Grundlagen der Strahlenphysik und Dosimetrie

(Röntgenstrahlung)

Stephan Scheidegger
Paul Scherrer Institut

1. Auflage 2002

© Stephan Scheidegger 2002

Grundlagen der Strahlenphysik und Dosimetrie (Röntgenstrahlung)
1. Auflage 2002
© Stephan Scheidegger 2002

Reproduction or translation of any part of this work without permission of the copyright owner is unlawful. Requests for permission or further information should be addressed to the author.

Autor:

Stephan Scheidegger

Schule für Strahlenschutz
Paul Scherrer Institut
5232 Villigen-PSI

INHALT

Vorwort 7

1. Einleitung **8**

2. Grundlagen der Strahlenphysik **11**

2.1 Beschreibung der Strahlenfelder *11*
2.2 Wechselwirkungsprozesse mit der Materie *16*
2.3 Absorbierte Dosis und KERMA *24*
2.4 Strahleneffekte im Wasser *25*

3. Attenuation und Abschirmung ionisierender Strahlung **28**

3.1 Attenuation von Photonen *28*
3.2 Absorption von Elektronen *34*

4. Dosisbegriffe im Strahlenschutz **37**

4.1 Biologische Dosisbegriffe *37*
4.2 Das Konzept der effektiven Dosis *39*
4.3 Operationelle Dosisbegriffe *40*

5. Messung von ionisierender Strahlung **44**

5.1 Grundprinzipien des Messvorganges *44*
5.2 Dosismessung mittels Ionisationskammer *45*
5.3 Proportionalzählrohr *49*

5.4 Geiger-Müller-Zählrohr *50*
5.5 Szintillationsdetektoren *52*
5.6 TLD *53*
5.7 Halbleiterdetektoren *55*
5.8 DIS-Dosimeter *57*
5.9 Kalibrierung von Messgeräten *58*

6. Dosisabschätzungen **62**

6.1 Allgemeines *62*
6.2 Externe Bestrahlung *62*

Anhänge **69**

A1. Anhang 1: Die Erzeugung von Röntgenstrahlung **70**

A1.1 Röntgenröhre *70*
A1.2 Beschleuniger *75*

A2. Anhang 2: Die Bragg-Gray-Kavitäts-Theorie 79
A3. Anhang 3: Die Berechnung der Dosis im Körper **81**

A3.1 Allgemeines *81*
A3.2 Kerne *81*
A3.3 Monte-Carlo-Verfahren *82*

A4. Anhang 4. Tabellen & Diagramme zur Strahlenphysik 84

Literatur **88**

VORWORT

Das vorliegende Skript ist ein Auszug aus dem Skript über die physikalischen Grundlagen der Dosimetrie im Strahlenschutz, ergänzt mit einem Anhang über die Erzeugung von Röntgenstrahlung.

Das Skript richtet sich an die Teilnehmerinnen und Teilnehmer von Strahlenschutz-Sachverständigenkursen für den Umgang mit Röntgenanlagen. Diesen soll eine kurze aber fundierte Einführung in Strahlenphysik und Dosimetrie geboten werden. Dabei enthält das Skript mehr Information, als in den Kursen üblicherweise vermittelt wird. Insbesondere die Anhänge 2 und 3 sollen dem etwas mehr interessierten Leser zusätzliches Wissen im Bereich der Dosimetrie vermitteln.

Es wurde mit diesem Skript nicht beabsichtigt, die physikalischen Grundlagen, welche für das gesamte Gebiet der Dosimetrie notwendig sind, in erschöpfender Weise zu behandeln. Vielmehr sollte das Skript eine kompakte Darstellung der Grundbegriffe und der wichtigsten Konzepte darstellen, welche für den Strahlenschutz-Sachverständigen nützlich sind. Da sich das Skript an ein heterogenes Publikum richtet, bildete dieses letztlich einen Kompromiss. Für das Verständnis des Skriptes sind - zumindest teilweise - Kenntnisse in den grundlegenden experimentalphysikalischen Fächern erforderlich, wie sie im Grundstudium der naturwissenschaftlichen Studiengänge in der Regel unterrichtet werden.

Schwerpunkte des Skriptes bilden die Wechselwirkungen der ionisierenden Strahlen mit der Materie, die Messtechnik ionisierender Strahlen und die Dosisbegriffe, während der Aufbau der Materie nur sehr rudimentär und die Erzeugung von ionisierender Strahlung im Anhang 1 behandelt werden, da zu diesen Themen genügend einführende Literatur existiert. Hingegen existiert gerade bei den Grundlagen der Dosimetrie, wie sie in diesem Skript abgehandelt werden, ein Bedarf an einer kompakten Zusammenstellung.

Besonderer Dank richtet sich an all jene Personen, die mit ihren wertvollen Anregungen und ihrer Korrekturarbeit viel zu diesem Skript beigetragen haben. Speziell Gedankt sei Prof. Peter Rüegsegger, Imogen Cordt und Christian Wernli für ihre fachliche Begutachtung. Der Dank gilt besonders auch Heinz Güdel und Ernst Walder, sowie allen aktiven Kursteilnehmern, die mich immer wieder auf Fehler aufmerksam gemacht haben.

Villigen, August 2002 *Stephan Scheidegger*

1. EINLEITUNG

Die Motivation, sich mit der Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit der Materie zu befassen, gründet letztendlich auf drei fundamentalen Fragestellungen: Erstens interessiert die Wirkung der ionisierenden Strahlung auf den menschlichen Organismus, zweitens möchte man wissen, wie die Strahlung gemessen werden kann und drittens ist es auch wichtig, wie man sich vor dieser Strahlung schützen kann. Für alle diese Fragestellungen bildet das physikalische Verständnis der Wechselwirkungen von ionisierender Strahlung mit Materie eine unverzichtbare Grundlage.

Bei der Wirkung auf den Menschen muss die Physik eine Antwort auf die Frage geben können, wo auf welche Art wie viel Energie im Körper deponiert wird. Makroskopisch gesehen besteht also die Aufgabe in der Berechnung einer Dosisverteilung im Körper. Dabei ist nicht im Voraus klar, welcher Dosisbegriff eigentlich als Beurteilungsgrösse für die Wirkung auf den Körper herangezogen werden kann. Hierfür ist die Verknüpfung der Strahlenphysik mit der Strahlenbiologie gefordert. Die Strahlenphysik hat dabei die Aufgabe, die Wechselwirkungsmechanismen und die daraus entstehenden Produkte im biologischen Gewebe, insbesondere in den Zellen, zu beschreiben. Die Produkte ionisierender Photonenstrahlung sind Sekundärteilchen (in der Regel Elektronen), welche ihrerseits Ionisationen und Anregungen bewirken. Resultat dieser Anregungen sind freie Radikale, die zu Peroxiden reagieren und die Strukturen in der Zelle angreifen. Hier setzt die Biologie ein, welche mit Hilfe der Biochemie und Molekularbiologie die Konsequenzen für die Zelle aufzeigen kann. Die zelluläre Reaktion ist dabei nur ein Teil der Strahlenwirkung. Im Rahmen der Strahlenpathologie versucht man auch die Wirkung auf das Gewebe (den Zellverband) und die Organe (Verband von Geweben) sowie den Gesamtorganismus zu erfassen.

Die Messung der ionisierenden Strahlung im Strahlenschutz hat zum Ziel, eine physikalische Grösse, welche zur Beurteilung der Strahlengefährdung notwendig ist, zu erfassen. Dabei ist das Verständnis der Wechselwirkung von ionisierender Strahlung mit der Materie in zweierlei Hinsicht wichtig. Einerseits muss ein physikalischer Effekt gefunden werden, der durch ein Messinstrument erfassbar ist, andererseits muss durch eine korrekte Kalibrierung die interessierende Grösse aus dem Messsignal abgeleitet werden können.

Der Schutz vor ionisierender Strahlung kann zumindest teilweise (in vielen Fällen auch vollständig) durch Abschirmungen erreicht werden. Für die Dimensionierung solcher Abschirmungen muss die Art und Stärke der auftretenden Wechselwirkungen der Strahlung mit dem Abschirmmaterial bekannt sein. Also auch hier spielt die Kenntnis der Strahlenwechselwirkung in der Materie eine entscheidende Rolle.

Nun sollten wir uns aber erst einmal der Frage zuwenden, was eigentlich ionisierende Strahlung ist. Eine einfache und weit verbreitete, aber ungenaue Antwort auf diese Frage ist die Aussage, ionisierende Strahlung sei Strahlung, die ionisiere. Mit dieser De-

finition würde auch zum Beispiel die sichtbare Strahlung aus einem leistungsstarken Laser zur ionisierenden Strahlung zählen, da mit starken Lasern ein Plasma erzeugt werden kann, welches bekanntlich aus positiv geladenen Atomrümpfen und negativ geladenen, freien Elektronen besteht. Zur Röntgenstrahlung oder Gammastrahlung besteht aber ein gravierender Unterschied: Eine Ionisation im sichtbaren Spektralbereich des Lichtes kann meist nur mit einem sehr hohen Photonenfluss pro Fläche erreichen werden, während im Energiebereich der Röntgenstrahlung ein einzelnes Photon genügend Energie mit sich führt, um ein Atom zu ionisieren. Konkret bedeutet dies, dass ein einzelnes Photon in der Zelle ein Sekundärelektron losschlagen kann, welches seinerseits durch Anregung und Ionisation freie Radikale bildet, die ihrerseits zur Entstehung von Zellgiften führen. Damit besteht die Wahrscheinlichkeit, einen Zellschaden in Form einer Mutation der DNA zu hinterlassen. Über eine Reihe von Zwischenschritten kann es dann zur Bildung eines Tumors kommen. Oder kurz zusammengefasst: Jedes Photon im Röntgen- oder γ-Energiebereich vermag mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit eine Krebs-erkrankung auszulösen. Dies steht im klaren Gegensatz zur nicht-ionisierenden Strahlung, wo eine minimale Strahlendosis überschritten werden muss, um nachweislich einen Strahlenschaden zu erzeugen. Hierauf beruht auch die Philosophie des Strahlenschutzes vor ionisierender Strahlung. Man kann sich nicht damit begnügen, einfach einen Grenzwert zu unterschreiten, welcher garantiert, dass keine Frühschäden, wie Strahlen-verbrennungen oder Schädigungen von Organen auftreten, sondern die auf einen Menschen applizierte Strahlen-Dosis sollte so tief wie möglich gehalten werden. Allerdings ist es nicht realistisch, eine Null-Dosis anzustreben, weshalb man auch in internationalen Empfehlungen (*ICRP 60*) nicht von Minimierung, sondern von Optimierung spricht. Dieses Optimierungsproblem führt dazu, dass man strahlungsbedingte Risiken gegen den Nutzen der Strahlenanwendung abwägt. Das bedeutet aber, dass man in der Lage sein muss, ein strahlenbedingtes Risiko zu berechnen oder mindestens abzuschätzen. Dieses Problem wird in den Kapiteln 4 und 6 behandelt, wo die dazu benötigten Konzepte erläutert werden.

Nun zurück zur Frage, was eigentlich als ionisierende Strahlung zu betrachten ist: Die Frage zu beantworten ist nicht ganz trivial. Beachtet man, dass eine Ionisation eine Ladungstrennung, also die Abtrennung eines Elektrons aus einer Elektronenhülle eines Atoms (oder Moleküls) bedeutet, so hängt die Grenzenergie, ab welcher die Strahlung als ionisierend zu betrachten ist von der Bindungsenergie eines Elektrons ab. Für Wasserstoff wäre das eine Energie von 13.6 eV. Die dieser Energie entsprechende Wellenlänge liegt im Bereich des ultravioletten Lichtes. Für Natrium beträgt die Energie für die erste Ionisation sogar nur 5.1 eV und für Cäsium liegt der Wert noch tiefer, bei 3.9 eV. Natürlich sind die Alkali-Metalle ein ungünstiges Beispiel, liegen doch die Atome im Salz-Kristall und auch in der Lösung sowieso als Ionen vor, sie sind also ionisiert. Hier könnte allenfalls die zweite Ionisation berücksichtigt werden, die Energien hierfür liegen aber deutlich höher (für Kalium bei 31.8 eV). Trotzdem müsste nach der Definition bereits die UV-Strahlung als ionisierende Strahlung gelten. Allerdings ist

für die biologische Wirkung vor allem der Effekt auf das Wasser in der Zelle verantwortlich (Für Sauerstoff in atomarer Form liegt die Energie für die Erstionisation bei 13.6 eV, also praktisch gleich wie beim Wasserstoff). Es muss natürlich noch berücksichtigt werden, dass Sauerstoff und Wasserstoff in molekularer Form aneinander gebunden sind, wenn man die Strahlenwirkung auf Wasser betrachtet. Auch würde bei der Abtrennung eines Elektrons aus der Elektronenhülle des Atoms durch ein Photon, welches gerade die Ionisationsenergie mit sich führt, eine schnelle Rekombination folgen. Erst wenn durch das Photon genügend kinetische Energie auf das abgelöste Elektron übertragen werden kann, kommt es zu einer räumlichen Ladungstrennung.

Sicher ist, dass der Übergang von nicht-ionisierender Strahlung zur ionisierender Strahlung im UV-Bereich liegt. Dies korrespondiert auch mit den epidemiologischen Studien über Hauttumore, wo zumindest teilweise von einer Aufsummierung des Strahlenschadens während des Lebens ausgegangen wird. In diesem Zusammenhang muss aber auch die Anregung von Molekülen mitberücksichtigt werden, da ein Teil des Effektes einer Bestrahlung nicht durch die Ionisation, sondern durch Anregung vermittelt wird.

Nach heutiger Praxis wird die UV-Strahlung häufig nicht als ionisierende Strahlung betrachtet. Die ICNIRP (International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection) setzt die Grenze bei einer Wellenlänge von 100 nm. Im Anhang der Strahlenschutzverordnung wird für Anlagen zur Erzeugung ionisierender Strahlen die Grenze bei 5 keV gesetzt. Sicher ist aber, dass der Übergang von nicht-ionisierend zu ionisierend irgendwo im kurzwelligen UV-Bereich anzusetzen ist.

Während kurzwellige UV-Strahlung mit Wellenlängen unter 200 nm durch Excimer-Laser erzeugt werden kann, wird für die Erzeugung von Röntgenstrahlung (Wellenlängen im Bereich eines Atomdurchmessers und kürzer) das Prinzip der Bremsstrahlung ausgenützt. Gemäss den Gesetzen der Elektrodynamik emittiert eine beschleunigte Ladung elektromagnetische Strahlung. In einer Röntgenröhre kann dies durch Beschuss eines Targets mit Elektronen erreicht werden. Die dadurch entstehende elektromagnetische Strahlung besitzt eine maximale Strahlungsenergie, die durch die kinetische Energie der beschleunigten Elektronen gegeben ist.

Die bisherigen Ausführungen bezogen sich vor allem auf Photonen oder elektromagnetische Strahlung. Aber auch Elektronen können ionisieren, sofern sie genügend kinetische Energie mitführen. Dies steht im Gegensatz zu den Neutronen. Thermische Neutronen besitzen kinetische Energien im Bereich kleiner als 0.5 eV, was eigentlich unterhalb der für eine Ionisation benötigten Energie liegt. Trotzdem werden thermische Neutronen als ionisierende Strahlung betrachtet. Der Grund liegt bei den möglichen Einfangreaktionen. Bei solchen (n,γ)-Reaktionen mit Atomkernen wird γ-Strahlung frei.

Im nächsten Kapitel werden nun die verschiedenen Strahlenarten genauer beschrieben und die wichtigsten Begriffe und Definitionen der Strahlenfeldbeschreibung erläutert.

2.1 Beschreibung der Strahlenfelder

Photonen

Photonen sind Feldquanten von elektromagnetischen Feldern. Elektromagnetische Felder können im klassisch elektrodynamischen Fall durch die Maxwell-Gleichungen beschrieben werden.

E ist der Feldvektor des elektrischen Feldes und **B** ist der Feldvektor der magnetischen Induktion. Man kann sich eine elektromagnetische Welle als zusammengesetztes, räumlich und zeitlich oszillierendes **E**- und **B**-Feld vorstellen, das sich im Vakuum mit der Geschwindigkeit c in Richtung **k** fortpflanzt. Dabei stehen, wie in Fig. 2-1 gezeigt, die **E**- und **B**-Feldvektoren senkrecht aufeinander. Die räumliche Modulation besitzt dabei die Wellenlänge λ und die Felder oszillieren zeitlich mit der Frequenz ν.

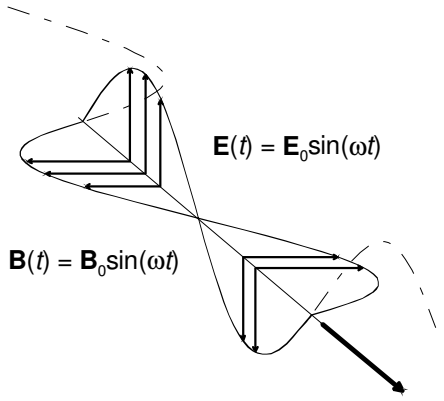

Fig. 2-1. Modell einer elektromagnetischen Welle: Die räumlich und zeitlich oszillierenden **E**- und **B**-Felder transportieren in Richtung **k** Energie.

Die Wellenlänge λ, die Ausbreitungsgeschwindigkeit c und die Frequenz ν einer solchen Welle sind über die Bedingung in Eq. 2.01 gekoppelt:

$$c = \lambda\nu \qquad \text{(Eq. 2.01)}$$

Das physikalische Erscheinungsbild einer elektromagnetischen Welle hängt stark von der Wellenlänge bzw. der Frequenz ab. Auch im Röntgenbereich, wo die Wellenlängen im Bereich eines Atomdurchmessers oder kleiner liegen, können Wellenphänomene beobachtet werden. Ein sehr schönes Experiment ist die Beugung von Röntgenstrahlen an einem Kristallgitter.

Gerade aber im kurzwelligen Teil des elektromagnetischen Spektrums unterhalb von ca. 1 µm tritt noch ein anderes Erscheinungsbild der Strahlung zu Tage. In diesem Wellenlängenbereich kann man einzelne Feldquanten, sog. Photonen detektieren. Es scheint also, als sei das Wellenfeld gar nicht durch Wellen im klassischen Sinne erzeugt, sondern aus Teilchen aufgebaut, welche einen bestimmten Impuls und eine bestimmte Energie besitzen.

Wie aber lässt sich dieser Teilchencharakter mit der Wellennatur der Strahlung vereinen? Eine mögliche Antwort wäre, dass man keine unendlich ausgedehnten Wellen betrachtet, sondern durch Superposition vieler Partial-Wellen mit unterschiedlichen Wellenlängen einen Wellenberg bildet.

Das Dilemma des Wellen-Teilchen-Dualismus kann heute im Rahmen der Quantenelektrodynamik erklärt werden.

Wellenlängen-bereich	Strahlung
m - dm	Radiowellen
cm	Radarwellen
mm - μm	Mikrowellen
μm – 780 nm	Infrarot
780 nm – 380 nm	sichtbares Licht
380 nm – 320 nm	UV A
320 nm – 280 nm	UV B
unter 280 nm	UV C
unter 100 nm	Röntgenstrahlung

Tab. 2/1. Wellenlängen des elektromagnetischen Spektrums.

Elektromagnetische Wellen sind weder Teilchen im klassischen Sinn noch sind es Wellen, wie sie die klassisch elektrodynamische Beschreibung liefert. Sie besitzen aber sowohl Teilchen- als auch Wellencharakter. Dabei bestimmen die elektromagnetischen Potentiale die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für das Photon. Sehr illustrativ ist hier die Röntgenbeugung am Kristall. Werden sehr viele Photonen am Kristallgitter gestreut, so ergibt das Beugungsmuster, welches hinter dem Kristall detektiert wird, exakt das Bild, welches man auch mit einer klassisch elektrodynamischen Berechnung erwartet. Die Röntgenstrahlung verhält sich also als Welle. Streut man aber nur sehr wenige Photonen am Gitter, so ist zwar die Wahrscheinlichkeit, in eine Richtung gestreut zu werden, gegeben durch das Beugungsmuster, welches man bei vielen Photonen erhält. Da aber insgesamt nur wenige Photonen gestreut wurden, ergibt sich ein stark verrauschtes Bild – die Intensitätsverteilung weist also eine statistische Photonenverteilung auf.

Ein Zusammenhang zwischen dem Wellenbild und dem Teilchenbild geben die De Broglie-Beziehungen (Eq. 2.02). Ordnet man dem Photon eine Energie E und ein Impuls **p** (mit dem Betrag p) zu, so gilt folgender Zusammenhang zur Wellenlänge λ, bzw, zur Frequenz ν:

$$E = h\nu$$

$$p = h/\lambda = \frac{h\nu}{c} \qquad \text{(Eq. 2.02)}$$

Das Plank'sche Wirkungsquantum h = $6.62559 \cdot 10^{-34}$ Js stellt also den Proportionalitätsfaktor dar, mit welchem man Frequenz und Wellenlänge einer elektromagnetischen Welle in die Energie und den Impuls der diese Welle aufbauenden Photonen umrechnen kann. Den Ausdruck für die Energie lässt sich mit Eq. 2.01 umformen zu:

$$E = \frac{hc}{\lambda} = pc \qquad \text{(Eq. 2.03)}$$

Bei Radiowellen liegt λ im Bereich von Metern. Damit ergibt sich für c/λ ein Wert in der Grössenordnung von $3 \cdot 10^8$ s^{-1}. Wird nun diese Zahl mit h multipliziert, so erhält man für die Energie eines einzelnen Photons $6.63 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8$

≈ $20 \cdot 10^{-26}$ J. Bei der Wellenlänge von 1 m ist die Energie eines Photons also $20 \cdot 10^{-26}$ J. Diese Energie ist zu klein, um noch detektiert werden zu können. Misst man das Signal einer Radiowelle, so werden bei der Messung dieses Signals immer so viele Photonen detektiert, dass der Eindruck entsteht, es handle sich um eine klassische Welle. Bei Röntgenstrahlung liegen die Wellenlängen im Bereich von 10^{-10} m. Damit ergibt sich eine Photonenenergie von $20 \cdot 10^{-16}$ J. Dies scheint wenig zu sein, die Energie ist aber genügend gross, um detektiert zu werden. Im Röntgenbereich dominiert deshalb auch das Teilchenbild. Bei der Dosimetrie der ionisierenden Strahlung geht man deshalb meistens von einem Quantenmodell aus. Dies gilt auch für die Wechselwirkungsprozesse, lediglich bei der klassischen Streuung und bei der Thompsonstreuung bietet das klassisch elektrodynamische Modell eine ausreichende Erklärung.

Verwendet man die SI-Einheit Joule [J] für die Energie, so ergeben sich sehr kleine Werte für die Energie eines einzelnen Photons. Deshalb wurde eine neue Einheit eingeführt, die für die Zwecke der Strahlenphysik viel handlicher ist. Es handelt sich dabei um die Energieeinheit Elektronenvolt [eV]. Das Elektronenvolt wird dabei wie folgt definiert: 1 eV entspricht derjenigen kinetischen Energie, welche ein Elektron beim Durchlaufen einer Spannungsdifferenz von 1 V aufnimmt. Diese Energie ist gleich $E_{kin} = qU$, wobei q die Ladung des Elektrons ist, welche $1.6021 \cdot 10^{-19}$ C beträgt. Demnach gilt:

$$1 \text{ eV} = 1.6021 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot 1 \text{ V}$$

$$= 1.6021 \cdot 10^{-19} \text{ J} \qquad \text{(Eq. 2.04)}$$

Auch für Photonen ist es praktisch, die Energie der Photonen in eV anzugeben. Dies gilt auch für die Bindungs- und Anregungsgangsenergien im Molekül, Atom und im Atomkern.

Wellenlängenbereich	Energie
Sichtbares Licht	1.5 – 3.3 eV
Röntgenstrahlung für Röntgenanalytik	5 – 20 keV
Röntgenstrahlung für med. Diagnostik	20 – 125 keV
Röntgenstrahlung für Hautbestrahlung	bis 300 keV
Gammastrahlung:	
^{99m}Tc	140 keV
^{137}Cs	662 keV
^{60} Co	1.2 MeV
Ultraharte Röntgenstrahlung für Krebs-Therapie	5 – 20 MeV

Tab. 2/2. Zusammenstellung der Photonenenergien für verschiedene Wellenlängenbereiche.

Die Anregungsenergien in den äusseren Elektronenschalen der Atome liegen im Bereich von wenigen eV, während in den innersten Schalen der schwereren Elemente die Anregungsenergien im Bereich von mehreren keV liegen können. Im Atomkern bewegen sich die Anregungsenergien im Bereich von vielen keV bis MeV. Die Bindungsenergien der Nukleonen (Protonen und Neutronen) in den Atomker-

nen liegen im Bereich von mehreren bis vielen MeV und die Bindungsenergien der Quarks in den Nukleonen betragen mehrere 100 GeV.

Die Kenntnis der Energie eines einzelnen Photons ist im Zusammenhang mit den möglichen Wechselwirkungen des Photons mit der Materie wichtig. Für den Gesamteffekt aber interessiert auch die gesamthaft durch das Strahlenfeld transportierte Energie. Hierfür sind zwei weitere Definitionen notwendig – die Photonenfluenz und die Energiefluenz.

Betrachtet man einen Photonenfluss ($\mathrm{d}N/\mathrm{d}t$) durch ein Flächenelement $\mathrm{d}a$, so ist die Photonenfluenz definiert als die Anzahl Photonen $\mathrm{d}N$, die durch $\mathrm{d}a$ hindurch treten, wobei $\mathrm{d}a$ senkrecht zum Photonenfluss steht:

$$\phi = \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}a} \qquad \text{(Eq. 2.05)}$$

Die Energiefluenz ist für monoenergetische Strahlung mit der Photonenenergie $E = h\nu$ die Energie, die auf die Fläche $\mathrm{d}a$ fällt:

$$\Psi = E \cdot \phi \qquad \text{(Eq. 2.06)}$$

Für polyenergetische Strahlung kann man analog zu Eq. 2.06 eine spektrale Energiefluenz Ψ_E definieren:

$$\Psi_E = E \cdot \phi(E) \qquad \text{(Eq. 2.07)}$$

Wobei nun $\phi(E)$ die Photonenfluenz von Photonen mit einer bestimmten Energie E darstellt. Damit lässt sich auch die integrale Photonenfluenz definieren:

$$\Psi_{int} = \int \mathrm{d}E \cdot \phi(E) \qquad \text{(Eq. 2.08)}$$

Diese gibt analog zur Energiefluenz im monoenergetischen Fall die gesamte, auf die Fläche $\mathrm{d}a$ eingestrahlte Energie an.

Partikelstrahlung

Photonen besitzen zwar einen Impuls und eine Energie, weshalb sie in der Physik als Teilchen betrachtet werden, sie haben aber weder eine Ladung noch eine Ruhemasse. Im Folgenden Abschnitt werden wir uns nun mit Strahlenfeldern beschäftigen, welche durch Teichen mit einer Masse gebildet werden. Diese Teilchen lassen sich unterteilen in geladene und ungeladene Teilchen.

Allen Teilchen mit einer Ruhemasse m ist gemeinsam, dass ihre Aufenthaltswahrscheinlichkeit durch das Betragsquadrat einer Wellenfunktion gegeben ist, welche im nichtrelativistischen Fall eine Lösung der Schrödingergleichung darstellt. Auffällig ist bei der Schrödingergleichung die Analogie zur Wellengleichung der elektromagnetischen Wellen. Also auch bei den Materie-Teilchen existiert ein Wellen-Teilchen-Dualismus. Dies wird sehr schön sichtbar bei der Elektronenbeugung am Kristallgitter, ein Phänomen, das wie bei der Röntgenbeugung hinreichend durch ein Wellenmodell erklärt werden kann. Die Wellenphänomene treten um so deutlicher zu Tage, je kleiner die Ruhemasse m_0 des betrachteten Teilchens ist. Für die Grundlagen der Dosimetrie, wie sie in diesem Skript behandelt werden, spielt jedoch die Wellennatur der Materieteilchen

nur eine untergeordnete Rolle. Wir werden deshalb im Folgenden stets vom Teilchenbild ausgehen.

Eines der wichtigsten Teilchen in der Dosimetrie ist das Elektron. Dabei geht es nicht nur um die β-Strahlung beim Kernzerfall, sondern auch um die Sekundärelektronen, welche durch Photonen ausgelöst werden können.

Ruhemasse m_0	$9.109 \cdot 10^{-31}$ kg
Ruheenergie m_0c_2	511 keV
Ladung q	$1.6021 \cdot 10^{-19}$ C = e

Tab. 2/3. Physikalische Eigenschaften des Elektrons. Die Ladung q des Elektrons trägt den Namen *Elementarladung* e.

Im nicht-relativistischen Fall ist die kinetische Energie des Elektrons gegeben durch:

$$E_{\text{kin}} = \frac{1}{2} m v^2 \qquad \text{(Eq. 2.09)}$$

wobei v die Teilchengeschwindigkeit bedeutet. Werden Elektronen (mit der Ladung q = e) in einem elektrostatischen Feld **E** beschleunigt, so wirkt auf diese Elektron die Kraft $\mathbf{F} = q\mathbf{E}$. Die Energie E_{kin}, die dabei das Elektron während des Durchlaufens der Wegstrecke s aufnimmt ist gegeben durch:

$$E_{\text{kin}} = \int \mathrm{d}s \cdot \mathrm{F} = q \int \mathrm{d}s \cdot |\mathbf{E}|$$

$$= qU \qquad \text{(Eq. 2.10)}$$

Dabei ist U die elektrische Spannung, welche das Elektron durchlaufen hat. Bei einer Röntgenröhre mit einer Spannung von 100 kV zwischen Kathode und Anode besitzen die Elektronen beim Auftreffen auf die Anode also eine kinetische Energie von 100 keV. Bei hohen Geschwindigkeiten der Elektronen muss aber relativistisch gerechnet werden. Allerdings ändert sich bezüglich Eq. 2.10 nichts, da weder die Masse m noch die Geschwindigkeit v im Ausdruck erscheinen. Also selbst wenn Elektronen auf Fast-Lichtgeschwindigkeit beschleunigt würde, entspricht die kinetische Endenergie dem Produkt aus Ladung und der durchlaufenen Spannung.

Während bei Beschleunigern die Energieverteilung recht schmalbandig ist, besitzen β-Strahler ein breit verteiltes, kontinuierliches Energiespektrum.

Ein Elektronen-Strahlungsfeld lässt sich wie jedes andere Strahlenfeld vollständig durch die Zahl N der in ihm enthaltenen Teilchen mit ihrer räumlichen und zeitlichen Verteilung sowie Energie- und Richtungsverteilung beschreiben. Die Teilchenfluenz (*particle fluence*) ist analog zu den Photonen gegeben durch $\mathrm{d}N/\mathrm{d}a$. Der Teilchenfluss (*particle flux*) hingegen bezieht sich auf die zeitliche Ableitung ($\mathrm{d}N/\mathrm{d}t$). Eine umfangreiche Zusammenstellung der mathematischen Strahlenfeldgrössen hat Reich (1990) gegeben.

Nebst den Elektronen existieren noch andere Teilchen, welche im Strahlenschutz eine Rolle spielen. Bei der α-Strahlung handelt es sich um die Kerne des He-Atoms, also zwei Neutronen und zwei Protonen. Damit besitzt das α-Teichen nicht nur eine viel höhere Ruhe-Masse als das Elektron ($m_\alpha = 2 \cdot 1836 m_e + 2 \cdot 1839 m_e$), sondern auch die doppelte positive elektrische Elementarladung. Wie wir im Abschnitt

2.2 sehen werden, führt dies zu einer sehr starken Wechselwirkung mit der Materie. Die α-Strahlung ensteht beim Kernzerfall von schweren Kernen. Der Grund, dass ganze Pakete mit je zwei Neutronen und zwei Protonen aus dem Kern abgestossen werden, liegt in der hohen Stabilität dieses Gebildes.

Protonen – die Kerne des Wasserstoffatoms - spielen als Strahlteilchen vor allem bei Protonenbeschleuniger-Anlagen, wie sie für Forschungszwecke oder für die Strahlentherapie mit Protonen benötigt werden, eine Rolle. Auch existieren hochenergetische Protonen aus dem Kosmos, welche mit der Atmosphäre wechselwirken, dabei Sekundärneutronen freischlagen und damit in grossen Höhen einen Beitrag zur Personendosis von Personen in Flugzeugen leisten. Protonen tragen eine positive Elementarladung. Bezüglich der Beschreibung des Strahlenfelds können die bereits eingeführten Feldgrössen (Teilchenfluenz und Teilchenfluss) verwendet werden.

Neutronen treten an verschiedenen Orten im Strahlenschutz auf. Bei der Photonenstrahlung oberhalb von 6 – 10 MeV (zum Beispiel aus Linearbeschleunigern) vermögen die Photonen bei der Wechselwirkung mit Materie Neutronen loszuschlagen. Daneben existieren auch sehr schwere Atomkerne, die Neutronen emittieren. Ein Beispiel hierfür ist das ^{252}Cf. Auch bei der Kernspaltung im Reaktor werden Neutronen freigesetzt. Die Neutronen besitzen keine elektrische Ladung, was sich bei der Wechselwirkung mit der Materie stark bemerkbar macht. Die kinetische Energie der Neutronen ist durch Eq. 2.09 gegeben (mit m gleich Ruhemasse des Neutrons), wobei man zwischen langsamen, intermediären und schnellen Neutronen unterscheidet.

Wie schnell ein Neutron ist, kann einfach mit Hilfe von Eq. 2.09 ausgerechnet werden. Für ein thermisches Neutron erhält man: $E_{kin} \approx 0.025$ eV = $0.08 \cdot 10^{-19}$ J = $(1/2)mv^2$ => $v = \sqrt{(2 \cdot E_{kin}/m)} = \sqrt{(0.08 \cdot 10^{-19} \text{J}/1.67 \cdot 10^{-27} \text{kg})} \approx 2.2$ km/s.

kinetische Energie	Neutronenart
$E_{kin} < 0.025$ eV	thermisch und subthermisch
$0.05\text{eV} < E_{kin} < 1\text{keV}$	epithermisch
$0.5\text{eV} < E_{kin} < 10\text{keV}$	intermediär
$E_{kin} > 10$ keV	schnell

Tab. 2/3. Energiebereiche der Neutronen.

Der Begriff *thermisch* kommt daher, dass Teilchen mit einer Ruhemasse in der Materie nicht vollständig zum Stillstand kommen, sondern sich mit den Atomen entsprechen der Temperatur der Materie noch thermisch bewegen. Bei der Abbremsung von Neutronen (und natürlich auch andere Materie-Teilchen) werden diese also thermalisiert, wenn die absorbierende Materie genügend dick ist.

2.2 Wechselwirkungsprozesse mit der Materie

Stärke und Art der Wechselwirkung eines Strahlenfelds hängen stark von der Energie und Teilchenart der Strahlung und von den im Absorber vorhandenen Elementen ab. Ein Mass, um die Stärke einer Wechselwirkung zu

beschreiben, ist der Wirkungsquerschnitt σ. Dabei kann man sich vorstellen, dass das Target (= Objekt, an dem gestreut wird, zum Beispiel ein Atom) durch eine Fläche repräsentiert wird, welche ein anfliegendes Teilchen sehen würde. Je grösser diese Fläche ist um so grösser ist die Wechselwirkungs-Wahrscheinlichkeit. Die mikroskopische Welt unterscheidet sich von der makroskopischen Welt dadurch, dass bei einem Stossparameter *b* kleiner als der Radius *r* der Fläche nicht zwingend, sondern nur mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit eine Wechselwirkung erfolgt.

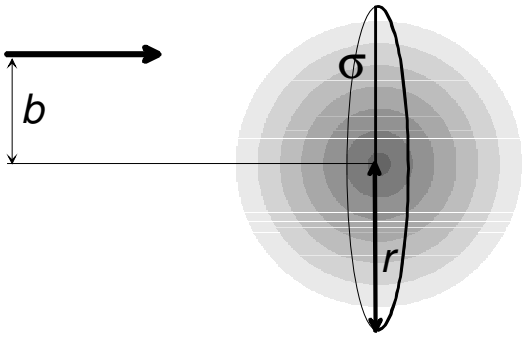

Fig. 2-2. Schematische Darstellung des Wirkungsquerschnittes σ: *b* = Stossparameter.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt dσ/dΩ gibt an, wie viele Teilchen bei einem Streuprozess am Target in das Raumwinkelelement dΩ gestreut werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt enthält somit auch die Information über die Form des Targets (bei Photonen die Form der Elektronen-Dichteverteilung, bei Elektronen die Form des Streu-Potentials).

Anregung und Ionisation

Für ionisierende Strahlen kann man bezüglich der Wirkung auf das Target zwei wesentliche Mechanismen unterscheiden: Die Anregung und die Ionisation.

Jedes quantenmechanische System (z.B. Atom, Atomkern) lässt sich durch die Schrödinger-Gleichung beschreiben. Für die möglichen stationären Zustände kann die Zeitabhängigkeit separiert werden, so dass man die zeit-unabhängige Schrödingergleichung erhält, deren Lösungen die möglichen Zustände der Elektronen im System beschreiben. Diese sind charakterisiert durch diskrete Energie-, Impuls- und Drehimpulswerte.

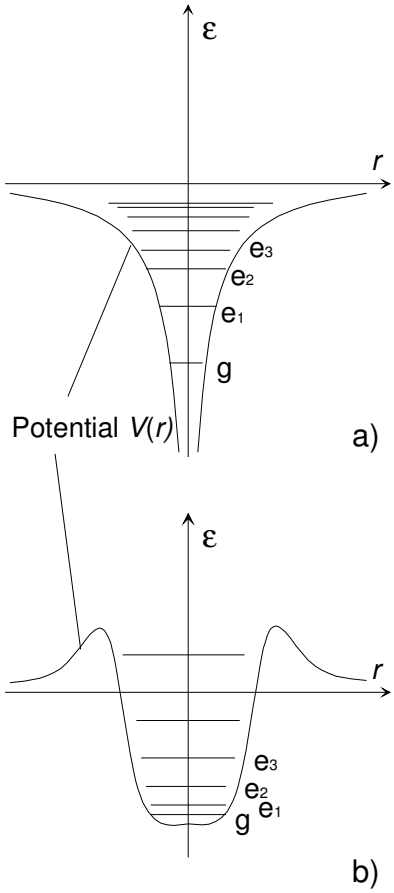

Fig. 2-3. Schematische Darstellung der Energiezustände für (a) Elektronen im Wasserstoffatom, (b) Protonen im Atomkern: g ist der Grundzustand, e_n sind weitere Zustände über dem Grundzustand.

Die Verhältnisse in Atomkern liegen etwas anders als in der Elektronenhülle des Atoms. Die Protonen im Kern stossen sich wegen dem gleichen La-

dungsvorzeichen elektrostatisch ab, ohne dass eine zusätzliche elektrostatische Kraft diese Abstossung kompensieren würde. Für den Zusammenhalt der Neutronen und Protonen im Kern ist die durch Mesonen vermittelte Kernkraft verantwortlich. Diese besitzt eine sehr kleine Reichweite. Das Kernpotential wird durch die Summe der elektrostatischen Abstossung und die Anziehung durch Kernkräfte gebildet (Fig. 2-3).

Von Anregung spricht man, wenn zum Beispiel ein Elektron, welches sich im Grundzustand g befindet, in einen höheren Zustand e_n befördert wird, oder wenn ein Elektron vom Zustand e_n in den Zustand e_{n+l} ($l \in \mathbb{N}^+$) gelangt. Dies kann durch die Zufuhr von Strahlungsenergie geschehen. Das Elektron bleibt dabei im Atom gebunden. Dies gilt analog für die Nukleonen.

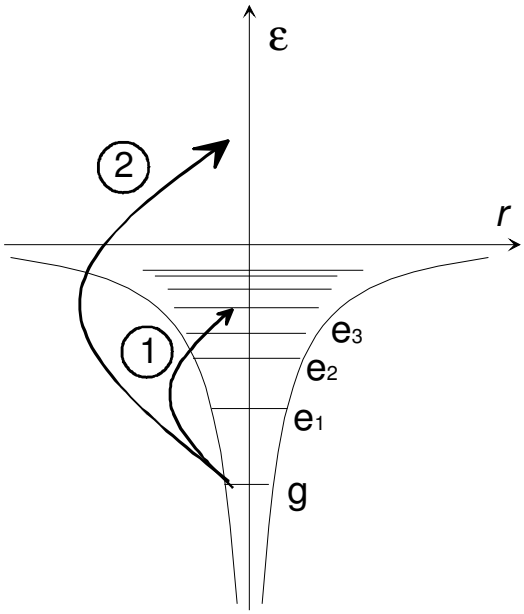

Fig. 2-4. Schematische Darstellung von (1) Anregung und (2) Ionisation.

Bei der Ionisation wird ein Hüllenelektron vom Atom getrennt. Das Elektron erhält dabei genügend kinetische Energie, um sich vom positiv geladenen Atomrumpf zu entfernen. Die Wahrscheinlichkeit einer Rekombination des Elektrons mit dem Ursprungs-Atom nimmt mit zunehmendem Energieübertrag auf das Elektron ab. Wie bereits in der Einleitung erwähnt, beträgt die Ionisationsenergie für das Hüllenelektron des Wasserstoffatoms 13.6 eV. Diese Energie muss also mindestens aufgewendet werden, um das Hüllenelektron vom Kern (Proton) zu trennen. Beim Kohlenstoff beträgt die Ionisationsenergie für das äusserste Elektron 11.3 eV, für das zweite Elektron muss hingegen bereits 24.4 eV aufgewendet werden.

Die Ladungstrennung bei Einwirkung von ionisierenden Strahlen kann sich aber nicht nur auf Atome beschränken. Auch durch das Auftrennen von molekularen Bindungen können räumlich getrennte Ladungen in Form von geladenen Molekülfragmenten entstehen.

Wechselwirkungen der Photonen mit Materie

Als erstes sollen nun die wichtigsten Wechselwirkungen der Photonen mit der Materie behandelt werden.

Die kohärente Streuung, auch Rayleigh-Streuung genannt, kann anschaulich durch ein klassisch elektrodynamisches Modell erklärt werden. Bei diesem Streuprozess werden die Elektronen durch eine über das Atom weglaufende elektromagnetische Welle zu gleichsinnigen, erzwungenen Schwingungen angeregt. Das Atom geht dabei weder in einen anderen Energiezustand über, noch wird es ionisiert. Der Begriff kohärente Streuung weist auf die konstruktive Interferenz der zwischen den von den einzelnen Elektronen ausgesandten Streu-

wellen eines Atoms hin. Die Elektronen in der Atomhülle kann man als eine homogene Ladungswolke, die um den Atomkern verteilt ist, auffassen. Das Photon lässt sich als Wellenberg darstellen, wie in Abschnitt 2.1 erläutert wurde. Für die Wechselwirkung spielt das Feld der magnetischen Induktion **B** praktisch keine Rolle. Verantwortlich für die Wechselwirkung ist vor allem das zeitabhängige elektrische Feld, am Ort der Wechselwirkung beschrieben durch $\mathbf{E}(t)$. Ist die Wellenlänge im Verhältnis zum Atomdurchmesser gross, so wirkt auf jeden Teil der Ladungswolke der Elektronenhülle dieselbe Kraft $\mathbf{F}(t) = q\mathbf{E}(t)$. Die Elektronen werden aber durch den Kern angezogen. Die durch $\mathbf{E}(t)$ zur Schwingung angeregten Elektronen sind beschleunigte Ladungen und senden ihrerseits wieder elektromagnetische Wellen aus, welche die gleiche Frequenz besitzen, wie $\mathbf{E}(t)$. Die schwingende Ladungswolke stellt dabei einen Hertz'schen Dipol dar.

Bei Wellenlängen, die deutlich grösser sind als ein Atomdurchmesser wird also die Hülle des Atoms als Ganzes schwingen.

Das nun beschriebene Modell kann nicht auf Strahlung mit Wellenlängen, die deutlich kleiner als ein Atomdurchmesser (~1Å = 0.1 nm) sind, angewendet werden. Bei Röntgenstrahlung im Energiebereich von 20 keV liegt man bereits bei Wellenlängen im Bereich von 0.7 Å. Die Rayleigh-Streuung ist nur bei Röntgenenergien unterhalb von 20 keV wichtig und liefert dort einen Beitrag zur elastischen Streustrahlung.

Für den Strahlenschutz von grösserer Bedeutung sind Streuprozesse, welche bei höheren Energien auftreten.

Bei der Thompson-Streuung handelt es sich ebenfalls um elastische Streuung, was bedeutet, dass die Streustrahlung die gleiche Energie besitzt, wie die Primärstrahlung. Auch bei diesem Streuprozess wird also keine Energie auf das Atom übertragen. Im Gegensatz zur kohärenten Streuung wird nun berücksichtigt, dass die Wellenlänge gleich oder kleiner als ein Atomdurchmesser ist, also nicht an jeder Stelle in der Elektronenhülle das gleiche elektrische Feld herrscht. Bei der Berechnung der Thompson-Streuung geht man ebenfalls von einer klassischen Bewegungsgleichung aus. Allerdings macht man die Näherungen, dass keine Dämpfung existiert und die Elektronen quasifrei sind. Ein im Feld $\mathbf{E}(t)$ schwingendes Elektron stellt dabei einen Hertz'schen Dipol dar: $\mathbf{p}(t) = q\mathbf{r}(t)$. Mit den Maxwell-Gleichungen kann die resultierende Strahlungsverteilung berechnet werden. Für eine ganze Elektronenhülle eines Atoms wird mit einer kontinuierlichen Elektronendichte-verteilung $\rho(\mathbf{r})$ gerechnet. Wenn man über alle Streuanteile aufintegriert, die von dem Elektronendichte-Anteil $\rho(\mathbf{r})d^3r$ kommen, so ergibt sich ein interessantes Resultat: Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ ist bestimmt durch die Fourier-Transformierte der Elektronendichteverteilung $\rho(\mathbf{r})$.

Je höher die Energie der einfallenden Strahlung ist, um so inelastischer wird der Streuprozess. Eigentlich stellt die Thomsonstreuung nur der klassisch elektrodynamisch beschreibbare Grenzfall der Compton-Streuung für tiefe Energien dar. Für die Herleitung der Comptonstreuung ist die Quantenelektrodynamik erforderlich. An dieser Stelle beschränken wir uns auf das Resultat der Herleitung.

Sei $h\nu_1$ die Energie des einfallenden Photons und $h\nu_2$ die Energie des gestreuten Photons, so ist die auf das Elektron übertragene Energie $E_{kin} = h\nu_1 - h\nu_2$. Das Elektron erhält somit kinetische Energie. Bei Fig. 2-5 fällt auf, dass bei Energien unter 10 keV die Streuung elastisch ist, also es gilt: $h\nu_1 = h\nu_2$. Hier wird also keine Energie auf das Elektron übertragen.

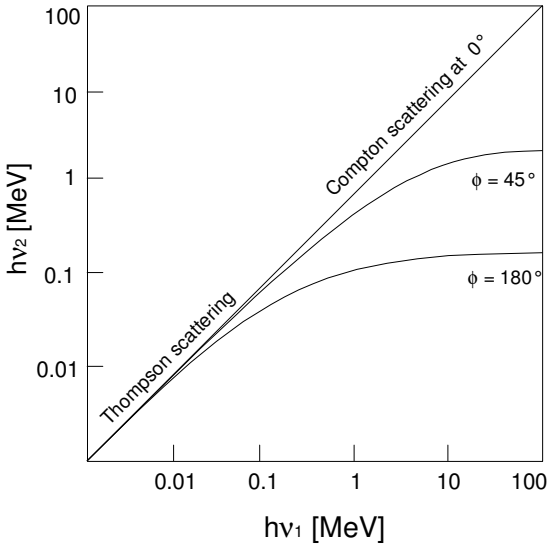

Fig. 2-5. Darstellung der Energieverteilung des einfallenden und gestreuten Photons bei der Comptonstreuung: Der Winkel ϕ beschreibt den Winkel zwischen Einfallsrichtung und Flugrichtung des gestreuten Photons.

Bei höheren Energien zeigt sich eine Winkelabhängigkeit der Energie des gestreuten Photons. Erhält ein Elektron, welches sich in einer Elektronenhülle des Atoms befindet, genügend Energie durch den Streuprozess, so kann dieses aus dem Atom herausgeschlagen werden. Es kommt zur Ionisation.

Die Wahrscheinlichkeit eines Photons, an einem Elektron in eine bestimmte Richtung gestreut zu werden, ist durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt von Klein-Nishina gegeben (r_0 = klassischer Elektronenradius):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \cdot \left(\frac{h\nu_2}{h\nu_1}\right)^2 \cdot \left[\left(\frac{h\nu_1}{h\nu_2}\right) + \left(\frac{h\nu_2}{h\nu_1}\right) - \sin^2\phi\right]$$

(Eq. 2.11)

ϕ ist der Winkel zwischen der Einfallsrichtung und der Flugrichtung des gestreuten Photons.

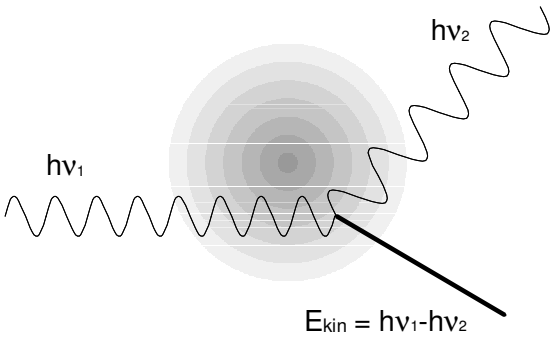

Fig. 2-6. Schematische Darstellung der Compton-Streuung.

Eine wichtige Konsequenz von Eq. 2.11 ist, dass je höher die Energien sind, um so mehr dominiert die Vorwärtsstreuung. Dieser Sachverhalt ist auch in Fig. 2-7 dargestellt. Für ultraharte Röntgenstrahlung, wie sie bei medizinischen Linearbeschleunigern entsteht, ist der Anteil der retourgestreuten Photonen sehr klein, der grosse Teil der Photonen wird in einen Winkelbereich gestreut, der kleiner ist als 30°.

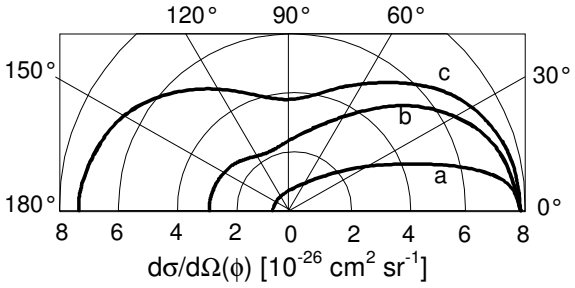

Fig. 2-7. Winkelverteilung der gestreuten Photonen bei Comptonstreuung: Photonenenergien (a) 3 MeV, (b) 200 keV, (c) 10 keV.

Bei sehr tiefen Energien hingegen ist der Anteil der retourgestreuten Photonen praktisch gleich gross, wie der Anteil der vorwärtsgestreuten Photonen. Dies würde man auch mit der klassischen Herleitung von Thompson erwarten, da dort ja die Strahlungsverteilung derjenigen eines Hertz'schen Dipols entspricht (es muss über alle möglichen Polarisationsebenen aufsummiert werden).

Ein weiterer Wechselwirkungsprozess ist der Photoeffekt. Hier handelt es sich nicht um eine Streuung des Photons, sondern um die Absorption des Photons. Dabei wird die gesamte Energie des Photons auf ein Elektron übertragen.

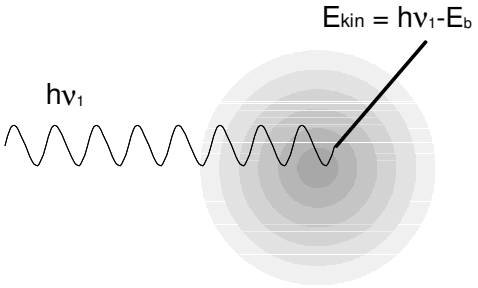

Fig. 2-8. Schematische Darstellung des Photoeffekts (E_b ist die Bindungsenergie des e^-).

Da Energie- und Impulserhaltungssatz nur erfüllt werden können, wenn sich das Elektron in einem Potentialtopf befindet, vollzieht sich der Photoeffekt im Gegensatz zur Comptonstreuung nur an Elektronen, die im Atom gebunden sind. Die Wahrscheinlichkeit eines Photoeffekts steigt an mit der Bindungskraft des Elektrons an das Atom. Deshalb sind es vor allem die Elektronen auf den inneren Schalen, die mit Photonen über einen Photoeffekt wechselwirken. Auch nimmt die Wahrscheinlichkeit eines Photoeffekts mit steigender Ordnungszahl Z zu.

Bei Photonen-Energien ab 1.022 MeV kommt ein weiterer Wechselwirkungsprozess hinzu: Die Paarbildung. In der unmittelbaren Umgebung eines Atomkernes (und mit sehr viel geringerer Wahrscheinlichkeit in der Nähe eines Elektrons) kann sich ein Photon in ein Elektron-Positron-Paar umwandeln. Dies ist also ein Prozess, wo Strahlungsenergie in Materie umgewandelt wird. Die relativistische Behandlung des Impulses bzw. der Energie liefert die Beziehung zwischen der Ruhemasse eines Teilchens und der Energie, die mit dieser Masse verbunden ist: $E_0 = m_0c^2$ (c = Lichtgeschwindigkeit im Vakuum). Die relativistische Energie T_r eines freien Teilchens setzt sich zusammen aus der Energie der Ruhemasse und dem Anteil der kinetischen Energie:

$$T_r = \sqrt{(c^2 p_r^2 + m_0^2 c^4)} \qquad \text{(Eq. 2.12)}$$

Hier ist p_r der Betrag des relativistischen Impulses, wobei gilt: $\mathbf{p}_r = \gamma m_0 \mathbf{v}$ ($\gamma = 1/(1-v^2/c^2)$, $\mathbf{v}$ = Teilchengeschwindigkeit). Die der Ruhemasse des Elektrons bzw. des Positrons entsprechende Energie beträgt 511 keV. Um ein Elektron-Positron-Paar zu erzeugen, werden demnach mindestens 2 ·511 keV = 1.022 MeV benötigt. Führt ein

Photon mehr als diese minimal benötigte Energie mit sich, so wird der Überschuss als kinetische Energie $E_{kin}(e^{+/-})$ auf das Elektron-Positron-Paar übertragen:

$$h\nu - 2m_e c^2 =$$

$$E_{kin}(e^-) + E_{kin}(e^+) \qquad \text{(Eq. 2.13)}$$

Die Paarerzeugung erfolgt aus Gründen der Impulserhaltung nur in einem externen Kraftfeld, wie es z.B. durch einen Kern erzeugt wird. Da die Wahrscheinlichkeit eines solchen Prozesses von der Stärke dieses Kraftfeldes abhängt, nimmt die Wahrscheinlichkeit wie beim Photoeffekt in der Materie mit steigender Ordnungszahl *Z* zu.

Bei sehr hohen Photonen-Energien im Bereich von 20 MeV und mehr kommt es bei der Wechselwirkung der Photonen mit der Materie zu Kernprozessen, wie zum Beispiel dem Kern-Photoeffekt.

Energie	Photo-effekt	Compton-streuung	Paarer-zeugung	Kern-prozesse
10 keV	> 99%	-	-	-
0.2MeV	< 1%	> 99%	-	-
2 MeV	<0.1%	~ 99%	~ 1%	-
20 MeV	-	~ 50%	~ 49%	~ 1%

Tab. 2/4. Häufigkeiten der Wechselwirkungsprozesse von Photonen mit der Materie in Abhängigkeit der Photonenenergie.

Bei tiefen Energien im Bereich der weichen Röntgenstrahlung ist der Photoeffekt dominierend. Mit zunehmender Energie wird die Comptonstreuung wichtig. Bei 20 MeV macht die Paarerzeugung fast die Hälfte der Wechselwirkungen aus, während Kernprozesse nur etwa 1% beitragen.

Nebst der Paarerzeugung ist auch der umgekehrte Prozess - die Paarvernichtung oder Annihilation - von Bedeutung. Wird ein Positron freigesetzt, so wird es in der Materie auf ein Elektron treffen, wobei meist zuerst ein Positronium, also eine Art Pseudo-Atom entsteht. Das in diesem System gebundene Elektron ist gleich schwer, wie das Positron. Das Positronium ist sehr kurzlebig. Treffen Elektron und Positron aufeinander, so wird die Materie der beiden Teilchen in Strahlung umgewandelt, wobei zwei Photonen mit einer minimalen Energie von 511 keV (entsprechen Eq. 2.13) emittiert werden. Die beiden Photonen fliegen in einem Winkel von ca. 180° auseinander (je nach Impuls des Elektrons und des Positrons etwas mehr oder weniger als 180°).

Wechselwirkungen der Elektronen mit Materie

Grundsätzlich wechselwirken Elektronen durch viele Stösse mit den Atomen, wobei das Elektron quasi kontinuierlich an kinetischer Energie verliert und abgebremst wird. Da das Elektron mit seiner negativen Elementarladung von einem Coulombfeld umgeben ist, tritt es mit praktisch allen Atomen, an denen es vorbeifliegt, in Wechselwirkung. Ein Elektron mit einer Energie von 1 MeV wird typischerweise ca. 10^5 Wechselwirkungen durchmachen, bevor es zum Stillstand kommt.

Grundsätzlich können drei Typen von Wechselwirkungen des Elektrons mit der Materie unterschieden werden.

Beim ersten Typ ist der Stossparameter *b* (s. Fig. 2-2) im Verhältnis zum Atomdurchmesser gross. Man spricht von sog. weichen Stössen. Bei der Wechselwirkung ist die Elektronenhülle des Atoms als gesamtes betroffen.

Diese wird beim Vorbeiflug des Elektrons durch dessen Coulombfeld deformiert. Es können dabei Elektronen der Atomhülle angeregt werden oder Valenzelektronen können sogar die Hülle verlassen. In jedem Fall handelt es sich aber um Wechselwirkunsenergien im eV-Bereich. Da diese Art von Wechselwirkung sehr häufig auftritt (die Wahrscheinlichkeit ist gross, dass gilt: $b >$ Atomdurchmesser), wird rund die Hälfte der kinetischen Energie des Elektrons durch solche weichen Stösse an die Materie abgegeben.

Beim zweiten Typ von Wechselwirkungen ist der Stossparameter b etwa vergleichbar mit einem Atomradius. Es handelt sich also dabei um sog. harte Stösse. Hier ist die Wechselwirkung mit einem einzelnen Hüllenelektron relevant. Dabei kann das Hüllenelektron aus dem Atom herausgestossen werden (δ-Elektron oder δ-Strahlung) und dabei einen wesentlichen Teil der kinetischen Energie des primären Elektrons aufnehmen. Obwohl die harten Stösse sehr viel seltener sind als die weichen Stösse, wird durch diese etwa gleich viel Energie auf die Materie übertragen, wie durch die weichen Stösse.

Beim dritten Typ von Wechselwirkungen handelt es sich um Coulombwechselwirkungen mit dem Atomkern. Solche Wechselwirkungen geschehen dann, wenn der Stossparameter b wesentlich kleiner ist als ein Atomdurchmesser. In ca. 97-98% der Fälle tritt elastische Streuung auf. Dies bedeutet, dass die auf den Kern übertragene Energie vernachlässigbar ist. Hingegen ist relevant, dass bei diesen Stössen das Elektron seine Richtung ändert. Dieser Wechselwirkungstyp ist deshalb auch verantwortlich für den gewundenen Pfad, den ein Elektron beim Durchgang durch die Materie zurücklegt. In 2-3% der Fälle erfolgt inelastische Streuung, wobei bis zu 100% der Energie des primären Elektrons in Bremsstrahlung umgewandelt werden. Diesem Umstand muss bei der Wahl von Abschirmungen besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden.

Die Energieverluste bei der Wechselwirkung von Elektronen mit der Materie sind also aufteilbar in Energieverluste durch Stösse und in Bremsstrahlungsverluste. Dies gilt nicht nur für die Wechselwirkungen mit dem Atomkern, wie wir später sehen werden.

Wechselwirkungen anderer geladener Teilchen mit Materie

Für die Wechselwirkung geladener Teilchen ist vor allem das Coulombfeld von Bedeutung. Direkte Ionisation und Anregung sind die Folge dieser sog. direkt ionisierenden Strahlung. Je nach dem, welche Ladung und welche Masse das Teilchen besitzt, resultieren unterschiedliche Abhängigkeiten der Wechselwirkungsstärke von der Geschwindigkeit des primären Teilchens. Wie die Elektronen verlieren auch die anderen geladenen Teilchen beim Durchqueren der Materie ihre kinetische Energie durch viele Stösse. Diese Abbremsung und die damit verbundenen Änderung der Wechselwirkungsstärke führen zu charakteristischen Tiefendosiskurven (Kapitel 3).

Nebst der Wechselwirkung über das Coulombfeld können aber auch noch andere Wechselwirkungen zum Tragen kommen. Insbesondere können z.B. Protonen über die schwachen Kernkräfte (π-Mesonen-Austausch) mit den Atomkernen wechselwirken.

2.3 Absorbierte Dosis und Kerma

Wie wir gesehen haben, tritt ionisierende Strahlung über eine Vielzahl von möglichen Prozessen mit der Materie in Wechselwirkung. Das Resultat solcher Wechselwirkungen ist Ionisation und Anregung. Letztendlich wird aber in der Materie Energie deponiert.

Ein Mass, welches die Energiedeposition in der Materie beschreibt ist die Energiedosis D oder auch absorbierte Dosis genannt:

$$D = \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}m} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}V} \qquad \text{(Eq. 2.14)}$$

Hier ist $\mathrm{d}m = \rho \mathrm{d}V$ ein Masse-Element mit dem Volumen $\mathrm{d}V$ und der Dichte ρ. Die Energie $\mathrm{d}E$ ist die in diesem Masse-Element absorbierte Energie. D besitzt somit die Einheit [J/kg] = [Gy] (= Gray). Eigentlich ist D eine differentielle Grösse, sie wird jedem Punkt in der Materie zugeordnet. Analog zu den meisten Grössen in der Kontinuumsmechanik bezieht sich die Definition (Eq. 2.14) auf die makroskopische Welt. Mikroskopisch gesehen muss über viele Atome gemittelt werden, da die Energieübertragung statistischer Natur ist. Es ist also für $\mathrm{d}E$ eigentlich eine mittlere, absorbierte Energie $\mathrm{d}\bar{E}$ einzusetzen.

Man kann nun aber auch betrachten, wieviel Energie im Masse-Element $\mathrm{d}m$ auf die Materie übertragen wird. Diese Energie $\mathrm{d}E_{tr}$ muss nicht zwingend gleich der absorbierten Energie $\mathrm{d}E$ sein, da Sekundärelektronen Energie in Form von kinetischer Energie aus dem Volumen $\mathrm{d}V$ wegtragen können. Deshalb wurde die Grösse KERMA K (= *Kinetic Energy Released per Mass*) geschaffen, welche den Energieübertrag pro Masse definiert:

$$K = \frac{\mathrm{d}E_{tr}}{\mathrm{d}m} \qquad \text{(Eq. 2.15)}$$

Der Energieübertrag E_{tr} wird folgendermassen definiert:

$$E_{tr} = (R_{in})_u - (R_{out})_u^{nonr} + \Sigma Q \qquad \text{(Eq. 2.16)}$$

Dabei bedeutet $(R_{in})_u$ die Strahlungsenergie aller ungeladener Teilchen, die in das Volumen V eintreten und $(R_{out})_u^{nonr}$ ist die Strahlungsenergie aller ungeladener Teilchen, die das Volumen V wieder verlassen, ausgenommen jener Anteil, der von der Abstrahlung kinetischer Energie geladener Teilchen stammt (Bremsstrahlung). Der Term ΣQ stellt die Nettostrahlungsenergie dar, welche von Ruhemassen stammt, wobei Q positiv ist, wenn Ruhemasse zerfällt und negativ ist, wenn Ruhemasse entsteht. Die Einheit von K ist ebenfalls [J/kg = Gy].

Nebst dem KERMA K existiert noch eine weitere Grösse, das TERMA (Total Energy Released per Mass). Dabei werden die gestreuten Photonen als neue Teilchen aufgefasst und deren Energie wird zum KERMA dazugezählt. Es handelt sich also um die gesamte, nach einer primären Photonenwechselwirkung in $\mathrm{d}m$ freigesetzte Energie.

Die beiden Grössen KERMA und TERMA beschreiben eine Energiefreisetzung und sind somit streng von der Energiedosis D zu unterscheiden, in

welche nur die in d*m* verbleibende Energie eingeht. Während also bei den Begriffen KERMA und TERMA das Masse-Element d*m* quasi als Energie-Quelle aufgefasst werden kann, ist die Energiedosis *D* ein Mass für die Strahlenwirkung auf die Materie und somit auch eine Beurteilungsgrösse für Strahlenschäden im biologischen Gewebe.

Die Grösse KERMA ist eigentlich nur sinnvoll bei Photonen- und Neutronenstrahlung (oder anderen Strahlungsarten, wo die Primär-Teilchen keine elektrische Ladung tragen und Energie auf geladene Sekundärteilchen übertragen wird).

Nebst der Energie, die pro Masse-Element d*m* absorbiert wird, kann man auch die pro Weglänge d*s* absorbierte Energie d*E* betrachten und erhält dabei die Grösse *LET (Linear Energy Transfer)*:

$$\mathrm{LET}_\Delta = \left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}s}\right)_\Delta \qquad \text{(Eq. 2.17)}$$

Es werden dabei nur Stösse unterhalb der Energieschranke Δ berücksichtigt. Üblicherweise wird eine Beschränkung der Energieübertragung von 100 eV gewählt, was einer Elektronenreichweite von 5 nm entspricht. Wird keine Bedingung für die Energieübertragung angegeben, so spricht man von LET_∞. Bei Elektronen entspricht in diesem Fall der LET_∞ gerade der durch Kollisionen auf dem Wegsegment d*s* an die Materie abgegebene Energie. Nicht berücksichtigt wird der Bremsstrahlungsanteil. Für die verschiedenen Strahlungsarten sind die LET-Werte in Tab. 2/5 angegeben.

Strahlenart	LET_{100} [keV/µm]
Photonen	
-60Co (1.2 MeV	6.9
-Röntg. (22 MeV)	6.0
Elektronen (2 MeV)	6.1
α-Teilchen (5.3 MeV)	63.0

Tab. 2/5. LET_Δ für verschiedene Strahlenarten: Δ = 100 eV.

2.4 Strahleneffekte im Wasser

Nachdem wir uns mit der Beschreibung der Strahlenfelder und deren Wechselwirkungen mit der Materie befasst haben, soll nun in etwas konkreterer Form auf die Wirkung der Strahlung auf Wasser eingegangen werden. Wasser bietet sich deshalb an, weil bei locker ionisierender Strahlung der grosse Teil des biologischen Schadens in der lebenden Zelle über das in dieser enthaltene Wasser vermittelt wird. Für das Verständnis der biologischen Wirkung der ionisierenden Strahlung sind deswegen die bei der Bestrahlung von Wasser ablaufenden Prozesse wichtig.

An erster Stelle steht eine physikalische Wechselwirkung der Strahlung, welche eine Anregung oder eine Ionisation zur Folge hat, wie dies in den vorangegangenen Abschnitten dargelegt wurde. Chemisch gesehen kann das Resultat dieser physikalischen Interaktion des Wassers mit der Strahlung eine Ionisation oder Spaltung von Wassermolekülen sein ($OH^\bullet$ = Hydroxiradikal):

$H_2O \rightarrow H_2O^+ + e^-_{aq}$ (Ionisation)

$H_2O \rightarrow OH^\bullet + H^\bullet$ (Spaltung)

Eine Folgereaktion der ersten Reaktion (Ionisation) kann sein:

$H_2O^+ + H_2O \rightarrow OH^\bullet + H_3O^+$

Natürlich ist auch eine Rekombination möglich:

$H_2O^+ + e^-_{aq} \rightarrow H_2O$

Wenn bei der Wechselwirkung mit ionisierender Strahlung sehr viel Energie an das Elektron abgegeben wird, ist eine Rekombination am Entstehungsort wenig wahrscheinlich. Bei einem Energieübertrag von 100 keV liegt die Reichweite des Elektrons immerhin bei ca. 0.2 mm. Eine solche Rekombinationsreaktion wird wahrscheinlicher, wenn viele H_2O^+-Moleküle entstehen oder vorhanden sind. Dann wird aber auch eine andere Reaktion wahrscheinlicher:

$OH^\bullet + OH^\bullet \rightarrow H_2O_2$

Es entsteht also Wasserstoffperoxid. Dies ist ein starkes Zellgift, welches (wie das $OH^\bullet$ selbst auch) weitere Reaktionen mit Biomolekülen eingehen kann. Es sei hier deutlich darauf hingewiesen, dass die aufgeführten Reaktionen nur einen Teil der möglichen Reaktionen darstellen!

Kehren wir zurück zur Physik und betrachten 1 kg Wasser, welches homogen bestrahlt werden soll. Dabei soll die Strahlenquelle so stark sein, dass eine vorgegebene Energie-Dosis D in kürzester Zeit appliziert werden kann. Man kann sich nun fragen, welchen Temperaturanstieg dieses Kilogramm Wasser erfährt, wenn die Dosis D darauf appliziert wurde. Nehmen wir an, dass die gesamte Strahlungsenergie in Wärme umgewandelt wird und keine (Kompressions-)arbeit δW geleistet wird. Es gilt für die gesamte Änderung der Wärmemenge $\delta Q = dU + \delta W = dU$. Die Änderung der Wärmemenge δQ ist also gerade gleich der Änderung der inneren Energie dU. Für die Änderung der inneren Energie gilt: $dU = mc_V dT$. Hier ist c_V die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen: $c_V = (\partial U/\partial T)_V$. Setzt man die Änderung der inneren Energie ΔU im betrachteten Kilogramm Wasser nun gleich der darin absorbierten Strahlungsenergie ΔE, wobei angenommen werden muss, dass diese bei homogener Bestrahlung eines homogenen Mediums homogen im betrachteten Volumen verteilt ist, so ergibt sich für die Temperaturänderung ΔT im Kilogramm Wasser:

$$\Delta T = \frac{\Delta E}{(mc_V)} = \frac{D}{c_V} \qquad \text{(Eq. 2.18)}$$

Die Temperaturänderung errechnet sich also direkt aus der Energiedosis und der spez. Wärmekapazität des Wassers.

Als illustratives Beispiel kann man für D die Semiletaldosis $D_{50/60}$ = ca. 4.2 Gy nehmen. Würde eine Population von Menschen mit dieser Dosis bestrahlt, so wären ohne medizinische Massnahmen nach 60 Tagen 50% der

Bestrahlten tot. Mit $c_V \approx 4200\ Jkg^{-1}K^{-1}$ ergibt sich: $\Delta T = 4.2Jkg^{-1} / 4200Jg^{-1}K^{-1} = 0.001$ K. Würde also die gesamte Strahlungsenergie in Wärme umgewandelt, so würde sich die Temperatur bei Applikation der Semiletaldosis lediglich eine Erwärmung um ein tausendstel Grad einstellen. Es ist daraus gut ersichtlich, dass bei der ionisierenden Strahlung es nicht die Temperatur sein kann, welche den biologischen Schaden vermittelt.

3.1 Attenuation von Photonen

Lineare Attenuation

Für den Fall eines nadelförmigen, monoenergetischen Strahls kann man die lineare Attenuation oder Absorption folgendermassen verstehen: Betrachtet man einen Photonenfluss $\phi = dN/da$, der senkrecht auf die Oberfläche da eines absorbierenden Materials fällt, so ist die Photonenzahl in der Tiefe x des Absorbers $N(x)$. Da für jedes Photon eine gewisse Wechselwirkungswahrscheinlichkeit besteht, ist die Abnahme $-dN$ der Photonen in Strahlrichtung proportional zur Photonenzahl N selbst. Die Abnahmen $-dN$ ist aber auch proportional zur Dicke dx des Absorbers. Somit gilt:

$$-dN(x) = \mu N(x)\, dx \qquad \text{(Eq. 3.01)}$$

wobei μ ein Proportionalitätsfaktor ist, der als linearer Attenuations- oder Absorbtionskoeffizient bezeichnet wird. Die Gleichung (Eq. 3.01) kann in einfacher Weise integriert werden: $\int(dN/N) = -\int dx\, \mu$. Daraus ergibt sich das Beer-Lambert'sche Gesetz:

$$N(x) = N(0)e^{-\mu x} \qquad \text{(Eq. 3.02)}$$

Der Photonenfluss wird somit ebenfalls exponentiell mit der Tiefe geschwächt. Man kann sich nun die Frage stellen, nach welcher Tiefe $x_{1/2}$ die Hälfte der Photonen absorbiert wurden. Diese Tiefe wird Halbwertschicht oder Halbwertdicke genannt. Sie ist einfach aus Eq. 3.02 zu errechnen: $N(x)/N(0) = ½ = e^{-\mu x_{1/2}} \rightarrow -\mu x_{1/2} = \ln(0.5)$. Damit erhält man:

$$x_{1/2} = \frac{0.6931}{\mu} \qquad \text{(Eq. 3.03)}$$

Analog gilt für die Zehntelwertschicht: $N(x)/N(0) = 1/10 = e^{-\mu x_{1/10}} \rightarrow -\mu x_{1/10} = \ln(0.1)$, also:

$$x_{1/10} = \frac{2.3026}{\mu} \qquad \text{(Eq. 3.04)}$$

Für den breiten Strahl muss das Beer-Lambert'sche Gesetz etwas angepasst, werden, da nun durch Seitwärtseinstreuung hinter dem Absorber der Photonenfluss grösser sein kann, als erwartet (sog. Build-up-Effekt Fig. 3-1).

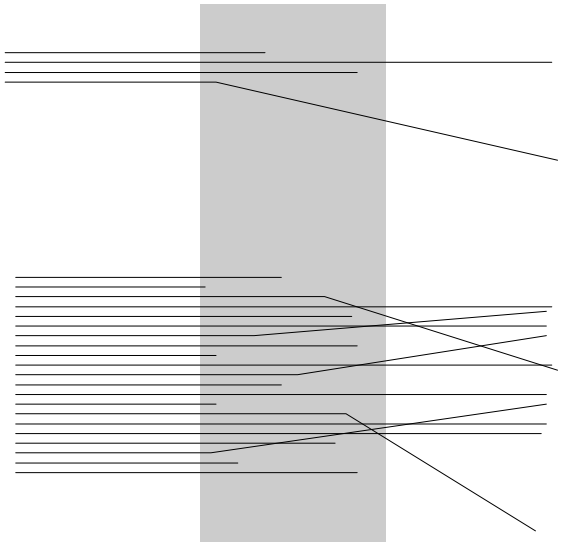

Fig. 3-1. Build-up-Effekt: Nadelstrahl im Vergleich mit breitem Strahlenfeld.

Um den Build-up-Effekt zu korrigieren, wird ein Faktor *B* verwendet, der abhängig ist von der Fläche *a* des Primärstrahles, der Dicke *x* des Absorbers, der Energie *E* der Strahlung und der Distanz *d* zwischen dem Absorber und dem Detektor (od. Messort):

$$N(x) = N(0)e^{-\mu x}\, B(x,a,E,d) \qquad \text{(Eq. 3.05)}$$

Im Fall von Röntgenstrahlung hat man es häufig (falls kein Monochromator verwendet wird) mit Strahlung zu tun, die ein breites Energiespektrum besitz. Dies muss entsprechend berücksichtigt werden. Mit der Annahme, dass der Fluss $\phi(E) = dN(E)/da$ von Photonen bestimmter Energie ebenfalls exponentiell geschwächt wird (also dass gilt: $\phi(E,x) = \phi(E,0)e^{-\mu(E)x}$), kann der gesamte Fluss in der Tiefe *x* des Absorbers berechnet werden als:

$$\phi(x) = \int dE\, \phi(E,0)e^{-\mu(E)x} \qquad \text{(Eq. 3.06)}$$

wobei nun $\mu(E)$ auch energieabhängig ist. Bei polyenergetischer Röntgenstrahlung werden in der Regel zuerst die niederenergetischen Photonen absorbiert. Nach Durchqueren einer Schicht des Absorbers verbleiben somit anteilsmässig mehr höherenergetische Photonen, die tendenziell weniger absorbiert werden. Im Gegensatz zur monoenergetischen Strahlung, wo die Halbwertsschichten immer gleich gross sind, werden die Halbwert- bzw. Zehntelswertschichten mit zunehmender Tiefe im Absorber grösser (Fig. 3-1b). Der Homogenitätsgrad ist dabei definiert als das Verhältnis 1.Halbwertsschicht / 2.Halbwertschicht.

Bis jetzt sind wir von einem homogenen Absorber ausgegangen. Bei inhomogenem Absorber (z. B. der menschliche Körper) müsste zusätzlich noch entlang der Strahllinie eines Strahls der ortsabhängige Attenuationskoeffizient über den Weg aufintegriert werden:

$$\phi(x) = \int dE\, \phi(E,0)\, e^{-\int d\xi\, \mu(\xi,E)\xi} \qquad \text{(Eq. 3.07)}$$

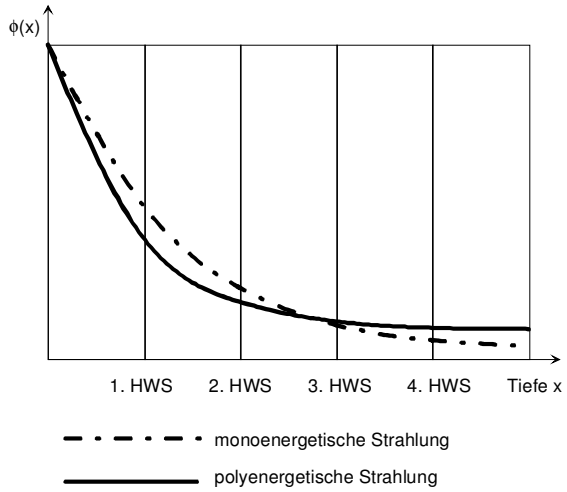

Fig. 3-1b. Verlauf des Photonenflusses $\phi(x)$ in einem Attenuator.

Tiefen-Dosis-Beziehung

Nun interessiert gerade im Strahlenschutz eigentlich weniger die Photonenfluenz als vielmehr die Dosisleistung nach einem Absorber. Naiverweise würde man nun annehmen, auch die Dosisleistung erführe eine exponentielle Abschwächung. Diese Annahme ist nur sehr beschränkt gerechtfertigt.

Es soll nun etwas genauer auf die Dosisdeposition in Materie eingegangen werden.

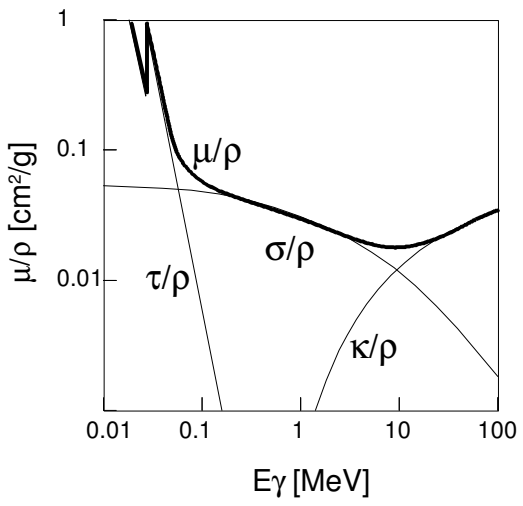

Fig. 3-2. Energieabhängigkeit des linearen Attenuationskoeffizienten: Schematische Darstellung für ein mittelschweres Element.

Der lineare Attenuationskoeffizient setzt sich aus den Anteilen des Photoeffektes τ, des Comptoneffektes σ und der Paarbildung κ zusammen:

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa \qquad \text{(Eq. 3.08)}$$

Der Anteil des Comptoneffekts kann aus dem totalen Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt pro Elektron σ_e, der Kernladungszahl Z und dem Atomgewicht M berechnet werden (mit $N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$; Avogadro-Zahl):

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{\sigma_e N_A Z}{M} \qquad \text{(Eq. 3.09)}$$

Hier wird σ durch die Dichte ρ dividiert. Der Anteil des Photoeffektes τ dividiert durch ρ ist proportional zu $(Z/h\nu)^3$. Die Energieabhängigkeit ist in Fig. 3-2 schematisch dargestellt.

Wenn der Photonenfluss ϕ, der Energieübertrag E_{tr} und μ/ρ bekannt sind, so kann das KERMA K berechnet werden:

$$K = (\mu/\rho) E_{tr}\, \phi$$

$$= (\mu_{tr}/\rho) E\phi = (\mu_{tr}/\rho)\Psi \qquad \text{(Eq. 3.10)}$$

wobei hier Eq. 2.06 benutzt wurde ($\Psi = E\phi$). Implizit wird mit Eq. 3.10 der Energieübertragungskoeffizient (oder auch Energietransferkoeffizient genannt), μ_{tr} definiert. Mit der Kenntnis von μ_{tr} kann also direkt aus der Energiefluenz und der Dichte des Materials K berechnet werden. Das KERMA kann im Prinzip aufgespalten werden in einen Anteil, bei welchem die auf Sekundärelektronen übertragene Energie durch Kollisionen wieder an die Umgebung abgeben wird (Kollisionsanteil K_{col}) und einen Anteil, bei welchem die auf Sekundärelektronen übertragene Energie durch Bremsstrahlung verloren geht (Bremsstrahlungsanteil K_{rad}).

$$K = K_{col} + K_{rad} \qquad \text{(Eq. 3.11)}$$

Nun kann analog zu Eq. 3.10 ein weiterer Koeffizient definiert werden – der Energieabsorbtionskoeffizient μ_{en}:

$$K_{col} = (\mu_{en}/\rho)\Psi \qquad \text{(Eq. 3.12)}$$

Für (μ_{en}/ρ) existiert die Bezeichnung Massenenergieabsorbtionskoeffizient, wobei ρ die Dichte des betreffenden Mediums ist. Der Zusammenhang zwi-

schen μ_{en} und μ_{tr} ergibt sich durch folgende Überlegung: Der Energietransferkoeffizient μ_{tr} ist gegeben durch $\mu_{tr} = 1/(N \cdot h\nu) \cdot \langle E_{tr} \rangle \cdot (dN/dx)$, wobei $\langle E_{tr} \rangle$ die mittlere pro Wechselwirkung übertragene Energie ist. Dies steht in Analogie zum linearen Attenuationskoeffizienten, bei welchem gemäss Eq. 3.01 gilt: $\mu = -(1/N)(dN/dx)$. Beim Energieübertragungskoeffizienten muss nun der Anteil der mit der Bremsstrahlung verloren geht, subtrahiert werden. Es gilt:

$$\mu_{en} = \mu_{tr}(1-g) \qquad \text{(Eq. 3.13)}$$

Somit erhält man für den Kollisionsanteil K_{col} des KERMA:

$$K_{col} = K(1-g) \qquad \text{(Eq. 3.14)}$$

Die Frage ist nun, wie es sich mit der Energiedosis D verhält.

Photonen, die über den Photo- oder den Comptoneffekt mit der Materie wechselwirken, schlagen Sekundärelektronen frei. Auf eine primäre Ionisation durch ein Photon folgt eine Vielzahl von Ionisationen durch das losgeschlagene Sekundärelektron. Die Dosis wird also durch die Sekundärelektronen deponiert.

Betrachtet man ein Strahlenfeld, welches einen Übergang von Luft zu Wasser durchläuft (Fig. 3-3), so wird man einen Aufbau des Sekundärelektronenflusses beobachten. Damit baut sich aber auch die Dosisdeponierung auf, die maximale Dosis wird also erst in einer gewissen Tiefe im Wasser erreicht, sofern das Strahlenfeld kollimiert ist. Dieser Effekt wird ebenfalls als Build-up-Effekt bezeichnet. Er ist um so stärker, je so höher die Energie der eingestrahlten Photonen ist. Dies deswegen, weil mit einer höheren Photonenenergie im Mittel mehr Energie auf die Sekundärelektronen übertragen wird und diese deshalb einen längeren Weg durch die Materie zurück legen.

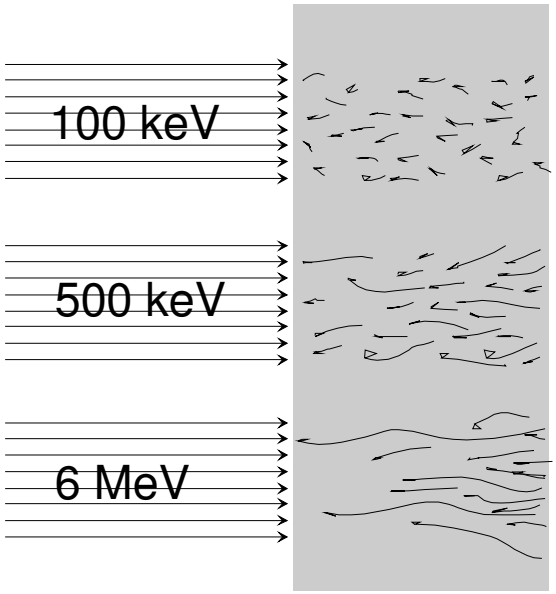

Fig. 3-3. Build-up-Effekt: Bei zunehmenden Photonenenergien wachsen die Bahnlängen der Sekundärelektronen.

Bei einer Photonenenergie von 10 MeV beträgt die Build-up-Tiefe immerhin schon ca. 2 cm.

Betrachtet man die Tiefen-Dosis- bzw. die Tiefen-KERMA-Verläufe für einen homogenen Körper (Fig. 3-4), so fällt auf, dass im Build-up-Bereich KERMA und Energiedosis sich deutlich unterscheiden. Das KERMA wird durch den Photonenfluss und μ_{en}/ρ bestimmt. Deshalb fällt das KERMA mit dem Photonenfluss mit zunehmender Tiefe im Material ab. Die Energiedosis hingegen ist durch die Energiedeponierung der Sekundärelektronen bestimmt. Die Dosis wird sich also im Build-up-Bereich mit dem Sekundärelektronenfluss aufbauen. Erst in einer gewissen Tiefe, dort wo Sekundär-

elektronengleichgewicht herrscht, sind KERMA und Energiedosis identisch.

In einem inhomogenen Medium ist die Situation noch komplexer. Bei jeder Änderung von μ_{en}/ρ macht das KERMA einen Sprung. Auch der Energiedosisverlauf ändert sich, was bei der Berechnung einer effektiven Personendosis berücksichtigt werden müsste. Wie wir in Kapitel 6 aber sehen werden, begnügt man sich im praktischen Strahlenschutz häufig mit recht rudimentären Methoden.

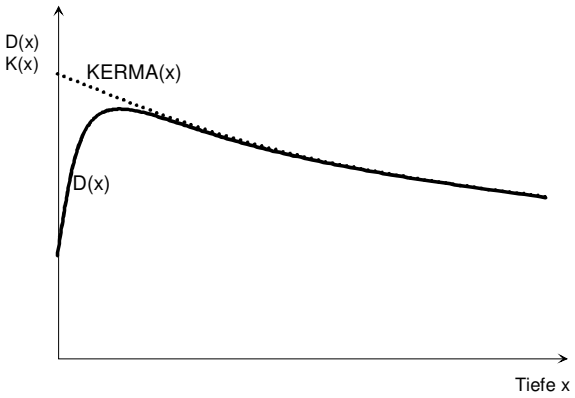

Fig. 3-4. Dosisaufbau im homogenen Medium (kollimierter Strahl): Erst nach dem Build-up-Bereich sind KERMA und Energiedosis identisch.

Wie stark die Attenuation der Strahlung ist, hängt stark von der Energie der Photonen ab. Während für weiche Röntgenstrahlung im Energiebereich von wenigen keV die Zehntelswertschichten weit weniger als 1 mm Blei betragen, liegt diese für ^{60}Co bei 4.6 cm Blei.

Bei Photonenenergien von ca. 200 keV wird der leichte Build-up nicht durch den Aufbau des Sekundärelektronenflusses, sondern durch die Comptonstreuung verursacht.

Im praktischen Strahlenschutz rechnet man häufig einfach mit Zehntelswertschichten, ungeachtet der Tatsache, dass der Build-up durch Streuung und Sekundärelektronen den exponentiellen Dosisabfall modifizieren. Die Annahme, nach einer Zehntelswertschicht sei die Dosisleistung auf ein Zehntel abgefallen, lässt sich rechtfertigen, wenn die Reichweite der Sekundärelektronen viel kleiner ist, als die Dicke des Attenuators.

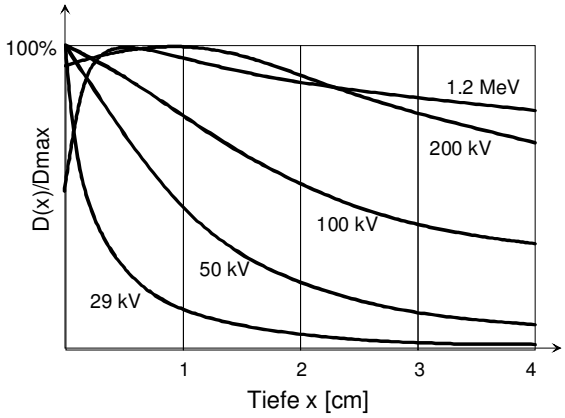

Fig. 3-5. Absorption von Photonenstrahlung unterschiedlicher Energien im Wasser.

Für Röntgenstrahlung mit Photonenenergien unterhalb von 100 kV liegen die maximalen Reichweiten der Sekundäreklektronen in Wasser im Bereich von weniger als 0.2 mm, in Blei liegen sie sogar unterhalb von 20 µm. Auch bei höher energetischer Strahlung ist die Zehntelswertschicht immer deutlich grösser als die Reichweite der Sekundärelektronen. Für γ-Strahlung aus einer ^{60}Co-Quelle ($E\gamma$ = 1.25 MeV) beträgt die Reichweite der Sekundärelektronen in Blei ca. 0.4 mm, während die Zehntelswertschicht 4.6 cm beträgt. Grundsätzlich ist das Konzept der Zehntelswertschicht bei Abschirmungsdicken von mehr als einer Zehntelswertschicht unproblematisch für monoenergetische Strahlung. Im praktischen Strahlenschutz wird auch meistens für nicht-nadelstrahlartige Felder

eine ausreichende Genauigkeit erreicht. Ansonsten kann mit Eq. 3.05 versucht werden, eine Korrektur für den Build-up durch die Streustrahlung zu berechnen, was aber meist auch nur approximativ möglich ist. Im Anhang 3, Tab. 3/2 sind Zehntels- und Halbwertschichten für verschiedene Materialien tabelliert.

Im Strahlenschutz ist man häufig konfrontiert mit breiten, nicht kolimierten Strahlenfelder. Hier kann durch seitwärts einfallende Strahlung die in Fig. 3-4 gezeichnete Tiefendosiskurve stark modifiziert werden (Fig. 3-4b).

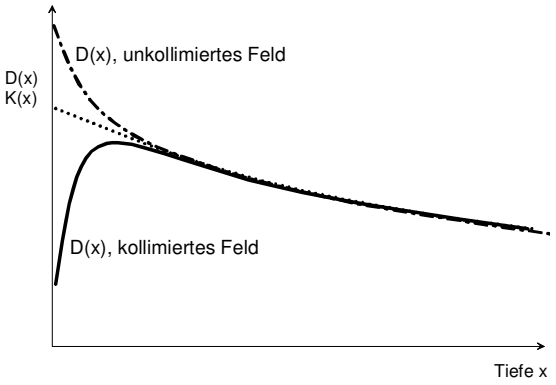

Fig. 3-4. Dosisaufbau im homogenen Medium (nicht kollimierte Felder): Je nach Stärke der Feldkollimation und Einfallsrichtung kann der Build-up-Bereich sehr unterschiedlich ausfallen.

Wenden wir uns einer praktischen Aufgabe des Strahlenschutzes zu. Manchmal ist es notwendig, eine Abschirmung möglichst genau zu berechnen, wenn z. B. die Nulldosisleistung $(\mathrm{d}H/\mathrm{d}t)_0 = \dot{H}_0$ und eine einzuhaltende Dosisleistung $(\mathrm{d}H/\mathrm{d}t)_{\mathrm{limit}} = \dot{H}_{\mathrm{limit}}$ (z.B. bei Postversand von Radionukliden) bekannt sind. Stellen wir uns einen Behälter mit der Wanddicke d vor in dem sich im Abstand $r = d$ zur Oberfläche eine punktförmige Quelle befindet. Die Dosisleistung fällt mit $(1/r^2)$ zur Oberfläche hin ab. Die Strahlung wird zudem um den Faktor $(1/10^{(n)})$ abgeschwächt, wobei n die Anzahl Zehntelwertschichten sind ($n = r/x_{1/10}$). An der Oberfläche, im Abstand r von der Quelle beträgt die Dosisleistung $(\mathrm{d}H/\mathrm{d}t)_r$ demnach:

$$\left(\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t}\right)_r = \left(\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t}\right)_0 \cdot \left(\frac{1}{r^2 \cdot (1/10^{(r/x_{1/10})})}\right)$$

(Eq. 3.15)

Nun stellt sich natürlich die Frage, wie gross die Dicke d sein müsste, um die vorgeschriebene Dosisleistung $\dot{H}_{\mathrm{limit}}$ zu erreichen. Gemäss Eq. 3.15 gilt :

$$\dot{H}_{\mathrm{limit}} = \dot{H}_0 / (d^2 \cdot (1/10^{(d/x_{1/10})})).$$

Diese Gleichung lässt sich bedauerlicherweise nicht einfach nach d auflösen. Es muss somit die Lösung iterativ gesucht werden.

Zum Schluss noch eine Definition aus dem praktischen Strahlenschutz. Der Schutzfaktor (*Protection Factor*) PF ist definiert als das Verhältnis der Nulldosisleistung $(\mathrm{d}H/\mathrm{d}t)_0 = \dot{H}_0$ zur Dosisleistung nach oder hinter einer Abschirmung mit der Dicke d $(\mathrm{d}H/\mathrm{d}t)_d = \dot{H}_\mathrm{d}$:

$$PF = \frac{\dot{H}_0}{\dot{H}_\mathrm{d}} \qquad \text{(Eq. 3.16)}$$

Der Schutzfaktor berechnet sich demnach aus der Anzahl der Zehntelwertschichten n wie folgt: $PF = 10^n$.

3.2 Absorption von Elektronen

Die Absorption von Elektronen interessiert im Strahlenschutz aus mehreren Gründen. Zum einen geht es um die Abschirmung von β-Strahlen, andererseits interessiert man sich aber auch für die Sekundärelektronen, die durch γ- und andere Strahlen in der Materie losgeschlagen werden.

Eine fundamentale Grösse bei der Wechselwirkung der Elektronen mit Materie ist das Bremsvermögen (*stopping power*) *S*. Es ist definiert als pro Weglängenelement d*s* auf die Materie übertragene Energie d*E*. Dabei kann *S* in zwei Anteile aufgespalten werden, in einen Kollisionsanteil und in einen Bremsstrahlungsanteil:

$$\frac{S}{\rho} = \left[\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}s}\right)\cdot\left(\frac{1}{\rho}\right)\right]_{\mathrm{col}} + \left[\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}s}\right)\cdot\left(\frac{1}{\rho}\right)\right]_{\mathrm{rad}}$$

$$= (S_{\mathrm{col}}/\rho) + (S_{\mathrm{rad}}/\rho) \qquad \text{(Eq. 3.17)}$$

Diese Definition erinnert an diejenige des *KERMA* K mit dem Unterschied, dass hier die pro Weglänge übertragene Energie betrachtet wird. Diese kann durch Stösse am Wechselwirkungsort deponiert werden oder als Bremsstrahlung wieder vom Wechselwirkungsort fortgetragen werden.

Der Zusammenhang des Bremsvermögens zum *LET* ergibt sich durch den Kollisionsanteil von *S*. Dabei gilt:

$$LET_{\Delta} = \left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}s}\right)_{\mathrm{col},\Delta} \qquad \text{(Eq. 3.18)}$$

wobei für Δ üblicherweise ein Energieübertrag von 100 eV genommen wird.

Zwei Streuprozesse bestimmen den Kollisionsanteil von *S*. Zum einen ist es die elastische Streuung der Elektronen am Atomkern (*Mott-scattering*), zum anderen werde die Elektronen an anderen Elektronen in der Hülle des Atoms gestreut (*Møller-scattering*). Interessant ist dabei, wie der Kollisionsanteil des Bremsvermögens dividiert durch die Dichte ρ (= Massen-Strahlungsbremsvermögen, *mass radiative stopping power*) von der Kernladungszahl *Z* abhängt:

$$[(\mathrm{d}E/\mathrm{d}s)/\rho]_{\mathrm{rad}} =$$

$$= \alpha(E)\sigma_{\mathrm{e,n}} Z^2$$

$$+ \alpha(E)\sigma_{\mathrm{e,e}} Z \qquad \text{(Eq. 3.19)}$$

Hier ist $\sigma_{\mathrm{e,n}}$ der Streuquerschnitt für die Mottstreuung und $\sigma_{\mathrm{e,e}}$ derjenige für die Møllerstreuung. In die Funktion $\alpha(E)$ gehen die Ruheenergie und die kinetische Energie des Elektrons ein. Wichtig für den Strahlenschutz ist hier vor allem die quadratische Abhängigkeit von der Kernladungszahl *Z*. Der Strahlungsanteil des Massen-Strahlungsbremsvermögens besitzt also einen Anteil, der mit Z^2 zunimmt. Dies erklärt, weshalb bei Elektronenbeschuss eines Materials mit hohem *Z* sehr viel effizienter Bremsstrahlung entsteht als bei leichten Materialien.

Daraus ergibt sich eine wichtige Konsequenz bezüglich Abschirmungen für Elektronen oder β-Strahlung. Wird z.B. Blei als Abschirmmaterial verwendet, so werden die Elektronen zwar nach kürzester Weglänge gestoppt, es entsteht aber Bremsstrahlung, die unter Umständen mit sehr viel mehr Blei abgeschwächt werden muss, als dies für die Abschirmung der Elektronen

selbst notwendig wäre. Besonders bei β-Strahlern mit hohen Strahlungs-Energien ist dieser Effekt deutlich zu beobachten. Ein illustratives Beispiel in diesem Zusammenhang ist der β-Zerfall von ^{90}Y. Die maximale β-Energie beträgt 2.29 MeV. Die maximale Reichweite für solche Elektronen beträgt in Blei knapp 1 mm. Nach dieser Dicke sind alle β-Teilchen absorbiert. Dabei entsteht jedoch Bremsstrahlung, bei welcher ca. 10% der Photonen Energien über 400 keV besitzen. Die Zehntelwertschicht von 400 keV-Strahlung liegt bei ca. 1.3 cm.

Deshalb ist es für harte β-Strahler günstiger, ein leichteres Material wie Aluminium oder Plexiglas zu verwenden. Die Reichweite der Elektronen ist zwar grösser, aber es wird massiv weniger Bremsstrahlung produziert. Etwas anders verhält es sich bei Konversionselektronen oder niederenergetischen β-Teilchen. Die β-Teilchen aus dem Zerfall von Tritium z.B. besitzen lediglich eine maximale Energie von 18.7 keV. Die entstehende Bremsstrahlung hätte im Mittel noch weniger Energie, weshalb sie auch in einer dünnen Bleifolie schnell abgeschwächt würde.

Wenden wir uns nun noch der Tiefen-Dosisverteilung von Elektronen zu. Nebst dem Anteil, welcher die Elektronen beim Durchgang durch die Materie durch Bremsstrahlung verlieren, werden die Elektronen auch durch Stösse abgebremst, bei welchen auf andere Elektronen kinetische Energie übertragen wird. Dieser Sachverhalt wird durch den Kollisionsanteil des Bremsvermögens S_{col} beschrieben (S_{col}/ρ = Massen-Stossbremsvermögen). Dabei wird die Energieabhängigkeit von S_{col}/ρ durch die sog. Bethe-Bloch-Gleichung bestimmt (ICRU 37 (1984), Reich, 1990).

Sowohl S_{rad} wie auch S_{col} hängen also von der kinetischen Energie des Elektrons ab. Beim Durchgang durch die Materie verliert das Elektron zunehmend an kinetischer Energie, es wird also langsamer. Mit abnehmender Energie des Elektrons wird auch S_{rad} kleiner und ist bei sehr tiefen Energien vernachlässigbar. Hingegen nimmt S_{col} mit abnehmender Energie zu und bestimmt im Bereich unterhalb von 1 MeV das Bremsvermögen. Bei Energien unterhalb von 100 keV steigt S_{col} stark an. Die Elektronen werden besonders stark abgebremst, bis sie schlussendlich thermalisiert sind.

Dieser Umstand erklärt auch den für Elektronen so charakteristische Tiefen-Dosis-Verlauf (Fig. 3-6). Nach einem Dosisplateau mit leichtem Dosisaufbau (Build-up) fällt die Dosis steil ab. Der Auslaufende Schwanz am Ende wird durch die Bremsstrahlung verursacht.
Die praktische Reichweite erhält man durch Verlängern des ungefähr linearen Teils des Dosisabfalls bis auf die Abszisse (Fig. 3-7). Der Tiefen-Dosis-Verlauf für Elektronen ist alles andere als exponentiell.

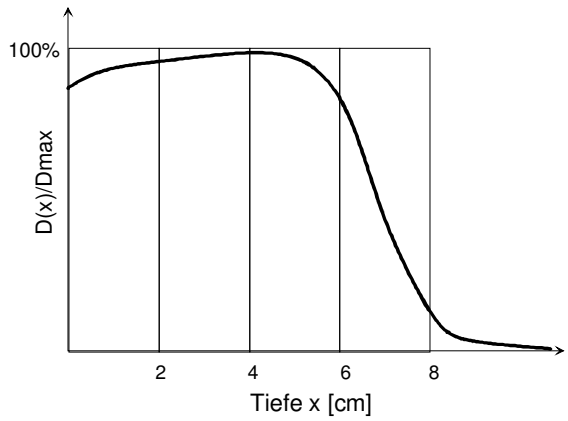

Fig. 3-6. Tiefen-Dosis-Verlauf für 15 MeV-Elektronenstrahlung, gemessen an einem medizinischen Linearbeschleuniger.

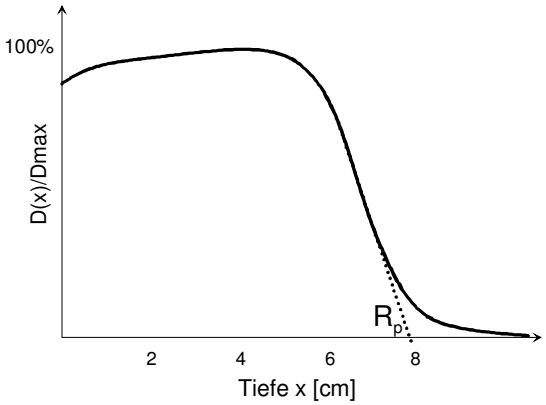

Fig. 3-7. Definition der praktischen Reichweite R_p.

Im praktischen Strahlenschutz verwendet man deshalb nicht Zehntel- oder Halbwertschichten, sondern man arbeitet mit der maximalen Reichweite R_{max} der Elektronen oder mit R_p. Der Zusammenhang zwischen der Reichweite eines Elektrons und dessen Anfangsenergie ist im Anhang 4 gegeben.

4. DOSISBEGRIFFE IM STRAHLENSCHUTZ

4.1 Biologische Dosisbegriffe

Kehren wir zu einer grundsätzlichen Frage des Strahlenschutzes zurück: Welcher Dosisbegriff wird benötigt, um eine gesundheitliche Gefährdung des Menschen durch ionisierende Strahlung abschätzen zu können? Um diese Frage beantworten zu können, muss man sich zuerst Klarheit über die biologischen und medizinischen Folgen einer Bestrahlung des Körpers verschaffen.

In Kapitel 2 wurde die absorbierte Dosis (oder Energiedosis) eingeführt (Eq. 2.14). Die lokal im Gewebe absorbierte Energie ist sicher eine wichtige Grösse für die biologische Wirkung.

Grundsätzlich sind zwei unterschiedliche Schadensmuster bei Bestrahlung beobachtbar. Oberhalb von ca. 500 mGy Energiedosis (im Fall des Embryos bereits oberhalb von 50 mGy und sichtbare Chromosomenaberationen im betroffenen Gewebe bereits ab ca. 200 mGy) treten klinische oder subklinische Symptome auf, die generell unter dem Begriff Frühschäden oder deterministische Schäden zusammengefasst werden. Diese manifestieren sich innert Stunden bis Tagen, allenfalls Wochen bis Monate oder wenige Jahre nach der Bestrahlung. Der Begriff deterministisch ist dadurch Begründet, dass bei den umschriebenen klinischen Symptomen und Krankheitsbildern die Ursache – die Bestrahlung also – bekannt ist. Es existiert somit ein kausaler Zusammenhang. Umgekehrt determiniert eine bestimmte Dosis den dadurch erzeugten Frühschaden.

Typische deterministische Schäden sind Hautrötungen (Strahlenerythem), Hautverbrennungen, Haarausfall (Epilation), Ulzerationen der Schleimhaut, Veränderungen des Blutbildes und Durchfall. Die Strahlenkrankheit, die oberhalb von 1 Gy Ganzkörperdosis auftritt, stellt dabei eine Kombination der verschiedenen klinisch erfassbaren Symptome dar, wobei bei der sog. hämatologischen Form (1-6 Gy) vor allem das blutbildende System den klinischen Verlauf des Syndroms bestimmt, während bei der gastro-intestinalen Form (6-20 Gy) die Reaktion des Magen-Darm-Traktes die Leitsymptome verursacht. Oberhalb von 20 Gy (neurologische oder zentral-nervöse Form) kommt es dann bei der bestrahlten Person zu einem Kreislaufzusammenbruch (kardio-zirkulatorischer Schock).

Allen diesen Symptomen ist gemeinsam, dass sie eine Schwellendosis besitzen und die Dosis-Wirkungs-Relation nicht linear ist (Fig. 4-1). Das Vorliegen einer Schwellendosis beruht auf dem Umstand, dass für klinische Symptome, wie sie vorhin beschrieben wurden, eine minimale Anzahl an Zellen geschädigt werden muss. Die Reaktion einer einzelnen Zelle ist in diesem Zusammenhang nicht relevant. Vielmehr steht hier die Reaktion des Gewebes als ein Verband von Zellen, die mit einander quasi kommunizieren, im Vordergrund.

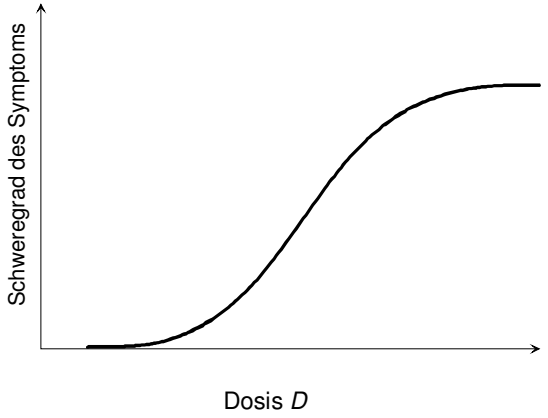

Fig. 4-1.Schematische Dosis-Wirkungs-Kurve für deterministische Schäden.

Die Energiedosis ist ein gutes Mass zur Beurteilung und Prognose von Frühschäden, wobei die Symptomatik durch die Verteilung der Energiedosis im Körper bestimmt wird.

Würden nur Frühschäden existieren, so könnte man sich im Strahlenschutz darauf beschränken, den maximalen Dosiswert im Körper zu bestimmen und darauf zu achten, dass dieser Wert nicht einen bestimmten Grenzwert überschreitet.

Neben den Frühschäden gibt es aber noch einen zweiten Typ von Schädigungen, die sog. Spätschäden oder stochastischen Schäden. Diese treten erst viele Jahre nach der Bestrahlung auf. Ein typisch stochastischer Schaden ist der Strahlenkrebs. Im Fall der strahleninduzierten Leukämie wird mit einer Latenzzeit von 5 – 10 Jahren gerechnet, für solide Tumore beträgt diese sogar 20 bis 30 Jahre. Diese Schäden werden stochastisch genannt, weil bei einer Bestrahlung nur mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit ein solcher Schaden auftritt. Wenn ein Spätschaden dann wirklich aufgetreten ist, lässt sich die Ursache dafür nicht sicher festlegen. Für die Prognose nach einer Bestrahlung kann also nur eine Wahrscheinlichkeit berechnet werden, wobei als sogenanntes Strahlen-Risiko oft die Inzidenz oder die Mortalität in Frage kommen.

Die Dosis-Wirkungs-Relation sieht für stochastische Schäden (Fig. 4-2) deutlich anders aus als für deterministische Schäden. Bei tiefen Dosisleistungen und bei mittleren Dosen wird grundsätzlich von einer linearen Beziehung zwischen der Dosis und der Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines Schadens (Krebs, genetische Schäden der Nachkommen) ausgegangen.

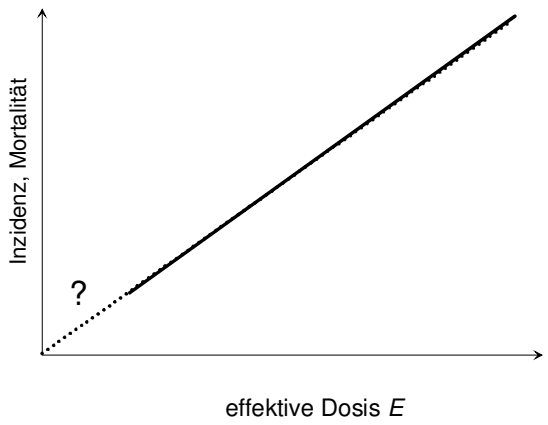

Fig. 4-2. Dosis-Wirkungs-Relation für stochastische Schäden (tiefe Dosen, bzw. Dosisleistungen: Im untersten Dosisbereich wird extrapoliert, da zuverlässige Daten über das Auftreten von Spätschäden fehlen.

Wenn nun hier von Dosis die Rede ist, so ist damit nicht die Energiedosis gemeint, sondern ein Dosismass, welches zum Spätschadensrisiko proportional ist, bzw. das sich direkt in ein Spätschadensrisiko umrechnen lässt. Dabei müssen wir uns die Frage stellen, wie ein solches Mass definiert werden kann. Immerhin sprechen wir

nun nicht mehr von einer Dosisverteilung (wo jedem Punkt im Körper eine Zahl zugeordnet wird), sondern nur noch von einem einzigen Wert (der effektiven Dosis *E*), der sich auf den ganzen Körper bezieht.

Diese effektive Dosis *E* lässt sich theoretisch aus der Verteilung der Energiedosis *D* ableiten.

4.2 Das Konzept der effektiven Dosis

Zur Berechnung der effektiven Dosis wird allerdings noch ein weiterer Dosisbegriff benötigt: Die Äquivalentdosis *H*.

Ist die Energiedosis $D = \mathrm{d}E_{abs}/\mathrm{d}m$ am einem bestimmten Ort bekannt, so kann für diesen Ort die Äquivalentdosis $H = w_R D$ berechnet werden. Dabei wird mit w_R (R steht für *Radiation*) die Eigenschaft der betreffenden Strahlenart bezüglich Induktion eines Spätschadens und somit die relative biologische Wirksamkeit berücksichtigt. Es muss also die Wahrscheinlichkeit berücksichtigt werden, dass eine bestimmte Strahlenart einen Spätschaden (also z.B. strahleninduzierter Krebs) auszulösen vermag. Bei einer Ganzkörperbestrahlung mit Photonen ist das Spätschadensrisiko kleiner, als wenn die gleiche Energiedosis mit Neutronen verabreicht würde. Wird nun also die Energiedosis im gewebeäquivalenten Material mit diesem Wichtungsfaktor multipliziert (Eq. 4.01), so erhält man Äquivalentdosis *H*, welche die Einheit Sievert [Sv] besitzt.

$$H = w_R \cdot D = w_R \cdot \left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}m}\right) \qquad \text{(Eq. 4.01)}$$

Dies ist nicht mehr ein rein physikalisches Mass, sondern eine biologische Dosisgrösse, die sich auf Spätschäden bezieht.

Falls mehrere Strahlenarten einen Dosisbeitrag liefern, muss über die entsprechend gewichteten Dosisanteile aufsummiert werden: ($H = \Sigma_R w_R D_R$).

Nun muss aber auch noch der Gewebetyp am entsprechenden Ort bekannt sein, da nicht jedes Gewebe gleich strahlenempfindlich ist. Da mit der effektiven Dosis eine Prognose bezüglich stochastischen Schäden das Ziel ist, muss ein Wichtungsfaktor w_T (T steht für *Tissue*) gefunden werden, der die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines Spätschadens im betreffenden Gewebe berücksichtigt.

Strahlenart	w_R
Röntgen-, γ-Strahlung	1
Elektronen, Müonen	1
Neutronen	
$E_n < 10$ keV	5
10 keV$<E_n<$100 keV	10
100 keV$<E_n<$2 MeV	20
2 MeV$<E_n<$20 MeV	10
$E_n > 20$ MeV	5
Protonen	5
α-Strahlung	20

Tab. 4/1. w_R für verschiedene Strahlenarten: Für Photonen ist die RBW leicht energieabhängig, im praktischen Strahlenschutz wird aber w_R für Photonen per definitionem auf 1 gesetzt, da der dadurch entstehende Fehler klein ist.

Um eine Aussage bezüglich Risiko über den ganzen Körper machen zu können, muss nun an jedem Punkt im Körper die mit $w_T(\mathbf{r})$ gewichtete Äquivalentdosis $w_T(\mathbf{r})H(\mathbf{r})$ berechnet werden, wobei $w_T(\mathbf{r})$ als Funktion des Ortsvektors **r** aufgefasst werden könnte. In der

Praxis benützt man eine grobe Näherung, bei welcher die Wichtungsfaktoren nur für die wichtigsten (also bezüglich Strahlenspätschäden empfindlichsten) Organe benützt werden. Die effektive Dosis ergibt sich durch eine Summation über die strahlenempfindlichsten Organe (nach ICRP 60):

$$E = \Sigma_T \, w_T H_T \qquad \text{(Eq. 4.02)}$$

Dabei ist H_T die gemittelte Äquivalentdosis des Gewebes oder Organs T. Die Einheit von E ist wie bei der Äquivalentdosis Sievert [Sv]. Es gilt die Normierung $\Sigma_T \, w_T = 1$.

Gewebe oder Organ	w_T
Gonaden	0.20
rotes Knochenmark	0.12
Dickdarm	0.12
Lunge	0.12
Magen	0.12
Blase	0.05
Brust	0.05
Leber	0.05
Speiseröhre	0.05
Schilddrüse	0.05
Haut	0.01
Knochenoberfläche	0.01
Rest	0.05

Tab. 4/2. w_T-Faktoren für Gewebe und Organe (nach ICRP 60).

Dass nur die strahlenempfindlichsten Organe (bezüglich Spätschäden!) berücksichtigt werden, rechtfertigt sich durch den Umstand, dass die restlichen Organe bei einer homogenen Dosisverteilung nur 5% zur effektiven Dosis beitragen.

Bei grossen Organen wie dem Dickdarm, der sich über den ganzen Bauchraum ausdehnt, müsste H_T durch eine Mittelung berechnet werden. Dieses Problem wird in Kapitel 6 diskutiert.

Mit der effektiven Dosis E steht nun ein Ganzkörperdosisbegriff zur Verfügung, aus dem direkt ein Spätschadensrisiko berechnet werden kann. Dabei wird davon ausgegangen, dass eine effektive Dosis von 1 Sv einem Anstieg des Krebsmortalitätsrisikos um ca. 5% für die gesamte Bevölkerung und ca. 4% für die beruflich strahlenexponierten Personen entspricht.

Im Kapitel 6 werden wir uns mit der Abschätzung der effektiven Dosis E im praktischen Strahlenschutz befassen. Dabei wird generell zwischen drei grundsätzlichen Arten der Strahlenexposition unterschieden: externe Bestrahlung, Kontamination und interne Bestrahlung (Inkorporation).

4.3 Operationelle Dosisbegriffe

Da die effektive Dosis E eine Aussage über das Spätschadensrisiko erlaubt, würde man natürlich gerne E messen. Leider ist aber E messtechnisch keine direkt zugängliche Grösse. Im Strahlenschutz behilft man sich deshalb mit operationellen Dosisgrössen, die als Schätzwerte oder als Berechnungsgrundlage für die effektive Dosis dienen.

Der einfachste Fall ist eine homogene Bestrahlung des menschlichen Körpers. Dies bedeutet, dass sich der ganze Körper in einem homogenen Strahlenfeld befindet. Die im Körper resultierende Dosisverteilung ist allerdings alles andere als homogen (Fig. 4-3). Die Kenntnis der Energiedosisverteilung $D(\mathbf{r})$ wäre jedoch Vorausset-

zung für eine genaue Berechnung der effektiven Dosis *E*. Noch komplizierter wird die Situation, wenn das Strahlenfeld inhomogen ist oder nur ein Teil des Körpers vom Strahlenfeld getroffen wird. Die Dosisverteilung hängt dabei vom Photonenfluss ϕ und dem Energie-absorptionskoeffizient dividiert durch die Dichte (μ_{en}/ρ) ab. Dabei sind $\mu_{en} = \mu_{en}(\mathbf{r})$ und $\rho = \rho(\mathbf{r})$ Funktionen des Ortsvektors **r**.

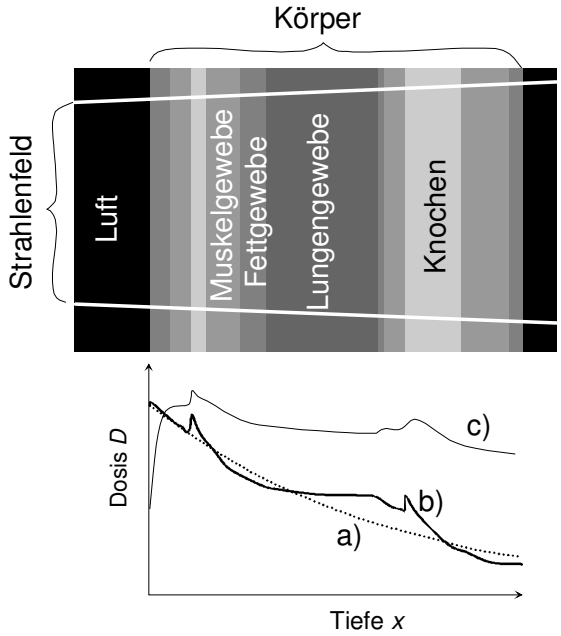

Fig. 4-3. Schematischer Tiefen-Dosis-Verlauf beim Durchgang eines kollimierten Strahlenfeldes durch den Körper am Beispiel eines stark vereinfachten Thoraxphantoms: (a) Kurve für weiche γ-Strahlung und gemitteltes (μ_{en}/ρ), (b) für weiche γ-Strahlung und (c) für sehr harte γ-Strahlung, beide für inhomogenes Gewebe.

Es stehen heute verschiedene Algorithmen zur Berechnung der Dosisverteilung im Körper zur Verfügung. Ein kleiner Einblick ist im Anhang 3 gegeben. Welche und wie viele Approximationen bei der Dosisberechnung verwendet werden, hängt im wesentlichen von der gewünschten Genauigkeit ab. Gerade im praktischen Strahlenschutz sind die Genauigkeitsanforderungen viel tiefer als z.B. in der Strahlentherapie, wo heute mit einer Genauigkeit von 3-5% gerechnet wird. Im praktischen Strahlenschutz schwanken die Genauigkeitsanforderungen je nach Fragestellung. Bei einer Überprüfung einer Grenzwertüberschreitung wird man eine möglichst genaue Dosisberechnung anstreben, während bei einer Dosisabschätzung im operationellen Strahlenschutz häufig Fehler von bis zu einem Faktor zwei in Kauf genommen werden müssen, was man dann durch ein entsprechend konservatives Vorgehen oder Festlegen konservativer Richtwerte rechtfertigen kann.

Operationelle Dosisgrössen werden häufig bezüglich einem Phantom definiert, in welchem diese gemessen werden können. Ein Phantom besitzt die Aufgabe, die Streu- und Absorptionsverhältnisse, wie sie im menschlichen Körper vorherrschen würden, zu simulieren. Bei anthropomorphen Phantomen wird dabei die Lage und Form der Organe möglichst genau nachgebildet. Die Lage der Organe ist von Mensch zu Mensch leicht verschieden. Im Strahlenschutz wird deshalb von einem Standardmenschen ausgegangen.

$H_P(10)$ und $H_P(0.07)$

Für die individuelle Personendosimetrie wurde die operationelle Dosisgrösse $H_P(d)$ geschaffen. Es handelt sich dabei um eine Äquivalentdosis, gemessen in der Tiefe *d* (in mm) in weichem Gewebe.

Wird die Äquivalentdosis *H* in 10 mm Gewebetiefe (= Personen-Tiefen-Dosis $H_P(10)$ oder kurz H_P) gleich der effektiven Dosis *E* gesetzt, so ist dieser Schätzwert für *E* in der Regel grösser als *E* selbst. Dies lässt sich dadurch

begründen, dass der Körper Strahlung absorbiert und somit auch im unkollimierten Strahlenfeld im Inneren des Körpers tiefere Dosiswerte erreicht werden als aussen (abgesehen von sehr speziellen Fällen, die aber im Strahlenschutz nicht relevant sind). Das am nächsten an der Oberfläche gelegene innere Organ liegt etwa in einer Tiefe von 10 mm und würde bei einem kollimierten γ-Strahlenfeld durch den Build-up im Energie-Bereich von 200 keV – 1.2 MeV in 10 mm Tiefe tatsächlich eine Dosis erreichen, welche sehr nahe dem maximalen Dosiswert innerhalb des Körpers liegt. Im Bereich unter 150 keV wird ein zunehmender Anteil der Strahlung in der Haut und im subkutanen Fettgewebe absorbiert. Da der Wichtungsfaktor w_T = 0.01 klein ist, müsste die Hautdosis jedoch deutlich grösser sein als die Dosis in 10 mm Gewebetiefe, damit die Haut einen nennenswerten Beitrag zur effektiven Dosis liefert. Ein solcher Fall kann bei Bestrahlung mit β-Strahlern eintreten. Deshalb existiert für die Haut ebenfalls ein operationelles Dosismass: Die Oberflächen- oder Hautdosis $H_P(0.07) = H_S$ ist die Äquivalentdosis in 0.07 mm gewebeäquivalentem Material. Dabei geht es allerdings nicht um einen Schätzwert für die effektive Dosis, sondern um die Hautdosis selbst – dies im Hinblick auf mögliche Frühschäden der Haut! Bei der Tiefe von 0.07 mm wird angenommen, dass dies der dünnsten Stelle der Hornhaut entspricht und somit die am nächsten an der Oberfläche liegenden strahlensensiblen Zellen in dieser Tiefe liegen. Für die Augenlinsen existiert ein weiterer Wert: $H_P(3)$ = Äquivalentdosis in 3 mm Gewebetiefe.

H_P und H_S sind operationelle Grössen für die Personendosimetrie. Um $H_P(d)$ messen zu können, müsste ein anthropomorphes Messphantom benützt werden. Für die Personendosimetrie wird allerdings ein quaderförmiges Gefäss aus PMMA (*Polymethylmetacrylat, Plexiglas*, Wandstärke 10 mm, vorne 2.5 mm) verwendet. Dieses ist mit Wasser gefüllt. Durch die Bestimmung der Äquivalentdosis in diesem Phantom können Personendosimetriesysteme kalibriert werden (Kap. 5).

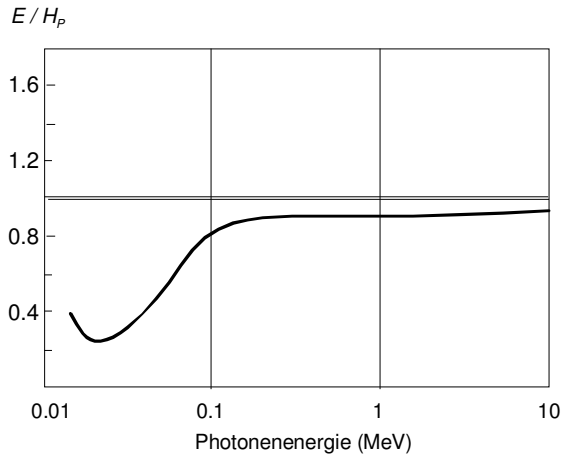

Fig. 4-4. Verhältnis von E zu H_P in Abhängigkeit der Photonen-Energie (monoenergetische Strahlung) für ein paralleles Strahlenfeld von Vorne (a.p.).

$H^*(10)$ und $H'(0.07)$

Bei der Umgebungsüberwachung wäre ein Dosismessgerät mit möglichst isotroper Antwort wünschenswert. Andererseits muss eine Dosisgrösse einen Bezug zum menschlichen Körper haben. Für die Kalibrierung von Dosis- und Dosisleistungsmessgeräten im Strahlenschutz wurde nun eine weitere operationelle Grösse geschaffen: $H^*(10)$. Dabei handelt es sich um die Äquivalentdosis in 10 mm Tiefe in einem kugelförmigen Phantom (ICRU-Kugel), welche eine gewebeäquivalente Zusammensetzung besitzt (76.2% Sauerstoff, 11.1% Kohlenstoff, 10.1% Wasserstoff, 2.6% Stickstoff).

Dabei ist das Strahlenfeld auf diesen Messpunkt ausgerichtet. Das Feld muss also aufgeweitet und ausgerichtet sein. Die einfache Geometrie dieser ICRU-Kugel erleichtert die Berechnung der Dosis im Inneren der Kugel. Es wird hier also bewusst ein im Vergleich zum einem anthropomorphen Phantom stark vereinfachtes Phantom gewählt.

Zudem wurde der Begriff $H'(d)$ eingeführt. Hierbei handelt es sich um eine Äquivalentdosis in d mm Tiefe in der auf einem festgelegten Radius der ICRU-Kugel. In einem aufgeweiteten und ausgerichteten Feld ist die Grösse $H'(d)$ im Allgemeinen abhängig von der Orientierung des festgelegten Kugelradius. Dies entspricht annähernd der Abhängigkeit des Ansprechvermögens eines Personendosimeters (welches am Rumpf getragen wird) von der Orientierung des Rumpfes in einem gerichteten Strahlenfeld. Die Richtungsäquivalentdosis $H'(0.07)$ ist definiert in einer Tiefe von 0.07 mm.
Die Bezeichnungen ' und * weisen also auf die Ausrichtung des Messpunktes im Strahlenfeld hin, weshalb entsprechend die Namen Richtungsäquivalenzdosis $H'(d)$ und Umgebungsäquivalenzdosis $H^*(d)$ geschaffen wurden.

Als Ortsdosis gilt nun bei durchdringender Strahlung $H^*(10)$ und bei Strahlung mit geringer Eindringtiefe $H'(0.07)$. Diese Grössen sind als Schätzwerte für H_P und H_S zu betrachten.

Beziehung der Dosisgrössen untereinander

Aus der physikalischen Grösse der absorbierten Dosis D können durch Anwendung von Wichtungsfaktoren die biologischen Dosisbegriffe H und E abgeleitet werden. Die effektive Dosis E und auch die Organ-Äquivalentdosen H_T sind aber keine messtechnisch direkt zugänglichen Grössen, weshalb die operationelle Dosisgrössen $H_P(d)$ bzw. $H^*(d)$ und $H'(d)$ geschaffen wurden. Die Bestimmung einer Dosis steht also immer in Verbindung zu einem Messphantom und einer Strahlenfeld-Geometrie.

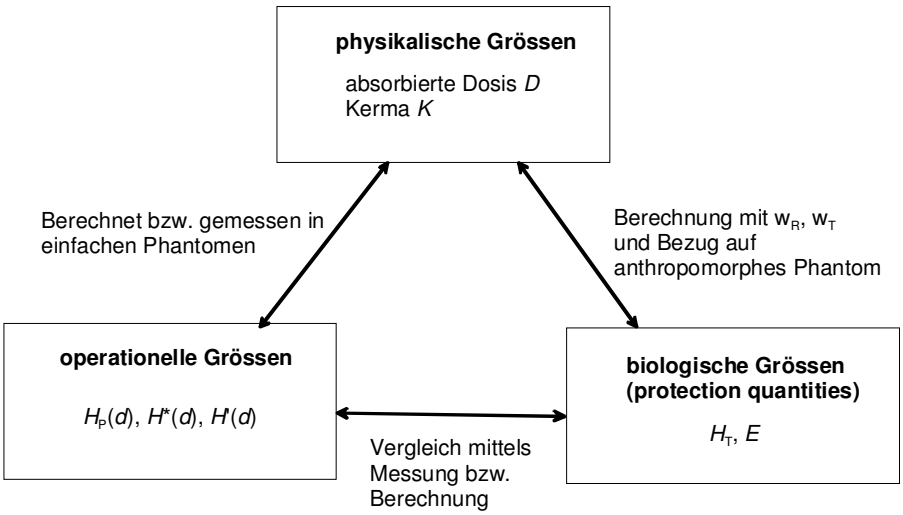

Fig. 4-5. Beziehung der Dosisgrössen zueinander.

5. MESSUNG VON IONISIERENDER STRAHLUNG

5.1 Grundprinzipien des Messvorganges

Die Wechselwirkung der ionisierenden Strahlung mit der Materie führt zu einem Effekt in der Materie. Die Aufgabe der Messtechnik für ionisierende Strahlung besteht darin, diesen Effekt zu messen und das dadurch entstandene Signal zu interpretieren bzw. in eine physikalische Grösse umzuwandeln.

Verschiedene physikalische Prozesse können für die Messung ionisierender Strahlung ausgenutzt werden. Mittels kalorimetrischer Messung könnte z.B. versucht werden, die Erwärmung einer bestrahlten Probe zu erfassen, was jedoch wegen der geringen Erwärmung auch bei hohen Dosen sehr schwierig und im Strahlenschutz kaum praktikabel ist (s. Abschnitt 2.4).

Besser zu realisieren ist die Messung des Ionisationseffektes der ionisierenden Strahlung. Eine ganze Reihe von Detektoren basieren auf diesem Prinzip. Aber auch die Anregung von Atomen und Moleküle bietet sich als messbarer Effekt an, vor allem wenn beim Zerfall der angeregten Zustände sichtbares Licht frei wird (Szintillation und Lumineszenz). Auch hier ist eine Vielfalt von Strahlenschutzmessgeräten im Einsatz die diese Effekte zur Messung ausnutzen.

Es existieren auch indirekte Methoden, wie z.B. chemische Reaktionen oder die Neutronenaktivierung.

Die Messaufgaben, die sich der Messtechnik im Strahlenschutz stellen, ergeben sich aus den Fragestellungen des praktischen Strahlenschutzes. Dabei geht es um die Frage, welche physikalische Grösse mit welcher Genauigkeit gemessen werden soll. Sicher wichtig ist die Messung von Dosen oder Dosisleistungen, um Gefährdungspotentiale ableiten zu können. Aber gerade im Umgang mit Radionukliden ist auch die Messung der Aktivität, also der Anzahl Kern-Zerfälle pro Sekunde, oder der Aktivität pro Fläche oder pro Volumen wichtig. Die Aktivität im menschlichen Körper ist eine für die Personendosimetrie interessante und unter Umständen wichtige Grösse.

Wenn hier von der Messung der Dosis die Rede ist, so muss man sich fragen, welche Dosis eigentlich gemessen werden soll.

Um eine Äquivalentdosis H zu ermitteln, müsste die Energiedosis in gewebeäquivalenten Material gemessen worden sein. Im praktischen Strahlenschutz wird dieses Problem durch eine geeignete Kalibrierung des Messgerätes umgangen. Voraussetzung für eine solche Kalibrierung ist aber eine absolute Dosismessung, ein Problem, welches im Abschnitt 5.2 behandelt wird.

Das zweite Problem bei der Risikobeurteilung ist, dass das Spätschadensrisiko aufgrund einer inhomogenen Dosisverteilung beurteilt werden muss. Auch die Äquivalentdosis H ist eine differentielle Grösse und nimmt somit im Allgemeinen für jeden Punkt im Körper andere Werte an. Im praktischen Strahlenschutz werden aber die Dosis-(leistungs)-messgeräte meistens auf die Äquivalentdosis(-leistung) in der Tiefe von 10 mm gewebeäquivalentem Material kalibriert ($H^*(10)$ bzw. $\dot{H}^*(10)$, Kapitel 4). Es wird zentraler Gegenstand des Ka-

pitels 6 sein, wie aus solchen Messungen schluss-endlich Aussagen über das Spätschadensrisiko gemacht werden können.

5.2 Dosismessung mittels Ionisationskammer

Ionisationskammern sind die eigentlichen Arbeitspferde bei der Dosimetrie, wie sie z.B. in der Strahlentherapie durchgeführt wird. Sie eignen sich für die absolute Messung von Energiedosen und werden auch in Form von Standardkammern in Eichlabors eingesetzt.

Eigentlich basiert die Ionisationskammer auf einem recht einfachen Prinzip. In einer gasgefüllten Kammer werden durch ionisierende Strahlen Elektronen aus den Hüllen der Atome in diesem Gas getrennt. Die Kammer (Fig. 5-1) kann durch zwei parallele, geladene Platten gebildet werden (die Kammer muss nicht zwingend geschlossen sein). Zwischen den Platten bildet sich ein elektrisches Feld **E** aus.

Die positiv geladenen Atomrümpfe wandern in Richtung Kathode, während die freigeschlagenen Elektronen mit der Kraft **F** = q**E** in Richtung Anode beschleunigt werden. Da die Kammer mit Gas (z.B. Luft gefüllt ist, verlieren die Elektronen dauernd durch Stössen ihre durch die Einwirkung von **F** gewonnene Energie. Ist **E** nicht zu gross, so fliesst bei Bestrahlung der Kammer ein kontinuierlicher Ionisationsstrom, der gemessen werden kann. Der zu messende Strom hängt im Rekombinationsbereich (Fig. 5-2) von der angelegten Kammerspannung ab. Bei zu tiefen Spannungen erreichen nur die wenigsten Ladungsträger die Elektroden, da die meisten Sekundärelektronen mit den positiv geladenen Atomrümpfen rekombinieren. Oberhalb einer gewissen Spannung gelangen alle freien Ladungsträger an die Elektroden, so dass bei einer weiteren Spannungszunahme keine weiteren freie Ladungen mehr an den Elektroden ankommen, da keine solche mehr im Volumen der Kammer vorhanden sind.

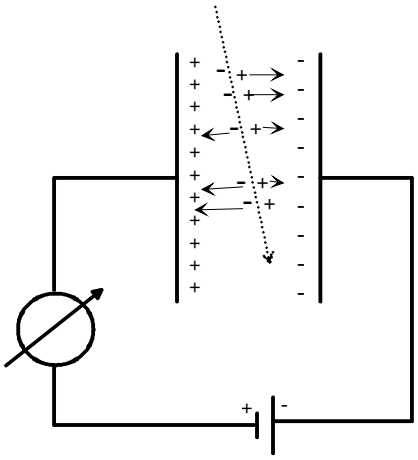

Fig. 5-1. Prinzip einer Ionisationskammer.

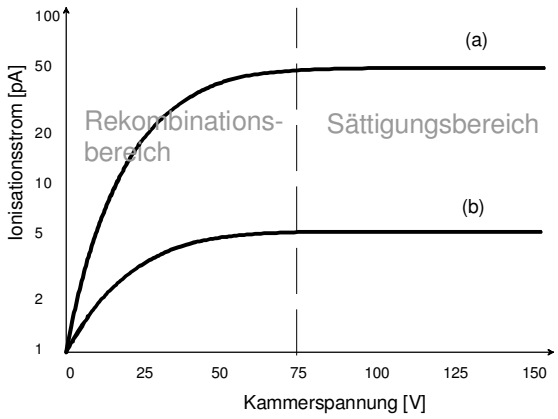

Fig. 5-2. Strom-Spannungs-Charakteristik einer zylindrischen Ionisationskammer: (a) hohe Dosisleistung, (b) niedrige Dosisleistung.

Ionisationskammern besitzen den Vorteil, dass kaum Einschränkungen bezüglich Geometrie vorhanden sind. So sind z.B. Rundkammern, Fingerhutkammern oder auch Flachkammern realisierbar. Auch bezüglich Gasfüllung existieren keine grossen Einschränkungen, häufig besteht die Gasfüllung aus Luft, wobei es offene und geschlossene Kammern gibt. Der Nachteil der Ionsisationskammer besteht darin, dass die Ionisationsströme sehr klein sind. Das Messgerät muss in der Lage sein, Ströme im pA-Bereich messen zu können, was hohe Ansprüche an die Elektronik und Isolatoren stellt.

Ionisationskammern fanden früher im praktischen Strahlenschutz vor allem Verwendung als sog. Stabdosimeter (Fig. 5-3).

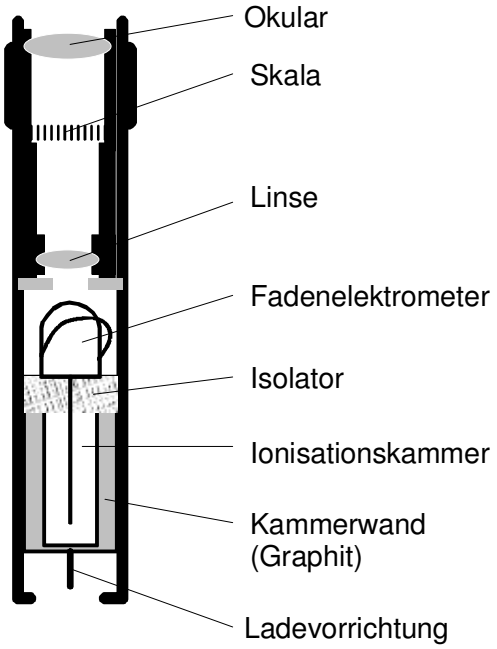

Fig. 5-3. Querschnitt durch ein Stabdosimeter: Über die Ladevorrichtung wird die Kammer (Kondensator) aufgeladen. Bei Bestrahlung wandern die freien Ladungen in Richtung zu den entsprechenden Elektroden und entladen die Kammer. Das Fadenelektrometer zeigt die Entladung an, indem der bewegliche Faden mittels Linse auf die Skala abgebildet wird.

Mit dem Stabdosimeter wird die Dosis nicht direkt gemessen, sondern die Skala wird entsprechend kalibriert.

Direkte Dosismessung für Photonenstrahlung

Bei der absoluten Dosimetrie geht es um eine möglichst exakte Bestimmung der Dosis. Mit der Ionisationskammer misst man eigentlich die durch die Strahlung erzeugten Ladungen pro Volumen Luft oder Gas in der Kammer. Durch diesen Umstand motiviert lässt sich eine neue Grösse definieren: Die Exposure X:

$$X = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}m_{air}} \qquad \text{(Eq. 5.02)}$$

Hierbei handelt es sich um die durch ionisierende Strahlung in Luft im Masseelement $\mathrm{d}m_{\mathrm{air}}$ erzeugte Ladung $\mathrm{d}Q$. Gelegentlich wird X auch mit Ionendosis bezeichnet, streng genommen handelt es sich aber nicht um eine Dosis, da es um die Entstehung von freier Ladung aus einem Masseelement geht, wobei wie beim *KERMA* $\mathrm{d}m$ als Quelle von Sekundärteilchen betrachtet wird.

Im Prinzip kann man aus X den Kollisionsanteil der *KERMA* in Luft $K_{\mathrm{col,air}}$ bestimmen, wenn der Umrechnungsfaktor w bekant ist, der aussagt, wie viel Energie aufgewendet werden muss, um ein Coulomb Ladung zu erzeugen.

$$K_{\mathrm{col,air}} = \mathrm{w}X \qquad \text{(Eq. 5.03)}$$

In trockener Luft und für Photonen mit Energien höher als 5 keV beträgt w ca. 33.85 J/C oder 33.85 eV/ Ionen-Paar.

In Halbleiter ist w deutlich kleiner, es muss also weniger Energie für die Produktion eines Ionenpaars aufgewendet werden. In Si beträgt w lediglich 3.8 eV und in Ge nur 3.0 eV.

Kennt man $K_{col,air}$, welches bei Sekundärelektronengleichgewicht (*CPE =charged particle equillibrium*) gerade der Energiedosis D in Luft entspricht, so stellt sich nun die Frage, wie daraus die Dosis in einem anderen Medium als Luft ausgerechnet werden kann. Dies kann für Photonenstrahlung mit Eq. 3.12 (Kapitel 3) geschehen. Dabei berechnet sich die Dosis aus dem Energieabsorptionskoeffizienten μ_{en}, aus der Dichte ρ und der Energiefluenz $\Psi = E\phi$ (gilt nicht für den Build-up-Bereich!):

$$D = \Psi(\mu_{en}/\rho) \qquad \text{(Eq. 5.04)}$$

Sei nun $D_{med1} = \Psi(\mu_{en}/\rho)_{med1}$ die Dosis im Medium 1 und $D_{med2} = \Psi(\mu_{en}/\rho)_{med2}$ die Dosis im Medium 2, so kann durch Division die Energiefluenz Ψ eliminiert werden: $D_{med1}/D_{med2} = ((\mu_{en}/\rho)_{med1}) / ((\mu_{en}/\rho)_{med2})$ oder:

$$D_{med1} = D_{med2} \cdot \frac{(\mu_{en}/\rho)_{med1}}{(\mu_{en}/\rho)_{med2}} \qquad \text{(Eq. 5.05)}$$

Damit kann also eine Dosis in einem Medium in eine entsprechende Dosis in einem anderen Medium umgerechnet werden. Eine Tabelle mit Werten für (μ_{en}/ρ) verschieder Materialien und Energien findet sich im Anhang 3.

Voraussetzung, um mit Eq. 5.04 eine mit einer Ionisationskammer in Luft gemessene Dosis in eine Dosis im Medium umzurechnen, ist ein Sekundärelektronengleichgewicht. Zudem müssen alle Wandeffekte ausgeschlossen werden können. In der Realität ist dies nicht ganz einfach, da die Strahlung mit der Kammerwand wechselwirkt, sofern nicht verhindert wird, dass sich die Kammerwand im Strahlenfeld befindet. Es gibt verschiedene Ansätze, die Probleme der Randeffekte zu lösen. Ist so z.B. der Durchmesser der Ionisationskammer viel Grösser als die Reichweite der Sekundärelektronen im Kammergas (z.B. Luft), so hat man nur in Wandnähe Sekundärelektronen, die aus der Kammerwand stammen. Über das ganze Volumen gesehen hält sich der Einfluss der Kammerwände in Grenzen. In Fig. 5-4 ist der Verlauf des Sekundärelektronenflusses ϕ_e gegeben.

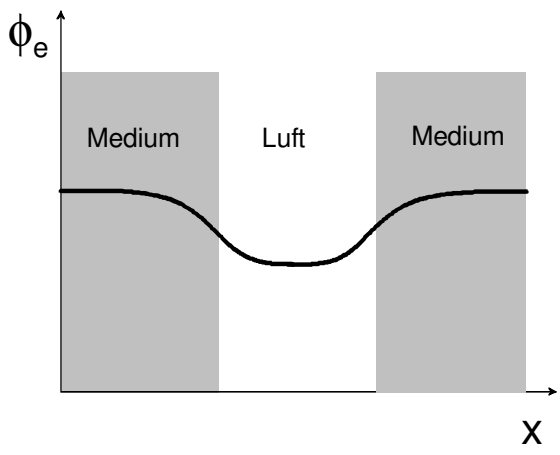

Fig. 5-4. Schematische Darstellung des Sekundärelektronenflusses ϕ_e beim Durchtritt von Photonenstrahlung durch einen gasgefüllten Hohlraum in einem Medium.

Das Problem hierbei ist, dass mit zunehmender Energie der Strahlung die Reichweiten der Sekundärelektronen zunehmen. In Luft liegt diese für γ-Strahlung aus einer ^{60}Co-Quelle bereits in der Grössenordnung von 4 m.

Eine entsprechende Ionisationskammer würde sehr gross werden. Natürlich kann man anstelle von Luft ein dichteres Gas nehmen.

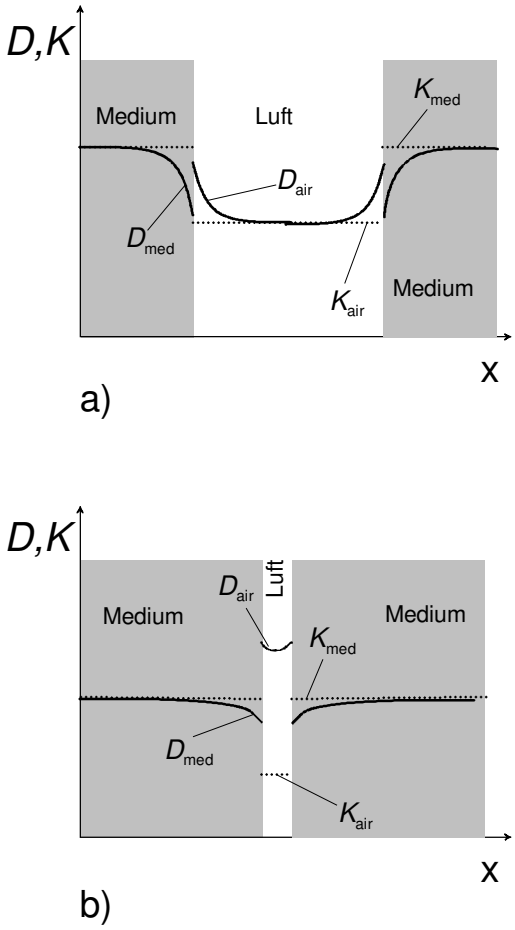

Fig. 5-5. Verläufe von der Dosis *D* und dem *KERMA K*: (a) Kammer-Durchmesser deutlich grösser als Reichweite der Sekundärelektronen, (b) Dosisverlauf bei Bragg-Gray-Bedingungen.

Ein anderer Ansatz geht in die gegenteilige Richtung. Wählt man den Kammerdurchmesser so klein, dass alle Sekundärelektronen, die aus der Wand kommen, die Kammer vollständig durchqueren und in der Kammer selbst keine zusätzlichen Sekundärelektronen freigesetzt werden, so lässt sich die Dosis im Medium ebenfalls berechnen. Dieser Berechnung liegt die Annahme zu Grunde, dass weder das Sekundärelektronenfeld im Medium noch der Photonenfluss ϕ durch den Hohlraum (Kammer) modifiziert werden. Eine detaillierte Behandlung dieser Theorie (Bragg-Gray-Theorie) ist im Anhang 1 wiedergegeben. In Fig. 5-5 sind für die beiden Varianten der Dosisermessung mit Ionisationskammern die Verläufe von der Dosis *D* und dem *KERMA K* gegeben.

Ist die Dosisleistung an einem bestimmten Ort durch eine Messung mit einer Ionisationskammer hinreichend bekannt, so kann ein mit einem anderen Messgerät gemessenes Signal mit dieser Dosisleistung korreliert werden, also es wird eine Kalibrierung vorgenommen. Im praktischen Strahlenschutz hat man den Vorteil, dass die Genauigkeitsanforderungen nicht so hoch sind, wie z.B. in der Strahlentherapie. Im Strahlenschutz werden deshalb auch nicht absolute Dosis- oder Dosisleistungsmessungen vorgenommen, sondern es wird fast ausschliesslich mit kalibrierten Messgeräten gearbeitet.

Die vorhergehenden Ausführungen bezogen sich vor allem auf Photonenstrahlung. Aber auch Elektronen oder Neutronen können mit Ionisationskammern gemessen werden. Für genaue Neutronen-Dosismessungen eignen sich besonders Ionisationskammern aus gewebeäquivalentem Material. Für Weichteilgewebe und äquivalentes Material ist der Wasserstoffgehalt von besonderer Bedeutung, da die Neutronen durch Stösse an den Protonen Rückstossprotonen erzeugen, die den grössten Beitrag zur Dosis liefern.

5.3 Proportionalzähler

Beim Proportionalzählrohr wird ebenfalls die Ionisation durch Strahlung ausgenützt. Allerdings gibt es im Vergleich zu den Ionisationskammern einen wesentlichen Unterschied. In der Umgebung der Annode wird ein so hohes elektrisches Feld **E** erzeugt, dass die Sekundärelektronen durch die auf sie einwirkende Kraft **F** = q**E** trotz Abbremsung durch die Moleküle und Atome des Füllgases immer schneller werden. Überschreitet die im **E**-Feld gewonnene kinetische Energie $E_{kin} = q \cdot \int dx \cdot |\mathbf{E}(x)|$ die Ionisationsenergie der Füllgasatome, so wird ein solches Sekundärelektron erneut Ionisationen machen und Tertiärelektronen freischlagen. Gewinnen diese auch wieder im **E**-Feld genügend Energie, so entstehen weitere freie Elektronen und am Ende eine ganze Elektronenlawine. Eine solche Elektronenverstärkung durch diesen Lawineneffekt erfolgt aber nur oberhalb einer Feldstärke von ca. 10^6 V/m (abhängig vom Füllgas). Um solche **E**-Feldstärken zu erreichen ist in der Regel eine zylindrische Geometrie erforderlich. In Fig. 5-6 wird der Aufbau eines Proportionalzährohres gezeigt.

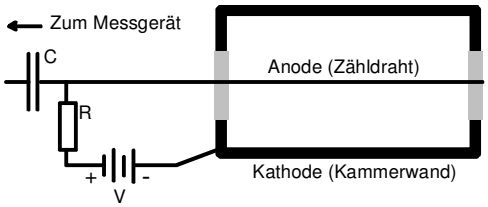

Fig. 5-6. Prinzipieller Aufbau eines Proportionalzählrohrs.

Proportionalzählrohre sind also im Gegensatz zu den Ionisationskammern bezüglich der Geometrie eingeschränkt.

Im Proportionalzählrohr werden nur unmittelbar um den Anodendraht die für die Elektronenverstärkung benötigten **E**-Feldstärken erreicht (Gasverstärkungszone). Ein Verlauf der **E**-Feldstärke ist in Fig. 5-7 wiedergegeben. Der Verlauf ist durch einen 1/r-Abfall bestimmt, da die Anode als Draht ausgelegt ist. Die positive Ladung ist also auf einer Geraden angeordnet. Wenn *a* die Dicke des Anodendrahtes und *b* der Zählrohrdurchmesser ist, so ist der Betrag E des elektrischen Feldes im Zählrohr gegeben durch:

$$E = |\mathbf{E}| = \frac{U}{\ln(b/a) \cdot r} \qquad \text{(Eq. 5.06)}$$

wobei *U* die Spannung über den Elektroden ist und *r* der Abstand von der Anode.

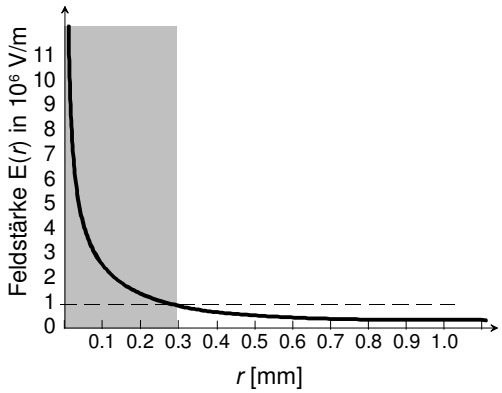

Fig. 5-7. Verlauf des elektrischen Feldes im Proportionalzählrohr. Graues Feld: Gasverstärkungszone

Bei der Ausbildung einer Tertiärelektronenlawine und durch die Krafteinwirkung ganz allgemein wird durch Anregungsprozesse auch ultraviolette Strahlung freigesetzt. Vor allem die kurzwellige UV-Strahlung führt zu zu-

sätzlichen Ionisationen im Zählrohrvolumen. Um diesen Effekt unter Kontrolle zu halten, wird ein Zählrohrgas oder Gasgemisch gewählt, welches UV-Strahlung sehr effizient absorbiert. Dies bedeutet aber auch, dass man im Unterschied zu den Ionisationskammern in der Wahl des Füllgases eingeschränkt ist. Da das Füllgas mit der Zeit verbraucht wird, muss es ausgetauscht werden, sonst ist die Lebensdauer begrenzt.

Proportionalzählrohre werden in der Regel als Impulszähler verwendet. Jede Ionisation durch ein Teilchen führt zu einer Entladungslawine, die ein impulsförmiges Signal erzeugt. Impulshöhe und Länge geben Auskunft über die Art und die Energie des gemessenen Teilchens. Die Impulszahl pro Zeiteinheit ist innerhalb des linearen Messbereichs proportional zur Dosisleistung, was für die Kalibrierung ausgenützt werden kann.

Der Vorteil der Proportionalzählrohre gegenüber den Ionisationskammern liegt vor allem in einem besser messbaren Signal.

Mit speziellen Proportionalzählrohren können auch Neutronen zuverlässig gemessen werden. Niederdruck-Proportionalzählrohre mit Füllgasen auf der Basis von Methan oder Propan bieten ein höheres Ansprechvermögen gegenüber Ionisationskammern. Für den Strahlenschutz werden manchmal auch Zählrohre verwendet, bei denen BF_3 als Zusatz im Füllgas verwendet wird. Über die Reaktion $^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ werden α-Teilchen freigesetzt, die ihrerseits viele Ionisationen im Zählrohr verursachen. Da diese Reaktionen einen besonders hohen Streuquerschnitt für thermische Neutronen aufweisen, wird häufig ein Moderatormantel aus Poliäthylen und Borplastik eingesetzt. Ebenfalls verwendbar ist ^{3}He. Hier wird die Reaktion $^{3}He(n,p)^{3}H$ ausgenützt, für welche der Wirkungsquerschnitt besser ist als für die Reaktion mit ^{10}B.

5.4 Geiger-Müller-Zählrohr

Während beim Proportionalzählrohr sich die Bildung einer Entladungslawine in engen Grenzen hält, wird beim Geiger-Müller-Zählrohr eine so hohe Spannung angelegt, dass das ganze Zählrohrvolumen komplett ionisiert wird. Eine einzige Primärionisation durch ein ionisierendes Teilchen führt zu einer Entladungslawine, die das ganze Zählrohr erfasst. Der Vorteil einer solchen Entladung liegt in einem gut und einfach messbaren Signal. Allerdings muss die Entladung gestoppt werden, da sonst eine Glimmentladung einsetzen würde und das Zählrohr nicht mehr messen könnte. Die Entladung kann durch einen Abbau der Spannung, die am Zählrohr anliegt, erreicht werden. Bei den sog. selbstlöschenden Zählrohren gibt man dem Füllgas einen Zusatz (z.B. Halogenzusatz) bei, welcher eine andauernde Entladung verhindert.

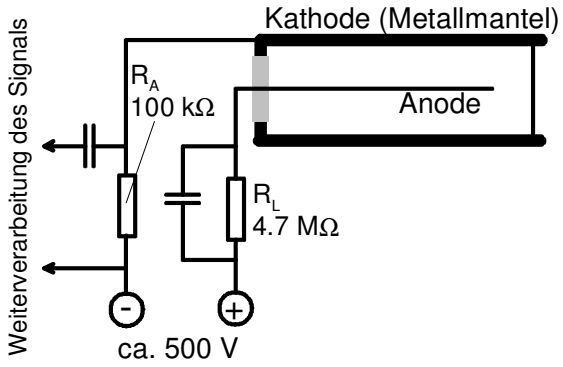

Fig. 5-8. Prinzipieller Aufbau eines Geiger-Müller-Zählrohres: R_A = Arbeitswiderstand, R_L = Begrenzungswiderstand.

Unabhängig von der Art und Energie des gemessenen Teilchens findet immer eine vollständige Ionisation des Zählrohrvolumens statt, sofern nicht unmittelbar vorher ein anderes Teilchen gemessen wurde. Dies bedeutet, dass die Information über Art und Energie der Strahlung verloren geht, da die Impulse immer gleich gross sind.

Löst allerdings ein Teilchen eine Ionisation im Zählrohr aus, so kann unmittelbar danach kein zweites Teilchen gemessen werden, da die Entladungslawine sowieso eine vollständige Zählrohrentladung bewirkt und dabei auch kurzfristig die **E**-Feldstärke absinkt. Die Totzeit eines Geiger-Müller-Zählrohres beträgt ca. 100 µs. Somit können nicht mehr als 10'000 Impulse pro Sekunde (*cps = counts per second*) gemessen werden. Bei vielen Zählrohren muss bereits ab 1000 cps eine Totzeitkorrektur durchgeführt werden. Ist N die gemessenen Zählrate und τ die Totzeit des Zählrohres, so errechnet sich die effektive Zählrate N_{eff} wie folgt:

$$N_{eff} = N \cdot (1 + N\tau) \qquad \text{(Eq. 5.07)}$$

Da das Signal eines Geiger-Müller-Zählrohres keine Information über Art und Energie der Strahlung enthält und für eine Dosisleistungsmessung kalibriert werden muss, ist auch der Energieabhängigkeit des Ansprechvermögens besondere Aufmerksamkeit zu schenken (Fig. 5-9).

Im Energiebereich um 100 keV würde die Dosis oder Dosisleistung wegen des hohen relativen Ansprechvermögens (gegenüber dem Kalibrierpunkt bei üblicherweise 662 keV) überschätzt werden, während im Bereich zwischen 300 und 500 keV eine leichte Unterschätzung resultiert. Um einen linearen Verlauf des Ansprechvermögens über einen möglichst grossen Energiebereich zu erreichen, kann der Mantel des Zählrohres so gewählt werden, dass durch Filterung der Strahlung das Ansprechvermögen bei den niedrigeren Energien herabgesetzt wird. Dies hat allerdings zur Folge, dass unterhalb von ca. 50 keV das relative Ansprechvermögen so klein wird, dass eine zuverlässige Dosismessung nicht mehr möglich ist.

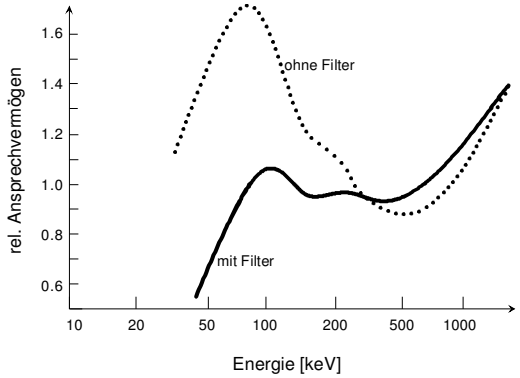

Fig. 5-9. Schematischer Verlauf des Ansprechvermögens eines Geiger-Müller-Zählrohrs in Abhängigkeit der Energie.

Geiger-Müller-Zählrohre eignen sich deswegen nicht für die Messung von weicher Röntgenstrahlung, allerdings ist bei vielen Messinstrumenten im Bereich zwischen 100 keV und 1 MeV das relative Ansprechvermögen sehr nahe bei 1.0.

Eine andere Gefahr besteht bei der Messung von Strahlenfeldern mit einer zeitlichen Pulsstruktur. Bei gepulsten Strahlenfeldern können sehr grosse Messfehler auftreten.

Der grosse Vorteil des Geiger-Müller-Zählrohres liegt darin, dass sehr kompakte und kostengünstige Messgeräte gebaut werden können.

5.5 Szintillationsdetektoren

Nebst der Ionisation können auch Anregungsprozesse für die Messung ionisierender Strahlung ausgenutzt werden. Ein prominenter Vertreter dieser Kategorie von Messinstrumenten ist der Szintillationszähler.

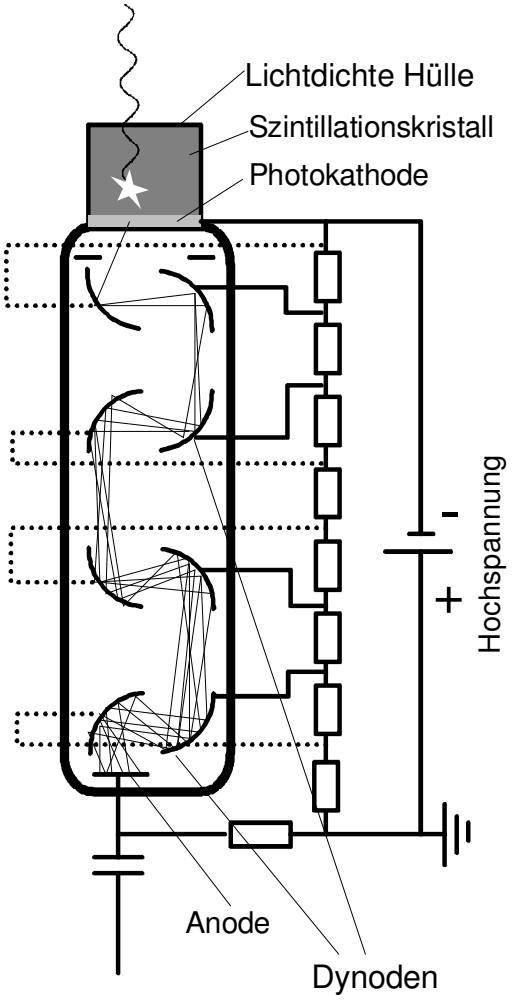

Fig. 5-10. Schematischer Aufbau eines Szintillationsdetektors mit Photomultiplier.

Der Effekt der Szintillation beruht auf einer Anregung von Atomen durch ein ionisierendes Teilchen und einen unmittelbar darauf folgenden Zerfall dieses angeregten Zustands, wobei ein Photon im sichtbaren Bereich emittiert wird. Dieser Lichtblitz kann mittels *Photomultiplier* zu einem gut messbaren Signal konvertiert werden.

Verschiedene Materialien kommen als Szintillator in Frage. Bekannt sind so z.B. Detektoren aus NaI-Kristallen oder Wolframatverbindungen. Aber auch nichtkristalline Festkörper oder Flüssigkeiten können einen Szintillationseffekt aufweisen (Plastik-Szintillatoren werden häufig verwendet).

Der prinzipielle Aufbau eines Szintillationsdetektors ist in Fig. 5-10 gezeigt.

Das im Szintillator erzeugte Licht trifft auf eine Photokathode, die darauf mit der Emission von Elektronen reagiert. Je nach Detektorgeometrie muss das Licht mittels Lichtleiter auf die Photokathode geführt werden, um allzu grosse Lichtverluste zu vermeiden. Durch das elektrische Feld im Photomultiplier werden die Elektronen beschleunigt und treffen auf sog. Dynoden. Die Dynoden reagieren bei Elektronenbeschuss mit der Emission weiterer Elektronen. Es entsteht entlang der Spannungskaskade eine Elektronenlawine. Diese führt zu einem gut messbaren Strom, der auf die Anode auftrifft.

Der Szintillationsdetektor liefert Impulse, deren Länge und Amplitude aufschluss über die Teilchenart und die Teilchenenergie geben können.

Die Ansprechempfindlichkeit eines Szintillationszählers hängt unter anderem von der Energie der Teilchen und der Dicke des Szintillators ab (Fig. 5-11).

Die Szintillationszähler besitzen eine kleine Totzeit, sie sind also schnell. Ein weiterer Vorteil ist, dass Teilchen mit hoher Energie und schwacher Ionisation gemessen werden können. Von

grosser Bedeutung ist auch die enorme geometrische Flexibilität der Szintillationsdetektoren.

Ein wichtiges Beispiel aus dem praktischen Strahlenschutz ist die Flüssigszintillationsmessung. Dabei wird eine Szintillationsflüssigkeit mit der zu messenden Flüssigkeit vermischt.

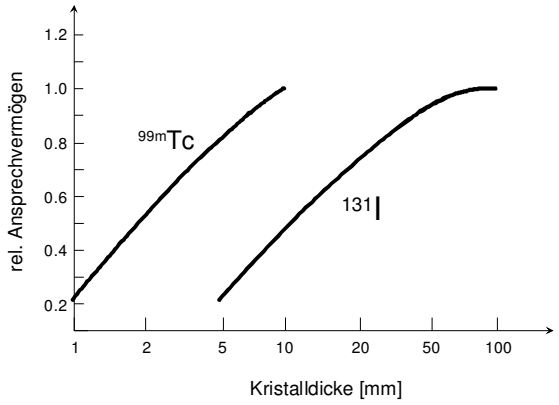

Fig. 5-11. Relative Ansprechempfindlichkeit eines NaI-Kristall-Detektors für nieder- und mittelenergetische γ-Strahlung: ^{99m}Tc (140 keV), ^{131}I (360 keV).

Emittieren Radionuklide in der Probe ionisierende Strahlung, so leuchtet das Gemisch. Dieses Licht kann dann detektiert werden. Diese Messmethode findet unter anderem Anwendung bei der Inkorporationsmessung von Tritium. Die Energie der von ^{3}H emittierten β-Teilchen liegt bei max. 18.7 eV. Auch bei sehr dünnwandigen Detektoren würden alle Elektronen in der Wand und in der Probe selbst absorbiert.

Szintillationszähler können auch für die Spektroskopie eingesetzt werden.

Im praktischen Strahlenschutz werden Szintillationszähler auch für die Dosisleistungsmessung eingesetzt, wobei in der Regel auf die Umgebungs-Äquivalenzdosisleistung $\dot{H}^*(10)$ kalibriert wird.

5.6 TLD

Die TLD's (Thermo-Lumineszenz-Dosimeter) wandeln ebenfalls ionisierende Strahlung in sichtbares Licht um, allerdings nicht direkt. Die Strahlungsenergie wird quasi zuerst gespeichert und kann durch erwärmen der Detektoren als Licht freigesetzt werden (Thermo-Lumineszenz).

TLD's bestehen aus z.B. LiF oder CaF_2-Kristallen, die mit Fremdatomen wie Mg, Ti oder Mn dotiert werden. Es ist nicht zwingend, dass ein Einkristall vorliegen muss. Die TLD's können auch aus polykristallinem Material, z.B. aus Pulver, gesinterte Plättchen (in der Praxis häufig) oder in Teflon (PTEE = Polyfluorethylen) eingebettetes TL-Material bestehen.

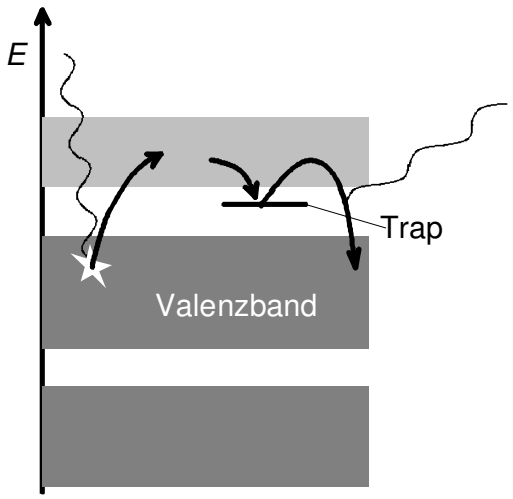

Fig. 5-12. Schematische Darstellung der Thermolumieszenz.

Wird ein Ionenkristall von ionisierenden Teilchen getroffen, so enstehen Elektronen-Loch-Paare. Die Elektronen gelangen vom Grundzustand in einen höheren Energiezustand. Im Gegen-

satz zu einem isolierten Atom, wo die möglichen Zustände durch eine diskrete Energie charakterisiert werden, bilden die möglichen Elektronenzustände im Kristall ganze Energiebänder (Fig. 5-12). Die Elektronen können innerhalb eines solchen Bandes alle möglichen Energien besitzen, während zwischen den Bändern kein Zustand möglich ist. Die tieferliegenden Bänder werden mit Elektronen aufgefüllt. Das oberste, elektronengefüllte Band heisst *Valenzband*. Ist ein Band nur teilweise mit Elektronen besetzt, so nennt man dieses *Leitungsband*, da sich Elektronen in diesem Band frei Bewegen können. Ionisierende Strahlung bringt also Elektronen ins Leitungsband. Diese Elektronen bewegen sich im Kristall, bis sie an einer Haftstelle (*trap*) kleben bleiben. Diese Haftstellen werden durch Baufehler des Kristallgitters erzeugt. Es handelt sich bei diesen Baufehlern um Atome auf Zwischengitterplätzen (intrinsische Haftstellen) und durch die Dotierung eingebrachte Fremdatome (extrinsische Haftstellen). Diese Haftstellen besitzen ein Energieniveau, welches sich in der verbotenen Zone unterhalb des Leitungsbandes befindet. Wenn die Elektronen von einer solchen Haftstelle eingefangen wurden, verbleiben sie solange dort, bis der Kristall aufgeheizt wird. Die Verweildauer der Elektronen in den Haftstellen hängt von der Temperatur und von der Energiedifferenz zwischen Haftstelle und Leitungsband ab. Durch das Erhitzen des Kristalls gelangen die Elektronen wieder ins Leitungsband und können bei ihrer Diffusionsbewegung mit Löcher rekombinieren, wobei sichtbares Licht emittiert wird.

Das von TLD's emittierte Licht kann in einer optischen Anordnung mit einem Photomultiplier gemessen werden. Das Kurvenbild der Lichtstrahlungsleistung in Abhängigkeit der Temperatur und der Zeit wird *Glow-Kurve* genannt (Fig. 5-13).Für die Ermittlung der Dosis wird entweder die Höhe des Hauptmaximums der Glow-Kurve gemessen oder man verwendet das Integral $\int dt\ P(t)$ zwischen zwei Temperaturen vor und hinter dem Hauptmaximum, was eine höhere Genauigkeit ergibt.

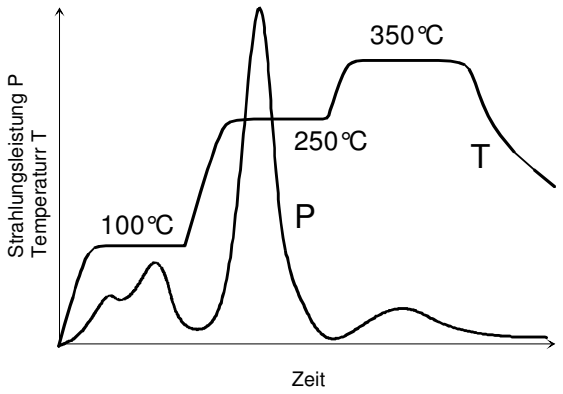

Fig. 5-13. Glow-Kurve eines TLD's und Temperaturverlauf.

Um reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten, muss der Aufheizzyklus exakt eingehalten werden. TLD's besitzen ein Thermogedächtnis, es ist wichtig, dass vor einer erneuten Messung mit einem TLD-Kristall dieser vollständig ausgeheizt wird.

Tab. 5/1 gibt Auskunft über verschiedene TLD-Materialien und deren Eigenschaften.

Es ist gerade bei Messungen in Phantomen mit sehr vielen TLD's von Vorteil, Materialen mit möglichst gewebeäquivalenter Dichte und effektiver Ordnungszahl (Muskel: 7.64; Fett: 6.64; Knochen: 12.31) zu verwenden, um das Strahlenfeld möglichst wenig zu modifizieren. Andererseits bestehen

Einschränkungen bezüglich Dosisbereich und Energieabhängigkeit des Ansprechvermögens. Das relative Ansprechvermögen (als Verhältnis zwischen den Ansprechvermögen bei 50 keV und 1.25 MeV) liegt bei 0.8 für BeO, 1.25 für LiF:Mg,Ti und 15 für CaF_2:Mn. Werden in einem Personendosimeter verschiedene TLD-Materialien benützt (z.B. LiF und CaF_2), so kann dadurch bei der Auswertung der Dosen auch eine Aussage über die Strahlungsenergie gemacht werden (was aber in der Praxis immer weniger gemacht wird).

TL-Material	Dichte [g/cm^3]	Effektive Ordnungs-Zahl	Wellenlänge der max. TL-Emission [nm]
LiF:Mg,Ti	2.64	8.2	400
CaF_2:Mn	3.18	16.3	500
CaF_2:Dy	3.18	16.3	480, 580
$CaSO_4$:Dy	2.61	15.3	480, 570
$CaSO_4$:Tm	2.61	15.3	450
$CaSO_4$:Mn	2.61	15.3	500
BeO	3.01	7.1	330
Al_2O_3		10.2	400
$Li_2B_4O_7$	2.3	7.4	600

Tab. 5/1. verschiedene TLD-Materialien und deren Eigenschaften nach Reich (1990).

Die TLD's sind sehr kleine Detektoren und eignen sich deswegen gut, um Relativ-Dosimetrie in Phantomen zu machen. Dadurch können Erkenntnisse über die Dosisverteilung im menschlichen Körper gewonnen werden.

Die Kalibrierung bezieht sich immer auf das ganze TL-Dosimetriesystem, also auch auf die Auswertungsanlage.

RPLD

Radio-Photo-Lumineszenz-Detektoren basieren auf einem ähnlichen Prinzip wie die TLD's. In silberaktivierten Al-Metaphosphatgläsern können durch ionisierende Strahlen Fluoreszenz-Zentren entstehen, die orange aufleuchten, wenn sie mit UV-Strahlung bei 365 nm Wellenlänge bestrahlt werden. Da bei UV-Bestrahlung nur ein sehr geringer Anteil der Fluoreszenz-Zentren zerfällt, kann der Messwert mehrmals abgefragt werden.

5.7 Halbleiterdetektoren

Wie in Gasen entstehen auch in Festkörpern durch ionisierende Strahlung Ionenpaare. In Isolatoren sind diese jedoch nicht direkt nachweisbar, da die Elektronen nicht zu den Elektroden transportiert werden können und im Leiter (Metalle) sind die wenigen zusätzlichen Ladungen neben den vielen bereits vorhandenen Ladungsträgern nicht erfassbar. Lediglich bei Halbleitern können diese Einschränkungen überwunden werden.

Halbleiter sind Materialien, bei denen bei einer Temperatur von 0° K wie beim Isolator das Valenzband vollständig mit Elektronen gefüllt und das Leitungsband leer ist. Da sich keine Elektronen im Leitungsband befinden, ist die elektrische Leitfähigkeit null. Im Gegensatz zum Isolator aber ist die Energiedifferenz zwischen Leitungsband und Valenzband so klein (Ge: 0.67 eV, Si: 1.12 eV), dass bei Temperaturen T über dem absoluten Nullpunkt einzelne Elektronen genügend thermische Energie ($E = kT$, k = Boltzmann-Konstante) besitzen, um vom Valenz- ins leere Leitungsband zu gelangen. Die elektrische Leitfähigkeit eines Halbleiters nimmt somit mit stei-

gender Temperatur *T* zu. Dies steht im Gegensatz zu Metallen, bei denen das Leitungsband auch bei 0° K teilweise gefüllt ist und die Leitfähigkeit mit steigender Temperatur *T* abnimmt, weil die Leitungselektronen durch Gitterschwingungen (an sog. Phononen) gestreut werden.

Typische Halbleiterelemente sind Si und Ge. Silizium bildet kubisch-flächenzentrierte Kristallgitter aus. Das Si-Atom hat vier Valenzelektronen und versucht daher, eine tetraedrische Bindungsgeometrie zu erreichen. Ein Si-Einkristall kann nun mit Phosphor oder Bor dotiert werden. Phosphor besitzt aber fünf Valenzelektronen. Im Kristallgitter ist somit (aus quantenmechanischen Gründen) ein Elektron zu viel. Der Kristall selbst ist aber elektrisch ungeladen! Bei Bor verhält es sich umgekehrt, Bor hat nur drei Valenzelektronen und somit fehlt eines, wenn Si mit B dotiert wird.

Bringt man einen B-dotierten Halbleiter mit einem P-dotierten Halbleiter zusammen, so diffundieren die Elektronen auf die B-dotierte Seite und die positiv geladenen Löcher auf die negative Seite Fig. 5-14). Es entsteht durch diese Ladungsverschiebung lokal ein elektrisches Potential, da ja zuvor die beiden Hälften elektrisch neutral waren. Die Elektronendiffusion breitet sich nicht über den gesamten Kristall aus, da das durch die Ladungsverschiebung entstehende elektrische Feld der Diffusion entgegen wirkt. Diese Kombination von sog. p- (B-) und n- (P-) dotierten Halbleiter ergeben eine Diode (*p-n-junction*). Legt man an diese Diode eine Spannung so an, dass der Pluspol auf der Phosphor (n) -dotierten Seite zuliegen kommt (Sperrichtung), so addiert sich das zusätzliche Potential zum bereits vorhandenen, durch die Diffusion der Elektronen verursachte Potential (Fig. 5-15). Die Verarmungszone (p-n-Übergangsgebiet) wirkt nun als Isolator.

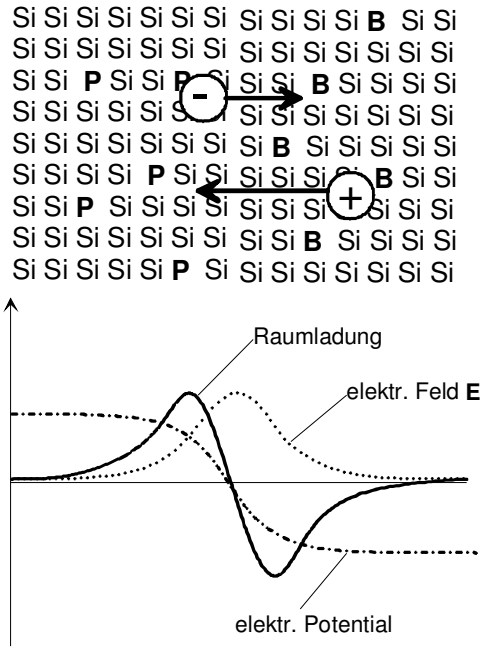

Fig. 5-14. Schematischer Potentialverlauf in der Verarmungszone (Diffusionsbereich, p-n-Übergangsgebiet) einer Diode.

Durch ionisierende Strahlung können nun Elektronen-Loch-Paare gebildet werden. Entstehen diese quasi zusätzlichen Ladungen in der Verarmungszone, so können diese abfliessen und tragen damit zu einem messbaren Ionisationsstrom bei. Das Prinzip erinnert sehr stark an eine Ionisationskammer. Bei der Diode ist nur die Verarmungszone empfindlicher Messbereich. Gewöhnliche Halbleiterdioden haben Verarmungszonen bis zu einigen hundert µm. Allerdings werden heute auch Germanium-Reinstkristalle eingesetzt, die Verarmungszonen mit Dicken bis zu 10 mm haben und Messvolumina bis zu 100 cm^3.

Für Halbleiter ist der w-Faktor (Abschnitt 5.2) rund zehn mal kleiner als für Luft. Zudem besitzen Halbleiter ei-

ne rund 2000 mal grössere Dichte als Luft. Dies bedeutet, dass bei gleicher Energieabsorption in einem gleich grossen Volumen 20'000 mal mehr Ladungen erzeugt werden als in Luft.

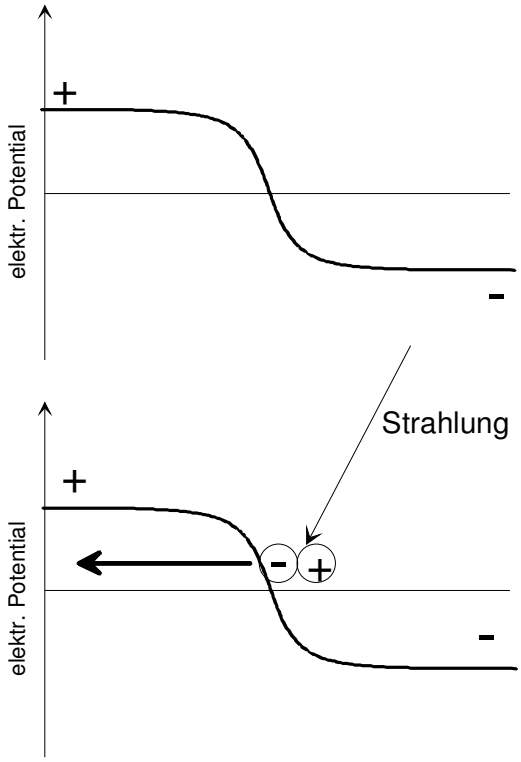

Fig. 5-15. Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Halbleiterdetektors.

Dies erlaubt, empfindliche Detektoren sehr klein zu bauen. Anwendung finden solche Dioden in Personendosimeter für den operationellen Strahlenschutz. Solche kompakte Dosimeter können einen messbaren Dosisbereich zwischen 1 µSv und 10 Sv erreichen und Dosisleistungen im Bereich von 5 µSv/h bis 3 Sv/h messen. Allerdings sollte die Energieabhängigkeit solcher Dosimeter beachtet werden. Häufig bewegt sich dieser zwischen ca. 60 keV und 1.5 MeV.

Halbleiterdetektoren verfügen über eine sehr gute Energieauflösung, weshalb sie auch für Spektroskopie verwendet werden können. Dafür werden in der Regel Ge-Detektoren benutzt.

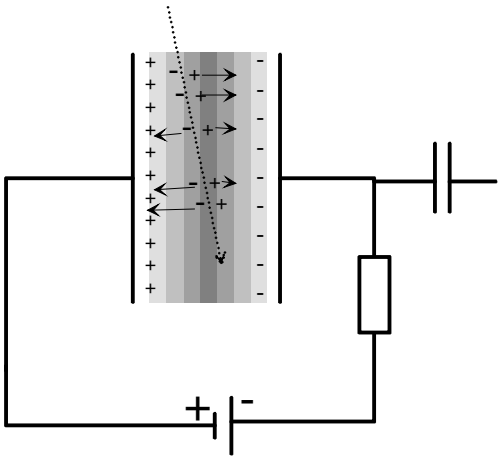

Fig. 5-16. Funktionsprinzip einer Halbleiterkammer: Nur Ladungen, die in der Verarmungszone entstehen, gelangen an die Elektroden und können gemessen werden.

Um den Dunkelstrom klein zu halten, werden diese mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Bei der γ-Spektrometrie werden nicht nur die γ-Linien eines zu messenden Nuklids erfasst, da die Strahlung der Probe auch mit der Umgebung wechselwirkt. Bei einem Nuklid mit nur einer ausgeprägten γ-Linie können somit noch andere Anteile im gemessenen Spektrum erscheinen, die von der Comptonstreuung, der Annihilationsstrahlung bei Paarbildung und anderen Wechselwirkungsprozessen stammt.

5.8 *DIS*-Dosimeter

Die Abkürzung *DIS* steht für Direct Ion Storage. Dieser Detektor basiert auf einer gasgefüllten Ionisationskammer, welche mit einer Halbleiter-Speicher-

zelle kombiniert ist, wie sie in EEPROM's verwendet wird. Solche EEPROM's können über eine unbestimmte Zeit ein variables (analoges) Signal speichern. Dieses Signal wird in Form von elektrischen Ladungen gespeichert. Analog geschieht dies auch im *DIS*-Dosimeter (Fig. 5-17).

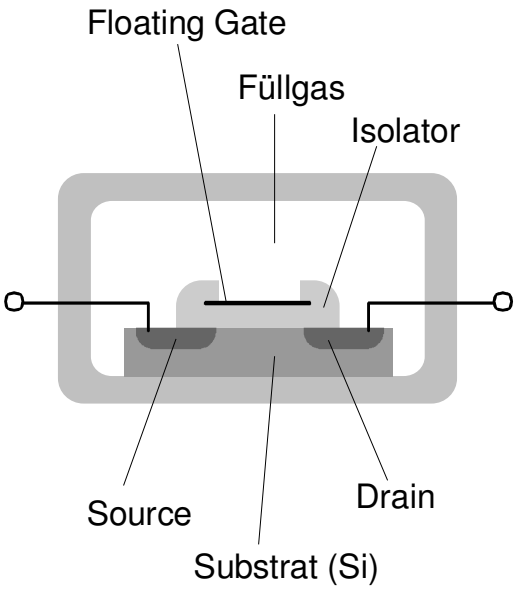

Fig. 5-17. Aufbau eines *DIS*-Dosimeters: Ein zwischen Source und Drain fliessender Strom wird durch die elektrischen Ladungen auf dem Floating Gate beeinflusst.

Ladungen, die auf dem floating gate (welches von Siliziumoxid (Isolator) umgeben ist) deponiert werden, verweilen dort Jahre, solange kein leitender Entladungspfad zur Verfügung steht. Dieses Floating Gate steht in direktem Kontakt mit dem Füllgas, welches seinerseits von einem elektrisch leitenden Gehäuse umgeben ist. Die elektrischen Ladungen auf dem Floating Gate erzeugen ein elektrisches Feld. Analog zum Stabdosimeter (Abschnitt 5.2) kommt es bei Bestrahlung der Kammer zur Kompensation der Ladungen auf dem Floating Gate durch die im Füllgas durch die Strahlung gebildeten Ladungsträger. Bedingung ist natürlich, dass vorgängig Ladungen auf das Floating gebracht werden. Im Unterschied zum Stabdosimeter wird nun aber die Entladung nicht durch ein Fadenelektrometer zur Anzeige gebracht. Anstelle des Fadenelektrometers wird nun ein Leitungseffekt im Halbleiter ausgenützt – es handelt sich um das Prinzip eines MOSFET (Metal Oxide Silicon Field Effect Transistor). Zwischen zwei im Substrat (dotiertes Si) eingelassenen Inseln (als Source bzw. Drain bezeichnet, umgekehrt dotiert als das Substrat) kann ein Strom fliessen. Dieser wird durch die auf dem Floating Gate befindlichen Ladungen beeinflusst. Somit kann dieses Dosimeter beliebig ausgelesen werden, ohne die darauf gespeicherte Information zu löschen.

5.9 Kalibrierung von Messgeräten

Allgemeines

Wird ein Signal mit einem Messgerät erfasst, so muss dieses Signal mit der interessierenden Grösse in Zusammenhang gebracht werden. Dies geschieht entweder über einen theoretischen Ansatz, wie im Fall der Dosismessung unter Bragg-Gray-Bedingungen (s. Anhang), oder aber durch eine Kalibrierung. Eine Kalibrierung setzt voraus, dass eine Standardsituation unter Referenzbedingen erstellt wird, wo die zu bestimmende Grösse bekannt ist. Für eine solche Standardsituation kann die Zielgrösse entweder auf Grund einer Theorie errechnet werden oder sie wird über eine (entsprechend aufwendige) Messung absolut bestimmt.

Vielfach werden im Strahlenschutz Impuls-zählende Messgeräte verwendet. Bei einer Kalibrierung muss also eine Impulszahl pro Zeit oder eine gemessene Anzahl Impulse in Relation zu einer gewünschten Messgrösse gestellt werden. Da ein Strahlenfeld durch Teilchen aufgebaut wird und diese Teilchen statistisch in Raum und Zeit verteilt sind, wird das gemessene Signal immer von statistischer Natur sein. Dies hat eine wichtige Konsequenz für die Messgenauigkeit. Je mehr Impulse gemessen wurden, um so genauer ist die Messung. Der mittlere, quadratische Fehler (Standardabweichung) ist dabei proportional zu ($1/\sqrt{n}$), wobei n die Anzahl gemessene Impulse ist. Werden 10 Impulse gemessen, so beträgt der relative Fehler 33%, bei 100 gemessenen Impulsen sind es immer noch 10%, und um eine Genauigkeit von 1% zu erreichen, müssen 10^4 Impulse gemessen worden sein. Bei einer Kalibrierung sollte deswegen bei Impuls-zählenden Instrumenten n möglichst gross ein, was nicht immer realisierbar ist.

Zu diesem durch die statistische Natur des Messproblems verursachte Ungenauigkeit kommen dann noch die anderen Messfehler, die in grobe Messfehler (Irrtümer, Fehlüberlegungen), systematische Messfehler (Untergrundstrahlung, Unvollkommenheit des Messgeräts) und andere statistische Fehler (verursacht durch eine Vielzahl unvorhersehbarer Einflüsse) unterteilt werden können. Bei einer Kalibrierung sollten natürlich alle diese Einflüsse auf ein Minimum reduziert werden.

Bei der Kalibrierung muss auch die Abhängigkeit des Messsignals bzw. des Ansprechvermögens von der Energie der Teilchen und der Impulsrate oder der Dosisleistung berücksichtigt werden. Je nach Stärke einer solchen Signalabhängigkeit müssen mehrere Kalibrierung bei verschiedenen Strahlungsenergien und Impulsraten bzw. Dosisleistungen durchgeführt werden.

Das Verhältnis vom Referenzwert R zum Signal X ergibt den Kalibrierfaktor c:

$$c = \frac{R}{X} \qquad \text{(Eq. 5.08)}$$

Wird bei einer Messung ein Signal X' gemessen, so errechnet sich die interessierende Grösse QI (quantity of interrest) aus:

$$QI = cX' \qquad \text{(Eq. 5.09)}$$

Eigentlich müsste für jede Strahlungsenergie und Zählrate ein separater Kalibrierfaktor $c(E,X) = c_{E,X}$ bestimmt und bei der Ermittlung von QI angewendet werden ($QI_{E,X} = c_{E,X}\, X$). Oft genügt es aber, ein paar wenige Punkte zu messen, da die Linearität bezüglich Abhängigkeit des Ansprechvermögens (= $1/c_{E,X}$) von Energie und Impulsrate eines Instruments ausgenutzt werden kann.

Kalibrierung bei Dosismessungen

Die Referenzwerte für die Kalibrierung der Dosis oder Dosisleistung kann man aus einer Messung mittels Ionisationskammer gewinnen. In Luft kann dabei eine offene Kammer verwendet werden und der Strahl kann so kollimiert werden, dass das Strahlenfeld nicht die Wand trifft (Fig. 5-18). Mit einer solchen Standard-Luft-Kammer (Primärstandart für die Exposure oder KERMA) und dem w-Faktor für Luft

lässt sich die Energiedosis in Luft gewinnen. Wichtig dabei ist, dass im Messvolumen ein Sekundärelektronengleichgewicht (*CPE*) herrscht. Für grosse Energien besteht deshalb das bereits in Abschnitt 5.2 besprochene Problem, dass die Kammerdimensionen sehr gross werden (für 3 MeV-Photonen beträgt die maximale Reichweite der Sekundärelektronen bereits 1.5 m). Solche Primärstandards sind vor allem in den nationalen Standardlabors zu finden. Eine andere Möglichkeit wurde bereits in Abschnitt 5.2 angesprochen – die Messung unter Bragg-Gray-Bedingungen (s. Anhang). Diese Methode erlaubt auch die Messung der Energiedosis in gewebeäquivalentem Material und damit im Phantom.

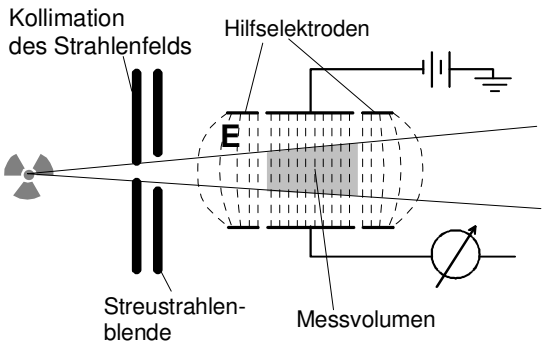

Fig. 5-18. Standard-Luft-Kammer; **E** = elektr. Feldvektor.

Dies ist gerade im Strahlenschutz von Bedeutung, da man sich häufig auf die Äquivalentdosis bezieht.

Strahlenschutzmessgeräte werden in der Regel auf die Umgebungs-Äquivalentdosisdosis $H^*(10)$ (Abschnitt 4.3) kalibriert. Dies bedeutet, dass der Referenz-Äquivalentdosiswert in 10 mm Tiefe in einem Phantom aus gewebeäquivalentem Material (*ICRU*-Kugel) bestimmt werden muss.

Der Dosisreferenzwert für die Personen-Tiefen-Dosis kann (und wird in der Regel) aus einer Messung des Luft-KERMA ($K_{col,air}$) bestimmt werden, wenn man mit zuvor ermittelten Dosiskonversionsfaktoren (z.B. ICRP 74) arbeitet (heute vorgeschrieben!). Dann steckt quasi ein Teil der Kalibrierung (Übergang von der Messung des Luftkermas zur Äquivalentdosis im Phantom) in diesen Faktoren, was sich in der Praxis bewährt hat.

Wurde an einer Stelle ein Referenzdosiswert bestimmt, so kann nun mit dem Messgerät, welches kalibriert werden soll, an derselben Stelle eine Messung durchgeführt werden. Dabei ist darauf zu achten, auf welche Referenzdistanz zur Quelle man sich bezieht und wo der entsprechende Referenzpunkt im Detektor zu liegen kommt.

Bei einem Impuls-zählenden Detektor wird man die Impulszahl X messen, die dem Referenzdosiswert H_{ref} entspricht. Der Kalibrierfaktor ist somit: $c = H_{ref}/X$. Für die Kalibrierung bezüglich Dosisleistung gilt analog:

$$c = \left(\frac{dH}{dt}\right)_{ref} \cdot \left(\frac{1}{cps}\right) \qquad \text{(Eq. 5.10)}$$

wobei cps (counts per second) die Anzahl der gemessenen Impulse pro Sekunde ist.

Wie bereits in Abschnitt 5.4 erwähnt, ist bei der Kalibrierung von Geiger-Müller-Zählrohren auf die Todzeit des Detektors zu achten (gilt natürlich auch für andere Detektortypen). Oberhalb von 1000 cps verlässt man in der Regel den linearen Bereich.

Die Energieabhängigkeit der verschiedenen Detektortypen (Fig. 5-18) führt zu gewissen Einschränkungen bezüglich Messbereich. Geiger-Müller-Zählrohre sollten z.B. nicht für Dosis- oder Dosisleistungsmessungen bei weicher Röntgenstrahlung eingesetzt werden, da unterhalb von 50 keV das Ansprechvermögen (1/c) stark absinkt (der Kalibrierfaktor c wird sehr gross, womit höhere Ungenauigkeiten verbunden sind). Besonders für den tiefenergetischen Bereich der Photonenstrahlung sind Ionisationskammern geeignet. Auch Szintillationsdetektoren können im Bereich zwischen 20-30 keV noch eingesetzt werden.

Als Strahlenquelle bei der Kalibrierung wird für Photonen häufig ^{137}Cs verwendet. Diese Nuklid eignet sich deswegen besonders gut als Kalibriernuklid, weil beim Zerfall von ^{137}Cs ^{137m}Ba entsteht, eine γ-Linie bei 662 keV hat. Die Photonenenergie liegt somit im mittleren Energiebereich zwischen ^{60}Co (1.2 MeV) und ^{99m}Tc (140 keV). Zudem hat ^{137}Cs eine relativ lange Halbwertzeit (30 a), während das ^{137m}Ba nur eine Halbwertzeit von 2.55 Minuten besitzt.

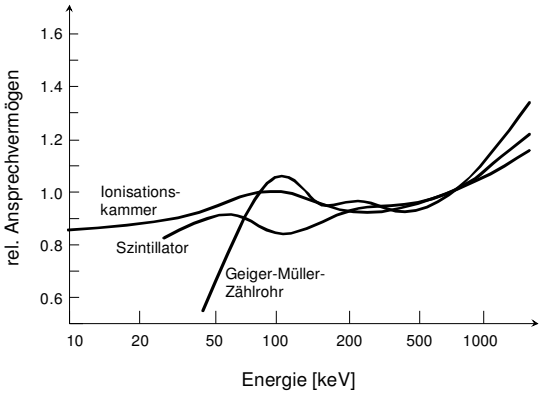

Fig. 5-19. Relatives Ansprechvermögen bezüglich *H**(10) für Photonenstrahlung verschiedener Detektortypen in Abhängigkeit der Energie.

6. DOSISABSCHÄTZUNGEN

6.1 Allgemeines

Risikobetrachtungen im Strahlenschutz erfolgen häufig anhand der effektiven Dosis *E*. Wie in Kapitel 4 bereits ausgeführt wurde, steht uns mit dem Dosismass *E* eine Grösse zur Verfügung, die einen direkten Bezug zum Spätschadensrisiko besitzt. Im Folgenden werden wir uns deshalb mit der Abschätzung der effektiven Dosis *E* im praktischen Strahlenschutz befassen. Dabei muss zwischen drei grundsätzlichen Arten der Strahlenexposition unterschieden werden: externe Bestrahlung, Kontamination und interne Bestrahlung (Inkorporation). Für Röntgenstrahlung ist aber nur die externe Bestrahlung zu betrachten.

Das Konzept der Dosisabschätzungen im Strahlenschutz beruht auf messbaren oder gut zugängliche Grössen, welche in einer definierten Bestrahlungssituation die Personen-Tiefendosis oder die effektive Dosis bestimmen. Je nach Bestrahlungssituation muss also eine solche Grösse *X* gefunden werden. Unter der Voraussetzung, dass die gesuchte Dosis linear von der Grösse *X* abhängt, kann über einen Faktor (Konversions- oder Dosisfaktor), welcher vorgängig mittels Messung in einer Referenz-Situation bestimmt werden muss, das gewünschte Dosismass bestimmt werden (analog der Kalibrierung, Abschnitt 5.9). Dosis-Faktoren, die mit e bezeichnet sind, rechnen dabei die Grösse *X* in eine effektive Dosis *E* um. Solche, die mit h bezeichnet sind, dienen zur Berechnung einer Äquivalentdosis *H*, wobei sich *H* auf ein bestimmtes Organ oder aber auf ein operationelles Dosismass beziehen kann:

$$H = h_X \cdot X$$

$$E = e_X \cdot X$$

6.2 Externe Bestrahlung

Als Strahlenquelle bei der externen Bestrahlung kommen Röntgenröhren, Linearbeschleuniger, Radionuklide und anderes in Frage. Wir gehen dabei davon aus, dass die Strahlenquelle sich immer ausserhalb des Körpers befindet. Als Teilchen kommen dabei vor allem Photonen und Neutronen in Frage, bei oberflächennahen Geweben und Organen auch Elektronen. Keine Bedeutung bei der externen Bestrahlung bezüglich Dosis haben α-Teilchen, da diese nicht durch die verhornte Schicht der Haut hindurchdringen.

Der einfachste Fall ist eine homogene Bestrahlung des menschlichen Körpers. Dies bedeutet, dass sich der ganze Körper in einem homogenen Strahlenfeld befindet. Die im Körper resultierende Dosisverteilung ist allerdings alles andere als homogen, wie dies bereits in Kapitel 4 erläutert wurde. Anstelle von komplizierten Dosisberechnungen treten nun im Strahlenschutz einfache Abschätzungen der Personen-Tiefendosis H_P und der Oberflächendosis H_S.

Bei einer Überprüfung einer Grenzwertüberschreitung wird man eine möglichst genaue Dosisberechnung anstreben, während bei einer Dosisabschätzung im operationellen Strahlenschutz häufig grössere Fehler in Kauf genommen werden, was man dann durch ein entsprechend konservatives Vorgehen oder Festlegen konservativer Richtwerte rechtfertigen kann.
Je nach Fragestellung und Genauigkeitsanforderungen muss man sich mit unterschiedlichen Konzepten zur Dosisabschätzung auseinander setzen.

Dosisberechnungen in der Röntgendiagnostik
Das Strahlenschutzgesetz (und die Verordnung) verlangen für jede Strahlenanwendung eine Rechtfertigung. In der Röntgendiagnostik muss dabei das durch die Röntgenuntersuchung verursachte Spätschadensrisiko gegen den Nutzen (diagnostische Aussage, Informationsgewinn) abgewogen werden. Um eine Aussage über dieses Risiko zu machen, ist wiederum die Kenntnis der effektiven Dosis E notwendig.

Die Dosisleistung an der Patientenoberfläche im Zentralstrahl einer Röntgenröhre lässt sich aus der Röhrenspannung U [kV], dem Strom-Zeitprodukt $I{\cdot}t$ [mAs] und dem Abstand r vom Fokus berechnen, wobei das quadratische Abstandsgesetz angewendet werden kann:

$$\dot{D} = \mathrm{G} \cdot \frac{U^2 \cdot I}{r^2} \qquad \text{(Eq. 6.01)}$$

Der Faktor G ist ein gerätespezifischer Dosisfaktor mit der Dimension [mGy·cm^2/(kV^2·mA·s)]. Er kann aus der Filterung der Röntgenstrahlung berechnet werden: G ≈ 0.25/f für einen Multipuls-Generator (f = Filterung in mm Al-Äquivalent).

Bei der Röntgenstrahlung unter 125 keV ist der Build-up-Effekt vernachlässigbar. Das Sekundärelektronengleichgewicht (*CPE*) hat sich unmittelbar nach einer Grenzfläche eingestellt. Damit vereinfacht sich die Dosisberechnung beim Patienten.

In erster Näherung kann angenommen werden, dass sich die Strahlung exponentiell im Patienten abschwächt und zwar mit einem mittleren linearen Attenuationskoeffizienten $\bar{\mu}$ = 0.223 cm^{-1} für Fett- und Muskelgewebe und $\bar{\mu}$ = 0.178 cm^{-1} für Fett- und Muskelgewebe sowie Luft (Thoraxbereich). Es sei nun ein orthogonales Koordinatensystem mit Ortsvektor $\mathbf{r} = (x,y,z)$ gegeben. Das Strahlenfeld soll keine Divergenz aufweisen, die Feldrichtung sei parallel zur x-Achse. Der Photonenfluss ϕ ist in der Tiefe x im Patienten $\phi(x) = \phi_0 e^{-\mu x}$. Damit gilt auch näherungsweise $D(x) = D_0 e^{-\mu x}$ bzw. $H(x) = H_0 e^{-\mu x}$. Nun muss aber berücksichtigt werden, wo welche Organe liegen. Mit der Kenntnis der Lage eines Organs im Körper und im Strahlenfeld können der Anteil des Organvolumens im Strahlenfeld und die Äquivalentdosen $H(x,y,z) = H(\mathbf{r})$ in diesem Volumen berechnet werden. Die Organ-Äquivalentdosis H_T ist dann gegeben durch:

$$H_T = \frac{1}{V} \int_{Vrad} d^3r \cdot H(\mathbf{r}) \qquad \text{(Eq. 6.02)}$$

Dabei ist V_{rad} das bestrahlte Volumen des Organs und V ist das Gesamtvolumen des Organs. Das Integral Eq. 6.02 kann approximiert werden durch

$H_T = (V_{rad}/V)\ H_0 e^{-\mu x}$, wenn x die Tiefe des Mittelpunktes des betrachteten Organs ist. Für kleine Organe fällt der dabei gemachte Fehler kaum ins Gewicht. Für grössere Organe, wie z.B den Dickdarm sollte die Wahl der Tiefe x an das bestrahlte Volumen angepasst werden, indem nicht der Mittelpunkt des Organs, sondern der Mittelpunkt des bestrahlten Volumens selbst als Referenzpunkt genommen wird.

Etwas schwieriger ist die Berücksichtigung der Streustrahlung. Ohne Berücksichtigung der Streustrahlung ergibt sich die effektive Dosis E:

$$E = \sum_T \left(\frac{V_{rad}}{V} \right)_T \cdot w_T \left(H_0 e^{-\mu x} \right)_T \quad \text{(Eq. 6.03)}$$

mit $H_T = (H_0 e^{-\mu x})_T$. Dabei wurde nicht berücksichtigt, dass in der Regel die Strahlung polyenergetisch ist und somit eine Strahlaufhärtung statt findet (Kap. 3, Abschnitt 3.1). Auch unberücksichtigt bleibt die Strahldivergenz.

Die Lage der Organe ist von Mensch zu Mensch leicht verschieden. Im Strahlenschutz wird deshalb von einem Standardmenschen ausgegangen.

Für die Berechnung der bestrahlten Volumina V_T muss die Grösse und Lage des Strahlenfelds (Nutzstrahlenfeld) bekannt sein.

Anstelle der Berechnung der Eintrittsdosis des Patienten kann bei konventionellen Röntgenanlagen auch das Dosis-Flächen-Produkt gemessen werden. Dieses Produkt ist bei gleichbleibender anatomischer Lage und Feldgrösse proportional zur effektiven Dosis und kann somit zu deren Berechnung herangezogen werden. So können z.B. an einem anthropomorphen Phantom mittels TLD's die Organ-Äquivalent-Dosen bestimmt und durch Summation E_{calc} berechnet werden. Wird dabei das Dosis-Flächen-Produkt DAP gemessen, so ergibt sich ein Dosisfaktor $e_X = e_{DAP} = E_{calc}/DAP$ [Sv/Gy·m^2 bzw. mSv/mGy·cm^2], mit dem E eines Patienten bei einer konventionellen Röntgenaufnahme berechnet werden kann:

$$E = e_{DAP} \cdot DAP \quad \text{(Eq. 6.04)}$$

Auch dies ist nur ein Schätzwert für E, da die Anatomie des realen Patienten von derjenigen des Phantoms abweicht. Zudem müssen die e_{DAP}-Werte für jede Art von Röntgenaufnahmen (z.B. Thorax p.a., Clavicula p.a., LWS lat., etc.) separat bestimmt werden. Tab. 6/1 gibt einige Werte für die Dosisfaktoren e_{DAP}, die sich auf Durchleuchtungen beziehen.

durchleuchtete Körperregion	e_{DAP} [mSv/mGy·cm^2]
Schädel	$5 \cdot 10^{-5}$
Rumpf	$3 \cdot 10^{-4}$
Extremitäten	$< 2 \cdot 10^{-5}$

Tab. 6/1. Dosisfaktoren e_{DAP} für Durchleuchtungen: Die Faktoren dienen nur zu einer sehr groben Abschätzung der effektiven Dosis!

Wenn die Bestrahlungsgeometrie genau vorgegeben ist, so kann anstelle des DAP auch das Luft-KERMA an der Eintrittsstelle gemessen werden. Für die Mammographie erhält man dann

für $e_X = 4 \cdot 10^{-2}$ mSv/mGy ($E = e_{KES} \cdot KES$, für 2 Richtungen pro Brust, *KES* = *KERMA* à l'entrée du sein).
Analog kann dies für konventionelle Röntgenaufnahmen gemacht werden. Dabei kann Eq. 6.01 zu Hilfe genommen werden, um die Dosis $D = \dot{D} \cdot \Delta t$ zu berechnen (in Eq. 6.01 kann für $I \cdot \Delta t$ natürlich die Ladung Q eingesetzt werden, [Q] = mAs). Falls Lokalisation und Grösse des Nutzstrahlenfeldes als Konstant angenommen werden, kann folgende Methode angewandt werden: Die benötigte Ausgangsgrösse ist die absorbierte Dosis an der Oberfläche des Patienten $DSE = D \cdot BSF \cdot F_{KD}$, wobei BSF (Back Scatter Factor,) die Rückstreuung berücksichtigt und F_{KD} die Umrechnung des Luft-*KERMA* in die Energiedosis im Gewebe gestattet ($F_{KD} \approx 1$, s. Kapitel 3 bzw. Kap. 5). Die effektive Dosis kann nun abgeschätzt werden als: $E = e_{DSE} \cdot DSE$. Für einige Aufnahmetypen gibt Tab. 6/2 auskunft büber die Dosisfaktoren e_{DSE}.

Lokalisation der Aufnahme	e_{DSE} [mSv/mGy]
Schädel	0.02
Rumpf	0.2
Extremitäten	< 0.01

Tab. 6/2. Dosisfaktoren e_{DSE} für Aufnahmen: Die Faktoren dienen nur zu einer sehr groben Abschätzung der effektiven Dosis!

Ein grober Eindruck über die effektiven Dosen in der Röntgendiagnostik gibt Tab. 6/3.

Bei Computertomographien (CT) gibt es auch Berechnungsmethoden für *E*, wobei man für die Berechnung das Dosis-Längen-Produkt heranziehen kann (s. z.B. Nagel, H.-D., Strahlenexposition in der Computertomographie, Fachverband Elektromedizinische Technik, Hamburg 1999).

Art der Untersuchung	Effektive Dosis [mSv]
Frontzahn	0.002
Ellbogen	0.013
Knie a.p.	0.015
Schultergelenk a.p.	0.021
Thorax a.p.	0.05
OPT	0.1
Schädel	0.1
Hüftgelenk	0.096
Becken a.p.	0.575
BWS	0.44
LWS	0.7
Mammographie	0.5
i.v. Urographie	0.488
Thorax-CT	7.457
Becken-CT	8.780
i.v. Nieren-Angiographie	28.441

Tab. 6/3. Effektive Dosen in der Röntgendiagnostik (nach J. Roth, Basel, R. Mini, Bern u. a.).

Gegenwärtig sind Computerprogramme erhältlich, mit welchen man Dosisberechnungen für röntgendiagnostische Anwendungen durchführen kann.

Eine wichtige Fragestellung im Zusammenhang mit röntgendiagnostischen Untersuchungen ist die Dosis auf dem Uterus. Dies steht im Zusam-

menhang mit pränatalen Bestrahlungen. Dabei ist die Energiedosis auf dem Uterus ausschlaggebend, da die in Frage kommenden Risiken (Missbildungen, geistige Retardierungen) als Frühschäden zu betrachten sind (Schwellendosis von ca. 50 mGy während der Organogenese). Erste Abschätzungen der Dosis auf dem Uterus können anhand von Referenzwerten gewonnen werden (Tab. 6/4).

Art der Untersuchung	mittlere absorbierte Dosis Uterus [mGy]
Frontzahn	< 0.01
Knie a.p.	< 0.01
Schultergelenk a.p.	< 0.01
Thorax p.a.	< 0.01
Rippenthorax p.a.	< 0.01
Schädel	< 0.01
Hüftgelenk	0.19
Becken a.p.	1.02
BWS a.p.	< 0.01
LWS a.p.	0.87
Abdomen leer	0.81
i.v. Urographie	1.02
i.v. Cholezystographie	0.08
Thorax-CT (Schichtdicke: 10 mm)	0.16
Becken-CT (Schichtdicke: 10 mm)	19.3
i.v. Nieren-Angiographie	4.0

Tab. 6/4. Absorbierte Dosis pro Aufnahme auf dem Uterus bei verschiedenen Röntgenuntersuchungen (nach R. Mini, Bern).

Anstelle einer Messung der Eintrittsdosis und anschliessender aufwändiger Berechnung kann generell versucht werden, mit Referenzdosiswerten eine Dosisabschätzung zu machen. Diese Referenzdaten müssen dann entsprechend der Exposition (kV, mAs) angepasst werden.

Nebst der Patientendosis interessiert natürlich auch die Dosis des Personals, die zum grössten Teil durch Streustrahlung verursacht wird. Kennt man die Orts-Dosis-Leistung am Aufenthaltsort, so kann man ein Konzept anwenden, welches im nächsten Abschnitt erläutert wird.

Dosisberechnungen bei γ-Strahlung

Ergänzend seien an dieser Stelle noch einige Anmerkungen zu anderen Strahlenquellen gemacht, die Photonen aussenden können: Geschlossene radioaktive Strahlenquellen.

Angenommen, eine Person befinde sich in einem homogenen γ-Strahlungsfeld, wobei der ganze Körper vollständig der Strahlung ausgesetzt ist, so kann eine sehr rudimentäre Dosisabschätzung gemacht werden, welche im praktischen Strahlenschutz sehr häufig angewendet wird. Dabei wird $H_P(10)$ (oder kurz H_P) gleich der effektiven Dosis E gesetzt. Die Rechtfertigung dafür wurde bereits in Kapitel 4 gegeben.

Da Dosisleistungsmessgeräte im Strahlenschutz in der Regel auf $H^*(10)$ bzw. $\dot{H}^*(10)$ kalibriert sind, kann aus einer Messung der Ortsdosisleistung auf die Personentiefendosis geschlossen werden: Wird $\dot{H}^*(10)$ am Aufenthaltsort einer Person gemessen, so errechnet sich die akkumulierte Personen-Tiefen-Dosis aus: $H_P \approx \int dt \cdot \dot{H}^*(10)$. Bei konstanter Ortsdosis-

leistung $\dot{H}^*(10)$ gilt also: $H_P = \dot{H}_P \cdot \Delta t \approx \dot{H}^*(10) \cdot \Delta t$ mit Δt gleich der Aufenthaltsdauer. Wenn die effektive Dosis E der Personentiefendosis gleichgesetzt wir ($E = H_P$), so wird die effektive Dosis in der Regel überschätzt, man befindet sich also auf der sicheren Seite.

Eine derart konservative (und grobe) Abschätzung ist im praktischen Strahlenschutz immer dann ausreichend, wenn man dadurch Dosiswerte erhält, die weitab von Grenz- oder Richtwerten sind.

Die Personentiefendosis H_P dient nicht nur zur Abschätzung der effektiven Dosis, sondern wird auch als operationelle Grösse bei der Personendosimetrie mittels Personendosimeter gemessen. Wenn ein solch gemessener Wert unter dem gesetzlichen Grenzwert von 20 mSv liegt, so kann davon ausgegangen werden, dass der wahre Wert von E ebenfalls unter 20 mSv liegt. Liegt aber der gemessene Wert über 20 mSv, dann müssen genauere Verfahren zur Berechnung von E beigezogen werden, um festzustellen, ob es sich wirklich um eine Grenzwertüberschreitung handelt.

Die Dosisabschätzung aufgrund einer Ortsdosisleistungsmessung kann nicht nur für γ-Strahlung sondern auch für Röntgenstrahlung angewendet werden.

Dosisabschätzungen im Strahlenschutz stützen sich in der Regel auf bekannte oder gut erfassbare Grössen. Nebst der direkten Messung der Ortsdosisleistung kann diese auch aus der Aktivität eines Radionuklids, welches als Strahlenquelle dient, berechnet werden. Dies ist besonders bei der Strahlenschutzplanung nützlich, wenn im Voraus Dosisabschätzungen gemacht werden müssen, bevor Ortsdosisleistungs-Messungen zur Verfügung stehen.

Sei nun A die Aktivität einer punktförmigen Quelle und r der Abstand zu dieser. Dann ist die Dosisleistung $dH_P/dt = \dot{H}_P$ proportional zu A und zu $(1/r^2)$. Wenn nun bei einer bestimmten Aktivität A_{ref} in einem bestimmten Abstand r_{ref} (typischerweise 1 m) die Äquivalenzdosisleistung $\dot{H}_{P,ref}$ in einem Phantom gemessen wird, so kann ein Dosisfaktor h_{10} bestimmt werden: $h_{10} = \dot{H}_{P,ref}/A_{ref}$. Diese Dosisfaktoren sind nuklidspezifisch und u.a. im Anhang 3 der Strahlenschutzverordnung tabelliert. Damit kann aus einer beliebigen Aktivität A im Abstand r die Ortsdosisleistung berechnet werden: $\dot{H}_P = h_{10} \cdot A(1/r^2)$. Somit gilt für die Personen-Tiefendosis:

$$H_P = h_{10} \cdot A \cdot \left(\frac{1}{r^2}\right) \cdot \Delta t \qquad \text{(Eq. 6.05)}$$

Dabei gehen wir von einer konstanten Aktivität und einem konstanten Abstand r während der Aufenthaltsdauer Δt aus. Bei kurzlebigen Radionukliden kann für eine genauere Berechnung der Zerfall der Aktivität $A(t)$ berücksichtigt werden. Die Dosisleistung ist dann gegeben durch $\dot{H}_P(t) = h_{10} \cdot A(t)(1/r^2) = h_{10} \cdot A_0 e^{-\lambda t}(1/r^2)$. Die Zerfallskonstante berechnet sich aus der Halbwertszeit $T_{1/2}$ folgendermassen:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \qquad \text{(Eq. 6.06)}$$

Damit ergibt sich für $H_p(10)$:

$$H_P = h_{10} \cdot A_0 \cdot \left(\frac{1}{r^2}\right) \cdot \int_{\Delta t} \mathrm{d}\ t \cdot e^{-\lambda t}$$

$$= h_{10} \cdot A_0 \cdot \left(\frac{1}{r^2}\right) \cdot \left(\frac{1}{\lambda}\right) \cdot \left[1 - e^{-\lambda \Delta t}\right]$$

(Eq. 6.07)

Die Korrektur der Halbwertszeit ist in der Regel nur dann sinnvoll, wenn $T_{1/2}$ kleiner ist als Δt. Für den Fall, dass Δt viel grösser ist als $T_{1/2}$, kann die Personen-Tiefendosis recht genau berechnet werden mit der Näherungsformel:

$$H_P = \mathrm{h}_{10} A_0 \left(\frac{1}{r^2}\right)\left(\frac{1}{\lambda}\right) \qquad \text{(Eq. 6.08)}$$

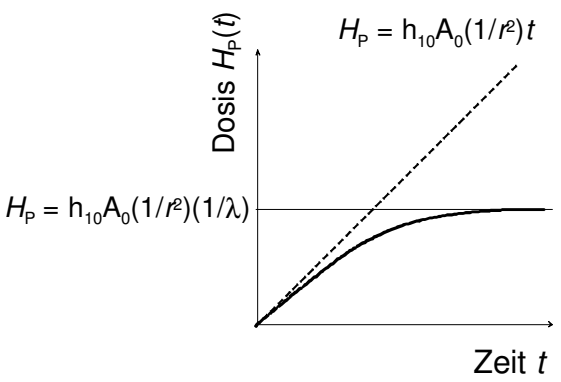

Fig. 6-1. Approximation für $\Delta t >> T_{1/2}$.

A. ANHÄNGE

Anhang 1
Die Erzeugung von Röntgenstrahlung

Anhang 2
Die Bragg-Gray-Kavitäts-Theorie

Anhang 3
Die Berechnung der Dosis im Körper

Anhang 4
Tabellen und Diagramme zur Strahlenphysik

A1.1 Röntgenröhren

Nachdem im Kapitel 2 die Strahlung als Phänomen beschrieben wurde, wollen wir uns nun der Erzeugung von Strahlung (insbesondere der Röntgenstrahlung) zuwenden.

Die Erzeugung von Röntgenstrahlung beruht auf dem bereits erwähnten elektrodynamischen Prinzip, dass eine beschleunigte Ladung Strahlung emittiert. Dies gilt natürlich auch für abgebremste Ladungen. Als Ladungsträger bietet sich vor allem das Elektron an. Gegenüber Protonen oder gar α-Teilchen bieten Elektronen als Träger einer Elementarladung e den Vorteil einer relativ zu Protonen oder α-Teilchen geringen Ruhemasse m_0, was die Entstehung von Bremsstrahlung bei Wechselwirkungen mit der Materie begünstigt.

Das Grundprinzip einer Röntgenröhre besteht nun darin, Elektronen im Vakuum in einem elektrischen Feld zu beschleunigen (Kapitel 2, Eq. 2.10). Das elektrische Feld wird zwischen Anode und Kathode aufgebaut. Die in Richtung Anode beschleunigten Elektronen werden auf dieser (oder besser – in dieser) Abgebremst, wodurch einerseits Bremsstrahlung frei, andererseits aber auch charakteristische Röntgenstrahlung erzeugt wird.

Bei der Entstehung der Bremsstrahlung und des dazugehörigen Spektrums (dem Bremsberg) kann folgendes Erklärungs-Model zu Hilfe genommen werden: Stellen wir uns eine in dünne Scheiben aufgeteilte Anode vor. Wenn Elektronen einer bestimmten Energie E_{max} auf eine dünne Anodenscheibe treffen, so wird mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit eine Wechselwirkung erfolgen. Vorausgesetzt, die Scheibe ist so dünn, dass nur eine Wechselwirkung erfolgt, wird das Elektron durch diese eine Wechselwirkung einen Energieverlust E_{int1} erleiden, der einen Betrag zwischen 0 und E_{max} annehmen kann (Fig. A1-2).

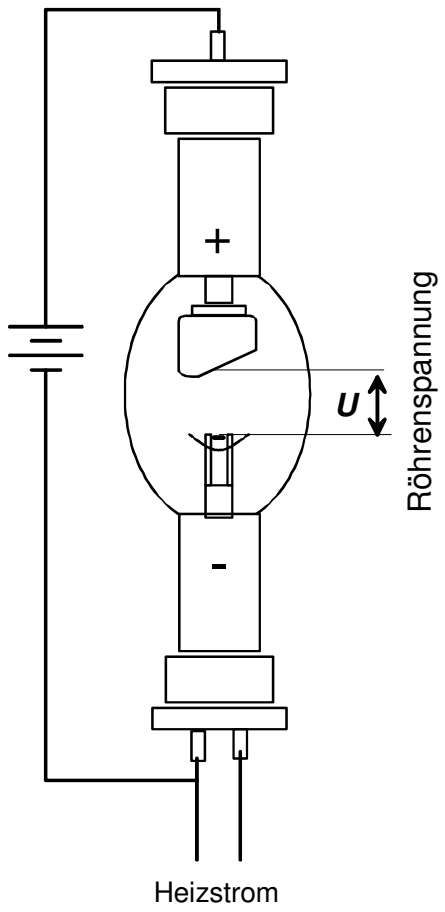

Fig. A1-1. Prinzip einer Röntgenröhre mit Anode (oben) und Kathode (unten)

Dieses nun statistisch gesehen etwas abgebremste Elektron soll jetzt auf eine nächste dünne Scheibe auftreffen. Der Energieverlust E_{int2} bewegt sich beim Durchgang durch die Scheibe zwischen 0 (keine Wechselwirkung) und $E_{max} - E_{int1}$. Bei der nächsten Scheibe bewegt sich dann der Energieverlust E_{int3} zwischen 0 und $((E_{max} - E_{int1}) - E_{int2})$. Bei jeder Scheibe verliert das Elektron statistisch gesehen einen Energiebetrag $E_{int,i}$, der für eine sehr grosse Anzahl von Elektronen einem pro Scheibe konstanten Mittelwert $\overline{E}_{int}$ entspricht.

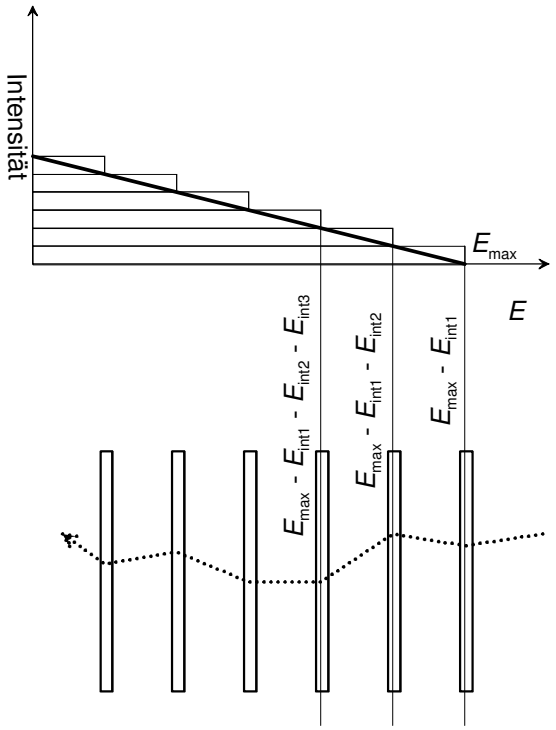

Fig. A1-2. Entstehung des Bremsberges: Bei jedem Durchgang durch eine dünne Anodenscheibe verliert das Elektron durch einen Stoss einen Teil seiner kinetischen Energie. Von dieser wird wiederum ein Teil in Bremsstrahlung umgewandelt.

Das resultierende Spektrum würde eine mit abnehmender Energie zunehmende Intensität zeigen. In Realität wird aber das Spektrum durch die Absorption der Röntgenstrahlung im Anodenmaterial modifiziert. Die niederenergetischen Anteile werden viel stärker absorbiert als die höherenergetischen, was zur typische Form des sog. Bremsberges führt (Fig. A1-3).

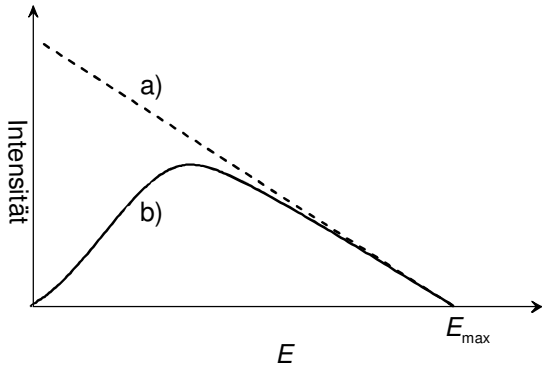

Fig. A1-3. Bremsstrahlungs-Spektrum einer Röntgenröhre: a) ohne Absorption im Anodenmaterial, b) mit Absorption im Anodenmaterial.

Nebst der Bremsstrahlung können im Spektrum einer Röntgenröhre auch charakteristische Linien beobachtet werden. Diese entstehen bei Übergängen zwischen der K- und der L-Schale der Atome im Anodenmaterial. Durch Stösse der Elektronen mit den Atomen in der Anode können Elektronen in der K-Schale durch Anregung in die L-Schale gelangen (Übergänge sind natürlich auch zwischen anderen Schalen möglich, aber weniger wahrscheinlich). Beim Zerfall in den Grundzustand wird dabei charakteristische Strahlung frei. Da der Übergang zwischen verschiedenen Orbitalen in der L-Schale erfolgen kann, treten verschiedene charakteristische Linien auf (z.B. K_α- und K_β-Linien). Jede dieser Linien zeigt zudem eine Feinstrukturaufspaltung (z.B. $K_{\alpha 1}$ und $K_{\alpha 2}$). Die Linien sind für das verwendete Anodenmaterial spezifisch. Einige Anodenmaterialien sind in Tab.

A1/1 aufgeführt. Während in der medizinischen Diagnostik in der Regel die Bremsstrahlung zur Bilderzeugung ausgenutzt wird, sind in der Röntgenanalytik (vor allem in der Diffraktometrie und in der Spektroskopie) die charakteristischen Linien von Interesse.

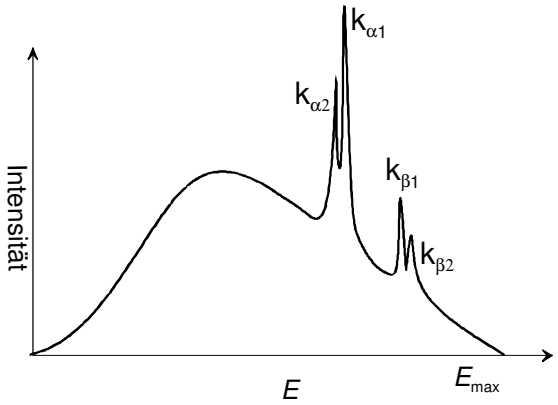

Fig. A1-4. Spektrum einer Röntgenröhre.

Durch geeignete Filter oder Monochromatoren kann die Strahlung so gefiltert werden, dass nur noch geringe Anteile der Bremsstrahlung im Spektrum erscheinen.

Anodenmaterial	$K_{\alpha 1}$ [keV]	$K_{\alpha 2}$ [keV]	$K_{\beta 1}$ [keV]	$L_{\alpha 1}$ [keV]
Fe	6.404	6.391	7.058	0.705
Cu	8.048	8.028	8.905	0.930
Mo	17.479	17.374	19.608	2.293
Ag	22.163	21.990	24.942	2.984
W	59.318	57.981	67.244	8.398

Tab. A1/1. Anodenmaterialien und einige charakteristische Linien.

Die Wahl des Anodenmaterials ist aber nicht nur von den gewünschten Spektraleigenschaften abhängig. Es sind auch andere Anforderungen zu berücksichtigen. Ein grosses Problem stellt dabei die anfallende Wärme dar. Nur ein sehr geringer Teil der in die Röhre hineingesteckte elektrische Leistung wird in Röntgenstrahlung umgewandelt. Die thermische Belastbarkeit der Annode ist häufig ein limitierender Faktor. Deshalb sind vor allem Anoden-Materialien günstig, die einen hohen Schmelzpunkt und eine gute Wärmeleitfähigkeit besitzen. Zudem sollten es Materialien mit hoher Kernladungszahl *Z* sein, da die Bremstrahlungsausbeute deutlich höher ist als bei leichten Elementen (s. Kapitel 3, Eq. 3.19). Als besonders günstig erweist sich deshalb Wolfram.

Die Kathode

Die Aufgabe der Kathode besteht in der Emission von Elektronen. Bei Röntgenröhren werden in der Regel Kathoden in Form eines Wolfram-Glühwendels verwendet. Dieser Glühwendel wird durch den sog. Heizstrom erhitzt.

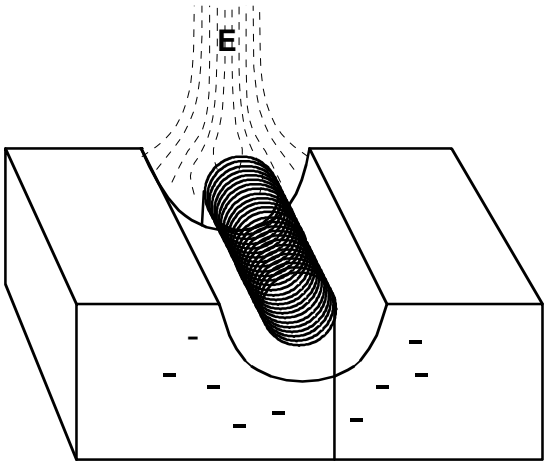

Fig. A1-5. Fokuskopf mit Kathode

Durch diese Erhitzung wird den Elektronen thermische Energie zugeführt und damit einen Beitrag zur Austrittsarbeit der Elektronen geleistet. Wie bei normalen Glühlampen ist die Lebensdauer des Kathodendrahtes (Dicke ca. 0.2 bis 0.3 mm) durch die Strombelastung gegeben.

Um den aus der Kathode austretenden Elektronenstrahl möglichst gut zu bündeln, wird die Kathode von einem Metallschirm oder Metallstück umgeben, welches ebenfalls negativ aufgeladen ist (Fig. A1-5).

Stehanoden-Röhren

Stehanoden bieten den Vorteil einer relativ einfachen und Kompakten Bauweise der Röntgenröhre (Fig. A1-6). Sie finden in vielen Bereichen Anwendung, so z.B. in der Röntgenanalytik aber auch bei zahnmedizinischen Kleinanlagen.

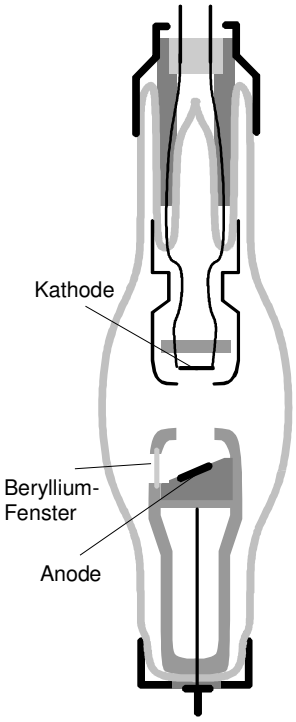

Fig. A1-6. Querschnitt durch eine Stehanodenröhre

rotierende Anode

Wird eine hohe Dosisleistung gefordert, so genügt die Selbstkühlung einer Stehanode oft nicht mehr. Dies führte zur Entwicklung der rotierenden Anode, welche heute bei humandiagnostischen Anwendungen weit verbreitet ist. Die rotierenden Anode ist als Anodenteller ausgelegt (Fig. A1-7), welcher sich während der Exposition dreht.

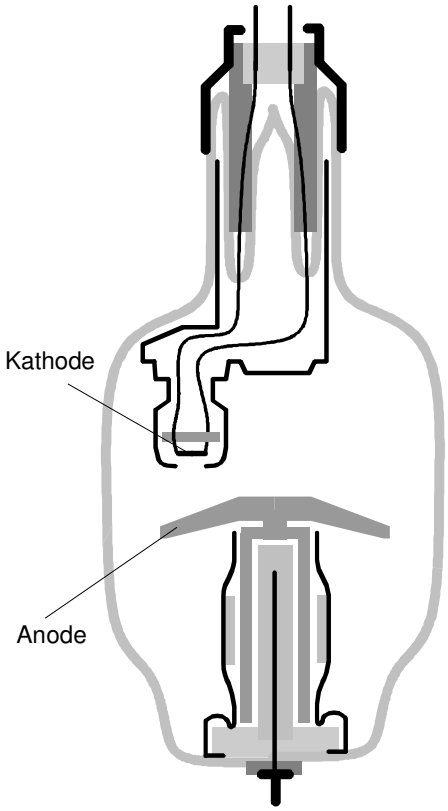

Fig. A1-7. Querschnitt durch eine rotierende Anode.

Filterung der Röntgenstrahlung

Da im Glaskolben ein möglichst gutes Vakuum herrschen sollte, muss dieser relativ robust gebaut sein. Der Glaskolben selbst absorbiert aber einen Teil der Röntgenstrahlung. Dieser Effekt kann vor allem bei tiefen Energien, wie sie häufig in der Röntgenanalytik

verwendet werden (z.B. Cu-Kα-Strahlung), die Dosisleistung stark reduzieren. Günstiger ist es dann, die Röhre so zu bauen, dass die Strahlung nur durch ein Fenster aus Beryllium austreten muss. Beryllium wird gewählt, weil es sehr leicht ist und die Strahlung kaum absorbiert.

In der diagnostischen Radiologie hingegen ist aus Strahlenschutzgründen eine gewisse Eigenfilterung der Röntgenröhre gewünscht – ja sogar vorgeschrieben. Durch die Filterung der Strahlung werden die niederenergetischen Anteile des Spektrums stärker abgeschwächt als die hochenergetischen (Fig. A1-8).

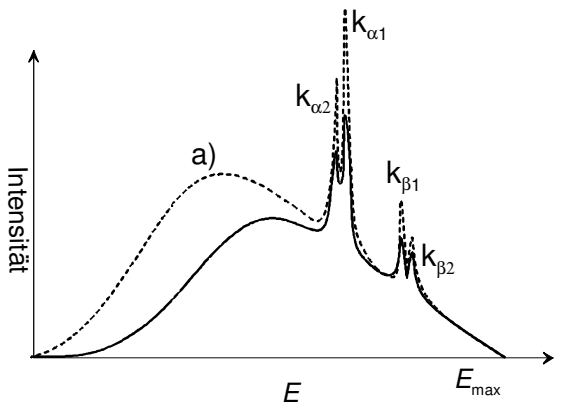

Fig. A1-8. Ungefiltertes (a) und gefiltertes (b) Spektrum einer Röntgenröhre (schematische Darstellung).

Unterhalb einer gewissen Energie würden die Photonen im Patienten so stark absorbiert oder gestreut, dass diese keinen Beitrag mehr zu einem Röntgenbild liefern, sehr wohl aber den Patienten belasten würden. Deshalb ist eine minimale Eigenfilterung der Röntgenröhre sinnvoll (in der humanmedizinischen Diagnostik wird in der Regel eine Minimalfilterung von 2.5 mm Al oder äquivalent gefordert).

Auch durch die Röhrenspannung kann das Spektrum stark beeinflusst werden. Liegt die Spannung unterhalb der Anregungsenergie für die charakteristischen Linien, so fehlen diese natürlich im Spektrum. Um eine charakteristische Linie gut anregen zu können, muss die Röhrenspannung deutlich über der entsprechenden Anregungsenergie liegen (für die Mo-Kα-Linie werden Röhrenspannungen von 40 – 50 kV verwendet). Durch geeignete Kombination von Filterung und Röhrenspannung kann ein Spektrum auf verschiedenste Bedürfnisse zugeschnitten werden.

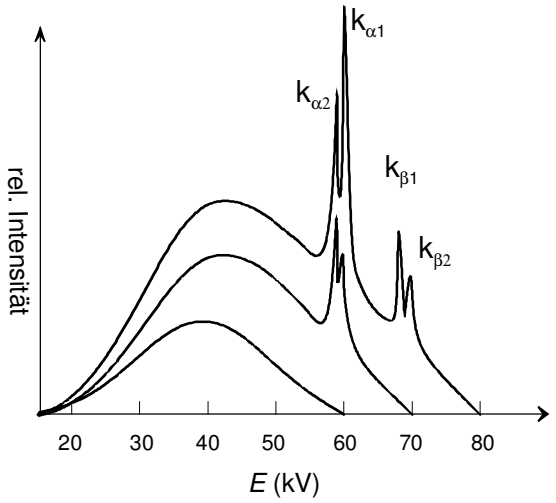

Fig. A1-9. Änderung des Röntgenspektrums bei verschiedenen Röhrenspannungen (schematische Darstellung für Wolfram-Anode).

Heel-Effekt

Die Emission einer Röntgenröhre besitzt eine Richtungsabhängigkeit (Heel-Effekt), die einerseits bedingt ist durch die Bahnrichtung der Elektronen und andererseit durch die Absorption der Röntgenstrahlung in der Anode entsteht. Daraus resultiert eine für Röntgenröhren charakteristische Verteilung

(Fig. A1-9b). Da die Anode aus einem schweren Material ist, haben die Weglängenunterschiede in der Anode und die dadurch bedingten Absorptionsunterschiede einen deutlichen Einfluss auf die Richtungsabhängigkeit des Heel-Effektes.

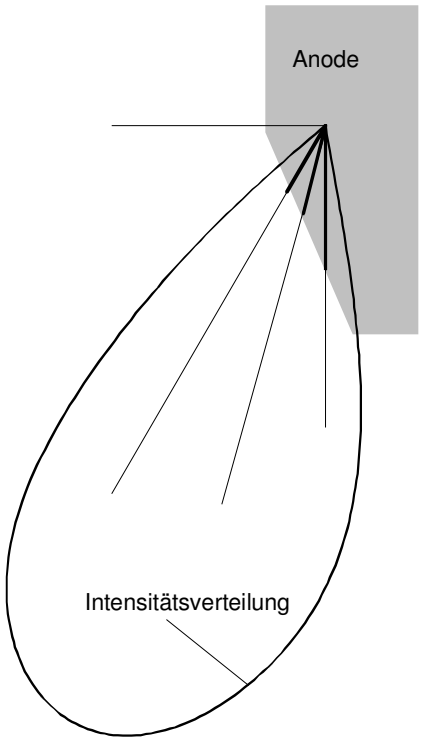

Fig. A1-9b. Heel-Effekt: Richtungsabhängigkeit der Emission einer Röntgenröhre.

A1.2 Beschleuniger

Röntgenröhren werden für Röhrenspannungen bis ca. 300 kV gebaut. Wird ultraharte Röntgenstrahlung benötigt (wie dies für die Strahlentherapie der Fall ist), so müsste aber mit deutlich höheren Spannungen gearbeitet werden (für 10 MeV-Strahlung also mit 10 MV). Die Erzeugung von solch hohen Spannungen birgt aber immense technische Probleme in sich. Deshalb werden für die Erzeugung von ultraharter Röntgenstrahlung Beschleuniger eingesetzt, die mit Hilfe von Mikrowellen Elektronen oder andere geladene Teilchen beschleunigen. Dabei sind in den letzen Jahrzehnten die unterschiedlichsten Beschleunigertypen entstanden. Grundsätzlich kann zwischen Linear- und Ringbeschleunigern unterschieden werden. Es soll an dieser Stelle nur auf Linearbeschleuniger (*Linear accelerator, LINAC*) und kurz auf den Synchrotron-Beschleuniger eingegangen werden.

Linear-Beschleuniger

Ein einfaches Konzept, um Elektronen auf hohe Energien zu beschleunigen, besteht in einer Folge von immer länger werdenden Röhren unterschiedlicher Polung (Fig. A1-10). Durch schnelles Wechseln der Polung werden die Elektronen, welche sich am richtigen Ort befinden, durch das zwischen den Rohrstücken herrschende elektrische Feld vorwärtsbeschleunigt (Fig. A1-10). Der grosse Nachteil eines solchen Beschleunigers sind die Dimensionen. Obwohl mit relativ kleinen Spannungen die Elektronen auf hohe Energien beschleunigt werden können, müssen gegen Ende des Beschleunigers die Rohrstücke sehr lang sein, da die Elektronen entsprechend schnell sind.

Eine viel kompaktere Lösung bieten Linearbeschleuniger, die mit Mikrowellen arbeiten. Dabei werden Mikrowellen in einen speziellen Mikrowellenleiter eingekoppelt. Grundsätzlich wird dabei zwischen Stehwellen- und Wanderwellenbeschleuniger unterschieden. Beim Stehwellenbeschleuniger wird im Wellenleiter eine stehende elektromagnetische Welle erzeugt (Fig. A1-11).

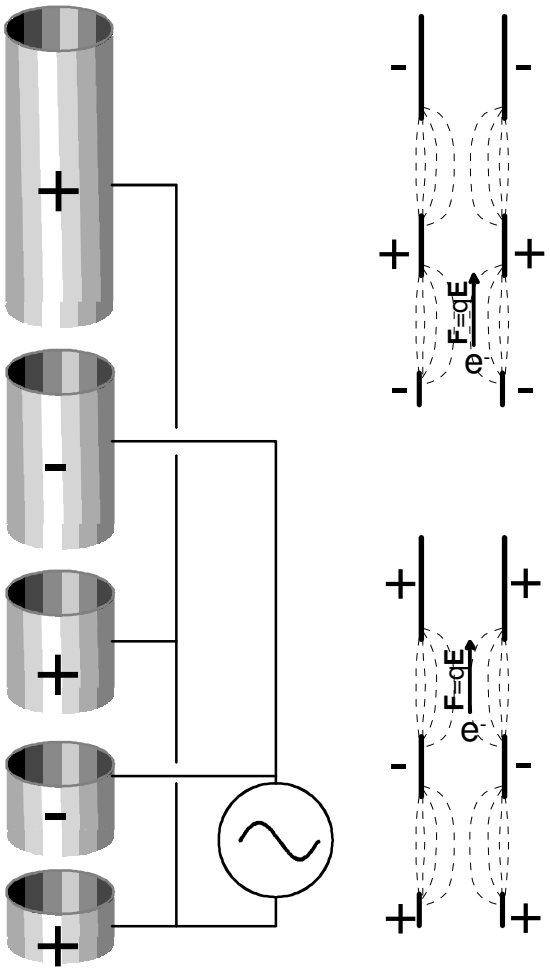

Fig. A1-10. einfacher Linearbeschleuniger. Links: Schematische Darstellung des Beschleunigungsvorganges.

Die Frequenz der Wellenfelder bzw. die Wellenlänge muss auf die Elektronengeschwindigkeit angepasst sein. Analog zum einfachen Beschleuniger in Fig. A1-10 werden nur diejenigen Elektronen beschleunigt, die sich am richtigen Ort im elektrischen Feld befinden. Der Elektronenstrahl besitzt also eine Puls-Struktur.
Beim Wanderwellen-Beschleuniger werden die Elektronen im elektrischen Feld der Welle mitbeschleunigt.

Zur Erzeugung der Wellenfelder wird ein Mikrowellenverstärker, ein sog. Klystron verwendet. Die Frequenzen liegen in der Grössenordnung von ca. 3 GHz.

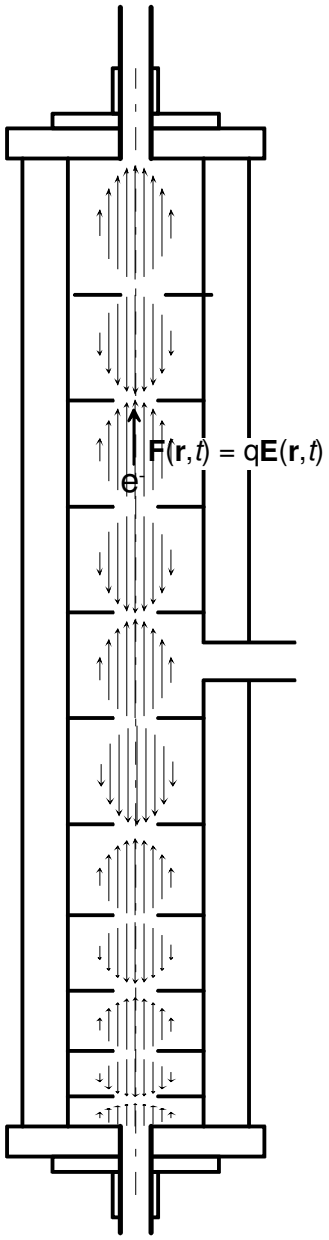

Fig. A1-11. Prinzip des Stehwellenbeschleunigers.

Die Beschleunigungsstrecken sind bei modernen, gängigen LINAC's relativ

kurz (1–2 m). Die Erzeugung der Röntgenstrahlen erfolgt durch Beschuss eines Targets (meistens aus Wolfram) mit den beschleunigten Elektronen.

Synchrotronstrahlung
Gemäss der Elektrodynamik emittiert eine beschleunigte Ladung Strahlung. Bei Röntgenröhren und LINAC's wird dieses Prinzip durch den Beschuss eines Targets mit Elektronen zur Strahlungserzeugung ausgenutzt. Die Beschleunigung kann man aber auch erzeugen, indem Elektronen auf eine Kreisbahn gezwungen werden. Dies geschieht im Synchrotron-Beschleuniger durch Ablenkung der Elektronen durch magnetische Felder. In einem mit dem Elektron mitbewegten Koordinatensystem würde ein Beobachter eine radial wirkende Kraft spühren (Fig. A1.12).

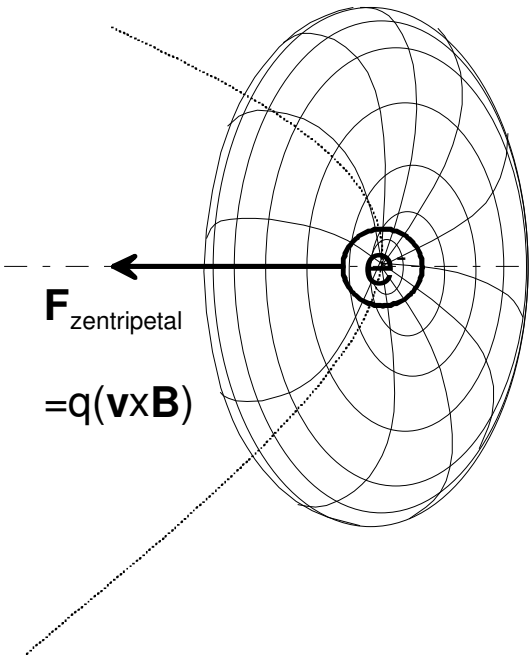

Fig. A1-12. Emissionsverteilung der Synchrotron-Strahlung in einem zum Elektron festen Koordinatensystem.

In diesem mitbewegten Koordinatensystem würde das Elektron wie ein Hertz'scher Dipol Strahlung emittieren. Um die Strahlungscharakteristik im Labor-Koordinatensystem zu erhalten, muss auf die Strahlungsverteilung des Hertz'schen Dipols eine Koordinatentransformation angewandt werden. Da sich im Speicherring des Synchrotrons die Elektronen mit beinahe Lichtgeschwindigkeit c bewegen, ist die Transformation relativistisch, d.h. es muss die Lorentz. Transformation angewandt werden. Die resultierende Verteilung ist in Fig. A1-13 gezeigt.

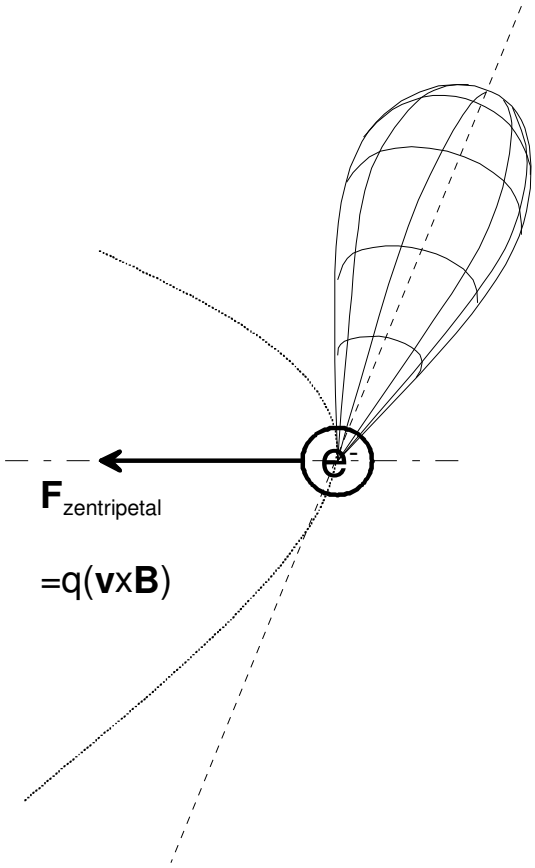

Fig. A1-13. Emissionsverteilung der Strahlung eines Synchrotrons im Laborsystem.

Die Synchrotronstrahlung wird tangential zur Bahn des Elektrons emittiert.

Der Begriff Synchrotron stammt daher, weil im Ringbeschleuniger (Booster-Ring) die Feldstärke der zur Umlenkung der Elektronen notwendigen Magnetfelder und die Frequenz der zur Beschleunigung benötigten Mikrowellen synchron an die Umlaufgeschwindigkeit der Elektronen angepasst werden müssen.

Die Elektronen werden zuerst in einem Linearbeschleuniger vorbeschleunigt (typischerweise 100 – 200 MeV), danach werden diese im Boosterring auf die Endenergie gebracht (ca. 1-7 GeV oder auch mehr, je nach Anwendung). Nach der Beschleunigungsphase werden die Elektronen über einen Kicker-Magneten in den Speicherring eingeschossen

Die Strahlung aus einem Synchrotron besitzt eine Reihe wertvoller Eigenschaften, welche diese in den letzen Jahren für viele Experimente aus dem Bereich der Festkörperphysik, Biochemie und Molekularbiologie zu einer unverzichtbaren Grundlagen gemacht haben. So besitzt die Strahlung eine sehr geringe Divergenz und hohe Intensität. Zudem liefert der Synchrotron alle Wellenlängen vom Infrarotbereich bis in den Bereich der mittelharten Röntgenstrahlung.

Als Modell für die Bragg-Gray-Kavitäts-Theorie dient ein kleiner Hohlraum, der von einem Medium umgeben ist, welches mit Photonen bestrahlt wird. Der Durchmesser des Hohlraums sei dabei kleiner als die Reichweite der aus dem Medium stammenden Sekundärelektronen. Diese sollen den Hohlraum ganz durchqueren. Zudem sollen im Hohlraum selbst keine Sekundärelektronen entstehen. Man geht dabei also von der Annahme aus, die Ionisation im Hohlraum wird ausschliesslich durch die Sekundärelektronen aus dem Medium verursacht und das Photonenfeld wird nicht und das Sekundärelektronenfeld nur unwesentlich durch den Hohlraum modifiziert.

Die im Gas (Hohlraum) absorbierte Dosis D_{gas} errechnet sich aus der Exposure X: $D_{gas} = wX$.

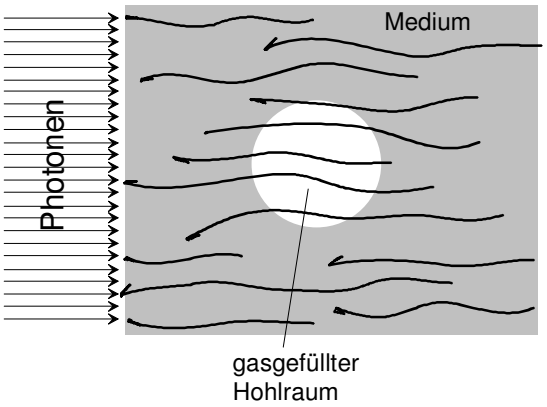

Fig. A2-1. Darstellung der Sekundärelektronenbahnen, die den gasgefüllten Hohlraum durchqueren.

Die Exposure $X = Q/m_{gas}$ ist die pro Masse Gas $m_{gas} = \rho V_{gas}$ erzeugte Ladung, wo bei Normalbedingungen (0°C und 1013.25 hPa) die Luftdichte ρ = 1.293 kg/m^3 beträgt. Vorerst soll die Wand durch das umgebende Medium gebildet werden.

Für einen Fluss ϕ_e von monoenergetischen geladenen Teilchen (Sekundärelektronen) kann die Dosis im Medium aus der Dosis im Gas berechnet werden: $D_{med} = \phi_e(dE/\rho dx)_{med}$. Für den polyenergetischen Fall muss noch über das Spektrum aufintegriert werden. Es gilt:

$$\frac{D_{med}}{D_{gas}} = \frac{\int_0^{E_{max}} dE \cdot (d\phi_e / dE)_{med} (dE / \rho ds)_{med}}{\int_0^{E_{max}} dE \cdot (d\phi_e / dE)_{gas} (dE / \rho ds)_{gas}}$$

$$= \overline{S}_{gas}^{med} \qquad \text{(Eq. A2.01)}$$

Hierbei ist $(dE/\rho ds)$ der Kollisionsanteil des Bremsvermögens der Sekundärelektronen. Einige Werte für $\overline{S}_{gas}^{med}$ sind in Tab A2/1 tablliert.

Strahlung	Material Wasser $\overline{S}_{gas}^{med}$	Kohlenstoff $\overline{S}_{gas}^{med}$
100 kV$_p$ *	1.140	1.022
^{137}Cs	1.133	1.015
^{60}Co	1.129	1.009
8 MeV **	1.117	0.993

Tab. A2/1. $\overline{S}_{gas}^{med}$ für diverse Medien: Als Gas wird in der Regel Luft genommen. *) Röntgenstrahlung, **) Linac

Für die Energiedosis D_{med} im Medium erhält man somit: $D_{med} = D_{gas} \cdot \overline{S}_{gas}^{med} = (wX) \cdot \overline{S}_{gas}^{med}$.

Nun soll noch eine Wand berücksichtigt werden, die den gasgefüllten Hohlraum umgibt. Dies bedeutet, dass wir von der Dosis in der Wand D_{med} zur Dosis im umgebenden Material D_{env} gelangen müssen. Bei diesem Schritt kann die Tatsache ausgenutzt werden, dass die Reichweite der Sekundärelektronen im Medium der Wand viel kleiner ist als im gasgefüllten Hohlraum. Deshalb ist es eher möglich, eine Wand zu bauen, die so dick ist, dass keine Sekundärelektronen diese durchqueren. Es soll dabei die Bedingung gelten, dass die Reichweite der Elektronen viel kleiner ist als die Dicke der Wand. Dann kann Eq. 5.05 (Kap. 6) verwendet werden: $D_{env} = \phi\,(\mu_{en}/\rho)_{env}$ bzw. $D_{med} = \phi\,(\mu_{en}/\rho)_{med}$ (ϕ = Photonenfluss monoenergetischer Photonen). Für den poly-energetischen Fall gilt:

$$\frac{D_{env}}{D_{med}} = \frac{\int dE \cdot (d\phi_E / dE)_{env}\, E_{abs}^{env} \cdot (\mu/\rho)_{env}}{\int dE \cdot (d\phi_E / dE)_{med}\, E_{abs}^{med} \cdot (\mu/\rho)_{med}}$$

$$= \frac{(\mu_{en}/\rho)_{env}}{(\mu_{en}/\rho)_{med}} = \left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho}\right)_{med}^{env}$$

(Eq. A2.02)

Hier ist $\phi_E = \phi(E)$ der Fluss von Photonen mit der Energie E. E_{abs}^{env} ist die mittlere, im umgebenden Material pro Wechselwirkung mit einem Photon absorbierte Energie. Die Koeffizienten (μ_{en}/ρ) sind für verschiedene Materialien im Anhang 4 tabelliert. Mit der Kenntnis dieser Koeffizienten lässt sich die Dosis in der Umgebung aus der gemessenen Ionisation berechnen:

$$D_{env} = w \cdot X \cdot \overline{S}_{gas}^{med} \cdot \left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho}\right)_{med}^{env}$$

(Eq. A2.03)

In der Regel müssen noch verschiedene Korrekturen angewendet werden, wenn das Resultat sehr genau sein soll. Hier sei nur ein Beispiel für eine Korrektur gegeben. Für offene Ionisationskammern muss die Ab-weichung von der Standardtemperatur T_0 und dem Standarddruck p_0 korrigiert werden. Dies geschieht durch einen Korrekturfaktor $k_{T,p}$:

$$k_{T,p} = \frac{p_0 \cdot T}{p \cdot T_0} \qquad \text{(Eq. A2.04)}$$

Daraus ergibt sich die Dosis in der Umgebung eines kleinen, gasgefüllten Hohlraumes aus der Messung der Exposure X:

$$D_{env} = w \cdot X \cdot \overline{S}_{gas}^{med} \cdot \left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho}\right)_{med}^{env} \cdot k_{T,p}$$

(Eq. A2.05)

A3.1 Allgemeines

In der Strahlentherapie und überall dort, wo möglichst genaue Dosisverteilungen berechnet werden sollen, muss auf Konzepte zurückgegriffen werden, welche die Berechnung der absorbierten Dosis an einem bestimmten Ort im Körper gestatten. Zwei Methoden sollen hier nun vorgestellt werden.

A3.2 Kerne

In einem homogenen Medium ist die Energiedeponierung ortsunabhängig, da die Energie eines primären Photons unabhängig von seinem Wechselwirkungsort ist. Deshalb lässt sich die Energiedeponierung des TERMA durch eine Faltung mit einem Energiedeponierungskern beschreiben.

Die Energie-Dosis $D(\mathbf{r})$ beinhaltet alle Energiebeiträge, die aus der Umgebung des Masse-Elements dm am Ort $\mathbf{r}$ in diesem deponiert werden. Das TERMA $T(\mathbf{s})$ (Kap.2, Abschnitt 2.3) beschreibt die Energiefreisetzung am Ort $\mathbf{s}$. Mit der Übertragungsfunktion $h_E(\mathbf{r},\mathbf{s})$ kann für Photonen der Energie E die Dosis berechnet werden:

$$D_E(\mathbf{r}) = \int d^3s \cdot T_E(\mathbf{s}) h_E(\mathbf{r},\mathbf{s}) \qquad \text{(Eq. A2.01)}$$

Hierbei gilt die Normierung $\int d^3s \cdot h_E = 1$. Ist der Dosiskern (*energy deposition kernel*) nur vom Differenzvektor $\mathbf{r}$-$\mathbf{s}$ abhängig, was bedeutet, dass er verschiebungsinvariant ist, so wird Eq. A3.01 zu einem Faltungsintegral:

$$D_E(\mathbf{r}) = \int d^3s \cdot T_E(\mathbf{s}) h_E(\mathbf{r}-\mathbf{s}) = T_E \otimes h_E \qquad \text{(Eq. A3.02)}$$

Für ein polyenergetisches Spektrum muss noch über alle Energien aufintegriert werden: $D(\mathbf{r}) = \int dE (T_E \otimes h_E)$ Die TERMA ist gegeben durch:

$$T_E(\mathbf{s}) = \frac{\mu_E(\mathbf{s})}{\rho(\mathbf{s})} \cdot E \cdot \phi_E(\mathbf{s}) \qquad \text{(Eq. A3.03)}$$

μ_E ist der energieabhängige (und natürlich ortsabhängige) lineare Attenuationskoeffizient. Wird Eq. A3.03 Fourier-transformiert, so wird die Faltungsoperation zur Multiplikation. Dies funktioniert aber nur, wenn mit parallel einfallenden Photonen gerechnet wird, da sonst der Faltungskern gekippt werden müsste.

Eigentlich wurde in Eq. A3.02 die Dichte ρ als ortsveränderliche Funktion eingesetzt. Die Annahme eines homogenen Mediums lässt sich nur für wenige Fälle rechtfertigen. Inhomogenitäten können durch Dichte-skalierte

Kerne berücksichtigt werden. In der Regel wird von Kernen ausgegangen, die in Wasser bestimmt wurden. Mit der relativen Dichte $\rho_{rel} = \rho/\rho_{H_2O}$ erhält man dann für polyenergetische Strahlung:

$$D(\mathbf{r}) = \int \mathrm{d}E \int \mathrm{d}^3 s \cdot \frac{\mu_E(\mathbf{s})}{\rho(\mathbf{s})} E \cdot \phi_E(\mathbf{s}) \tilde{h}_E(\mathbf{r},\mathbf{s})$$

$$\tilde{h}_E = (\rho_{rel})^2 h_E(\rho_{rel}(\mathbf{r},\mathbf{s}), \mathbf{r} - \mathbf{s})$$

(Eq. A3.04)

Da der Dichte-skalierte Kern nun nicht mehr nur vom Differenzvektor **r**-**s** abhängt, sondern auch vom Ort **s**, kann die Dosisverteilung nicht mehr einfach durch eine einfache Faltung berechnet werden. Deshalb wird bei Eq. A3.04 nicht von einem Faltungsverfahren sondern von einem Superpositionsverfahren gesprochen.

Mit Eq. A3.04 kann eine recht hohe Genauigkeit erreicht werden. Voraussetzung für eine Dosisberechnung ist dabei aber eine genaue Kenntnis der Elektronendichteverteilung im Körper, des Strahlenfeldes und des Dosiskerns, in welchem die physikalischen Eigenschaften der Wechselwirkungen von Photonen stecken. Das Konzept der Dosiskerne lässt sich auch auf andere Teilchen als Photonen übertragen, es muss aber unter Umständen stark modifiziert werden.

A3.3 Monte-Carlo-Verfahren

Den Monte-Carlo-Verfahren liegt die Idee zugrunde, dass das Schicksal eines Photons im Verlauf des Durchquerens der Materie durch verschiedene Wechselwirkungspro-zesse bestimmt wird, welche nur mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit eintreten können. Es kann also nicht exakt vorhergesagt werden, wo welches Teilchen auf welche Art wechselwirken wird.

Bei den Monte-Carlo-Methoden wird nun für jedes Teilchen die Weglänge und die Art der anschliessenden Wechselwirkung mittels Zufallsgenerator bestimmt (also gewürfelt).

Pour fixer les idées betrachten wir einmal ein Photon. Nach einer Schrittlänge *s* soll es beim Durchgang durch Materie mit linearem Attenuationskoeffizienten μ zu einer Wechselwirkung kommen. Die Schrittlänge *s* ist nun einerseits durch die mittlere Weglänge $\lambda=(1/\mu)$ und andererseits durch die Zufallszahl ξ gegeben:

$$s = \lambda \ln(1-\xi) \qquad \text{(Eq. A3.05)}$$

Für ξ gilt: $0 \leq \xi < 1$ (Um zu verhindern, dass nicht ln(0) vorkommt, wird mit $(1-\xi)$ gearbeitet).

Ist die Länge *s* bestimmt, muss nun festgelegt werden, welche Wechselwirkung eintreten soll. Wieder wird eine Zufallszahl bestimmt und unter Berücksichtigung der Wahrscheinlich-keit eines Wechselwirkungstyps (Kap. 2, Abschnitt 2.2) die Wechselwirkung zugeordnet. Wenn dann die Art der Wechselwirkung festgelegt ist, müssen die physikalischen Effekte modelliert werden. So muss z.B. für den Comptoneffekt die Richtung des gestreuten Photons ermittelt werden. Hierbei ist die Wahrscheinlichkeit durch den differentiellen Streuquerschnitt (Eq. 2.11, Fig. 2-7) gegeben. Die Wechselwir-

kungen des weg-fliegenden Elektrons müssen ebenfalls berechnet werden.

Pro primäre Wechselwirkung eines Photons muss mit ca. 10^5 Wechselwirkungen der Sekundärelektronen gerechnet werden. Um aber ein möglichst genaues Resultat zu erhalten, muss mit unzählig vielen primären Photonen gerechnet werden. Dies führt zu einem enormen Rechenaufwand. Deshalb werden in der Praxis häufig Methoden angewandt, bei denen gewisse Wechselwirkungen zusammengefasst oder nur grob modelliert werden. Dabei wird in der Regel die Spur von Sekundärelektronen in grösseren Schritten modelliert. Diese Schrittlängen werden den Wechselwirkungen angepasst, sie müssen aber auf jeden Fall genug lang sein, um genügend Wechselwirkungen zu enthalten. Es kann dann der Umstand ausgenützt werden, dass Elektronen über viele kleine (weiche) Stösse rund die Hälfte der Energie abgeben.

Der Vorteil der Monte-Carlo-Methoden liegt in der grossen Flexibilität der Methode. Diese begründet sich dadurch, dass das physikalische Wissen über die Wechselwirkungen der Teilchen direkt in die Dosisberechnungen einfliesst. Es bedarf wohl keiner besonderer Erläuterungen, dass damit die Methode auf beliebige Arten von Strahlung angewendet werden kann.

A4. ANHANG 4: TABELLEN UND DIAGRAMME ZUR STRAHLENPHYSIK

Tab. A4/1. Attenuations- und Massenenergieabsorbtions-Koeffizienten in cm^2/g einiger Materialien.

$E\gamma$ [MeV]	PMMA (Plexiglas)		H_2O		Luft		Muskel		Knochen	
	μ/ρ	μ_{en}/ρ	μ/ρ	μ_{en}/ρ	μ/ρ	μ_{en}/ρ	μ/ρ	μ_{en}/ρ	μ/ρ	μ_{en}/ρ
0.01	3.273	2.944	5.223	4.840	5.016	4.640	5.284	4.895	26.90	25.24
0.03	3.006-***1***	9.391-***2***	3.718-***1***	1.520-***1***	3.501-***1***	1.501-***1***	3.754-***1***	1.579-***1***	1.267	1.009
0.05	2.069-***1***	3.020-***2***	2.262-***1***	4.155-***2***	2.073-***1***	4.031-***2***	2.257-***1***	4.288-***2***	4.121-***1***	2.207-***1***
0.1	1.640-***1***	2.363-***2***	1.707-***1***	2.539-***2***	1.541-***1***	2.318-***2***	1.693-***1***	2.538-***2***	1.857-***1***	4.468-***2***
0.15	1.456-***1***	2.656-***2***	1.504-***1***	2.762-***2***	1.356-***1***	2.494-***2***	1.491-***1***	2.743-***2***	1.492-***1***	3.175-***2***
0.2	1.328-***1***	2.842-***2***	1.370-***1***	2.966-***2***	1.234-***1***	2.642-***2***	1.358-***1***	2.942-***2***	1.322-***1***	3.023-***2***
0.4	1.031-***1***	3.185-***2***	1.061-***1***	3.279-***2***	9.548-***2***	2.949-***2***	1.052-***1***	3.250-***2***	1.003-***1***	3.107-***2***
0.8	7.642-***2***	3.115-***2***	7.866-***2***	3.205-***2***	7.075-***2***	2.882-***2***	7.795-***2***	3.176-***2***	7.400-***2***	3.010-***2***
1.25(^{60}Co)	6.137-***2***	2.879-***2***	6.317-***2***	2.961-***2***	5.681-***2***	2.662-***2***	6.26-***2***	2.93-***2***	5.94-***2***	2.78-***2***
4	3.286-***2***	1.992-***2***	3.403-***2***	2.063-***2***	3.079-***2***	1.866-***2***	3.370-***2***	2.043-***2***	3.289-***2***	1.990-***2***
10	2.105-***2***	1.481-***2***	2.219-***2***	1.566-***2***	2.045-***2***	1.446-***2***	2.196-***2***	1.548-***2***	2.320-***2***	1.641-***2***
20	1.684-***2***	1.285-***2***	1.813-***2***	1.386-***2***	1.705-***2***	1.308-***2***	1.790-***2***	1.367-***2***	2.059-***2***	1.553-***2***

Bem.: 3.006-***1*** = 0.3006 (=$3.006 \cdot 10^{-1}$)

Tab. A4/2. Zehntelwertschichten (Halbwertsschichten) in cm für Photonenstrahlung verschiedener Energie (monoenergetisch, die Werte sind für Breitstrahlgeometrie gerechnet)

$E\gamma$ [MeV]	Wasser	Normalbeton	Eisen	Blei	Uran
0.1	30 (21)	8.2 (4.7)	2.1 (0.8)	0.3 (0.1)	0.07
0.2	45 (27)	14.6 (7.6)	3.4 (1.3)	0.6 (0.2)	0.10
0.3	51 (28)	19.7 (9.9)	4.5 (1.8)	0.9 (0.3)	0.26
0.4	54 (28)	23.7 (11.3)	5.4 (2.3)	1.3 (0.4)	0.50
0.5	57 (28)	25.8 (12.3)	6.2 (2.6)	1.6 (0.5)	0.75
0.6	57 (27)	26.8 (12.4)	6.8 (2.8)	2.1 (0.7)	1.0
0.8	60 (27)	28.4 (12.6)	7.8 (3.2)	3.1 (1.0)	1.6
1.0	62 (28)	29.9 (12.9)	8.5 (3.4)	3.8 (1.3)	2.0
1.5	70 (28)	34.0 (13.6)	10.0 (3.8)	5.1 (1.7)	2.7
2.0	78 (30)	37.6 (14.1)	11.0 (4.0)	5.9 (2.0)	3.3
3.0	88 (34)	43.4 (15.3)	12.2 (4.4)	6.5 (2.1)	3.6
4.0	97 (35)	47.5 (16.4)	12.5 (4.2)	6.4 (2.0)	3.5
6.0	115 (39)	51.6 (18.8)	12.7 (4.1)	5.5 (1.6)	3.1
8.0	124 (41)	52.8 (18.8)	12.6 (4.0)	4.9 (1.5)	2.8
10.0	131 (41)	54.0 (18.0)	12.0 (3.8)	4.2 (1.4)	2.6

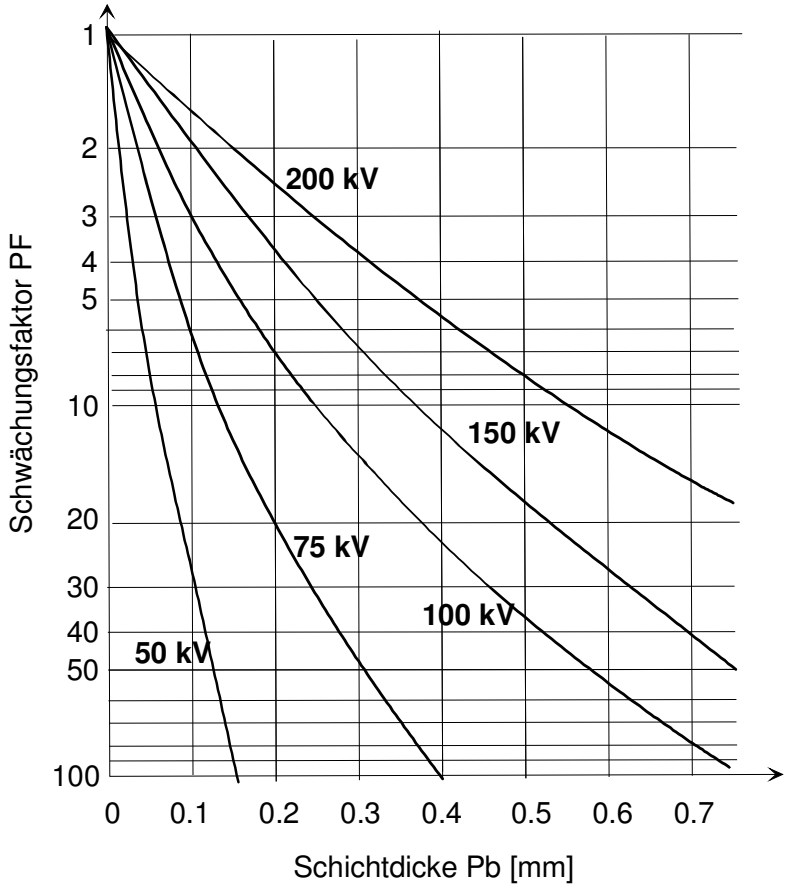

Fig. A4-1. Schutzfaktor PF für Röntgenstrahlung bis 200 kV und Blei als Abschirm-Material (Gesamtfilterung: 2 mm Al).

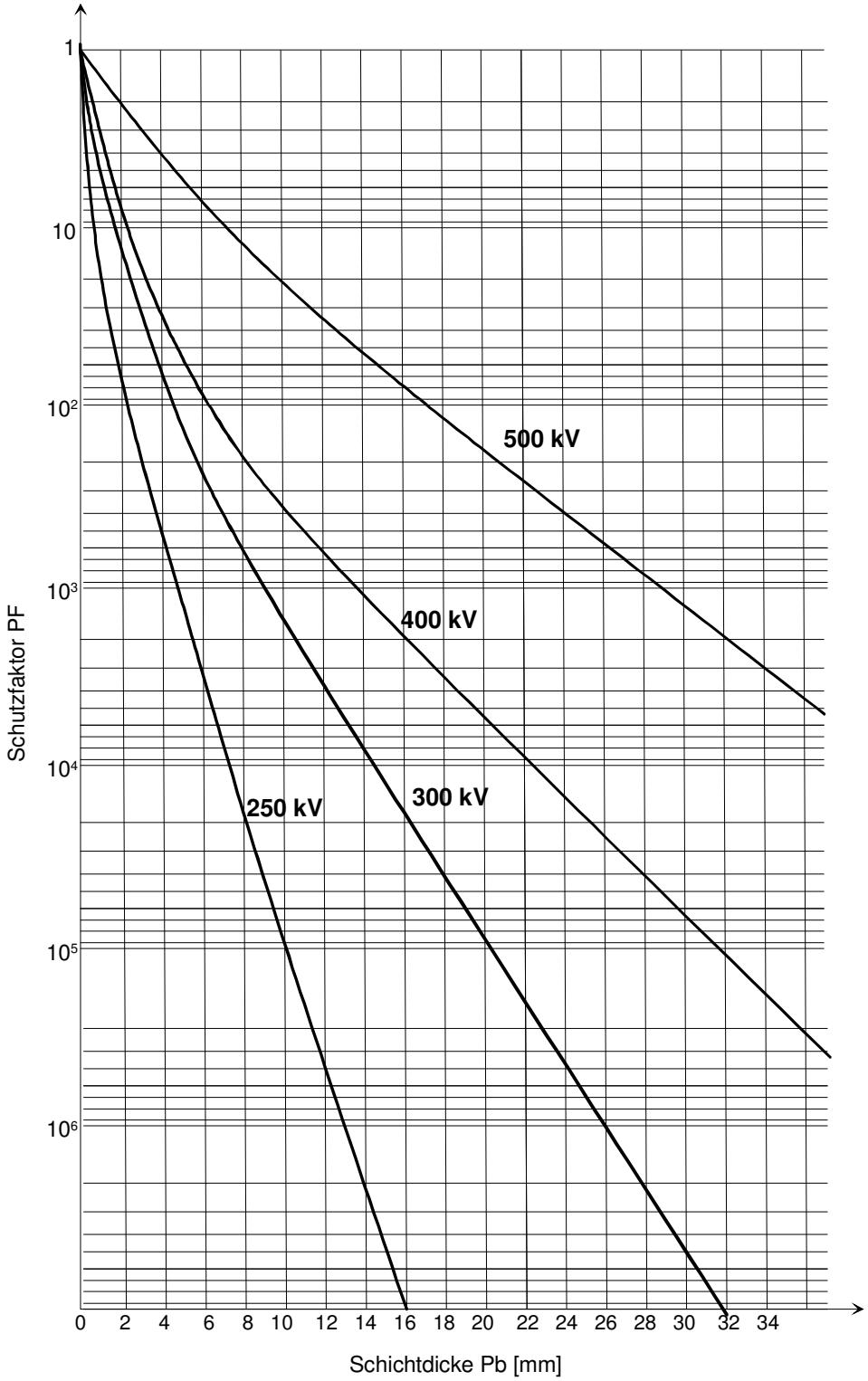

Fig. A4-2. Schutzfaktor PF für Röntgenstrahlung bis 500 kV (Gesamtfilterung: 0.5 mm Cu für 250 kV und 3 mm Cu für 300 kV).

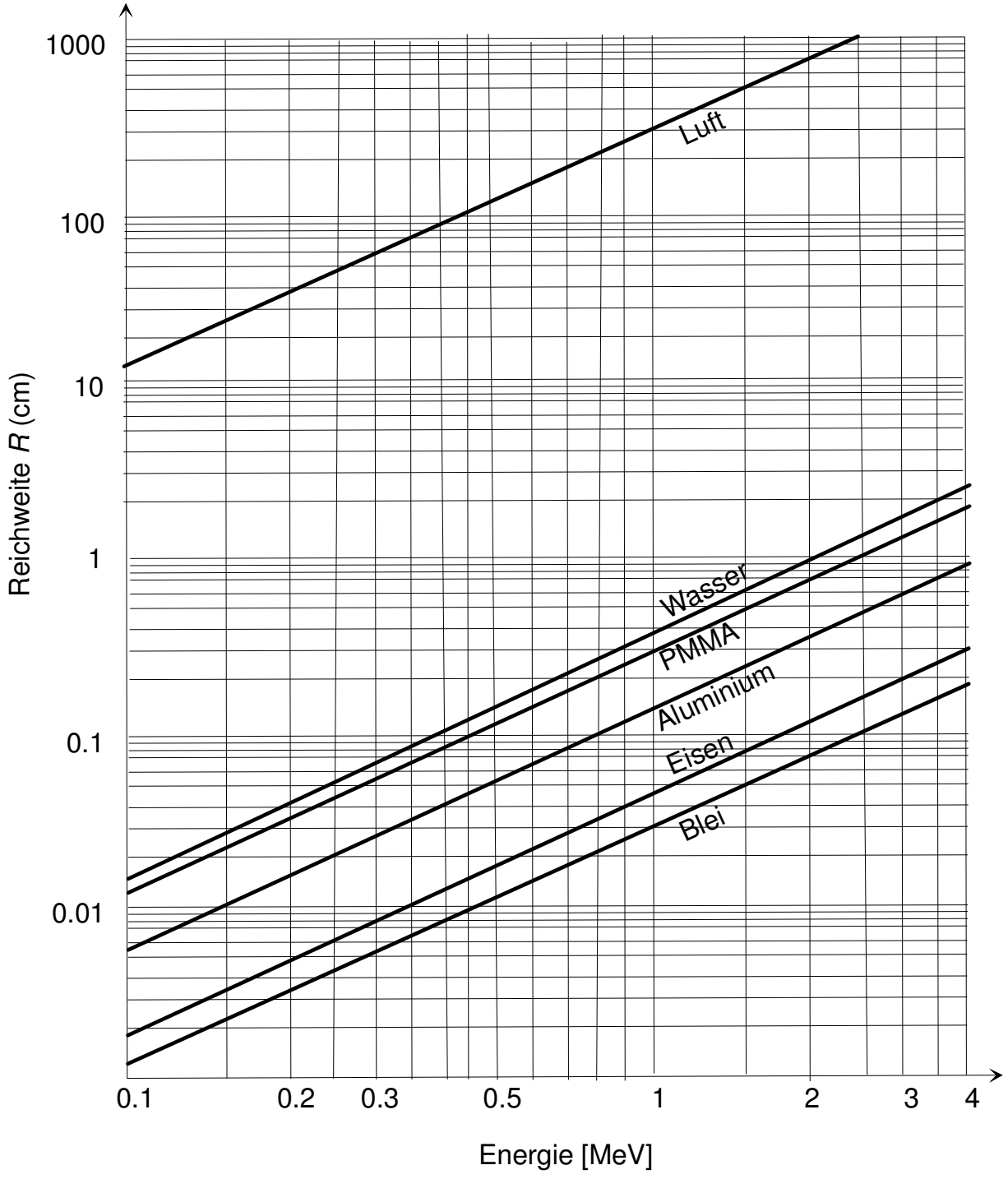

Fig. A4-3. Reichweite von Elektronen in verschiedenen Materialien.

Martin A., Harbison, S.A. (1996): An introduction to radiation protection (fourth edition). *Arnold*, 1996.

Knoll G. F. (2000): Radiation detection and measurement (second edition). *John Wiley & Sons, Inc.*, 1989.

Krieger, H. (1997): Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz (Band 1: Grundlagen). *B.G. Teubner Stuttgart*, 1997.

Krieger, H. (1997): Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz (Band 2: Strahlenphysik, Detektoren und klinische Dosimetrie). *B.G. Teubner Stuttgart*, 1997.

Reich H. (1990): Dosimetrie ionisierender Strahlung. *B.G. Teubner Stuttgart*, 1990.

Shleien, B., Slaback L. A., Birky B.K. (1998): Handbook of health physics and radiological health (third edition). *Williams & Wilkins*, 1998.

ICRR 60: Recommendations of the international commission of radiological protection 1990 (*ICRP Publication 60*), *Pergamon Press*.