen

- Elektronenmikroskope
- Elektronenstrahlschweißgeräte
- Elektronenstrahlhärtungsanlagen

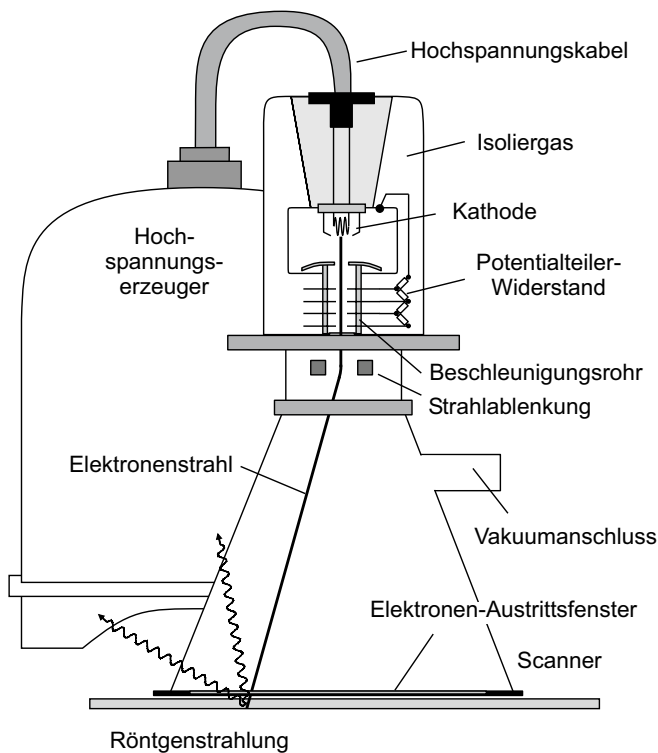


Bild 4.27 Entstehung von Röntgenstrahlung bei Elektronenbeschleunigern (Elektronenstrahlanlage)

4.2.5 Ultrakurzpuls laser (UKP-Laser)

Unter Ultrakurzpuls lasern werden Laseranlagen verstanden, bei denen gepulste Laserstrahlung mit einer Pulsdauer im Bereich von einigen Piko- oder Femtosekunden entsteht. Beim Betrieb solcher Anlagen kann durch die Wechselwirkung des Laserpulses mit Materie in Abhängigkeit von der Größe des elektromagnetischen Feldes des Laserpulses ein Plasma mit freien Elektronen entstehen. Abhängig von der Energie, die der Laser diesen freien Elektronen zuführt, können anschließende Wechselwirkungsmechanismen dieser freien, schnellen Elektronen zur Entstehung von Röntgenstrahlung mit Energien oberhalb von 5 keV führen, sodass neben den einschlägigen Regelungen für den Strahlenschutz bei optischer Strahlung (wie z. B. der TROS²⁾) nun auch das Regelwerk für den Schutz vor ionisierender Strahlung Anwendung findet. Bild 4.28 zeigt die schematische Darstellung der Entstehung von Röntgenstrahlung in einem durch UKP-Laserstrahlung erzeugten Plasma.

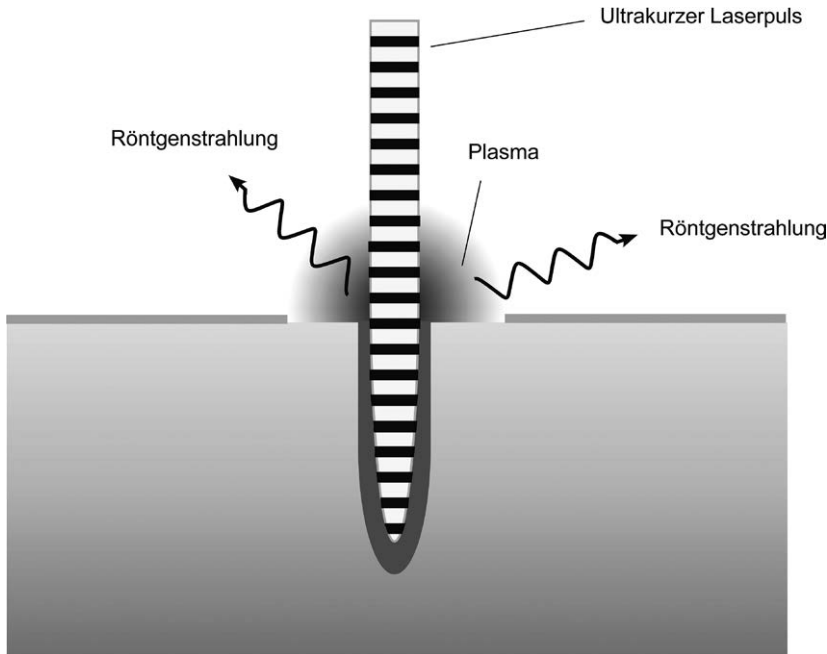


Bild 4.28 Entstehung von Röntgenstrahlung durch Wechselwirkung eines ultrakurzen Laserpulses mit Materie

Dabei hängt die durch die Röntgenstrahlung erzeugte Dosisleistung auf komplexe Art und Weise von vielen sich zum Teil potenzierenden Einflussgrößen ab. Neben Para-

² Technische Regeln zur Arbeitsschutzverordnung zu künstlicher optischer Strahlung (TROS)

metern, die der Laseranlage selbst zugeordnet werden können, wie der Bestrahlungsstärke in Watt pro Quadratzentimeter, der Pulsenergie und -dauer, der mittleren Laserleistung oder dem Fokusbereich, besitzen auch prozessspezifische Faktoren einen erheblichen Einfluss auf die Höhe der Dosisleistung. So spielen neben der Art des Materials, in dem durch das Auftreffen des Laserpulses das Plasma entsteht, auch die Morphologie eine wichtige Rolle [bfs22b].

Einsatzgebiete von UKP-Lasern sind unter anderem folgende:

- industrielle Materialbearbeitung
- wissenschaftliche Untersuchungen wie z. B. Kurzzeit-Spektroskopie
- medizinische Anwendungen in der Augenheilkunde bzw. Zahnheilkunde oder Behandlung von Knochenoberflächen

Fachliteratur

[ale03], [ann16], [aud17], [bau78/80/86], [ber24], [bfs22b], [bia18], [cho13], [cie83], [dan74], [das03], [din4037], [din6980], [din8529], [eur70] [eva82], [fhg24], [fri14], [gai16], [hei15], [her14], [hin08], [hof91], [iaea79b], [iaea88b], [iaea90a], [iaea02a], [icrp83b], [kam14], [kel82], [koc59], [kra13], [kra19], [kri22], [lau18], [led92], [lfa14], [lie91], [mag05], [mag22], [man72], [may02], [mur15], [pat73], [pov14], [pra77], [pra24], [ptb00a/c], [rei90], [rum24], [sel85], [sot24], [sta18], [ste01], [sto05], [StrlSchG17], [StrlSchV18], [tse79], [wie15], [wil01], [zie13]

Online-Nukleardaten/Programm-Service

[amdc], [iaea], [iop], [kaeri], [knco], [lanl], [lbnl], [nndc]

5

Ausbreitung von Strahlung in Materie

5.1 Strahlungsfelder und Wechselwirkungen

Die räumliche Verteilung von Strahlungsteilchen, die den Raum durchsetzen, wird als Strahlungsfeld bezeichnet. Ist der Raum mit Materie erfüllt, treten zwischen den Strahlungsteilchen und den Atomen der Materie Wechselwirkungsprozesse auf. Die Flugrichtungen der aus den Quellen austretenden Strahlungsteilchen (Primärstrahlung) und die Arten der Wechselwirkungen der Strahlung mit Materie (Absorption, Streuung) bestimmen die Ausbreitung des Strahlungsfelds. Zu seiner genauen Beschreibung müssen zu jeder Zeit für jeden Ort die nach Flugrichtungen und Energien unterschiedenen Teilchenanzahlen bekannt sein.

Für die Strahlenwirkung sind die Unterschiede der Flugrichtungen an einem Ort zumeist unerheblich, sodass im praktischen Strahlenschutz zumeist nur die Aufteilung der Teilchen nach Energien und Zeit interessiert. Diese Häufigkeit wird durch die *spektrale Flussdichte* φ_E beschrieben. Sie ist definiert als die Anzahl der Teilchen ΔN mit Energien innerhalb eines Energieintervalls ΔE , die in einem kleinen Zeitintervall Δt eine kleine Kugel um den betrachteten Punkt in beliebiger Richtung durchsetzt haben, geteilt durch die Querschnittsfläche Δf der Kugel und die Breiten von Energie- und Zeitintervall. Die Anzahl der die Kugel durchsetzenden Teilchen geteilt durch Querschnittsfläche und Zeitintervall wird als *Flussdichte* φ bezeichnet. Für den Fall zeitlich konstanter Flussdichte ergibt sich als Produkt aus der Flussdichte und der Zeitdauer t die sogenannte *Fluenz* Φ (Bild 5.1), welche die Gesamtzahl von Teilchen pro Querschnittsfläche angibt, die die Kugel in dieser Zeit aus allen Richtungen treffen [eva82, din6814-2, rei90]. Es gelten, unter Verzicht auf die genaue differenzielle Schreibweise, die folgenden Zusammenhänge:

$$\varphi_E = \frac{\Delta N}{\Delta f \cdot \Delta t \cdot \Delta E} \quad \varphi = \frac{\Delta N}{\Delta f \cdot \Delta t} \quad \Phi = \frac{\Delta N}{\Delta f} \cdot t \quad (5.1)$$

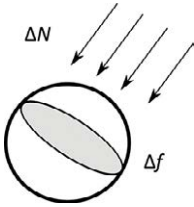


Bild 5.1 Veranschaulichung der Fluenz

Bei der Berechnung der Fluenz oder der Flussdichte der Strahlung an einem betrachteten Ort (Aufpunkt) wird unterschieden zwischen ungestreuter Strahlung, die ohne Wechselwirkung von der Quelle zum Aufpunkt gelangt ist, und gestreuter Strahlung, die Richtungsänderungen bei Wechselwirkungen erfahren hat. Wenn von einem von Primärstrahlung getroffenen Körper infolge von Wechselwirkungen mit Materie Streustrahlung ausgeht, sodass er ebenfalls als Strahlungsquelle angesehen werden kann, wird die vom Körper ausgehende Strahlung als Sekundärstrahlung bezeichnet. Entsprechend kann Sekundärstrahlung Tertiärstrahlung erzeugen usw. (Bild 5.2).

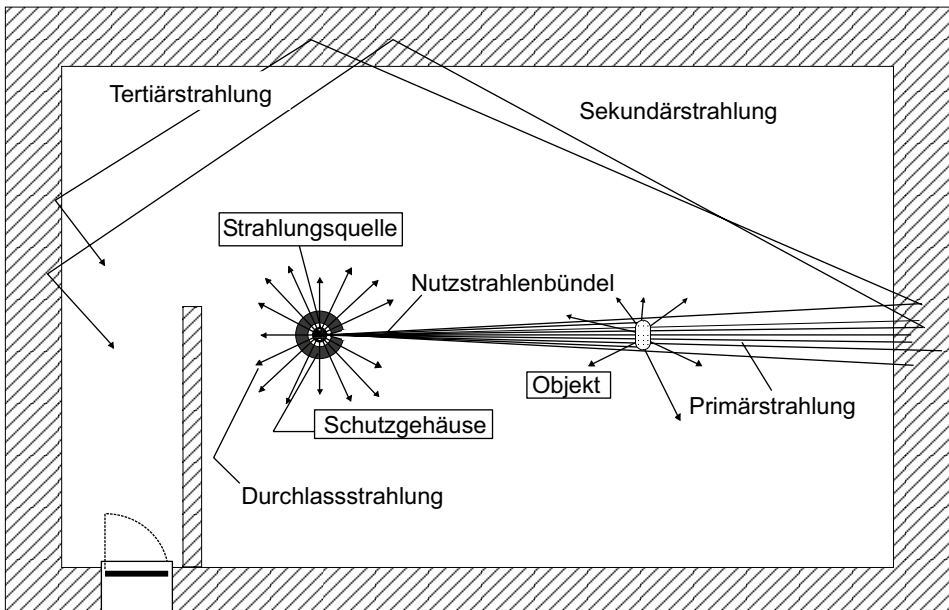


Bild 5.2 Strahlungsfelder

Ferner wird zwischen Nutz-, Stör- und Durchlassstrahlung unterschieden. Nutzstrahlung ist die Strahlung, die durch eine spezielle Öffnung (Blendensystem) im Schutzgehäuse um die Quelle zu Anwendungszwecken austreten kann. Die durch das Schutzgehäuse gegebenenfalls noch hindurchdringende Strahlung wird Durchlassstrahlung

genannt. Die gesamte Strahlung außerhalb des Nutzstrahlenbündels wird als Störstrahlung bezeichnet.

Beim Durchgang durch Materie erfahren geladene Strahlungsteilchen eine Vielzahl stoßartiger Wechselwirkungen mit kleinen Energieabgaben, insbesondere Ionisierung und Anregung (Abschnitt 5.2), wodurch eine nahezu kontinuierliche Energieabnahme entlang der Teilchenbahn entsteht (direkt ionisierende Strahlung). Ungeladene Teilchen verlieren ihre Energie demgegenüber durch vergleichsweise seltene Stöße mit einzelnen Atomen oder Atomkernen, nachdem sie zahlreiche Atome ohne Wechselwirkung passiert haben. Dabei werden jeweils größere Energiebeträge auf Sekundärteilchen übertragen, woraufhin entweder diese selbst oder die nach weiteren Stufen der Energieübertragung entstehenden geladenen Teilchen Ionisierungen und Anregungen auslösen können (indirekt ionisierende Strahlung). Ungeladene Teilchen können außer Sekundärstrahlung bei gelegentlichen Stoßprozessen auch radioaktive Atomkerne erzeugen. Dieselben Effekte können auch hochenergetische geladene Teilchen verursachen [ber24, iti00, iti01, iti03, her99].

Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass es zu einem bestimmten Wechselwirkungsprozess zwischen einem Strahlungs- und einem Materieteilchen (Atom, Elektron, Atomkern) in der durchstrahlten Materie kommt, hängt davon ab, wie viele reagierende Materieteilchen pro Volumen (*Anzahldichte* n_a) vorhanden sind und welche Kräfte in Abhängigkeit von der Strahlungsenergie zwischen den Reaktionspartnern wirken. Als Maß für die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit zwischen einem Strahlungs- und einem Materieteilchen dient der sogenannte *Wirkungsquerschnitt* (σ), der üblicherweise in der Einheit Barn (b) angegeben wird ($1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$). Mit dem Begriff Wirkungsquerschnitt verbindet sich die Vorstellung einer zur Flugrichtung senkrecht stehenden Trefferfläche am Ort des Materieteilchens, die so bemessen ist, dass nur dann eine Wechselwirkung eintreten würde, wenn die Teilchenbahn diese Fläche durchsetzt. Der Wirkungsquerschnitt für einen bestimmten Stoßprozess ist im Allgemeinen von der Art des Materieteilchens sowie von der Art und Energie des Strahlungsteilchens abhängig.

Bei einer Flussdichte φ in einem durchstrahlten Materiebereich ergibt sich für die volumenbezogene Reaktionsrate (Reaktionsratendichte) \dot{n}_V , d. h. die Anzahl der Wechselwirkungen pro Zeit und Volumen, Formel 5.2:

$$\dot{n}_V = n_a \cdot \sigma \cdot \varphi \quad (5.2)$$

Um die massenbezogene Reaktionsrate \dot{n}_M (Anzahl der Wechselwirkungen pro Zeit und Masse der bestrahlten Materie) zu erhalten, ist \dot{n}_V durch die Dichte ρ zu dividieren. Es ist üblich, das Produkt $n_a \cdot \sigma$ bei Neutronenreaktionen als (*makroskopische*) *Wirkungsquerschnittsdichte* Σ und bei Photonenreaktionen als *Schwächungskoeffizienten* μ zu bezeichnen. Die Größe

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{n_a \cdot \sigma}{\rho} \quad (5.3)$$

wird Massenschwächungskoeffizient genannt. Die übliche Einheit ist cm^2/g (siehe Bild 5.6).

Wird das Atom als Reaktionspartner betrachtet, so ist σ der atomare Wirkungsquerschnitt, der sowohl für einen einzelnen Wechselwirkungsprozess als auch für die Summe mehrerer Teilwirkungsquerschnitte (für Photoeffekt, Comptoneffekt, Paarbildungseffekt usw.) stehen kann. Die Anzahlldichte n_a der Atome einer Atomart, die in einer Substanzprobe der Dichte ρ vorliegt, die mehrere Atomarten enthält, errechnet sich gemäß Formel 5.4:

$$n_a = \frac{\rho \cdot h}{\bar{A}_r \cdot m_u} \quad n_a = \frac{\rho \cdot l}{\bar{A}_r \cdot m_u} \quad (5.4)$$

\bar{A}_r bezeichnet darin die mittlere relative Atommasse der Substanz und m_u die Atommassenkonstante. h ist die relative Häufigkeit, mit der Atome der reagierenden Atomart in einer Substanz enthalten sind (siehe Kapitel 2). Die rechte Formel 5.4 ist zu verwenden, falls anstelle von h der relative Massenanteil l der reagierenden Atomart an der gesamten Masse vorgegeben ist, wobei A_r die relative Atommasse des Nuklids darstellt.

Wegen der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts σ müssen bei spektral verteilter Strahlung für alle vorkommenden Energiekomponenten des Strahlungsfelds Teilreaktionsraten gemäß Formel 5.2 einzeln ermittelt und zur gesamten Reaktionsrate aufsummiert werden. In der Fachliteratur werden verschiedentlich auch für charakteristische Energiespektren von Strahlungsfeldern geltende effektive Wirkungsquerschnitte σ_{eff} angegeben, sodass mit σ_{eff} und der über alle Energiekomponenten summierten Flussdichte φ in Formel 5.2 unmittelbar die gesamte Reaktionsrate \dot{n}_V bzw. \dot{n}_M erhalten wird.

Zur Berechnung der Reaktionsrate \dot{N} , die insgesamt in einem Volumen V bzw. in einer Masse M der betroffenen Materie zu erwarten ist, müssen die dort für verschiedene Aufpunkte ermittelten Reaktionsraten \dot{n}_V bzw. \dot{n}_M mit den entsprechenden Teilvolumina bzw. -massen multipliziert und die Produkte zur gesamten Reaktionsrate aufsummiert werden. Bei räumlich konstantem φ und n_a gilt dementsprechend für die gesamte Reaktionsrate im Volumen V bzw. in der Masse M :

$$\dot{N} = \dot{n}_V \cdot V = n_a \cdot \sigma \cdot \varphi \cdot V \quad \dot{N} = \dot{n}_V \cdot M = \frac{1}{\rho} \cdot n_a \cdot \sigma \cdot \varphi \cdot M \quad (5.5)$$

Ein besonders einfacher Zusammenhang ergibt sich auch für eine in der Mitte eines kugelförmig angenommenen Raums befindliche, isotrop strahlende Punktquelle, wenn bei räumlich konstantem n_a für φ das quadratische Abstandsgesetz gilt. Mit der Quellstärke Q und dem Raumradius R ist in diesem Fall die gesamte Reaktionsrate im Raum

$$\dot{N} = n_a \cdot \sigma \cdot R \cdot Q \quad (5.6)$$

Handelt es sich bei dem betrachteten Raumbereich um das kegelförmige Nutzstrahlenbündel einer Punktquelle mit dem Öffnungswinkel $2 \cdot \alpha$, so folgt unter den zuvor genannten Voraussetzungen:

$$\dot{N} = n_a \cdot \sigma \cdot R \cdot \frac{Q}{2} \cdot (1 - \cos \alpha) \quad (5.7)$$

Anstelle von σ bzw. Σ oder μ ist in der Fachliteratur häufig der Massenwirkungsquerschnitt (Σ/ρ) oder der Massenschwächungskoeffizient (μ/ρ) angegeben. Bei Verwendung dieser Größen ist in Formel 5.2 sowie Formel 5.5 bis Formel 5.7 $n_a \cdot \sigma$ durch $(\Sigma/\rho) \cdot l \cdot \rho$ bzw. $(\mu/\rho) \cdot l \cdot \rho$ zu ersetzen. Zahlenwerte von Wirkungsquerschnitten können für zahlreiche Wechselwirkungsprozesse in Abhängigkeit von Strahlungsenergie und Ordnungszahl der bestrahlten Substanz der Fachliteratur entnommen werden [ans612, hub04, mag03, mug18, sel93, iaea, kaeri, lanl, nist, nndc].

5.2 Direkt ionisierende Strahlung

Energiereiche, elektrisch geladene Materieteilchen, wie Elektronen, Protonen, Deuteronen oder Alphateilchen, geben ihre Energie im Wesentlichen durch zahlreiche Ionisierungs- und Anregungsprozesse entlang ihrer Flugbahn an das Material ab.

Während bei der Ionisierung Elektronen von den Atomhüllen abgelöst werden, verbleiben die Elektronen bei der Anregung innerhalb der Atomhülle in einem höheren Energiezustand, aus dem sie nach kurzer Zeit unter Emission von Wellenstrahlung (sichtbares Licht, UV-Licht, Röntgenfluoreszenzstrahlung) oder strahlungslos mit Erwärmung des Materials in den Grundzustand zurückkehren (Bild 5.3a und Bild 5.3b). Fluoreszenzstrahlung entsteht auch, wenn ein ionisiertes Atom anschließend das fehlende Elektron aus der Umgebung einfängt.

Die bei der Ionisierung abgelösten Elektronen erhalten nur gelegentlich genug Bewegungsenergie, um selbst wieder ionisieren zu können (δ -Elektronen), und lagern sich daher zumeist unter Bildung eines negativen Ions an benachbarte Atome an. Sie bilden zusammen mit den nach der Ablösung der negativ geladenen Elektronen aus der Atomhülle übrigbleibenden positiv geladenen Atomrümpfen (positiven Ionen) eine Ionenspur entlang der Flugbahn (siehe Bild 5.4). Die Ionisierungsdichte (Anzahl der Primärionisationen pro Weglänge) nimmt dabei mit abnehmender Teilchengeschwindigkeit zu, bis ein Maximalwert kurz vor dem Ende der Flugbahn erreicht wird.

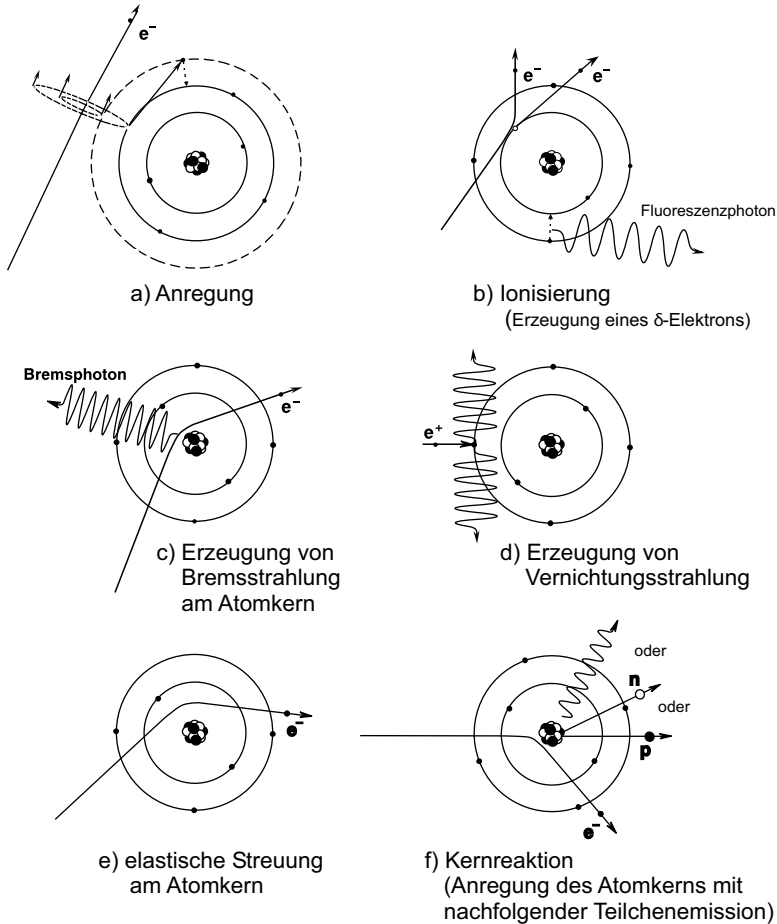


Bild 5.3 Wechselwirkungsprozesse von Elektronen mit Materie

Bei gleicher Bewegungsenergie haben die schweren Teilchen (α , p) eine kleinere Fluggeschwindigkeit und wegen der damit verbundenen größeren Ionisierungsdichte wesentlich kürzere Flugbahnen (Reichweiten) als schneller fliegende leichte Teilchen (β) von gleicher Energie. Entsprechend wird von dicht ionisierender Strahlung (α , p) bzw. locker ionisierender Strahlung (β) gesprochen. Als Maß für die Ionisierungsdichte gilt das lineare Energieübertragungsvermögen L (mittlerer Energieverlust durch Stoß pro Weglänge, engl.: *linear energy transfer* = LET). Es beträgt in Wasser bei Elektronen mit Energien oberhalb von 10 keV weniger als 3 keV/ μm und erreicht bei Protonen maximal etwa 100 keV/ μm sowie bei Alphastrahlung Werte von mehr als 200 keV/ μm (siehe Tabelle 5.1).

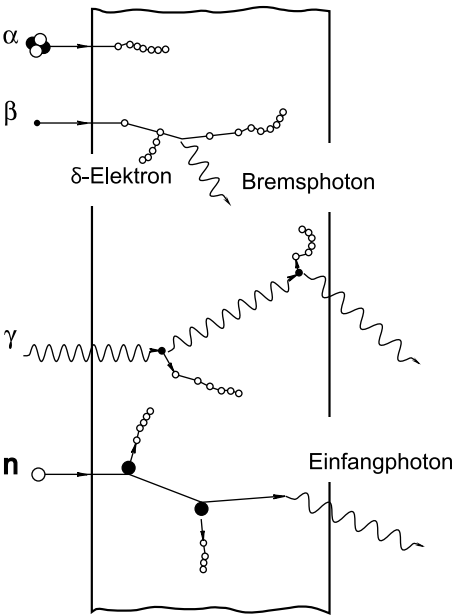


Bild 5.4 Durchgang von α -, β -, γ -, n -Strahlungsteilchen durch Materie

∞∞ angeregte bzw. ionisierte Atome längs der Bahnen geladener Teilchen

- Betateilchen bzw. Comptonelektron
- Rückstoßproton aus elastischem Stoß am Wasserstoffkern

Tabelle 5.1 Lineares Energieübertragungsvermögen L in Wasser in $\text{keV}/\mu\text{m}$ [ber17a]

Energie in MeV	0,01	0,1	1	10
Photonen	–	1,65	0,208	0,193
Elektronen	2,26	0,412	0,185	0,197
Protonen	43,3	81,6	26,1	4,57
Alphateilchen	43	115	219	53,4

Außer durch Ionisierung und Anregung der Atomhülle (Bild 5.3a und Bild 5.3b) können direkt ionisierende Strahlungsteilchen ihre Energie auch durch die Erzeugung von Bremsstrahlungsphotonen im elektrischen Feld des Atomkerns, gelegentlich auch dem eines Hüllenelektrons, verlieren (Bild 5.3c). Diese Art des Energieverlusts wird umso wahrscheinlicher, je kleiner die Masse und je größer die Bewegungsenergie des Strahlungsteilchens und je höher die Kernladungszahl der Atome der bestrahlten Materie ist.

Geladene Teilchen erfahren Energieverluste durch Abstrahlung elektromagnetischer Wellenstrahlung nicht nur in elektrischen Feldern von geladenen Atombestandteilen,

sondern grundsätzlich bei allen Beschleunigungsvorgängen, d. h. Änderungen ihrer Geschwindigkeit oder ihrer Bewegungsrichtung. Dies gilt insbesondere für die geladenen Teilchen, die in Kreisbeschleunigern auf ihre Sollbahn gezwungen werden (siehe Abschnitt 4.2.2).

Bei elastischen Streuungen werden geladene Teilchen durch elektromagnetische Wechselwirkung mit dem Atomkern aus ihrer Richtung abgelenkt (Bild 5.3e). Für schwere Teilchen ergeben sich dabei im Mittel wesentlich kleinere Streuwinkel als für Elektronen. Der Energieverlust ist bei Letzteren wegen der gegenüber dem Atomkern kleinen Masse praktisch zu vernachlässigen.

Vergleichsweise selten können direkt ionisierende Teilchen, insbesondere Protonen, Deuteronen und Alphateilchen, auch Kernreaktionen auslösen (siehe Bild 5.3f und Abschnitt 5.4).

5.2.1 Alphastrahlung

Alphateilchen haben gegenüber den Elektronen der Atomhülle eine sehr große Masse (ca. 7300-mal größer) und werden durch die Ionisierungs- und Anregungsprozesse beim Flug durch die Materie kaum aus ihrer Bahn abgelenkt. Wegen ihrer relativ geringen Geschwindigkeit im Vergleich zu Elektronen gleicher Energie (infolge großer Masse) und aufgrund ihrer großen elektrischen Ladung verursachen sie entlang ihrer nahezu geradlinigen Bahn eine große Anzahl von Wechselwirkungsprozessen, sodass eine kurze Reichweite und hohe Ionisierungsdichte resultiert (Bild 5.4). Die Bremsstrahlungserzeugung spielt bei Alphastrahlung keine Rolle. Dagegen können Alphateilchen bei genügend hoher Energie Kernreaktionen auslösen, die zu radioaktiven Folgeprodukten führen.

5.2.2 Beta- und Elektronenstrahlung

Energiereiche Elektronen werden durch Stöße mit den Hüllenelektronen des Atoms und durch Bremsstrahlungserzeugung am Atomkern häufig aus der Bahn abgelenkt, sodass eine unregelmäßige zickzackförmige Flugbahn mit schwankender Reichweite entsteht (Bild 5.4). Hinzu kommt, dass Elektronen aus radioaktiven Kernen (Betateilchen) mit unterschiedlichen Energien emittiert werden, wodurch eine weitere Schwankung der Reichweiten zustande kommt. Daraus ergeben sich bei Betateilchen in der Praxis Unterschiede in den Reichweiten von der größten Fluglänge bei Geradeausflug (maximale Reichweite) bis etwa zur Hälfte dieser Fluglänge.

Positiv geladene Elektronen (Positronen, siehe Abschnitt 4.1.2 und Abschnitt 5.3.1) reagieren am Ende ihrer Bahn stets mit einem Elektron der Materie, wobei sich die

beiden Teilchenmassen vernichten (Bild 5.3d). Zugleich entstehen zumeist zwei, Vernichtungsstrahlung genannte, Photonen, deren Energie zusammen der Ruhemasse von zwei Elektronen (1,022 MeV) entspricht (siehe Abschnitt 3.3).

Während Elektronen bei niedrigen Teilchenenergien vorwiegend Anregungs- und Ionisierungsprozesse auslösen, überwiegt oberhalb der sogenannten kritischen Energie die Erzeugung von Bremsstrahlung (siehe Abschnitt 5.6).

5.3 Indirekt ionisierende Strahlung

Elektrisch neutrale, materielle Teilchen oder Photonen können verhältnismäßig große Strecken ungestört durch die Materie fliegen, bis sie bei einem gelegentlichen Stoß einen Teil ihrer Bewegungsenergie an ein geladenes Teilchen der Materie abgeben, das seinerseits die aufgenommene Bewegungsenergie durch Ionisierung, Anregung oder die Erzeugung von Bremsstrahlung verliert.

5.3.1 Photonenstrahlung

Photonen übertragen ihre Bewegungsenergie entweder vollständig auf ein Elektron eines Atoms der umgebenden Materie (Photoeffekt) oder nur zum Teil (Comptoneffekt), wobei sich ihre Flugrichtung ändert und sie einen Teil ihrer Anfangsenergie verlieren (Bild 5.5a und Bild 5.5b). Oberhalb von etwa 1,022 MeV kann sich die gesamte Photonenenergie auch in zwei bewegte Teilchen, Elektron (e^-) und Positron (e^+), mit entgegengesetzten elektrischen Ladungen umwandeln (Paarbildung, Bild 5.5c). Dabei entfällt nach der Relativitätstheorie auf die Ruhemasse eines Elektrons ein Energiebetrag von 0,511 MeV (siehe Abschnitt 3.3). Die Elektronen und Positronen können ihrerseits entlang ihrer Flugbahn Atome ionisieren oder anregen bzw. erneut Photonen (Bremsstrahlung) erzeugen. Außerdem entsteht bei der anschließenden Vereinigung des Positrons mit einem Elektron Vernichtungsstrahlung (siehe Bild 5.3d).

Die Wahrscheinlichkeit, mit der einer dieser Prozesse bei der Wechselwirkung eines Photons vorkommt, hängt von der Energie der Photonen und der Art der bestrahlten Materie ab. Der bei niedrigen Energien vorherrschende Photoeffekt wird mit zunehmender Photonenenergie weniger wahrscheinlich. Im Energiebereich um 1 MeV überwiegt der Comptoneffekt, während der Paarbildungseffekt zumeist erst bei Energien oberhalb von 3 MeV bedeutsam wird (siehe Bild 5.6). Die Häufigkeit der Wechselwirkungen ist bei Atomen mit großer Kernladungszahl besonders groß, so dass solche Materialien für die Schwächung von Photonenstrahlung besonders geeignet sind. Dabei kann der Photoeffekt im praktischen Strahlenschutz häufig als

Absorptionsprozess aufgefasst werden, da das Photon vollständig verschwindet und die entstehende Sekundärstrahlung (Elektron, Fluoreszenzphoton) vergleichsweise geringe Reichweiten hat. Demgegenüber verliert das Photon bei einem Comptonstoß häufig nur wenig Energie, sodass es anschließend noch eine größere Strecke in anderen Richtungen in der Materie zurücklegen kann (siehe Bild 5.4). Das hierdurch entstehende Strahlungsfeld mit veränderten Flugrichtungen wird Streustrahlungsfeld genannt.

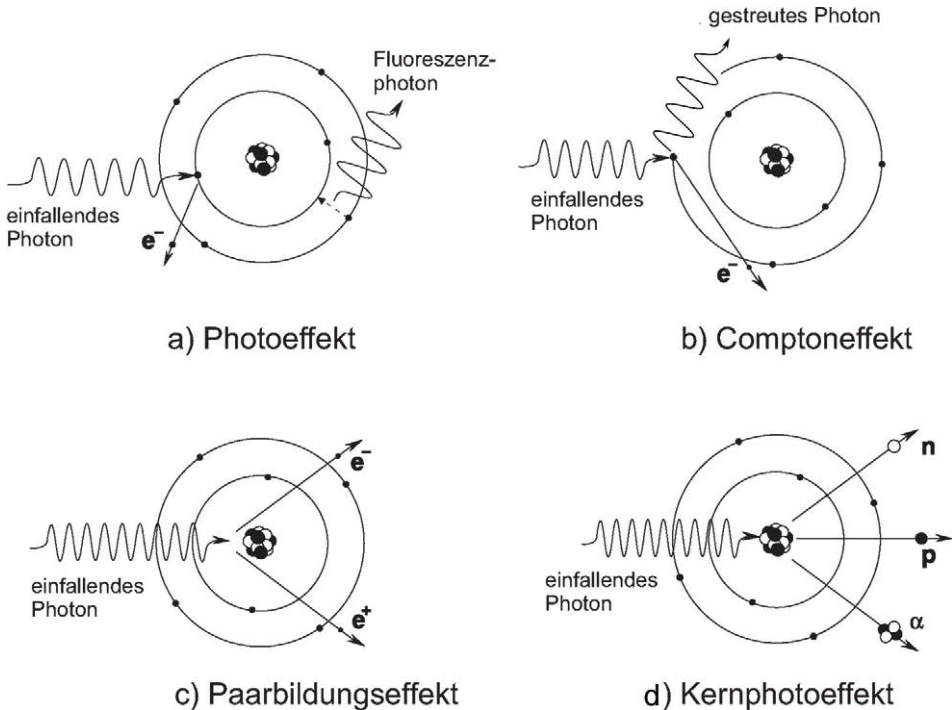


Bild 5.5 Wechselwirkungsprozesse von Photonen mit Materie

Bei Photonen mit hohen Energien, wie sie von Beschleunigern erzeugt werden, ist der Kernphotoeffekt zu berücksichtigen, bei dem ein oder mehrere Nukleonen (Neutronen, Protonen, Alphateilchen) aus dem Atomkern herausgestoßen werden (Bild 5.5d). Der zurückbleibende Restkern ist im Allgemeinen radioaktiv (siehe Abschnitt 5.4). Die Schwellenenergien für den Kernphotoeffekt liegen bei vielen gebräuchlichen Materialien oberhalb von 6 MeV (siehe Anhang 15.17). Bei niedrigen Photonenenergien, wie sie vielfach bei Röntgenröhren vorkommen, können außer dem Comptoneffekt auch noch Streuprozesse ohne Energieverlust (kohärente Streuung oder Rayleigh-Streuung) wesentlich zum Streustrahlungsfeld beitragen.

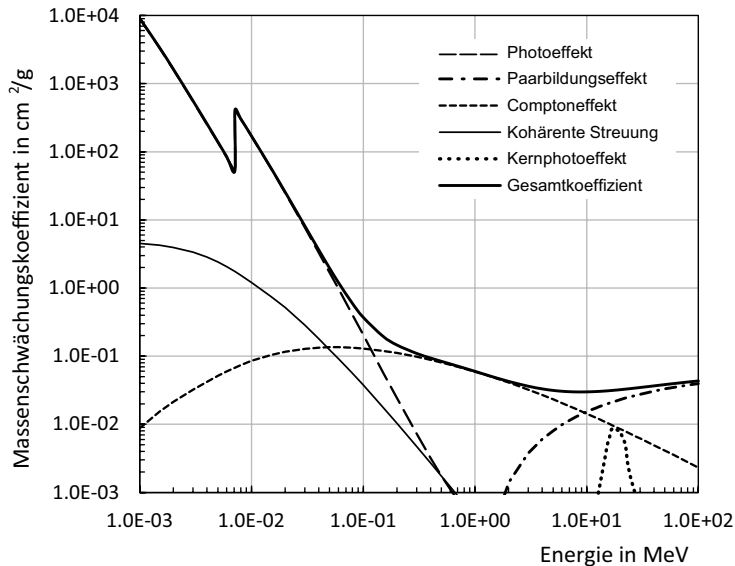


Bild 5.6 Gesamt-Massenschwächungskoeffizient μ/ρ für Blei mit den beitragenden Wechselwirkungsprozessen: Die Absorptionskante im Photoeffekt bei 88 keV erklärt sich aus dem Schalenmodell der Elektronen, bei dem Photonen diskrete Mindestenergien haben müssen, um ein Elektron aus einer Schale zu entfernen.

5.3.2 Neutronenstrahlung

Neutronen können im Gegensatz zu Photonen nur mit Atomkernen reagieren, wobei zwischen elastischer und inelastischer Streuung, Absorption, Mehrteilchenprozess und Kernzersplitterung (Spallation) unterschieden wird.

Bei *elastischen Streuungen* wird der Atomkern wie eine starre Kugel angestoßen und das Neutron aus seiner Bahn gelenkt (Bild 5.7a). Der angestoßene Atomkern (Rückstoßkern) verliert seine Bewegungsenergie durch Ionisierung und Anregung. Nach den Stoßgesetzen der Mechanik ist der Energieverlust des Neutrons bei den leichten Atomkernen am größten. Während beispielsweise auf Wasserstoffkerne (Protonen) im Durchschnitt 50 % der Energie übertragen wird, kann an Eisenkerne durchschnittlich nur etwa 3,3 % bzw. an Bleikerne nur etwa 0,9 % abgegeben werden. Bei schweren Materialien sind somit wesentlich mehr Stöße und größere Flugstrecken erforderlich, bis die Neutronenenergie auf einen bestimmten Bruchteil der Anfangsenergie verringert ist, sodass Abschirmungsmaterialien mit kleiner Atommasse oder größerem Wasserstoffgehalt besonders wirkungsvoll sind. Die vorwiegend durch solche elastischen Streuungen verursachte Verminderung der Neutronenenergie wird als Moderation bezeichnet.

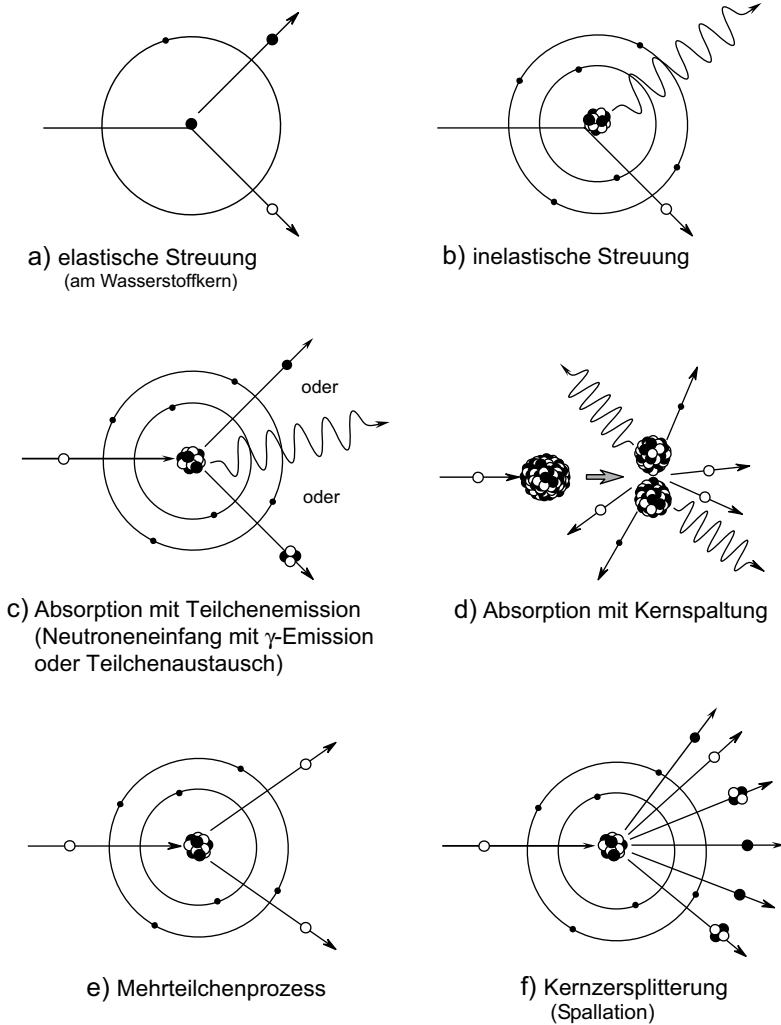


Bild 5.7 Wechselwirkungsprozesse von Neutronen mit Materie

Bei *inelastischen Streuungen* wird die Bewegungsenergie teilweise zur Anregung des Atomkerns verbraucht, sodass der Energieverlust größer ist als bei elastischen Streuungen. Der angeregte Kern geht unmittelbar danach unter Emission von Photonen in den Grundzustand über (Bild 5.7b). Inelastische Streuungen kommen besonders häufig bei hohen Neutronenenergien (MeV-Bereich) und Atomkernen mit großer Nukleonenzahl vor.

Absorption liegt vor, wenn das Neutron verschwindet, indem es sich an einen Atomkern anlagert. Die Anlagerung führt meist zu einem angeregten Atomkern mit anschließender Emission von Photonen (Einfang-Gammastrahlung) oder eines gelade-

nen Teilchens (Bild 5.7c). Ferner ist bei einigen schweren Atomen die *Spaltung* des Atomkerns möglich (Bild 5.7d). Bei Wechselwirkungen höherenergetischer Neutronen mit Atomkernen können auch jeweils mehrere Nukleonen freigesetzt (Mehrteilchenprozess, Bild 5.7e) oder die Atomkerne zersplittet werden (*Spallation*, Bild 5.7f). Die verbleibenden Atomkerne sind zumeist radioaktiv. In Bild 5.4 ist eine Folge von Wechselwirkungsprozessen eines Neutrons mit Atomkernen in einer Materieschicht angedeutet.

Entsprechend der Energieabhängigkeit dieser Wechselwirkungen werden Neutronen in der Dosimetrie häufig in vier Energiegruppen eingeteilt: hochenergetische Neutronen ($E_n > 20$ MeV, Mehrteilchenprozesse wahrscheinlich), schnelle Neutronen ($10 \text{ keV} < E_n \leq 20 \text{ MeV}$, unelastische Stöße wahrscheinlich), intermediäre Neutronen ($0,5 \text{ eV} < E_n \leq 10 \text{ keV}$ überwiegend elastische Stöße), langsame Neutronen ($E_n \leq 0,5 \text{ eV}$, erhebliche Absorptionswahrscheinlichkeit). Thermische Neutronen haben Bewegungsenergien, die mit denen der Atome des umgebenden Materials im Gleichgewicht stehen. Bei 20°C Umgebungstemperatur sind $0,0252 \text{ eV}$ die wahrscheinlichste Energie.

5.4 Kernreaktionen

Vorgänge, bei denen Strahlungsteilchen auf einen Atomkern einwirken, werden als Kernreaktionen bezeichnet. Die allgemeine Formulierung für eine solche Kernreaktion ist

$$X(x, y)Y \quad (5.8)$$

Darin bezeichnet X das vom Teilchen x getroffene Nuklid und Y das bei der Reaktion entstehende Nuklid. y ist das nach der Reaktion auftretende Teilchen. Die bei der Kernreaktion freiwerdende Energie E_Q entspricht nach der Relativitätstheorie der Differenz zwischen den Nuklid- und Teilchenmassen vor und nach der Reaktion. Mit den relativen Atommassen A_r der Nuklide und Teilchen sowie der Ruheenergie $m_0 \cdot c^2 = 931,494 \text{ MeV}$ der Atommassenkonstanten gilt für die Reaktionsenergie E_Q in MeV näherungsweise:

$$E_Q = (A_r(X) + A_r(x) - A_r(Y) - A_r(y)) \cdot 931,494 \quad (5.9)$$

Die relativen Atommassen können der Fachliteratur entnommen werden [aud17, lie91, amdc]. Eine Massenabnahme ($E_Q > 0$) bedeutet die Freisetzung von Energie (exotherme Reaktion), die als Bewegungs- oder Photonenenergie in Erscheinung tritt. Bei einer Massenzunahme ($E_Q < 0$) kann die Reaktion erst eintreten, wenn die Teilchenenergie einen bestimmten Mindestwert (Schwellenenergie) überschreitet, der sich aus

der masseabhängigen Energieübertragung an die beteiligten Teilchen errechnet (endotherme Reaktion). Für die Schwellenenergie E_S gilt (bei ruhendem Target-Atom X):

$$E_S = -E_Q \cdot \left(1 + \frac{A_r(X)}{A_r(X)}\right) \quad (5.10)$$

In Anhang 15.17, Anhang 15.18 und Anhang 15.19 sind einige Schwellenenergien E_S und Reaktionsenergien E_Q (Q -Wert) für typische Kernreaktionen wiedergegeben, bei denen mit der Erzeugung von radioaktiven Folgenukliden zu rechnen ist. Bei Teilchenenergien oberhalb der Schwellenenergie ergeben sich häufig stark mit der Energie schwankende Reaktionsraten (Resonanzen), wobei für (γ, n) -Reaktionen zumeist besonders stark ausgeprägte Peaks im Wirkungsquerschnitt auftreten, deren Maxima etwa zwischen 13 und 25 MeV liegen und deren Breiten auf einen Energiebereich von 4 bis 10 MeV begrenzt sind (Riesenresonanz, siehe Bild 5.9).

In Bild 5.8 und Bild 5.9 sind typische Verläufe von Wirkungsquerschnitten für exotherme Neutronen- und endotherme Photonenwechselwirkungen wiedergegeben.

Für den praktischen Strahlenschutz sind insbesondere solche Kernreaktionen von Bedeutung, bei denen das Folgenuklid (Y) radioaktiv ist. Bei zeitlicher konstanter Flussdichte der aktivierenden Strahlung steigt die Aktivität A in der bestrahlten Materie mit zunehmender Bestrahlungszeit t nach einer Exponentialfunktion so lange an, bis die Anzahl der radioaktiven Zerfälle pro Zeitintervall (Aktivität) gleich der Anzahl der pro Zeit gebildeten radioaktiven Atomkerne \dot{N} (Produktionsrate) geworden ist:

$$A = \dot{N} \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t}) \quad (5.11)$$

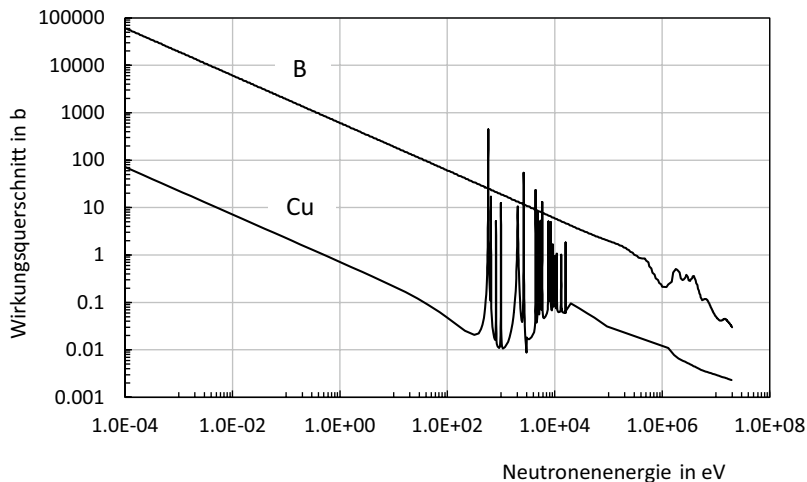


Bild 5.8 Wirkungsquerschnitte für die Kernreaktionen $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$ und $^{63}\text{Cu} (n, \gamma) ^{64}\text{Cu}$ in Barn, Neutron Cross Section Standards [iaea]

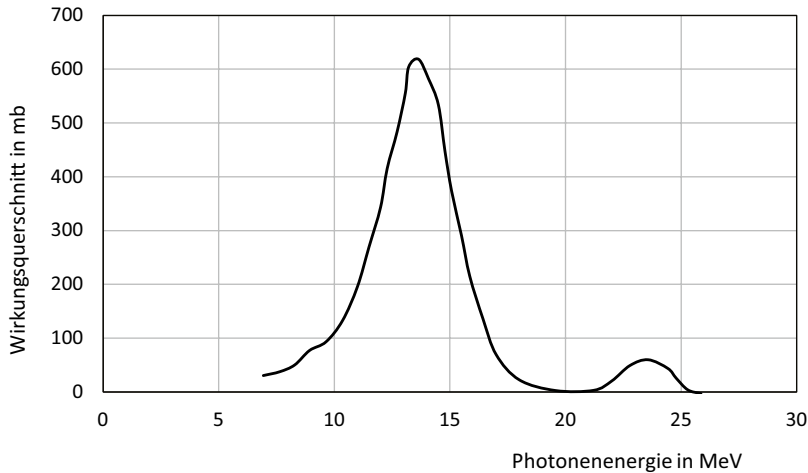


Bild 5.9 Wirkungsquerschnitt für die Kernreaktion $^{206}\text{Pb}(\gamma, n)^{205}\text{Pb}$ in Millibarn, IAEA Photonuclear Data Library [iaea]

Dabei wird näherungsweise vorausgesetzt, dass die Anzahl der anfangs vorhandenen Atome der bestrahlten Materie praktisch konstant bleibt. λ bezeichnet die Zerfallskonstante des entstehenden Radionuklids (siehe Abschnitt 4.1.3). Die in einem Volumen V oder einer Masse M bei räumlich konstanter Flussdichte ϕ und Materialdichte ρ maximal erreichbare Aktivität, die sogenannte Sättigungsaktivität A_s , ist dementsprechend unmittelbar durch die Reaktionsrate in der Materie gegeben ($A_s = \dot{N}$), die mit Formel 5.5 bis Formel 5.7 abgeschätzt werden kann. Die Bestrahlungszeit, nach der diese Sättigungsaktivität praktisch erreicht wird, beträgt etwa sechs Halbwertszeiten des entstehenden Radionuklids (siehe Bild 5.10).

Wenn in der bestrahlten Materie verschiedene Atomarten vertreten sind, muss zur Ermittlung der entstehenden Gesamtaktivität Formel 5.5, Formel 5.6 und Formel 5.7 für jedes Nuklid und alle Kernreaktionen mit merklichem Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung der Energieabhängigkeit ausgewertet werden und aus den Ergebnissen der Summenwert gebildet werden. In Anhang 15.17, Anhang 15.18 und Anhang 15.19 sind effektive Wirkungsquerschnitte für einige häufiger betrachtete Kernreaktionen zusammengestellt. Außerdem sind einige im Wesentlichen nur bei thermischen Neutronenenergien bedeutsame (n,γ)-Wirkungsquerschnitte angegeben.

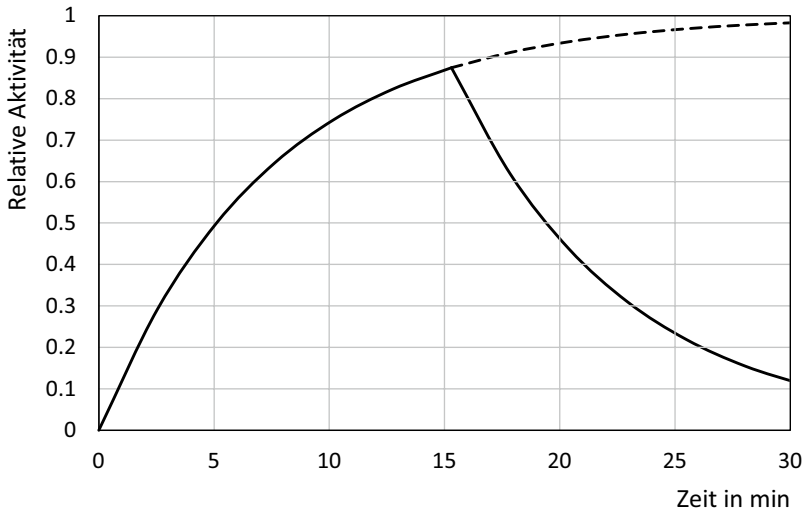


Bild 5.10 Aktivität von ^{66}Cu ($T = 5,1$ min) in Abhängigkeit von der Bestrahlungszeit ($t = 15,3$ min) eines Zink-Targets $^{66}\text{Zn}(n,p)^{66}\text{Cu}$ und der Abklingzeit

5.5 Kernspaltungskettenreaktionen

Neutronen lösen bei Zusammenstößen mit Atomkernen des Urans oder künstlich erzeugter Transurane, wie z. B. des Plutoniums, sehr häufig Kernspaltungen aus. Die Wahrscheinlichkeit für solche Spaltungen ist von der Neutronenenergie abhängig. Durch thermische Neutronen spaltbare Isotope sind z. B. U-233, U-235 und Pu-239. Zur Spaltung von Isotopen wie Th-232, U-238 und Pu-240 werden dagegen schnelle Neutronen benötigt. Die entstehenden Spaltprodukte erhalten erhebliche Bewegungsenergien, die in Wärme umgesetzt werden. Die pro Spaltung von U-235-Atomkernen freigesetzte Energie beträgt etwa 200 MeV. Außerdem werden jeweils durchschnittlich zwei bis drei Neutronen frei, die ihrerseits weitere Kernspaltungen auslösen können. Die Folge solcher Kernreaktionen, bei denen jede durch die Neutronen aus vorhergehenden Kernreaktionen zustande kommt, wird als Kernspaltungskettenreaktion bezeichnet.

In einem Medium, das spaltbare Atomkerne enthält, folgen auf jede Kernspaltung im Durchschnitt k weitere Kernspaltungen, wobei k als Multiplikationsfaktor bezeichnet wird, der das Verhältnis aus der Gesamtzahl der Neutronen einer Generation zu derjenigen der vorhergehenden Generation angibt. Der Faktor k ist vor allem von der Art, Zusammensetzung und Dichte bzw. Konzentration des Spaltstoffs sowie von seiner räumlichen Anordnung abhängig. Ferner wird der Multiplikationsfaktor durch die Abbrems- und Absorptionseigenschaften der zusätzlich in der Spaltzone vorhan-

denen Elemente entscheidend beeinflusst. So können die als schnelle Neutronen entstehenden Spaltneutronen schon nach wenigen Stoßprozessen auf thermische Energien abgebremst werden, wenn sie auf ein Material mit Atomkernen geringer Ordnungszahl (Moderator), insbesondere Wasserstoff, auftreffen. Einige nicht spaltbare Substanzen, wie Bor, Cadmium und Gadolinium tragen durch ihre besonders hohe Absorptionswahrscheinlichkeit für thermische Neutronen zur Verringerung des Multiplikationsfaktors bei. Da Neutronen durch die Oberfläche des Spaltstoffsystems ausströmen und durch Reflexion an den umgebenden Strukturen wieder in das System eintreten können, ist der Faktor k darüber hinaus auch von der Geometrie der Anordnung abhängig.

Bei natürlichen, spaltstoffhaltigen Materialien, z. B. Uranerzen, bewirken die zahlreichen Neutronenabsorptionen, bei denen keine Kernspaltung ausgelöst wird, dass der Multiplikationsfaktor selbst für beliebig große Materialmengen („unendlich“ ausgedehntes Medium) kleiner als 1 bleibt ($k_{\infty} < 1$). In diesem Fall wird durch die Kettenreaktion lediglich die stets vorhandene, natürliche radioaktive Kernspaltungsrate spaltbarer Stoffe um den Faktor $1/(1 - k_{\infty})$ gesteigert.

In einem Spaltstoffsysteem mit $k_{\infty} > 1$, z. B. einer größeren Menge von künstlich gewonnenem, reinem U-235 oder Pu-239, würde eine Kettenreaktion mit explosionsartig zunehmender Kernspaltungsrate auftreten, wenn der insgesamt wirksam werdende effektive Multiplikationsfaktor nicht durch künstlich erzeugte Neutronenverluste auf Werte $k < 1$ verringert würde. Bei $k = 1$ unterhält sich die Kettenreaktion gerade selbst, da ebenso viele Neutronen entstehen, wie durch Absorption und Ausströmen aus dem System verloren gehen (Zustand der Kritikalität).

Für jedes Spaltstoffmaterial mit $k_{\infty} > 1$ lassen sich dementsprechend verschiedene Systemparameter angeben, mit denen der Zustand der Kritikalität eines Systems beschrieben werden kann (kritische Parameter). Gebräuchlich sind folgende:

- kritisches Volumen (einer Kugel)
- kritische Masse (einer Kugel)
- kritischer Zylinderdurchmesser (eines unendlich langen Zylinders)
- kritische Schichtdicke (einer unendlich ausgedehnten Schicht)
- kritische Spaltstoffkonzentration
- kritischer Anreicherungsgrad (U-235-Massenanteil an der gesamten Uranmasse)

Diese Größen sind außer von k_{∞} auch noch von den umgebenden Elementen und Strukturen abhängig (Reflektor). Viele Spaltstoffsysteeme weisen ferner eine charakteristische Abhängigkeit der kritischen Parameter vom Atomanzahlverhältnis Moderator/Spaltstoff (z. B. $N_{\text{H-1}}/N_{\text{U-235}}$) auf, dem sogenannten Moderationsgrad, die in einem durch Minimum und Maximum gekennzeichneten Kurvenverlauf der kritischen Parameter über dem Moderationsgrad zum Ausdruck kommt (siehe Bild 5.11). Bei den