

- Damerell, C. J. S. u.a. (1981): Charge-coupled devices for particle detection with high spatial resolution, Nucl. Instr. Meth. **185**, 33–42
- Dykes, M. u.a. (1981): Holographic Photography of Bubble Chamber Tracks: A Feasibility Test. Nucl. Instr. Meth. **179**, 487–493
- Ekelöf, T. u.a. (1981): The Čerenkov Ring-Imaging Detector: Recent Progress and Future Development. Phys. Scripta **23**, 718–726
- Erskine, G. A. (1972): Electrostatic Problems in Multiwire Proportional Chambers. Nucl. Instr. Meth. **105**, 565–572
- Fabjan, C. W. u.a. (1977): Iron Liquid-Argon and Uranium Liquid-Argon Calorimeters for Hadron Energy Measurement. Nucl. Instr. Meth. **141**, 61–80
- Fabjan, C. W.; Fischer, H. G. (1980): Particle Detectors. Rep. Progr. Phys. **43**, 1003–1063
- Harigel, G. u.a. (1961): Typische Blasenkammbilder mit relativistischen Elektronen für Energien unter 30 MeV. Z. angew. Physik **13**, 217–223
- Holder, M. u.a. (1978): Performance of a Magnetized Total Absorption Calorimeter between 15 GeV and 140 GeV. Nucl. Instr. Meth. **151**, 69–80
- Hyams, B. u.a. (1983): A silicon counter telescope to study short-lived particles in high-energy hadronic Interactions, Nucl. Instr. Meth. **205**, 99–105
- Kleinknecht, K. (1992): Detektoren für Teilchenstrahlung (Teubner Studienbücher) Stuttgart: Teubner
- Lehraus, I. u.a. (1978): Performance of a Large Scale Multilayer Ionization Detector and its Use for Measurements of the Relativistic Rise in the Momentum Range of 20–110 GeV/c. Nucl. Instr. Meth. **153**, 347–355
- Litt, J.; Meunier, R. (1973): Čerenkov Counter Technique in High-Energy Physics. Ann. Rev. Nucl. Science **23**, 1–43
- Schilly, P. u.a. (1971): Construction and Performance of Large Multiwire Proportional Chambers. Nucl. Instr. Meth. **91**, 221–230
- Sternheimer, R. M.; Peierls, R. F. (1971): General Expression for the Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles. Phys. Rev. **B3**, 3681–3692
- Taylor, F. E. u.a. (1978): A Fine Grain Flash Chamber Calorimeter, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS **25**, 312–320
- Walenta, A. H. u.a. (1971): The Multiwire Drift Chamber; A new Type of Proportional Wire Chamber. Nucl. Instr. Meth. **92**, 373–380

7.8 Dosimetrie und Strahlenschutzmessungen

Hier werden die in der Dosimetrie verwendeten Begriffe erläutert und Meßaufgaben der Dosimetrie in der Strahlentherapie, der Strahlendiagnostik und dem Strahlenschutz behandelt.

Zusammenfassende Literatur: Attix u. a., Hrsg. (1966–1972), Jaeger u. Hübner, Hrsg. (1974), Greening (1985), Johns u. Cunningham (1983), Kase u. a. (1985, 1987), Reich, Hrsg. (1990)

7.8.1 Definitionen der Dosisgrößen (K. Hohlfeld, H. Reich)

Alle Dosisgrößen mit Ausnahme spezieller Strahlenschutz-Dosisgrößen sind auf einen Aufpunkt bezogene, stetige und differenzierbare Größen (Punktgrößen). Sie sind im allg. ortsabhängig; der Aufpunkt muß daher angegeben werden. Sie sind ferner auf ein Massenelement der bestrahlten Materie bezogen; für die experimentelle Bestimmung der Dosis darf dieses nicht so klein sein, daß die in ihm umgesetzte Energie stochastischen Schwankungen unterworfen ist (s. Abschn. 7.1.1.2).
DIN 6814 Teil 3 (1985, 1995), ICRU 33 (1980)

7.8.1.1 Übertragene Energie (ϵ : energy imparted, energy absorbed)

$$\epsilon = R_{\text{in}} - R_{\text{ex}} + \Sigma Q, \quad \text{Einheit: Joule (J)} \quad (7.155)$$

ϵ durch ionisierende Strahlung auf das Material in einem (endlichen) Volumen übertragene Energie (z. B. durch Ionisation, Anregung, Änderung chemischer Bindungsenergien in Molekülen oder Kristallgittern).

R_{in} in das Volumen eintretende Strahlungsenergie (s. 7.1.2.1), d. h. Summe der Energien (ohne Ruheenergien) aller geladenen und ungeladenen ionisierenden Teilchen, die in das Volumen eintreten.

R_{ex} aus dem Volumen austretende Strahlungsenergie, d. h. Summe der Energien (ohne Ruheenergien) aller ionisierenden Teilchen, die aus dem Volumen austreten.

ΣQ Summe aller Änderungen (Abnahme: positives Vorzeichen, Zunahme: negatives Vorzeichen) der Ruheenergie der Kerne und Elementarteilchen bei den in dem Volumen stattfindenden Prozessen.

Anmerkung: ε ist eine stochastische Größe. Ihr Erwartungswert, die mittlere übertragene Energie $\bar{\varepsilon}$, ist eine nicht-stochastische Größe (vgl. 7.1.1.2).

7.8.1.2 Energiedosis (e: absorbed dose, in der Republik Österreich und der Schweiz: absorbierte Dosis)

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} = \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{\varepsilon}}{dV}, \quad \text{Einheit: Gray (Gy), } 1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg;} \\ \text{alte Einheit: Rad (rd), } 1 \text{ rd} = 0,01 \text{ Gy.}$$

$d\bar{\varepsilon}$ ist die mittlere Energie, die durch ionisierende Strahlung auf das Material in einem Volumenelement dV übertragen wird, und $dm = \rho dV$ die Masse des Materials mit der Dichte ρ in diesem Volumenelement. D ist als Erwartungswert der spezifischen Energie z (vgl. 7.1.1.2) eine nichtstochastische Größe.

$$\text{Energiedosisleistung: } \dot{D} = dD/dt, \quad \text{Einheit: Gy/s} \\ \text{(auch: Gy/min, Gy/h).}$$

Anmerkung: Bei allen Angaben einer Energiedosis muß das Bezugsmaterial (d. h. das Material von dm) genannt werden, wenn es nicht bereits eindeutig aus dem Zusammenhang ersichtlich ist. Beispiele: Luft-Energiedosis D_a (Index a für „air“), Wasser-Energiedosis D_w .

7.8.1.3 Kerma

Das Wort Kerma ist aus den Anfangsbuchstaben der Worte „Kinetic energy released per unit mass“ abgeleitet (Roesch (1958), Roesch u. Attix (1968)).

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} = \frac{dE_{tr}}{\rho dV}, \quad \text{Einheit: Gy}$$

dE_{tr} ist die Summe der Anfangswerte der kinetischen Energien aller geladenen Teilchen, die von indirekt ionisierender Strahlung (Photonen, Neutronen) aus dem Material in einem Volumenelement dV freigesetzt werden, $dm = \rho dV$ ist die Masse des Materials mit der Dichte ρ in diesem Volumenelement.

$$\text{Kermaleistung: } \dot{K} = dK/dt, \quad \text{Einheit: Gy/s} \\ \text{(üblich auch: Gy/min, Gy/h)}$$

Anmerkung: Bei allen Angaben einer Kerma muß das Bezugsmaterial (d. h. das Material von dm) genannt werden. Beispiele: Luftkerma K_a (Index a für „air“), Wasserkerma K_w .

Ähnlich wie das Bremsvermögen für geladene Teilchen (s. 7.1.3.3) wird die Kerma aufgespalten in die Stoßkerma K^{col} (e: collision) und die Strahlungskerma K^{rad} (e: radiation):

$$K = K^{col} + K^{rad} \quad (7.156)$$

Die Stoßkerma beschreibt denjenigen Teil der je Massenelement in kinetische Energie von Sekundärelektronen umgewandelten Energie, der anschließend – per Definition im gleichen Material – von den Sekundärelektronen in Ionisations- und Anregungsenergie umgesetzt wird. Die Stoßkerma an einem Ort ist nur dann gleich der am selben Ort erzeugten Energiedosis, wenn Sekundärelektronengleichgewicht (s. 7.8.3.3) besteht: $K^{\text{col}} = D^{\text{SEG}}$. Die Strahlungskerma beschreibt denjenigen Teil der Energie, der in Form von Bremsstrahlung, Vernichtungsstrahlung der Positronen oder Fluoreszenzstrahlung in Photonenenergie zurückverwandelt wird. Der Bruchteil K^{rad}/K wird mit g bezeichnet (vgl. Energieabsorptionskoeffizient, 7.1.3.2), es gilt

$$K^{\text{col}} = K \cdot (1 - g). \quad (7.157)$$

Für leichte Stoffe (Luft, Wasser) beträgt g für Co-60-Gammastrahlung etwa 0,003 (s. 7.8.3.1, Tab. T. 7.10 in Band 3).

Der Stoßkerma äquivalent, jedoch beschränkt auf Photonenwechselwirkung mit Luft, ist die Meßgröße Exposure (s. 7.8.1.5).

7.8.1.4 Ionendosis (e: specific ionization, mass ionization in air)

$$J = \frac{dQ}{dm_a} = \frac{1}{\rho} \frac{dQ}{dV}, \quad \begin{array}{l} \text{Einheit: C/kg;} \\ \text{alte Einheit: Röntgen (R),} \\ 1 \text{ R} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg.} \end{array}$$

dQ ist der Betrag der elektrischen Ladung der Ionen eines Vorzeichens, die in Luft in einem Volumenelement dV durch ionisierende Strahlung unmittelbar (z. B. bei Elektronenstrahlung) oder mittelbar (z. B. bei Photonenstrahlung über die Sekundärelektronen) gebildet werden, und $dm_a = \rho dV$ die Masse der Luft (Index a für „air“) mit der Dichte ρ in diesem Volumenelement

$$\text{Ionendosisleistung: } \dot{J} = dJ/dt, \quad \text{Einheit: A/kg.}$$

7.8.1.5 Exposure

$$X = dQ/dm_a, \quad \begin{array}{l} \text{Einheit: C/kg;} \\ \text{alte Einheit: Röntgen (R) (vgl. 7.8.1.4).} \end{array}$$

dQ ist der Betrag der elektrischen Ladung der Ionen eines Vorzeichens, die durch im Massenelement dm_a (Luft) von Photonenstrahlung ausgelöste Sekundärelektronen erzeugt werden, wenn die Sekundärelektronen vollständig in Luft abgebremst werden.

Nicht eingeschlossen in dQ ist die Ladung der Ionenpaare, die auf dem Umweg über die von den Sekundärelektronen ausgelöste Bremsstrahlung – gewöhnlich außerhalb von dm_a – erzeugt werden.

7.8.1.6 Standard-Ionendosis

$$J_s = dQ/dm_a, \quad \begin{array}{l} \text{Einheit: C/kg;} \\ \text{alte Einheit: Röntgen (R) (vgl. 7.8.1.4).} \end{array}$$

dQ ist der Betrag der elektrischen Ladung der Ionen eines Vorzeichens, die durch Sekundärelektronen erzeugt werden, welche von der Photonenstrahlung im Massenelement dm_a (Luft) bei „Sekundärelektronengleichgewicht in Luft“ (s. 7.8.3.3) ausgelöst worden sind.

Anmerkungen

- Durch die Bedingung des Sekundärelektronengleichgewichts für die Ionendosis sind die Exposure und die Standard-Ionendosis einander gleichwertig; die Zahlenwerte beider Größen sind gleich, die Standard-Ionendosis gilt als deutsche Übersetzung der Exposure.
- Im Zuge der Einführung der SI-Einheiten für die Begriffe der Dosimetrie werden die Standard-Ionendosis und die Exposure nicht mehr zur Anwendung empfohlen.

7.8.1.7 Meßgrößen für Dosimeter (nicht für den Strahlenschutz)

Einheitlich haben alle Länder als Nachfolgegröße für J_s bzw. X für Messungen in Luft (z. B. in der Diagnostik) die Luftkerma K_a gewählt (s. z. B. BCRU (1982)). Für sie gilt die Beziehung (vgl. 7.8.3.1)

$$(1 - g_a)K_a = (W/e)J_s. \quad (7.158)$$

Die Korrektur $(1 - g_a)$ (s. 7.8.1.3) kann bei den meisten Anwendungen gleich 1 gesetzt werden; zum Faktor W/e s. 7.1.3.5, zum Verhältnis K_a/J_s s. Tab. T 7.10 in Band 3.

Bei der Meßgröße für Therapiedosimeter bei Messungen in Wasser entschlossen sich die meisten Länder, die Therapiedosimeter zur Anzeige der Luftkerma in Luft zu kalibrieren und die Umrechnung der Meßwerte auf die Wasser-Energiedosis in Wasser den Benutzern zu überlassen.

In der Bundesrepublik gilt als Meßgröße für Therapiedosimeter die Wasser-Energiedosis D_w (mit Kalibrierung in Wasser, DIN 6814 Teil 3 (1985)).

7.8.1.8 Äquivalentdosis (e: dose equivalent)

$$H = Q \cdot D, \quad \text{Einheit: Sievert (Sv), } 1 \text{ Sv} = 1 \text{ J/kg;} \\ \text{alte Einheit: Rem (rem), } 1 \text{ rem} = 0,01 \text{ Sv}$$

Die Äquivalentdosis H ist das Produkt aus dem Qualitätsfaktor Q (Dimension 1) und der Gewebe-Energiedosis D .

$$\text{Äquivalentdosisleistung: } \dot{H} = dH/dt, \quad \text{Einheit: Sv/s,} \\ \text{meist benutzt: mSv/h, } \mu\text{Sv/h.}$$

Anmerkungen

- Der Begriff Äquivalentdosis dient nur für Strahlenschutzzwecke. Werte für Q werden für verschiedene Strahlenarten und -energien auf Grund von Vereinbarungen so festgesetzt, daß die von ihnen in einem Punkt erzeugten Äquivalentdosen H_i für die Zwecke des Strahlenschutzes (d. h. zur Gewinnung einheitlicher Überwachungsdaten) gleich bewertet und somit addiert werden können:

$$H = \sum_i H_i = \sum_i (Q_i D_i). \quad (7.159)$$

Für Röntgen- und Gammastrahlung gilt $Q=1$. (Werte von Q für Strahlungen verschiedener Teilchen und Energien s. z. B. StrlSchV (1989) Anl. VII bzw. DIN 6814 Teil 3/A2 Entw. (1995).)

- Der Begriff „Äquivalentdosis“ soll zur Kennzeichnung der Strahlenexposition des Körpers nur im Bereich unterhalb des Fünffachen der Jahresdosisgrenzwerte angewandt werden. Für die Anzeige von Meßgeräten zur Orts- und Personendosismessung (s. 7.8.1.9) gilt diese Einschränkung nicht.

7.8.1.9 Spezielle Äquivalentdosisgrößen

Literatur: DIN 6814 Teil 3 (1985), Teil 3/A2 (Entwurf) (1995), Teil 5 (1983), Alberts u. a. (1994), ICRU 39 (1985), 47 (1992), 51 (1993)

Der Begriff Körperdosis ist ein Sammelbegriff für verschiedene auf den menschlichen Körper bezogenen Äquivalentdosen. Ihre Werte ergeben sich aus der Definition spezieller Äquivalentdosisgrößen. Während bisher Größen verwendet wurden, die in ICRP 26 (1977) definiert waren, hat die „International Commission on Radiological Protection“ 1990 neue Größen empfohlen (ICRP 60 (1991)). Im folgenden werden alle Größen genannt.

Größen nach ICRP 26 (1977): Mittlere Äquivalentdosis in einem Organ oder Gewebe:

$$H_T = QD_T \quad \text{Einheit: Sv} \quad (7.160)$$

D_T ist die mittlere Energiedosis im Organ oder Gewebe T und Q der Qualitätsfaktor.

Effektive Äquivalentdosis (e : effective dose equivalent):

$$H_E = \sum_T w_T H_T \quad \text{Einheit: Sv} \quad (7.161)$$

Tab. 7.20 Gewebe-Wichtungsfaktoren w_T

Gewebe oder Organ T	Gewebe-Wichtungsfaktor w_T	
	ICRP 26 (1977)	ICRP 60 (1991)
Keimdrüsen	0,25	0,20
Rotes Knochenmark	0,12	0,12
Dickdarm		0,12
Lunge	0,12	0,12
Magen		0,12
Blase		0,05
Brust	0,15	0,05
Leber		0,05
Speiseröhre		0,05
Schilddrüse	0,03	0,05
Haut		0,01
Knochenoberfläche	0,03	0,01
andere Gewebe und Organe zusammen	0,30	0,05

Andere Gewebe und Organe sind

nach ICRP 26 (1977): Nebenniere, Gehirn, Dünndarm, Niere, Bauchspeicheldrüse, Milz, Thymus, Gebärmutter, Blase, Oberer Dickdarm, Unterer Dickdarm, Leber und Magen. Hiervon sind die 5 Organe bzw. Gewebe mit den höchsten Äquivalentdosen zu ermitteln und jeweils mit $w_T = 0,06$ zu gewichten. Die übrigen Organe bleiben unberücksichtigt.

nach ICRP 60 (1991): Nebenniere, Gehirn, Dünndarm, Niere, Muskel, Bauchspeicheldrüse, Milz, Thymus, Gebärmutter. Der Mittelwert der Organ-Äquivalentdosen ist mit $w_T = 0,05$ zu gewichten. Ist im Ausnahmefall eine Organ-Äquivalentdosis größer als alle Teilkörperdosen der oben einzeln aufgeführten Organe oder Gewebe, so werden dieses Organ mit $w_T = 0,025$ und die restlichen 8 Gewebe und Organe zusammen mit $w_T = 0,025$ gewichtet.

Die Summe erstreckt sich über bestimmte Organe und Gewebe T. w_T ist ein dem jeweiligen Organ bzw. Gewebe zugeordneter Gewebe-Wichtungsfaktor (s. Tab. 7.20), mit dem die unterschiedliche Strahlungsempfindlichkeit der Organe und Gewebe berücksichtigt wird.

Größen nach ICRP 60 (1991): Organ-Äquivalentdosis:

$$H_T = \sum_R w_R D_{T,R} \quad \text{Einheit: Sv} \quad (7.162)$$

$D_{T,R}$ ist die mittlere im Organ oder Gewebe T durch Strahlung der Art R erzeugte Energiedosis. Der Strahlungs-Wichtungsfaktor w_R ersetzt den Qualitätsfaktor Q . Die Summe erstreckt sich über alle Strahlungsarten im primären Strahlungsfeld, auf die sich die in Tab. 7.21 aufgeführten Werte von w_R beziehen. Als primäres Feld gilt bei externer Exposition das Strahlungsfeld am Ort des Körpers (bei dessen Abwesenheit), bei interner Exposition das Strahlungsfeld entsprechend den Anfangsenergien der aus Radionukli- den emittierten Teilchen.

Tab. 7.21 Strahlungs-Wichtungsfaktor w_R

Strahlenart und Energiebereich	Strahlungs-Wichtungsfaktor w_R
Photonen, alle Energien	1
Elektronen und Myonen, alle Energien	1
Neutronen-Energie < 10 keV	5
10 keV bis 100 keV	10
> 100 keV bis 2 MeV	20
> 2 MeV bis 20 MeV	10
> 20 MeV	5
Protonen außer Rückstoßprotonen mit Energien > 2 MeV	5
Alphateilchen, Spaltfragmente, schwere Kerne	20

Effektive Dosis (e: effective dose):

$$E = \sum_T w_T H_T \quad \text{Einheit: Sv} \quad (7.163)$$

Die Summe erstreckt sich über bestimmte Organe und Gewebe T. w_T ist der in ICRP 60 (1991) modifizierte Gewebe-Wichtungsfaktor (s. Tab. 7.20).

H_T wird auch als Teilkörperdosis bezeichnet. Da Körperdosen nicht unmittelbar meßbar sind, werden im praktischen Strahlenschutz bei externer Exposition die Orts- und Personendosen überwacht, die als Schätzwerte der Körperdosen konzipiert sind. Diese Begriffe sind definiert durch:

- Ortsdosis: Äquivalentdosis für Weichteilgewebe, gemessen an einem bestimmten Ort
- Personendosis: Äquivalentdosis für Weichteilgewebe, gemessen an einer für die Strahlenexposition repräsentativen Stelle der Körperoberfläche.

Diese allgemeinen Begriffe wurden nach DIN 6814 Teil 3 vorläufig, d.h. bis zur Einführung neuer Meßgrößen im Strahlenschutz (s. 7.8.1.10) für Photonenstrahlung

durch folgende Definition präzisiert: Als Orts- und Personendosis gilt die Photonen-Äquivalentdosis H_X . Diese Größe wurde in Deutschland als Zwischenlösung eingeführt (s. Reich (1980)).

Photonen-Äquivalentdosis:

$$H_X = C_1 J_s \quad \text{mit} \quad C_1 = 38,76 \text{ SvC}^{-1} \text{ kg} (=0,01 \text{ Sv/R}) \quad (7.164)$$

$$\text{bzw.} \quad H_X = C_2 K_a \quad \text{mit} \quad C_2 = 1,141 \text{ SvGy}^{-1} \quad (7.165)$$

Bezüglich der vorläufigen Präzisierung der Meßgrößen für Elektronen-, Beta- und Neutronenstrahlung wird auf DIN 6814 Teil 3 (1985) verwiesen.

7.8.1.10 Neue Meßgrößen im Strahlenschutz

Die neuen im ICRU Report 51 (1993) empfohlenen Meßgrößen bei externer Exposition umfassen verschiedene Meßgrößen für die Orts- und Personendosimetrie. Dabei wird zusätzlich differenziert nach dem Durchdringungsvermögen von Strahlung. Man spricht von

- Strahlung geringer Eindringtiefe (e: weakly penetrating radiation), die im wesentlichen auf die Haut wirkt (Dosis in 0,07 mm Tiefe in der Haut größer als das 10fache der effektiven Dosis), sowie von
- durchdringender Strahlung (e: strongly penetrating radiation), für die der Grenzwert der effektiven Dosis relevant ist (effektive Dosis größer als 1/10 der Dosis in 0,07 mm Tiefe in der Haut).

Die Ortsdosisgrößen sind einerseits in einem Phantom definiert, andererseits aber auf das reale Strahlungsfeld an einem Punkt bezogen. Als einfaches Phantom wurde die (erstmalig im ICRU-Report 19 (1971) beschriebene) ICRU-Kugel gewählt. Sie hat einen Durchmesser von 30 cm und besteht aus weichteilgewebeäquivalentem Material der Dichte 1 g/cm^3 (relative Massenanteile: 76,2% Sauerstoff, 11,1% Kohlenstoff, 10,1% Wasserstoff und 2,6% Stickstoff).

Um jedem Punkt eines Strahlungsfeldes eindeutig einen Dosiswert zuordnen zu können, bedient man sich bei der Definition der Meßgrößen folgender gedanklicher Strahlungsfelder:

- ein aufgeweitetes Strahlungsfeld (e: expanded radiation field) ist ein Strahlungsfeld, das an allen Punkten eines ausreichend großen Volumens die gleiche spektrale und raumwinkelbezogene Teilchenflußdichte besitzt wie das tatsächliche Strahlungsfeld am interessierenden Punkt.
- ein ausgerichtetes und aufgeweitete Strahlungsfeld (e: aligned und expanded radiation field) ist ein Strahlungsfeld einheitlicher Richtung, das an allen Punkten eines ausreichend großen Volumens die gleiche spektrale Teilchenflußdichte besitzt wie das tatsächliche Strahlungsfeld am interessierenden Punkt.

Die Definitionen der neuen Ortsdosis-Meßgrößen lauten:

Die Umgebungs-Äquivalentdosis $H^*(d)$ (e: ambient dose equivalent) am interessierenden Punkt im tatsächlichen Strahlungsfeld ist die Äquivalentdosis im zugehörigen ausgerichteteten und aufgeweiteten Strahlungsfeld in der Tiefe d der ICRU-Kugel auf dem Kugelradius, der dem ausgerichteteten Strahlungsfeld entgegengerichtet ist.

Als Ortsdosis bei durchdringender Strahlung gilt $H^*(10)$ (Äquivalentdosis in der Tiefe $d=10 \text{ mm}$).

Die Richtungs-Äquivalentdosis $H'(d)$ (e: directional dose equivalent) am interessierenden Punkt im tatsächlichen Strahlungsfeld ist die Äquivalentdosis im zugehörigen aufgeweiteten Strahlungsfeld in der Tiefe d der ICRU-Kugel auf einem Kugelradius in der Richtung Ω .

Als Ortsdosis bei Strahlung geringer Eindringtiefe gilt $H'(0,07)$ (Äquivalentdosis in der Tiefe $d=0,07$ mm). Dabei ist die Richtung Ω so zu wählen, daß sie den Maximalwert der Äquivalentdosis an diesem Punkt ergibt.

Für die Personendosimetrie gilt folgende Definition: Die Personendosis $H_p(10)$ für durchdringende Strahlung bzw. $H_p(0,07)$ für Strahlung geringer Eindringtiefe ist die Äquivalentdosis für ICRU-Weichteilgewebe in 10 mm bzw. 0,07 mm Tiefe im menschlichen Körper an der Tragestelle des Personendosimeters.

In Referenzstrahlungsfeldern, die z. B. zur Kalibrierung von Dosimetern verwendet werden, werden in der Regel die wahren Werte der Meßgrößen nicht direkt gemessen.

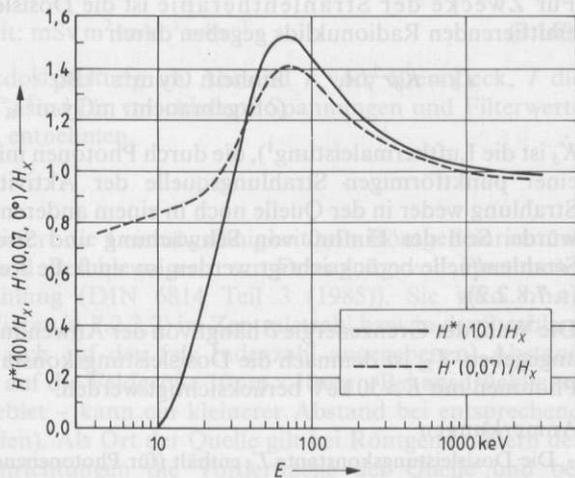


Fig. 7.93
Quotient $H^*(10)/H_x$ und $H'(0,07)/H_x$ für monoenergetische Photonenstrahlung in Abhängigkeit von der Photonenenergie (nach Alberts u. a. (1994))

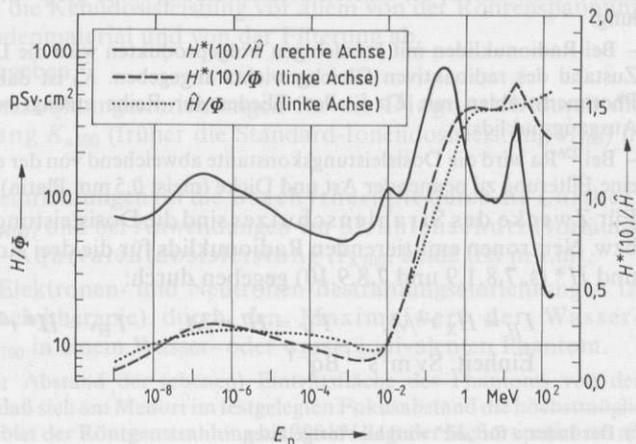


Fig. 7.94
Quotient $H^*(10)/\hat{H}$ (durchgezogen) und Konversionskoeffizienten $H^*(10)/\Phi_n$ und \hat{H}/Φ_n (\hat{H} bisherige Meßgröße) für monoenergetische Neutronen der Fluenz Φ_n in Abhängigkeit von der Neutronenenergie (nach Alberts u. a. (1994))

Man bestimmt bei Photonenstrahlung meistens die Luftkerma, bei Neutronenstrahlung die spektrale Neutronenfluenz und berechnet die Werte der Meßgrößen anschließend mit Hilfe von Konversionskoeffizienten, die in Tabellen vorliegen (s. Tab. T 7.13 und 7.26 in Band 3). Einen Vergleich der alten und neuen Meßgrößen zeigen Fig. 7.93 und 7.94.

7.8.2 Dosimetrische Kenngrößen (K. Hohlfeld, H. Reich)

7.8.2.1 Dosisleistungskonstante

Literatur: DIN 6814 Teil 3 (1985), s. auch Tab. T 7.12 in Band 3

Mit Hilfe der Dosisleistungskonstanten kann näherungsweise die Luftkermaleistung oder die Äquivalentdosisleistung berechnet werden, die von einer radioaktiven Quelle in vorgegebenem Abstand erzeugt wird, wenn die Aktivität und Zusammensetzung der Quelle bekannt sind.

Für Zwecke der Strahlentherapie ist die Dosisleistungskonstante eines Photonen emittierenden Radionuklids gegeben durch

$$\Gamma_{\delta} = \dot{K}_{\delta} r^2 / A, \quad \text{Einheit: Gy m}^2 \text{s}^{-1} \text{Bq}^{-1} \\ \text{(oft gebraucht: mGy m}^2 \text{s}^{-1} \text{GBq}^{-1}) \quad (7.166)$$

\dot{K}_{δ} ist die Luftkermaleistung¹⁾, die durch Photonen mit Energien $E \geq \delta$ im Abstand r von einer punktförmigen Strahlungsquelle der Aktivität A erzeugt würde, wenn die Strahlung weder in der Quelle noch in einem anderen Material absorbiert oder gestreut würde. Soll der Einfluß von Schwächung und Streuung durch die Umhüllung der Strahlenquelle berücksichtigt werden, so muß die Kennosisleistung bestimmt werden (s. 7.8.2.2).

Die Wahl der Grenzernergie δ hängt von der Anwendung ab. Ihr Zahlenwert wird in keV angegeben. Γ_{50} ist demnach die Dosisleistungskonstante eines Radionuklids, wenn alle Photonen mit $E \geq 50$ keV berücksichtigt werden.

Anmerkungen

– Die Dosisleistungskonstante Γ_{δ} enthält (für Photonenenergien $E \geq \delta$) neben der Gammastrahlung auch die Beiträge der charakteristischen Röntgenstrahlung nach Elektroneneinfang und innerer Konversion, der inneren Bremsstrahlung sowie bei β^+ -Strahlern der Vernichtungsstrahlung.

– Bei Radionukliden mit kurzlebigen Folgeprodukten wird die Dosisleistungskonstante für den Zustand des radioaktiven Gleichgewichts angegeben. \dot{K}_{δ} ist dabei die Kermaleistung, die von Photonenstrahlen mit $E \geq \delta$ aller Glieder der Reihe erzeugt wird, und A die Aktivität des Ausgangsnuklids.

– Bei ^{226}Ra wird die Dosisleistungskonstante abweichend von der oben angegebenen Definition für eine Filterung zu nennender Art und Dicke (meist 0,5 mm Platin) angegeben.

Für Zwecke des Strahlenschutzes sind die Dosisleistungskonstanten eines Photonen bzw. Neutronen emittierenden Radionuklids für die drei Äquivalentdosisgrößen H_X , H' und H^* (s. 7.8.1.9 und 7.8.9.10) gegeben durch:

$$\Gamma_H = \dot{H}_X r^2 / A, \quad \Gamma_{H'} = \dot{H}' r^2 / A, \quad \Gamma_{H^*} = \dot{H}^* r^2 / A \quad (7.167)$$

$$\text{Einheit: Sv m}^2 \text{s}^{-1} \text{Bq}^{-1}$$

¹⁾ Der Index a für „air“ wird hier fortgelassen.

Für die Photonen-Äquivalentdosisleistungskonstante Γ_H gilt für alle Nuklide einheitlich die Photonen-Grenzenergie 20 keV. Sollte ausnahmsweise auch Photonenstrahlung mit Energien kleiner als 20 keV zu berücksichtigen sein, so ist deren Beitrag gesondert zu ermitteln.

Mit Gl. (7.165) gilt:

$$\Gamma_H = 1,141 \Gamma_\delta \quad \text{für } \delta = 20 \text{ keV} \quad (7.168)$$

Die Dosisleistungskonstanten $\Gamma_{H'}$ und Γ_{H^*} können entsprechend den Definitionen von H' und H^* berechnet werden.

Dosisleistungskonstanten einiger gebräuchlicher Radionuklide sind in Tab. T 7.12b in Band 3 wiedergegeben, ausführlichere Daten s. Tschurlovits u. a. (1992).

Für Berechnungen zum Strahlenschutz an medizinischen Röntgenanlagen bis 300 kV (DIN 6812 Entw. (1994)) wurde die Äquivalentdosisleistungskonstante Γ_R eingeführt, definiert durch den Quotienten

$$\Gamma_R = \dot{H}_X r^2 / I, \quad \text{Einheit: mSv m}^2 \text{mA}^{-1} \text{min}^{-1} \quad (7.169)$$

\dot{H}_X ist die Photonen-Äquivalentdosisleistung im Abstand r vom Brennfleck, I die Röhrenstromstärke. Werte von Γ_R sind für verschiedene Spannungen und Filterwerte Diagrammen des Normblattes zu entnehmen.

7.8.2.2 Kenndosisleistung

Die Kenndosisleistung charakterisiert die Leistungsfähigkeit von Röntgeneinrichtungen, Gammastrahlungsquellen und Beschleunigern zur Erzeugung von Photonen-, Elektronen- und Neutronenstrahlung (DIN 6814 Teil 3 (1985)). Sie wird ohne Streukörper oder Ausgleichsfilter (s. 7.2.2.2) im Zentralstrahl bzw. in der Strahlenfeldachse gemessen und bezieht sich auf den (als Indexzahl angegebenen) Abstand 100 cm von der Quelle und meist auf die Feldgröße 10 cm \times 10 cm. (Bei ausdrücklicher Angabe – z. B. im Weichstrahlgebiet – kann ein kleinerer Abstand bei entsprechend kleinerer Feldgröße gewählt werden). Als Ort der Quelle gilt bei Röntgenstrahlern der Fokus, bei Gammastrahlungseinrichtungen die Vorderfläche der Quelle und bei Beschleunigern der nominelle Röntgenstrahlen- bzw. Elektronenquellpunkt (s. 7.8.2.6). Bei Röntgenstrahlern hängt die Kenndosisleistung vor allem von der Röhrenspannung und -stromstärke, vom Anodenmaterial und von der Filterung ab.

Die Kenndosisleistung ist gegeben

- bei Röntgen- und Gammastrahlungseinrichtungen für die Diagnostik durch die erzeugte Luftkermaleistung \dot{K}_{a100} (früher die Standard-Ionendosisleistung \dot{J}_{s100}) in Luft,
- bei Gamma-Bestrahlungseinrichtungen für die Brachytherapie durch die Luftkermaleistung \dot{K}_{a100} (früher \dot{J}_{s100}) und bei Anwendungen im Strahlenschutz (vorläufig noch) durch die Photonen-Äquivalentdosisleistung H_{X100} , beide frei in Luft,
- bei Röntgen-, Gamma-, Elektronen- und Neutronen-Bestrahlungseinrichtungen in der Therapie (außer Brachytherapie) durch den Maximalwert der Wasser-Energiedosisleistung \dot{D}_{w100} in einem Wasser- oder wasseräquivalenten Phantom.

Im letztgenannten Fall ist der Abstand der (ebenen) Eintrittsfläche des Phantoms von der Strahlungsquelle so zu wählen, daß sich am Meßort im festgelegten Fokusabstand die höchstmögliche Dosisleistung ergibt. Im Gebiet der Röntgenstrahlung bis 300 kV liegt der Meßort praktisch an

der Phantomboberfläche. Das Phantom muß so groß sein, daß eine weitere Vergrößerung der Abmessungen den Meßwert D_{w100} nicht mehr verändert.

In der Röntgendiagnostik (s. o.) dient die Kenn dosisleistung \dot{K}_{a100} auch als Ausgangsgröße für die Abschätzung von Strahlenexpositionen beim Betrieb einer Röntgenanlage. Zu Vergleichszwecken wird sie für einen Röhrenstrom von 1 mA angegeben (DIN 6809 Teil 3 (1990)).

7.8.2.3 Dosisflächenprodukt

Das Dosisflächenprodukt P (vor 1992 „Flächendosisprodukt“ genannt) liefert ein Maß für die Strahlenexposition von Patienten in der Röntgendiagnostik (DIN 6819 (1991)). Es soll den Arzt veranlassen, den Bildausschnitt nicht größer als notwendig zu wählen. Das Dosisflächenprodukt ist das Integral der Luftkerma K_a über eine Querschnittsfläche F durch das Strahlenfeld:

$$P = \int_F K_a dF, \quad \text{Einheit: Gy m}^2 \text{ (oft gebraucht: } \mu\text{Gy m}^2\text{)}$$

7.8.2.4 Relative biologische Wirksamkeit (RBW) einer Strahlenart

(e: relative biological effectiveness, RBE)

Die RBW einer Strahlenart X für einen biologischen Endpunkt u (z. B. einen vorgegebenen Wert der Überlebenswahrscheinlichkeit einer Zellenart) ist durch das Verhältnis zweier Energiedosen in dem betreffenden Gewebe definiert:

$$R_u = (D_{\text{ref}}/D_X)_u$$

D_{ref} ist die Referenz-Energiedosis einer anzugebenden Vergleichsstrahlung (meist Cobalt-60-Gammastrahlung oder 250 kV-Röntgenstrahlung), durch die unter sonst gleichen Bedingungen die gleiche biologische Wirkung u hervorgerufen wird wie durch die Energiedosis D_X der Strahlenart X.

Da als Bezugsstrahlung eine Strahlung gewählt wurde, die – bezogen auf die erzeugte Energiedosis – biologisch wenig wirksam ist, sind die RBW-Werte der meisten anderen Strahlenarten (Neutronen, Protonen usw.) größer oder gleich eins. (Ausnahme: hochenergetische Photonen- und Elektronenstrahlung.)

Literatur: RBE Committee (1963), ICRU 30 (1979), ICRU 40 (1986), ICRP 60 (1991).

7.8.2.5 Dosisverteilungen, Dosisverhältnisse und Streuzusätze

Literatur: *Begriffe*: DIN 6814 Teil 8 Entw. (1994), ICRU 24 (1976) u. 30 (1979); Tabellen und Kurven: Wachsmann u. Drexler (1976), Brit. J. Radiol. Suppl. 17 (1983).

Die hier zu beschreibenden Begriffe beziehen sich in erster Linie auf Anwendungen in der Strahlentherapie. Unter der Energiedosis D ist im folgenden die Wasser-Energiedosis D_w zu verstehen.

Als geometrische Dosisverteilung wird die Zuordnung von Dosis- oder Dosisleistungswerten zu interessierenden Punkten in einem Körper bezeichnet. Dosisverteilungen werden in 7.8.4.1 und 7.8.6.1 behandelt. Zu ihrer Beschreibung dienen folgende Begriffe.

Die Gewebe-Oberflächendosis ist die Wasser-Energiedosis D_0 in der Tiefe 0,07 mm, die als repräsentativ für Strahlenwirkungen in der Geweboberfläche angesehen wird.

Die Tiefendosisverteilung ist die geometrische Dosisverteilung auf der Strahlenfeldachse (s. 7.8.2.6) innerhalb eines bestrahlten Körpers. Meistens werden normierte (prozentuale)

Tiefendosen angegeben, die sich auf das Energiedosismaximum oder eine angegebene Bezugstiefe beziehen. Sie gelten für einen konstanten Fokus-Phantomoberflächen-Abstand, der angegeben werden muß.

Das Energiedosismaximum ist der Höchstwert der Energiedosis entlang der Strahlenfeldachse. In Wasser befindet es sich z. B. für ^{60}Co -Gammastrahlung in 0,5 cm Tiefe, für 15-MV-Bremsstrahlung in etwa 2,5 cm Tiefe.

Die im folgenden genannten Begriffe für Dosisverhältnisse und Streuzusätze sind nur anwendbar auf Photonenstrahlung. Die in Tabellen und Diagrammen angegebenen Werte sind in der Regel gültig für Punkte auf der Strahlenfeldachse und für Phantome mit bestimmten Abmessungen (s. 7.8.4.4).

Alle als „Verhältnis“ definierten Größen enthalten Quotienten zweier Dosen, die sich auf den gleichen Fokus-Meßort-Abstand und die gleiche Feldgröße, jedoch auf verschiedene Tiefen im Phantom bzw. auf eine Tiefe im Phantom und eine rezeptorfremie Aufstellung in Luft beziehen. (Dagegen bezieht sich der Streufaktor – s. unten – auf verschiedene Dosiskomponenten in einer bestimmten Tiefe im Phantom.)

Als Streuzusatz wird die Teildosis D_s bezeichnet, die von der Photonenstreustrahlung herrührt. Sie ist gleich der Differenz zwischen der Gesamtdosis D und der Teildosis D_{pr} , die von der Primärstrahlung erzeugt wird. Die Größe D_{pr} kann experimentell durch die Dosismessung bei Verkleinerung der Feldgröße und Extrapolation auf „Feldgröße null“ bestimmt werden. Bezogen auf die Tiefe z gilt:

$$D_s(z) = D(z) - D_{pr}(z).$$

Das Gewebe-Luft-Verhältnis (e : tissue-air ratio, TAR) ist gegeben durch

$$T_A(z) = D(z)/D_{\Delta m}. \quad (7.170)$$

$D(z)$ ist die Energiedosis in einem Körper (Phantom) an einem Ort in der Tiefe z , $D_{\Delta m}$ die Energiedosis, die die Photonenstrahlung in dem mit dem betrachteten Ort zusammenfallenden Zentrum einer kleinen, frei in Luft befindlichen Kugel der Masse Δm des Phantommateriale erzeugt. Dabei soll der Radius von Δm gleich der Reichweite der energiereichsten, von der Photonenstrahlung in dem Material ausgelösten Sekundärelektronen sein. In den Wert von $D_{\Delta m}$ ist der Dosisbeitrag durch in der Masse Δm erzeugte Streustrahlung mit einzubeziehen (s. Henry (1974, 1982)).

Der Anwendungsbereich des Gewebe-Luft-Verhältnisses ist beschränkt auf Photonenstrahlung mit Grenzenergien bis zu 3 MeV. Das Gewebe-Luft-Verhältnis wird für die Feldgröße am interessierenden Ort angegeben im Gegensatz zum Vorgehen bei Tiefendosisverteilungen, für die die Feldgröße an der Körperoberfläche (Phantomoberfläche, d. h. bei $z=0$) maßgebend ist.

Eine einfachere, für Computer-Berechnungen geeignete Definition des TAR lautet:

$$T_A(z) = K_a(z)/K_a(\text{Luft}), \quad (7.171)$$

wobei $K_a(z)$ und $K_a(\text{Luft})$ die Luftkerma im Wasserphantom in der Tiefe z bzw. frei in Luft am gleichen Ort (d. h. insbesondere im gleichen Abstand vom Fokus) bedeuten. Der Wert von $T_A(z)$ nach Gl. (7.171) kann von dem Wert nach Gl. (7.170) geringfügig abweichen; für die Praxis ist der Unterschied im allg. bedeutungslos.

Das Gewebe-Phantom-Verhältnis (e : tissue-phantom ratio, TPR) wird anstelle des TAR für Messungen nur im Phantom bei Photonen-Grenzenergien ab 1 MeV benutzt:

$$T_P(z) = D(z)/D(z_0). \quad (7.172)$$

$D(z)$ ist die Energiedosis in der Tiefe z , $D(z_0)$ die Energiedosis am gleichen Ort (d. h. im gleichen Abstand vom Fokus) und bei der gleichen Feldgröße, jedoch in der anzugebenden Bezugstiefe z_0 im Phantom, das entsprechend zu verschieben ist.

Das meist auf Ionisationskammeranzeigen $M(z)$ bezogene „tissue-phantom ratio“ $\text{TPR}_{10}^{20} = M(20\text{ cm})/M(10\text{ cm})$ dient als Strahlungsqualitätsindex Q zur Kennzeichnung der Strahlenqualität ultraharter Röntgenstrahlung (s. 7.8.4.2e).

Das Gewebe-Maximum-Verhältnis (e: tissue-maximum ratio TMR) ist gleich dem Gewebe-Phantom-Verhältnis für den Fall, daß als Bezugsstiefe $z_{D_{\max}}$ des Energiedosismaximums gewählt wird:

$$T_M(z) = D(z)/D(z_{D_{\max}}). \quad (7.173)$$

Der Streufaktor an einem interessierenden Ort in einem Körper (Phantom) ist der Quotient aus der Energiedosis $D(z)$, die durch Primärstrahlung plus Streustrahlung aus dem Körper in der Tiefe z erzeugt wird, und der Teildosis $D_{\text{pr}}(z)$ die durch Primärstrahlung allein erzeugt würde (s. o. bei „Streuzusatz“):

$$f_s(z) = D(z)/D_{\text{pr}}(z) = \frac{D_{\text{pr}}(z) + D_s(z)}{D_{\text{pr}}(z)} \quad (7.174)$$

Der Rückstreufaktor ist für Photonenstrahlung mit Grenzenergien bis zu 0,4 MeV gleich dem Streufaktor in der Tiefe z_1 , in welcher der durch Sekundärelektronen bewirkte Dosisaufbau abgeschlossen ist (bei 0,4 MeV ist $z_1 \approx 1,2\text{ mm}$). Er wird mit dem Symbol B bezeichnet:

$$B = D(z_1)/D_{\text{pr}}(z_1). \quad (7.175)$$

Für Computer-Berechnungen einfacher ist die der Gl. (7.171) entsprechende, praktisch zu demselben Zahlenwert führende Beziehung

$$B = K_a(0)/K_a(\text{Luft}), \quad (7.176)$$

in der $K_a(0)$ die Luftkerma an der Oberfläche ($z=0$) bedeutet. (Zahlenwerte des Rückstreufaktors s. 7.8.4.1).

Der Maximum-Streufaktor ist für Photonenstrahlung mit Grenzenergien größer als 0,4 MeV der Streufaktor am Ort des Tiefendosismaximums:

$$\hat{B} = D(z_{D_{\max}})/D_{\text{pr}}(z_{D_{\max}}). \quad (7.177)$$

7.8.2.6 Kennzeichnung von Strahlenfeldern in der Therapie und Diagnostik

Literatur: s. 7.8.2.5 und DIN 6809 Teil 3 (1990)

Der Fokus ist die als punktförmig idealisierte Primärstrahlungsquelle.

Das Strahlenfeld (bisher auch Nutzstrahlenbündel genannt) umfaßt die Gesamtheit aller vom Fokus ausgehenden Strahlen innerhalb eines Raumes, der durch die Verbindungsgerade zwischen dem Fokus und den wirksamen Kanten des Blendensystems gebildet wird. Es wird durch die Feldgröße (s. u.) beschrieben. (Im Unterschied dazu bezeichnet der allgemeinere Begriff Strahlungsfeld einen „Raumbereich, der von ionisierender Strahlung durchsetzt wird“.)

Die Strahlenfeldachse ist der geometrische Strahl, der vom Fokus ausgehend durch die Mitte der Feldfläche verläuft.

Der Zentralstrahl ist der geometrische Strahl, der vom Fokus ausgehend durch den Mittelpunkt der Feldfläche des größten einblendbaren Strahlenfeldes verläuft.

Als Feldebene wird eine Ebene senkrecht zum Zentralstrahl in anzugebendem Abstand vom Fokus bezeichnet.

Die Hauptebene steht senkrecht zur Feldebene. Sie enthält die Strahlenfeldachse und eine Parallele zu einer der wirksamen Kanten des Blendensystems.

Die Feldfläche ist die Schnittfläche des Strahlenfeldes mit einer Feldebene.

Die Feldgröße beschreibt die Größe eines Strahlenfeldes durch Angabe einer charakteristischen Fläche in einer anzugebenden Feldebene.

Die geometrische Feldgröße wird in einem anzugebenden Abstand vom Fokus bei rechteckigen und kreisförmigen Feldern als Feldlänge mal Feldbreite bzw. als Felddurchmesser angegeben.

Als dosimetrische Feldgröße wird die Feldgröße bezeichnet, bei der die interessierende Fläche durch die 50%-Isodosenkurve in der betrachteten Feldebene eingegrenzt ist, wobei die Dosisquerverteilung auf die Energiedosis auf der Strahlenfeldachse in der gleichen Feldebene normiert ist.

Anmerkung: Bei ultraharter Photonenstrahlung unterscheiden sich die geometrische und die dosimetrische Feldgröße nur unwesentlich.

Die Nennfeldgröße ist die Feldgröße im normalen Bestrahlungsabstand.

In der Diagnostik wird für die Dosismessgrößen entlang der Feldachse in Luft die Luftkerma K_a benutzt:

Die Einfalldosis K_E ist die Luftkerma am Ort der Strahleneintrittsfläche des Patienten, jedoch ohne Patient oder Phantom, d. h. ohne den Beitrag der Rückstreuung.

Die Oberflächendosis K_O ist die Luftkerma am gleichen Ort, jedoch mit Patient oder Phantom, d. h. unter Einschluß des Beitrags der Rückstreuung: Es gilt $K_O = K_E \cdot B$, vgl. Gl. (7.176). Daneben wird in der Diagnostik zur Ermittlung von Organdosen auch die als Wasser-Energiedosis gemessene Gewebe-Oberflächendosis nach 7.8.2.5 benutzt.

Die Austrittsdosis K_A ist die Luftkerma unmittelbar an der Strahlenaustrittsfläche des Patienten. Die Transmissionsdosis K_T ist die am Ort der Austrittsdosis (d. h. vor dem Strahlenraster) gemessene Luftkerma ohne Patienten, jedoch mit einem in der Nähe des Strahlerkopfes angebrachten Aluminium-Prüfkörper. Die Bildempfängerdosis K_B ist die Luftkerma am Ort der bildwandelnden Schicht.

7.8.2.7 Begriffe zur Anzeige und Kalibrierung von Meßgeräten

Literatur: DIN 1319 Teil 1 (1995), Reich Hrsg. (1990)

Die Anzeige M eines Meßgerätes („angezeigter Meßwert“, e : indication of a measuring instrument) wird üblicherweise in der Einheit der zu messenden Größe angegeben. Nach Multiplikation mit dem Kalibrierfaktor und Anbringung von Korrekturen (s. 7.8.4.2) wird aus dem Anzeigewert der Meßwert (e : measured value). Der Meßwert ist der gemessene spezielle Wert einer Meßgröße, er wird als Produkt aus Zahlenwert und Einheit angegeben. Er stellt einen Schätzwert des wahren Wertes der Meßgröße dar und wird aus der Anzeige nach Anwendung aller relevanten Korrekturen erhalten.

Die Anzeige M ist grundsätzlich unkorrigiert. Gelegentlich wird aber auch der Begriff korrigierte Anzeige für eine Wertangabe benutzt, die bezüglich bestimmter Einflußgrößen (z. B. Luftdichte und unvollständige Sättigung, s. 7.8.4.2) korrigiert ist.

Der Anzeigebereich ist der Bereich aller Werte der Meßgröße, die an dem Gerät abgelesen werden können. Der Meßbereich ist derjenige (in der Regel kleinere) Bereich von Meßwerten, in dem vereinbarte oder garantierte Fehlergrenzen (s. 7.8.2.8) nicht überschritten werden.

Das Ansprechvermögen R (e : response) ist das Verhältnis der beobachteten Anzeige M des Meßgerätes zu dem Wert der sie verursachenden Meßgröße. Das Ansprechvermögen bei Bezugsbedingungen der Einflußgrößen (s. 7.8.2.8) ist gleich dem Kehrwert des Kalibrierfaktors (s. u.).

Die Meßabweichung ist die Differenz „angezeigter Meßwert minus richtiger Wert“ (e : error of indication). Als der konventionell richtige Wert gilt der mit einem Referenzgerät (Normalmeßgerät) gemessene Größenwert. Die Bestimmung des wahren Wertes ist das in voller Strenge nicht erreichbare Ziel der metrologischen Bemühungen.

Als Eigenabweichung (e : intrinsic error) wird die Meßabweichung bei Bezugsbedingungen, als Eigenfehler die Abweichung des Ansprechvermögens von seinem Sollwert bei Bezugsbedingungen bezeichnet.

Kalibrieren ist das Feststellen des Zusammenhangs zwischen der Anzeige des Meßgerätes und dem richtigen (oder als richtig geltenden) Wert der Meßgröße. Durch das Kalibrieren wird der Kalibrierfaktor ermittelt oder geprüft (Ausführung einer Kalibrierung s. 7.8.4.4). Der Kalibrierfaktor N (Dimension 1; in anderen Gebieten der Metrologie auch Kalibrierkonstante genannt) ist der Faktor, mit dem die Anzeige M des Dosimeters bei Bezugsbedingungen multipliziert werden muß, um den richtigen Wert der Meßgröße zu erhalten, z. B. die Energiedosis: $D = N \cdot M$.

7.8.2.8 Einflußgrößen, Bezugsbedingungen, Fehlergrenzen und Meßunsicherheit

Literatur wie bei 7.8.2.7, dazu: DIN 1319 T. 3 Entw. (1995), DIN Hrsg. (1994): Internationales Wörterbuch der Metrologie, Seiler Hrsg. (1983), ISO Publication (1993).

Einflußgrößen sind Größen, die nicht Gegenstand der Messung sind, aber in unerwünschter Weise die Anzeige eines Meßgerätes beeinflussen. Sie werden, soweit bekannt, durch Korrekturen berücksichtigt (s. u.). Es lassen sich unterscheiden

- von außen einwirkende Störgrößen (Temperatur, Luftfeuchte, Netzspannung usw.)
- Störgrößen, die aus dem Gerät stammen (Selbstablauf, Nullpunktwanderung, Alterung der Bauteile, Anlaufzeit usw.),
- Störgrößen durch Geräteeigenschaften (Richtungsabhängigkeit des Ansprechvermögens, Strahlungsqualität, Dosisleistung bei Dosismessungen usw.),
- Störgrößen, die beim Einbringen des Detektors in das Umgebungsmaterial entstehen, z. B. Materialverdrängung und -ersetzung, Einfluß der Bestrahlungsfeldgröße usw.

Der Bezugswert (Referenzwert, e : reference value) ist derjenige Wert einer Einflußgröße, auf den sich die Kalibrierung bezieht (s. 7.8.4.4). Als Bezugswerte im erweiterten Sinn gelten auch Daten wie die Strahlungsqualität und die Meßtiefe in einem Phantom; für die Abweichungen davon werden in der Regel tabellierte Korrekturfaktoren angegeben, z. B. k_Q und k_E (s. 7.8.4.2).

Alle Bezugswerte zusammen stellen die Bezugsbedingungen dar. Bei einer Kalibrierung werden so viele Bezugswerte wie möglich eingehalten; nicht immer herstellbar und dann durch Korrekturen zu berücksichtigen sind z. B. der Luftdruck und die Temperatur.

Die vom Hersteller des Dosimeters in bezug auf die Einflußgröße angegebenen Fehlergrenzen (Garantiefehlergrenzen) sind die gewährleisteten Änderungen des Ansprechvermögens, wenn sich eine Einflußgröße innerhalb des Gebrauchsbereiches (s. u.) ändert und alle anderen Einflußgrößen konstant sind. Werden (symmetrische) relative Fehlergrenzen mit $g\%$ angegeben, dann muß die relative Änderung des Ansprechvermögens in dem Bereich von $-g\%$ bis $+g\%$ liegen. Als Garantiefehlergrenzen werden zwischen dem Hersteller und dem Käufer eines Geräts oft die in den Normen festgelegten Fehlergrenzen vereinbart.

Eine wichtige Kenngröße für Dosimeter ist der für jede Einflußgröße anzugebende Nenngebrauchsbereich (auch vorgesehener Bereich, s. Seiler Hrsg. (1983)). Er ist der Bereich einer Einflußgröße, innerhalb dessen diese sich ändern darf, ohne daß die dadurch hervorgerufene Änderung des Ansprechvermögens die Garantiefehlergrenzen überschreitet.

Korrekturen. Bei Bezugsbedingungen ist eine Meßgröße durch das Produkt aus dem Kalibrierfaktor N und der Anzeige M gegeben (s. 7.8.2.7). Bei Meßbedingungen sind die oben genannten Einflußgrößen wirksam; wie sie in der Dosimetrie durch Korrekturen berücksichtigt werden, wird in 7.8.4.2 behandelt. Jede Messung ist mit einer Meßunsicherheit verbunden, die sich aus mehreren Komponenten zusammensetzt (s. ISO Publ. (1993)). Ein Beispiel für die Bestimmung der Gesamt-Meßunsicherheit bei einer Energiedosisbestimmung findet sich in Reich, Hrsg. (1990) Anh. B.

7.8.3 Theoretische Grundlagen der Dosimetrie (K. Hohlfeld, H. Reich)

Die Ausführungen dieses Abschnitts beziehen sich auf die Dosimetrie der Photonen- und Elektronenstrahlung in allen Anwendungen, bezüglich der Grundlagen auch auf die Anwendungen im Strahlenschutz. Die Strahlenschutzdosimetrie im engeren Sinne wird nicht behandelt. Die Ausführungen sind auf Neutronenstrahlung übertragbar, wenn die von den Neutronen ausgelösten Kernreaktionen mitberücksichtigt werden.

7.8.3.1 Wechselwirkungen indirekt ionisierender Strahlung mit Materie, Beziehungen zwischen den Dosisgrößen

Bei der indirekt ionisierenden Strahlung (Photonen, Neutronen) wird die Energie in zwei Stufen übertragen (s. Fig. 7.95). In der ersten Stufe werden durch Wechselwirkung mit den Atomen geladene Teilchen in Gang gesetzt: bei Photonen meist ein Sekundärelektron oder ein Elektron-Positron-Paar, bei Neutronen z. B. ein Rückstoßproton. In der zweiten Stufe übertragen die Sekundärteilchen längs ihres Weges den Hauptteil ihrer Energie durch Ionisation und Anregung auf das Material. Bei schnellen Sekundärelektronen wird ein Bruchteil der Energie in Photonenstrahlung zurückverwandelt (Bremsstrahlungserzeugung).

Als Dosisgrößen in Verbindung mit der ersten Stufe der Wechselwirkung (s. das Flußdiagramm Fig. 7.96) wurden die Kerma K und früher die nur auf Photonenstrahlung in Luft bezogene Standard-Ionendosis J_s bzw. Exposure X eingeführt (s. 7.8.1.3 bis 7.8.1.6). (In die gleiche Kategorie gehören die nur in der Theorie benutzten Größen „Energiedosis bei Sekundärelektronengleichgewicht“ D^{SEG} und die ihr gleiche „Stoßkerma“ K^{col} , s. u.).

Als Dosisgrößen der zweiten Stufe der Wechselwirkung, die das eigentliche Ziel der Dosimetrie darstellen, dienen die Energiedosis D , die Ionendosis J (inzwischen seltener verwendet) und (für Strahlenschutz Zwecke) die Äquivalentdosis H .

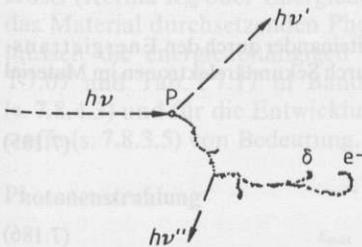


Fig. 7.95 Stufen der Wechselwirkung eines Photons mit Materie. 1. Stufe: das Photon $h\nu$ löst im Punkt P einen Comptonprozeß aus. 2. Stufe: Das angestoßene Sekundärelektron e^- überträgt seine Energie in der Umgebung von P durch Ionisation und Anregung überwiegend direkt, zum kleineren Teil über δ -Elektronen auf das Medium. $h\nu'$ gestreutes Compton-Photon, $h\nu''$ vom Sekundärelektron erzeugtes Bremsstrahlungsphoton; die Energie dieser Photonen wird nicht als Teil der „lokal deponierten Energie“ angesehen

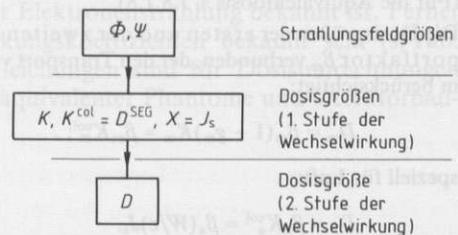


Fig. 7.96 Flußdiagramm des Übergangs von den Strahlungsfeldgrößen für Photonenstrahlung (Fluenz Φ , Energiefluenz Ψ) zu den Dosisgrößen. Die Dosisgrößen der 1. Stufe der Wechselwirkung (für ein bestimmtes Material) können aus den (spektralen) Strahlungsfeldgrößen berechnet werden. Die Bestimmung der Energiedosis D erfordert außerdem die Berücksichtigung des (räumlichen) Energietransportes der geladenen Sekundärteilchen

Die Energiedosis ist der Kerma annähernd gleich, solange der Energietransport der geladenen Sekundär- und Tertiärteilchen in Strahlrichtung klein gegen den Energietransport der Primärstrahlung ist. Das trifft in leichten Stoffen zu für Röntgenstrahlung mit Erzeugungsspannungen bis zu etwa 400 kV und für Neutronenstrahlung mit Energien bis zu etwa 10 MeV: Bis zu diesen Energiegrenzen beträgt die praktische Reichweite der geladenen Sekundärteilchen (Elektronen bzw. Protonen) in Wasser weniger als etwa 1 mm, d. h. im Abstand von mehr als 1 mm von einer Grenzfläche gilt (mit einem Fehler kleiner als 10^{-3}):

$$D_w = K_w. \quad (7.178)$$

Speziell für Photonenstrahlung sind die folgenden Beziehungen von Bedeutung:

Zwischen den Dosisgrößen der ersten Stufe (mit Index m für ein beliebiges Material, Index a für Luft, „air“) bestehen die z. T. schon in 7.8.1.3 angegebenen Beziehungen

$$K_m = K_m^{\text{col}} + K_m^{\text{rad}}, \quad (7.179)$$

$$K_m^{\text{col}} = (1 - g_m)K_m, \quad (7.180)$$

$$K_m^{\text{col}} = D_m^{\text{SEG}}, \quad (7.181)$$

speziell für Luft:

$$K_a^{\text{col}} = (W/e)J_s = (W/e)X, \quad (7.182)$$

$$K_a = (1 - g_a)^{-1}(W/e)J_s. \quad (7.183)$$

Der Faktor $(1 - g_m)$ berücksichtigt die Bremsstrahlungserzeugung der Sekundärelektronen im Material m. W/e ist die Ionisierungskonstante für trockene Luft (s. 7.1.3.5).

Zwischen den beiden auf Luft bezogenen Dosisgrößen der zweiten Stufe besteht die Beziehung

$$D_a = (W/e)J. \quad (7.184)$$

(Für die Äquivalentdosis s. 7.8.1.8).

Die Dosisgrößen der ersten und der zweiten Stufe sind miteinander durch den Energietransportfaktor β_m verbunden, der den Transport von Energie durch Sekundärelektronen im Material m berücksichtigt:

$$D_m = \beta_m(1 - g_m)K_m = \beta_m K_m^{\text{col}}, \quad (7.185)$$

speziell für Luft:

$$D_a = \beta_a K_a^{\text{col}} = \beta_a (W/e)J_s. \quad (7.186)$$

Die Zahlenwerte für g betragen für ^{60}Co -Gammastrahlung für die Stoffe Wasser, Luft, PMMA und Graphit 0,0028, 0,0031, 0,0025 und 0,0026 (berechnet nach Allisy (1967) mit Daten aus ICRU 37 (1984) von Roos, priv. Mitt., s. Reich, Hrsg. (1990), S. 359). g -Werte für Wasser und Luft für weitere Energien s. Tab. T 7.10 in Band 3.

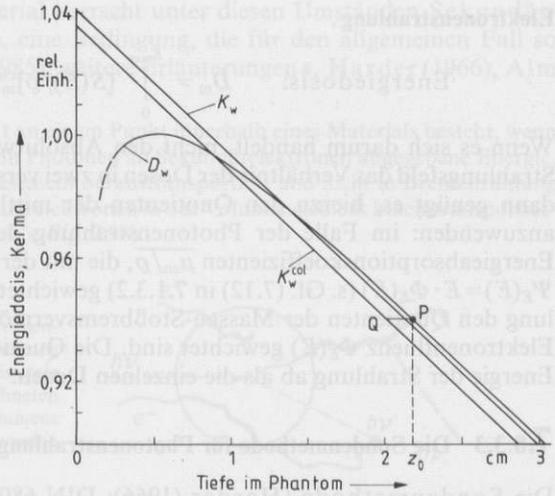
Die Zahlenwerte für β im Gebiet des Quasigleichgewichts (s. u.) betragen nach Nilsson u. Brahme (1983) für ein $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ -Feld von ^{60}Co -Gammastrahlung in Luft 1,005; dieser Wert dürfte auch etwa für die anderen Stoffe zutreffen, so daß sich für das Produkt $\beta(1 - g)$ für alle vier Stoffe ein Wert von etwa 1,002 ergibt. Unter 1 MeV gehen die g -Werte gegen Null (s. Henry (1982)), die β -Werte gegen eins und damit $\beta(1 - g)$ ebenfalls gegen eins.

In Fig. 7.97 ist schematisch dargestellt, wie sich beim Eintritt eines Photonenstrahlenfeldes in einen Körper die Zahlenwerte der verschiedenen Dosisgrößen ändern. Nur in einem schmalen Bereich

Fig. 7.97

Verlauf der Wasser-Energiedosis D_w , der Wasser-Stoßkerma K_w^{col} und der Wasser-Kerma K_w beim Eintritt von ultraharter Photonenstrahlung aus dem Vakuum in ein Wasserphantom

Nach dem Abschluß des Dosisaufbaus (Erreichen des Quasigleichgewicht-Gebietes) in der Tiefe z_0 ist die Energiedosis an einem Punkt P gleich der Stoßkerma an einem Punkt Q stromaufwärts. Die Zahlenwerte an der Ordinate (Relativwerte, bezogen auf das Tiefendosismaximum) und der Abszisse beziehen sich auf ^{60}Co -Strahlung (s. IAEA 96 (1965))



um das Maximum der Tiefendosiskurve herum besteht „Sekundärelektronengleichgewicht“ (s. 7.8.3.3). Von Quasigleichgewicht oder Fließgleichgewicht spricht man im Gebiet jenseits des Maximums einer Tiefendosiskurve, in dem der Quotient $D/K^{\text{col}} = \beta$ konstant ist. (s. Reich, Hrsg. (1990) 203f).

7.8.3.2 Berechnung der Kerma und der Energiedosis aus den Strahlungsfeldgrößen für Photonen- und Elektronenstrahlung

Literatur: Lehrbücher Johns u. Cunningham (1983), Reich, Hrsg. (1990)

Die folgenden Gleichungen erlauben die Berechnung der in einem Material m erzeugten Dosis (Kerma K_m oder Energiedosis D_m), wenn die spektrale Fluenz Φ_E (s. 7.1.2.3) der das Material durchsetzenden Photonen- oder Elektronenstrahlung bekannt ist. Ferner müssen die energieabhängigen Wechselwirkungskoeffizienten bekannt sein (s. Tab. T7.07 und Tab. T7.17 in Band 3). Die Gleichungen sind für Dosisumrechnungen (s. 7.8.4.3) und für die Entwicklung materialäquivalenter Phantome und Detektorbaustoffe (s. 7.8.3.5) von Bedeutung.

Photonenstrahlung

$$\text{Kerma: } K_m = \int_0^{E_{\text{max}}} [\mu_{\text{tr}}(E)/\rho]_m \cdot E \cdot \Phi_E(E) \cdot dE \quad (7.187)$$

Energiedosis (in Kermanäherung, dadurch gekennzeichnet, daß in Gl. (7.185) näherungsweise $\beta_m = 1$ und $D_m = K_m^{\text{col}}$ gesetzt wird):

$$D_m = \int_0^{E_{\text{max}}} [\mu_{\text{en}}(E)/\rho]_m \cdot E \cdot \Phi_E(E) \cdot dE \quad (7.188)$$

Der Integrand stellt die im Material m erzeugte spektrale Energiedosisverteilung $dD_m(E)/dE$ dar.

Elektronenstrahlung

$$\text{Energiedosis: } D_m = \int_0^{E_{\max}} [S(E)/\rho]_m^{\text{col}} \cdot \Phi_E(E) \cdot dE. \quad (7.189)$$

Wenn es sich darum handelt, nicht den Absolutwert der Dosis, sondern im gleichen Strahlungsfeld das Verhältnis der Dosen in zwei verschiedene Materialien zu bestimmen, dann genügt es, hierzu den Quotienten der mittleren Wechselwirkungskoeffizienten anzuwenden: im Falle der Photonenstrahlung den Quotienten der beiden Massen-Energieabsorptionskoeffizienten $\overline{\mu_{\text{en}}/\rho}$, die mit der spektralen Photonen-Energiefluenz $\Psi_E(E) = E \cdot \Phi_E(E)$ (s. Gl. (7.12) in 7.1.3.2) gewichtet sind, im Falle der Elektronenstrahlung den Quotienten der Massen-Stoßbremsvermögen $[\overline{S}/\rho]^{\text{col}}$, die mit der spektralen Elektronenfluenz $\Phi_E(E)$ gewichtet sind. Die Quotienten hängen weniger stark von der Energie der Strahlung ab als die einzelnen Dosen.

7.8.3.3 Die Sondenmethode für Photonenstrahlung mit Grenzenergien bis 3 MeV

Die Sondenmethode (Harder (1966); DIN 6800, Teil 1 u. 2 (1980, 1995)) besteht darin, die von einer Sonde gelieferte Sondenmaterial-Energiedosis, kurz Sondendosis, in die Energiedosis im umgebenden Material bei Abwesenheit der Sonde umzurechnen. Die Sondendosis kann entweder absolut bestimmt oder durch Kalibrierung der Anzeige mit Hilfe eines Normaldosimeters gewonnen werden. Bei der Arbeit mit kalibrierten Sonden genügt in vielen Fällen die Anwendung der üblichen Korrekturen für Luftdichte, Strahlenqualität usw. Besondere Überlegungen sind beim Wechsel des Umgebungsmaterials der Sonde zwischen Kalibrierung und Messung erforderlich.

Die Definition der Energiedosis- und Kermagrößen als Differentialquotienten $d\bar{e}/dm$ und dE_{tr}/dm (s. 7.8.1) erlaubt die Vorstellung, daß das Massenelement dm den strahlenempfindlichen Teil einer kleinen Meßsonde darstellt, in der eine näher zu beschreibende Energie $d\bar{e}$ oder dE_{tr} deponiert bzw. umgesetzt wird. Dabei spielen folgende Materialien eine Rolle:

- Das Bezugsmaterial der Dosis- und Kermagrößen, gegeben durch das Material des Masselements dm (vgl. Anmerkungen zu 7.8.1.2 und 7.8.1.3). Bei kalibrierten Sonden (im Gegensatz zu absolut anzeigenden) ist das Bezugsmaterial der Meßgröße in der Regel nicht identisch mit dem Detektormaterial der Sonde. Es wird weiter unterschieden zwischen dem
 - Detektormaterial, welches das Meßsignal liefert, dem
 - Wandmaterial der Sonde, und schließlich dem
 - Umgebungsmaterial zur Sonde, das mit dem benutzten Phantommaterial identisch ist.

Im Bereich der Grenzenergien bis zu 3 MeV beträgt die Reichweite der meisten Sekundärelektronen in Wasser weniger als 10 mm. In diesem Bereich sind an einem Punkt im Phantom (nach dem Abschluß des Dosisaufbaus) die Kerma und die Energiedosis einander annähernd gleich (s. o. Fig. 7.97). Diese Tatsache nutzt man aus zum Bau von Gleichgewichtsonden; das sind Sonden mit einer Wand, deren Dicke gleich der Reichweite der Sekundärelektronen ist und deren Material dem Detektormaterial äquivalent ist (s. 7.8.3.5). Auf diese Weise wird erreicht, daß

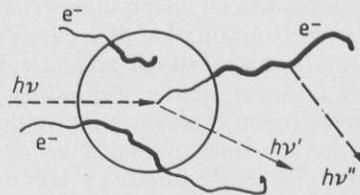
- keine aus dem Umgebungsmaterial stammenden Sekundärelektronen das Detektormaterial erreichen (die Sonden von außen gesehen reine „Photonensonden“ sind, vgl. Greening (1985) und
- die Sekundärteilchenflußdichte im Grenzbereich von Detektormaterial und Sondenwand konstant ist (Ausschaltung von „Wandeffekten“ und energieunabhängige Anzeige

der Sondendosis). Im Detektormaterial herrscht unter diesen Umständen Sekundärelektronengleichgewicht (SEG), eine Bedingung, die für den allgemeinen Fall so formuliert wird (DIN 6814, Teil 3 (1985); weitere Erläuterungen s. Harder (1966), Alm Carlsson (1985)):

“Sekundärelektronengleichgewicht an einem Punkt innerhalb eines Materials besteht, wenn die in einem kleinen Volumenelement von Photonen an Sekundärelektronen abgegebene Energie, soweit sie von diesen aus dem Volumenelement heraus transportiert und nicht in Bremsstrahlung umgewandelt wird, gleich der von Sekundärelektronen in das Volumenelement hineintransportierten und darin verbleibenden Energie ist.“ (s. Fig. 7.98).

Fig. 7.98

Erläuterung des Begriffes „Sekundärelektronengleichgewicht“ aus der Bilanz der in das Volumen hinein- und aus ihm heraus transportierten Energie (Gleichheit der Energie, die in den dick gezeichneten Bahnschleifen innerhalb und außerhalb des Volumens umgesetzt wird). Die Photonen $h\nu'$ und $h\nu''$ werden nicht berücksichtigt



Von Bedeutung für die angewandte Dosimetrie ist der Einsatz von Gleichgewichtssonden, die im Umgebungsmaterial A zur Anzeige der dort vorhandenen Energiedosis D_A (oder der A-Kerma K_A) kalibriert worden sind, für die Bestimmung der Energiedosis D_B in einem Phantom aus dem Material B (s. 7.8.4.3). Wenn SEG am Meßort im Phantom ohne Sonde besteht und die Störung des Photonenfeldes durch die Sonde klein ist, kann man die „B-Energiedosis“ im Phantom am Ort der Sonde (bei deren Abwesenheit) aus der Anzeige M berechnen nach der Beziehung¹⁾

$$D_B = t_{B/A}^{en} k_{A-B} N_A M. \quad (7.190)$$

N_A Kalibrierfaktor (s. 7.8.2.7) für die Größe D_A ,

$t_{B/A}^{en}$ $(\overline{\mu_{en}/\rho})_B / (\overline{\mu_{en}/\rho})_A$ von der Photonenenergie abhängiges Verhältnis der mittleren Massen-Energieabsorptionskoeffizienten (s. 7.1.2.3 und 7.1.3.2) in den Stoffen B und A (Dosisumrechnungsfaktor),

k_{A-B} von der Sondenbauart abhängiger Korrektionsfaktor, der die durch den Übergang vom Umgebungsmaterial A zum Umgebungsmaterial B bedingten Effekte in bezug auf die unvollständige Erfüllung der Gleichgewichtsbedingung berücksichtigt.

Kalibrierte Dosimeter In der Praxis arbeitet man mit Sonden, deren Wandmaterial (einschließlich des Materials der Innenelektrode von Ionisationskammern) besonders für Photonenenergien unter 150 keV von der Äquivalenz mit dem Detektormaterial und damit von der Erfüllung der Bedingung des SEG abweicht. Es wird so zusammengesetzt, daß sich im Nenngebrauchsbereich der Strahlenqualitäten das Ansprechvermögen für die gewählte Meßgröße möglichst wenig ändert; damit werden Effekte wie die Absorption und Streuung der Photonen in der Wand teilweise

¹⁾ Im folgenden werden als Trennzeichen zwischen Doppelindizes zu einem Größensymbol benutzt: ein Komma, um zwei Eigenschaften der betreffenden Größe anzuzeigen; ein Schrägstrich, um den Quotienten zweier Größen anzuzeigen; ein Pfeil (oder ein Gedankenstrich), um den Übergang einer Größe von einem Zustand in einen anderen anzuzeigen. (Diese Schreibweisen werden auch in neueren deutschen Normen zur Dosimetrie verwendet.)

kompensiert. Die Abweichung von SEG bei den Bezugsbedingungen wird durch den Kalibrierfaktor berücksichtigt, weshalb man die Sonden trotz der Abweichung noch als „Gleichgewichtsonden“ bezeichnet. Solange die Wanddicke zur Abschirmung der von außen kommenden Sekundärelektronen ausreicht, trifft andererseits die allgemeine Bezeichnung „Photonensonde“ (s. o.) korrekt zu.

7.8.3.4 Die Sondenmethode für Photonen- und Elektronenstrahlung ab 0,6 MeV

Bei hohen Energien der Photonenstrahlung (die in der Überschrift angedeutete Schwelle von 0,6 MeV ist nicht als scharfe Grenze anzusehen) ist die Reichweite der Sekundärelektronen im Phantommateriale größer als die Dicke der üblichen Meßsonden (ohne Wandverstärkungskappe), die Gleichgewichtsbedingung ist daher nicht mehr realisierbar. Jetzt wird durch geeignete Konstruktion der Sonde der Grenzfall angestrebt, bei dem der Beitrag der durch Photonen im Detektormaterial ausgelösten Sekundärelektronen vernachlässigt werden kann (s. Attix u. a. (1968), Bd. 1). In dem Fall registriert die Sonde nur noch die lokale Elektronenfluenz im Umgebungsmaterial, sie ist eine „Elektronensonde“ (Greening (1985)). Sie dient ferner zur Messung primärer Elektronenstrahlung.

Betrachtet sei eine nahezu wandlose Sonde, die (als kalibrierte Sonde) aus einem beliebigen Material bestehen kann und im Umgebungsmaterial A zur Anzeige der Energiedosis D_A kalibriert wurde. Um aus der Anzeige der Sonde bei Aufstellung in einem Material B die dort vorhandene Energiedosis D_B berechnen zu können, muß sie bestimmte, nach Bragg und Gray benannte Bedingungen erfüllen (sie werden Bragg-Gray-Sonden oder Hohlraumsonden genannt, s. DIN 6814 Teil 3 (1985)):

Ist ein Hohlraum innerhalb eines Materials B mit einem Material A gefüllt, so besteht im Material A ein Strahlungsfeld unter Bragg-Gray-Bedingungen, wenn

- die Flußdichte der Elektronen der ersten Generation (s. u.) sowie ihre Energie- und Richtungsverteilung durch den mit dem Material A gefüllten Hohlraum nicht verändert wird,
- die Energie, die von dem im Material A durch Photonen ausgelösten Sekundärelektronen auf dieses Material übertragen wird, im Verhältnis zur insgesamt auf das Material A übertragenen Energie verschwindend klein ist,
- die spektrale Flußdichteverteilung der Elektronen aller Generationen innerhalb des Materials A ortsunabhängig ist.

Diese Bedingungen bedeuten, daß die am interessierenden Punkt im Sondenmaterial A erzeugte Energiedosis allein durch die Energiebilanz der in das Material A ein- und aus ihm austretenden Elektronenstrahlung der ersten Generation bestimmt wird. (Bei Photonenstrahlung sind dies die Photoelektronen, Comptonelektronen und Elektron-Positronpaare; die von ihnen durch Elektron-Elektron-Streuung erzeugten Sekundärelektronen werden als Elektronen der zweiten Generation - „ δ -Elektronen“, s. 7.1.1.1 - bezeichnet.)

Die beiden ersten Bedingungen erfordern eine in Strahlrichtung geringe Ausdehnung der Sonde, d. h. flache Meßkammern. Die dritte Bedingung bezieht sich vor allem auf energiearme δ -Elektronen, für die δ -Elektronengleichgewicht gefordert wird (das ist die Voraussetzung dafür, daß $s_{B/A}$ in der unten folgenden Gl. (7.191) sich auf die Elektronen der ersten Generation beschränken kann). SEG für energiearme δ -Elektronen läßt sich bei Luft-Ionisationskammern in guter Näherung mit Hilfe einer Graphitschicht der minimalen flächenbezogenen Masse 2 mg/cm^2 auf der inneren Oberfläche der Kammerwände erreichen (Harder (1965b), Engelke u. Oetzmann (1967)).

Bei annähernder Erfüllung der Bragg-Gray-Bedingungen durch die Sondenkonstruktion gilt analog zu Gl. (7.190):

$$D_B = s_{B/A} k_{A \rightarrow B} N_A M. \quad (7.191)$$

$s_{B/A} = (\overline{S_{\text{col}}/\rho})_B / (\overline{S_{\text{col}}/\rho})_A$ ist das Verhältnis der über die spektrale Fluenzverteilung $\Phi_E(E)$ der Elektronen der ersten Generation gemittelten Massen-Stoßbremsvermögen (Dosisumrechnungsfaktor). Mit der (integralen) Elektronenfluenz Φ ist (vgl. 7.1.2.3)

$$\overline{S_{\text{col}}/\rho} = \Phi^{-1} \int_0^{E_{\text{max}}} [S_{\text{col}}(E)/\rho] \Phi_E(E) dE. \quad (7.192)$$

Der bauartabhängige Korrektionsfaktor $k_{A \rightarrow B}$ berücksichtigt wie vorher die durch den Wechsel des Umgebungsmaterials bedingten Effekte, doch jetzt in bezug auf die unvollständige Erfüllung der Bragg-Gray-Bedingungen. Weitere Informationen s. 7.8.4.3.

Kalibrierte Dosimeter Bei diesen müssen die Sonden nur die beiden ersten Bragg-Gray-Bedingungen annähernd erfüllen, damit Gl. (7.191) in einem großen Energiebereich mit einem Wert von $k_{A \rightarrow B}$ dicht bei eins angewandt werden kann, die dritte Bedingung ist im Kalibrierfaktor berücksichtigt. Die weniger günstig geformten Kompaktkammern erfüllen die Bragg-Gray-Bedingungen für Elektronenstrahlung oft erst oberhalb von etwa 15 MeV. Das Sondenmaterial darf vom Bezugsmaterial der Sonde verschieden sein (z. B. die luftgefüllte Sonde kalibriert zur Anzeige der Wasser-Energiedosis), doch ist dann die Energieabhängigkeit des $s_{B/A}$ zu beachten (s. 7.8.4.3). Besonders günstige Bedingungen liegen bei umgebungsäquivalenten Sonden vor (s. 7.8.3.5), die etwa die gleiche Dichte wie das Umgebungsmaterial besitzen, z. B. bei Eisensulfatdosimetern (s. 7.4.4.1) in einem Wasserphantom: sie dürfen eine größere Ausdehnung besitzen, der Dosisumrechnungsfaktor ist (bei Kalibrierung zur Anzeige der Wasser-Energiedosis) gleich eins. Für weitere Anforderungen an die Kammern s. 7.8.4.6.

Zusammen mit den Ausführungen des vorigen Abschnitts zeigt sich, daß die gleiche Sonde bei niedrigen Energien als Gleichgewicht- (bzw. Photonen-)Sonde, bei hohen Energien als Bragg-Gray- (bzw. Elektronen-)Sonde, verwendet werden kann. Die Grenze zwischen beiden Verwendungsarten muß in den Begleitpapieren im Hinblick auf die Anwendung unterschiedlicher Korrektionsfaktoren mitgeteilt werden. Für die Anwendung des Meßprinzips der Bragg-Gray-Sonden s. 7.8.4.3 und 7.8.6.3.

7.8.3.5 Materialäquivalenz für Photonen- und Elektronenstrahlung

Literatur: ICRU 44 (1989). Übersichtsartikel: Harder in Reich, Hrsg. (1990) 221–231. Tabelle über Gewebe- und Phantomsustanzen: Tab. T 7.11 in Band 3; DIN 6809 T.4 (1988), T.5 Entw. (1994).

Ein Werkstoff, dessen strahlenphysikalische Eigenschaften denen eines bestimmten anderen Material gleichen oder nach praktischen Maßstäben genügend nahekommen, wird in der Radiologie als „materialäquivalent“ bezeichnet. Man unterscheidet die Äquivalenz von Phantommaterialien und die von Detektorbaustoffen.

In materialäquivalenten Phantomen wird das Strahlungsfeld durch physikalische Wechselwirkungen mit dem Material in gleicher Weise beeinflusst wie in den nachgebildeten Körpern, es entsteht das gleiche Strahlungsfeld. In Ausnahmefällen besteht auch die Forderung, daß sich in allen Raumpunkten die gleichen Absolutwerte der Dosis ergeben. (Das Phantommateriale muß dann die gleichen massenbezogenen Wechselwirkungskoeffizienten besitzen wie das nachzubildende Material.)

Die materialäquivalenten Detektorbaustoffe sollen das Ansprechvermögen der Dosimeter beeinflussen. (Ihre wichtigsten Vertreter sind die gewebeäquivalenten Detek-

tormaterialien, z. B. TLD-Sonden, und die detektoräquivalenten Wandmaterialien von Dosimetersonden, z. B. luftäquivalente Wände von luftgefüllten Ionisationskammern.) Die physikalischen Anforderungen an gewebeäquivalente Phantome und an die Materialäquivalenz von Detektor-Baustoffen sind daher verschieden; sie werden in den folgenden Abschnitten behandelt.

a) Materialäquivalente Phantome

Eine Grundaufgabe der Dosimetrie ist die Ermittlung der am „interessierenden Ort“ (Meßort) in einem bestrahlten Gewebe erzeugten Energiedosis. Es ist schwierig und meist sogar unmöglich, in einem Körper zu messen. Man hilft sich daher im allg. mit der Nachbildung der bestrahlten Körperregion durch ein unbelebtes Ersatzmaterial. In aller Regel erfolgt die Nachbildung im Maßstab 1:1, weil die dosimetrisch wichtigen Effekte der Feldgröße (Streuzusatz) geometrisch richtig erfaßt werden müssen. Neben homogenen Phantommateriale (Beispiel: Wasserphantom) werden auch inhomogene Ganzkörper- und Teilkörperphantome zur Nachbildung der Gewebehomogenitäten (Knochen, Lunge, Fettgewebe) verwendet.

Zum Nachbilden räumlicher Dosisverteilungen genügt die Übereinstimmung des Phantoms mit dem Körper in den linearen (auf die Weglänge bezogenen) Wechselwirkungskoeffizienten (für Schwächung μ und Energieumwandlung μ_{tr} bei Photonen, für Winkelstreuung $d\sigma^2/dz$ (mittleres Streuwinkelquadrat/Weglänge) und Bremsvermögen S bei Elektronen); die Übereinstimmung in der Dichte ist nicht erforderlich. In gleichen Feldern zeigt ein kalibriertes Dosimeter die gleiche Dosis an.

Um Phantommateriale herzustellen, werden annähernd gewebeäquivalente Grundmaterialien wie z. B. Paraffin, Polyethylen, Polystyrol oder Polyesterharze verwendet, denen Zuschlagstoffe beigemischt sind. Zur Ermittlung der Mischungsverhältnisse hat man verschiedene Verfahren entwickelt.

Ältere Verfahren sind bei Reich, Hrsg. (1990) beschrieben. Im folgenden wird die heute benutzte Basisdatenmethode dargestellt.

Basisdaten-Methode Von White (1978) und Geske (1979) wurde ein Verfahren vorgeschlagen, bei dem die Anpassung der als Datentabellen gegebenen Wechselwirkungskoeffizienten (Basisdaten) bei mehreren geeignet gewählten Energien erfolgt. Für Photonen und für 3 Mischungskomponenten i mit den relativen Volumenanteilen q_i und den Wechselwirkungskoeffizienten μ_i gilt das Gleichungssystem

$$\sum_i q_i \mu_i(E_1) = \mu_{\text{Gewebe}}(E_1) \quad (7.193)$$

$$\sum_i q_i \mu_i(E_2) = \mu_{\text{Gewebe}}(E_2)$$

$$\sum_i q_i = 1$$

Die für das praktische Mischen benötigten Massenanteile p_i erhält man aus den Volumenanteilen q_i durch die Beziehung

$$p_i = \rho_i q_i / \left(\sum_i \rho_i q_i \right), \quad (7.194)$$

wobei mit ρ_i hier die Dichten der Mischungskomponenten in ihrem Ausgangszustand bezeichnet sind. Die Energien E_1 und E_2 können so gewählt werden, daß $\mu(E_1)$ im wesentlichen durch den Photoeffekt und $\mu(E_2)$ im wesentlichen durch den Comptoneffekt bedingt ist (etwa $E_1 = 10$ keV, $E_2 = 150$ keV).

Experimentelle Anpassung Aus dem Vergleich der mit dem Phantommaterial und mit dem nachzubildenden Material aufgenommenen Transmissionskurven entwickelten Hermann u. a. (1985, 1986) ein iteratives Anpassungsverfahren in drei Schritten, das von zwei vorläufig angepaßten Phantommaterialmischungen ausgeht und auf eine hochangepaßte dritte Mischung konvergiert.

Kurtzke (1977) zog Verhältnisse von Austritts- und Eintrittsdosis an der komprimierten Brustdrüse in Abhängigkeit von der Gewebedicke als Kriterium für die Auswahl eines geeigneten Mamma-Phantommaterials heran. Constantinou u. a. (1982) setzten ihr auf Wasseräquivalenz zu prüfendes Phantommaterial unmittelbar in ein Wasserphantom ein. Hermann u. a. (1985) benutzten einen Computertomographen zum Vergleich; Harder, Rubach u. a. (1988) verglichen bei hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlung die Anzeige einer luftgefüllten Ionisationskammer hinter Platten aus Phantommaterial mit der Anzeige hinter gleichdicken Wasser- und Gewebeschichten.

Die hohe Anpassungsgüte der experimentellen Verfahren mit Hilfe von Effekten, die auf dem Zusammenwirken von Schwächung und Streuung beruhen, wird darauf zurückgeführt, daß die experimentelle Anpassung in einem breiten Energieintervall sowohl den Vorzugsbereich des Photoeffektes als auch den des Comptoneffektes erfaßt. Die Zusammensetzung einiger Gewebe und dazu äquivalenter Phantommaterialien ist in Tab. T 7.11 in Band 3 wiedergegeben.

b) Materialäquivalenz von Detektorbaustoffen

Gewebeäquivalente Detektormaterialien Unter der Annahme, daß die Anwesenheit einer genügend kleinen Dosimetersonde das Strahlungsfeld nicht meßbar stört, und abgesehen von Wandeffekten wird das im Detektormaterial erzeugte Signal im wesentlichen durch das Produkt aus Energie- oder Teilchenfluenz und Massen-Energieabsorptionskoeffizient μ_{en}/ρ bzw. Massen-Stoßbremsvermögen S/ρ bestimmt (siehe 7.8.3.2).

Bei den gewebeäquivalenten Detektormaterialien wird versucht, die Werte der massenbezogenen Koeffizienten μ_{en}/ρ oder S/ρ an die Werte dieser Koeffizienten für ein bestimmtes Gewebe oder für Wasser anzupassen oder wenigstens über einen größeren Energiebereich ein konstantes Verhältnis zu ihnen herzustellen. Hierdurch wird erreicht, daß das Detektorsignal in dem betreffenden Energiebereich in einem festen Verhältnis zu der Dosis steht, die das betreffende Gewebe am gleichen Ort in Abwesenheit der Sonde erhalten würde. Als annähernd gewebe- oder wasseräquivalente Detektormaterialien kommen Frickelösung (Eisensulfat-Dosimeter) und TLD-Sonden (LiF) in Frage.

Ein typisches Beispiel für ein nicht gewebe- oder wasseräquivalentes Detektormaterial ist die bei Ionisationskammern aus meßtechnischen Gründen häufig verwendete Luftfüllung. Der Mangel an Äquivalenz zeigt sich in der Energieabhängigkeit des Quotienten $(\mu_{en}/\rho)_{\text{Wasser}}/(\mu_{en}/\rho)_{\text{Luft}}$ bei Photonenstrahlung im Bereich zwischen 30 und 200 keV (Anstieg um 10%) und des Quotienten $(S/\rho)_{\text{Wasser}}/(S/\rho)_{\text{Luft}}$ bei Elektronenstrahlung im Bereich zwischen 2 und 40 MeV (Abnahme um 13% infolge des Dichteeffektes).

Detektoräquivalente Wandmaterialien Das Umhüllungs- oder Wandmaterial, von dem das Detektormaterial einer Sonde in der Regel umgeben ist, beeinflusst das Signal oft nicht nur durch Schwächung und Streuung, sondern auch durch Emission von

ionisierenden Sekundärteilchen. Diese sogenannten Wandeffekte sind bei entsprechender Reichweite der Sekundärteilchen unvermeidbar. Sie können aber ausgeglichen werden, indem man eine detektoräquivalente Wand ausreichender Dicke wählt, deren Teilchenemission einer vollständig aus dem Detektormaterial bestehenden Wand gleichkommt. Beispiel: luftäquivalente Wand einer luftgefüllten Ionisationskammer. Durch diesen Kunstgriff, den Becker u. Holthausen (1921) als erste angegeben haben, spielt das Verhalten der Sekundärteilchen an der Grenzfläche zwischen Wand und Detektorvolumen für die Energieabhängigkeit des Ansprechvermögens der Dosimeter-sonde keine Rolle.

Die Wahl des Materials hat diejenige spektrale Flußdichteverteilung der Sekundärteilchen an der Grenzfläche zum Detektorvolumen zu gewährleisten, die dort bei einer vollständig aus dem Detektormaterial bestehenden Wand vorhanden wäre. Die Dichte tritt in diesem Fall in der Äquivalenzbedingung nicht auf.

7.8.4 Photonendosimetrie

7.8.4.1 Tiefendosisverlauf und Rückstreuung (H. Reich, M. Roos)

Photonenstrahlung Trifft hochenergetische Photonenstrahlung in einem breiten, parallelen Bündel auf einen Körper, so beobachtet man im Körperinnern längs des Zentralstrahles einen Dosisaufbau, d.h. ein Anwachsen der Energiedosis, das Durchlaufen eines Maximums und einen Dosisabfall. Dieser Verlauf tritt nicht oder nur schwach ausgeprägt bei schmalen und stark divergenten Strahlenbündeln auf.

Der Dosisaufbaueffekt wird bei Photonenstrahlung in zwei verschiedenen Energiebereichen beobachtet: In einem schmalen Bereich der harten Röntgenstrahlung – für leichte Stoffe bei Erzeugungsspannungen zwischen 150 und 300 kV (Halbwertsdicke in Kupfer 1 bis 2 mm) – und in dem Bereich der Photonenenergien größer als etwa 400 keV. Der Effekt wird durch den Energietransport von Sekundärteilchen bewirkt.

Im Bereich der Erzeugungsspannungen unter 100 kV (mittlere Photonenenergien unter 40 keV) wird die Energie der Photonen überwiegend auf die Photoeffekt-Elektronen übertragen (s. Tab. T 7.06 in Band 3), die lokal absorbiert werden und keinen Dosisaufbau bewirken. Oberhalb von 300 kV übernehmen Comptoneffekt-Elektronen den Hauptteil der Energie; auch sie bewirken (bis zu etwa 400 kV) wegen ihrer kurzen Reichweite (bis 1,2 mm) noch keinen sichtbaren Aufbaueffekt.

a) Im Bereich der harten Röntgenstrahlung von 150 bis 300 kV sind die den Dosisaufbau verursachenden Sekundärteilchen gestreute Compton-Photonen (s. die 210 kV-Kurve in Fig. 7.99), die hier den Hauptteil der Energie der einfallenden Photonen übernehmen. Die Compton-Photonen werden in alle Raumrichtungen, bevorzugt jedoch in Primärstrahlrichtung, emittiert. Sie haben in dem genannten Bereich eine Schwächungslänge in der Größenordnung von Zentimetern; diese ist kleiner als die Schwächungslänge der primären Photonen, aber deutlich größer als die Reichweite der Sekundärelektronen.

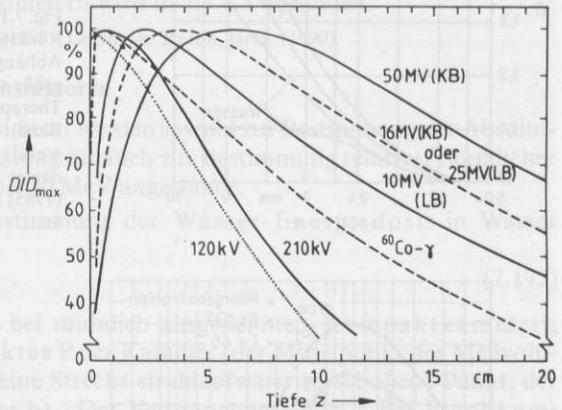
Ein Compton-Streuphoton kann erneut durch Comptoneffekt gestreut werden; dieser „mehrfache Comptoneffekt“ trägt merklich zur seitlichen und Rückstreuung von Photonen bei. Die aus einem Absorber austretende Streustrahlung kann infolge der Filterwirkung auf niederenergetische Photonen der Primärstrahlung gegenüber dieser spektral aufgehärtet sein.

Der Aufbaueffekt durch gestreute Photonen betrifft beide Dosisgrößen, die Energiedosis und die Kerma. Die Dosisüberhöhung in Wasser beträgt bei Feldgrößen von 20 cm × 20 cm und Fokus-Phantomoberflächen-Abstand größer als 70 cm bis zu 7%, das Maximum liegt in einer Tiefe zwischen 0,5 und 1,5 cm.

b) Bei Photonenenergien ab etwa 0,6 MeV wird der Energiedosisaufbau im wesentlichen durch Sekundärelektronen (überwiegend des Comptoneffektes) bewirkt (s. Fig. 7.99; Brahme u. Nilsson (1979)). Die Sekundärelektronen bewegen sich ebenfalls bevorzugt in Strahlrichtung. Die Kerma erfährt hierdurch keinen Aufbau. (Siehe auch 7.8.3.1, Fig. 7.97). Die Sekundärelektronen-Flußdichte und zugleich die Energiedosis steigen an bis zu einer Tiefe, die durch die maximale Reichweite der Sekundärelektronen bestimmt ist. Danach setzt der Abfall ein.

Fig. 7.99

Tiefendosisverteilungen D/D_{\max} in Wasser längs der Strahlachse für harte und ultraharte Röntgen- bzw. Gammastrahlung. Ultraharte Strahlungen und ^{60}Co : FOA 100 cm, Feld $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$; 210 und 120 kV: FOA 80 cm, Feld 200 cm^2 . KB Kreisbeschleuniger, LB Linearbeschleuniger. (Nach: Reich, Hrsg. (1990))

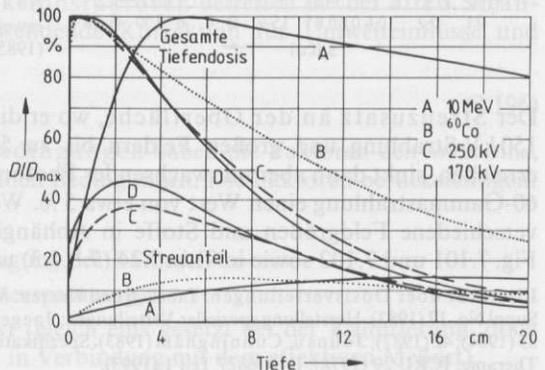


Der Dosisabfall wird durch die Schwächung der primären Photonenstrahlung bewirkt. Von einer gewissen Tiefe an folgt die Kurve annähernd einer Exponentialfunktion. Die Steilheit des Dosisabfalls hängt ab von der Qualität der Röntgenstrahlung, der Feldgröße und der Divergenz des Strahlenbündels, d. h. vom Fokus-Phantomoberflächen-Abstand. Deshalb müssen diese Daten stets angegeben werden.

Der Dosisbeitrag der Photonenstreustrahlung, der sog. Streuzusatz (vgl. 7.8.2.5), hängt außer von der Energie stark von der Feldgröße ab. Fig. 7.100 zeigt für vier Strahlungsqualitäten in den oberen Kurven Tiefendosisverteilungen, in den unteren Kurven die zugehörigen Streuzusätze. Danach nimmt der Beitrag der Streustrahlung zur Gesamtdosis bis zur Austrittsseite stetig zu und kann dort (bei großen Feldern und bei Röhrensparnungen zwischen 150 und 300 kV) ein Vielfaches des Dosisbeitrags der Primärstrahlung betragen.

Fig. 7.100

Relative Tiefendosen (A bis D) und berechnete Streustrahlungsanteile (A bis D) im Wasserphantom für verschiedene Qualitäten der Photonenstrahlung (A nach Brahme u. Andreo (1986), B bis D nach Rassow (1971))
 A: Berechnete Tiefendosis für monoenergetische 10-MeV-Strahlung, Phantom planparallel, halbumendlich ausgedehnt
 B: Co-^{60} , FOA 80 cm, Feld $10,1\text{ cm} \varnothing$ (80 cm^2)
 C: ca. 250 kV, $s_1 = 3\text{ mm Cu}$, FOA 30 cm, Feld $10,1\text{ cm} \varnothing$
 D: ca. 170 kV, $s_1 = 1\text{ mm Cu}$, FOA und Feld wie vorher



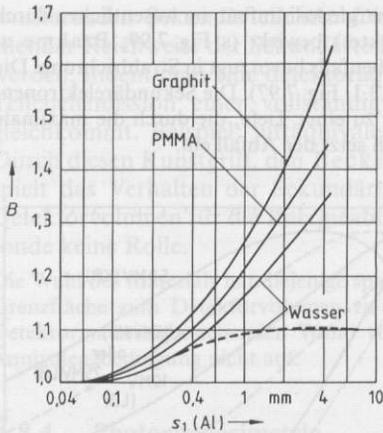


Fig. 7.101 Rückstreufaktoren B für verschiedene Materialien in Abhängigkeit von Strahlungsqualität bei einer Feldgröße von 11,3 cm \varnothing und einem FOA von 100 cm Therapiequalitäten ca. 20 bis 100 kV, s. Tab. T 7.03 in Band 3; Monte-Carlo-Rechnungen von Großwendt (1984). Die gestrichelte Kurve für Wasser deutet experimentelle Werte von Hermann u. a. (1985) für eine Feldgröße von 5,5 cm Durchmesser an

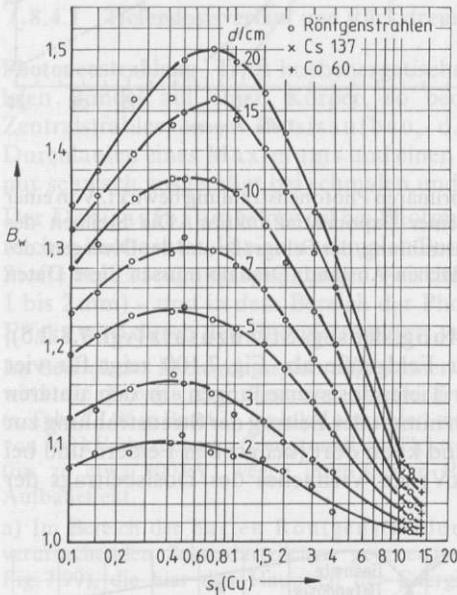


Fig. 7.102 Rückstreufaktoren B_w für Röntgen- und Gammastrahlung in Wasser, gegeben durch das Luftkerma-Verhältnis (s. Gl. (7.176)), in Abhängigkeit von der Cu-Halbwertschichtdicke s_1 (Therapiestrahlungsqualitäten, s. Tab. T 7.03 in Band 3) Parameter ist die Größe quadratischer Felder mit der Seitenlänge d . Die Werte gelten (bis zu s_1 (Cu) = 4 mm) näherungsweise auch für kreisrunde Felder gleicher Fläche. Die geschätzten Unsicherheiten betragen wenige Prozent (nach Brit. J. Radiol. Suppl. No 17 (1983); für einen zu kleineren s_1 -Werten hin erweiterten Bereich s. auch Großwendt u. Kramer (1985))

Der Streuzusatz an der Oberfläche, wo er die Rückstreuung darstellt, kann bei 150 kV-Strahlung und großen Feldern bis zu 50% der Dosis der Primärstrahlung erreichen, sinkt dann aber mit wachsender Photonenenergie ab und erreicht bei Cobalt-60-Gammastrahlung einen Wert von etwa 5%. Werte des Rückstreufaktors sind für verschiedene Feldgrößen und Stoffe in Abhängigkeit von der Strahlungsqualität in Fig. 7.101 und 7.102 sowie in Tab. 7.24 (7.8.4.3) wiedergegeben (Definition s. 7.8.2.5).

Literatur über Dosisverteilungen: Tabellen und Kurven: Wachsmann u. Drexler (1976); Brit. J. Radiol. Suppl. No. 17 (1983). Herstellung spezieller Verteilungen: Jaeger u. Hübner (1974); ICRU 24 (1976), 30 (1979), 35 (1984), 42 (1987); Johns u. Cunningham (1983). Spezifikation der Dosis im Zielvolumen für die Zwecke der Therapie: ICRU 29 (1978), DIN 6827 Teil 1 (1993).

7.8.4.2 Bestimmung der Energiedosis in Wasser und anderen Materialien mit kalibrierten Dosimetern (M. Roos, H. Reich)

Dieser Unterabschnitt bezieht sich auf Ionisationskammer-Dosimeter, die zur Anzeige der Wasser-Energiedosis in Wasser kalibriert sind. Im Anfangsteil a) werden die benutzten Größen vorgestellt. Die Ausführungen sind zu einem großen Teil auch auf andere Dosimetertypen anwendbar. Die Bestimmung der Wasser-Energiedosis in Wasser mit in Luft kalibrierten Dosimetern wird in 7.8.4.3 behandelt.

Normen: DIN 6800 Teil 2 (1996); IAEA 277 (1987). Lehrbuch: Reich, Hrsg. (1990).

a) Ausgangsgleichung mit Korrekturfaktoren

Kalibrierte Ionisationskammer-Dosimeter werden sowohl zur Bestimmung der Absolutwerte der Energiedosis und -dosisleistung als auch zur Bestimmung relativer räumlicher Dosisverteilungen von etwa 5 keV bis 50 MeV angewandt.

Die Ausgangsgleichung für die Bestimmung der Wasser-Energiedosis in Wasser lautet:

$$D_W = kNM. \quad (7.195)$$

Der Meßort im Phantom kann bei räumlich ausgedehnten Kompaktkammern entweder der Ort des Bezugspunktes P der Kammer (der Mittelpunkt des Meßvolumens) oder der dagegen um eine kleine Strecke strahlaufwärts verschobene Punkt, der effektive Meßort P_{eff} sein (s. unter b), „Der Verdrängungseffekt“. Bei Flachkammern gilt als Meßort stets der Bezugspunkt, der als der Mittelpunkt der inneren Oberfläche des Strahleintrittsfensters festgelegt ist. Das Symbol D_W in Gl. (7.195) wird bei Messungen ersetzt

- im Bereich der Photonenstrahlung mit Energien bis zu 400 keV durch $D_W(P)$,
- im Bereich der Photonen- und Elektronenstrahlung ab 0,6 MeV durch $D_W(P_{\text{eff}})$.

Bei Kalibrierung mit ^{60}Co -Gamastrahlung im Wasserphantom wird abweichend dazu der Kalibrierfaktor N (s. unten) nicht auf den effektiven Meßort, sondern den Bezugspunkt der Kammer in der Bezugsstiefe $z_0 = 5$ cm bezogen (s. u., Korrekturfaktor k_r).

Der Korrekturfaktor k ist das Produkt mehrerer Faktoren, die dazu dienen, die Wirkung von Einflußgrößen unter Meßbedingungen, die von den Bezugsbedingungen bei der Kalibrierung (s. 7.8.4.4) abweichen, zu korrigieren. Man unterscheidet allgemeine und spezielle Korrekturfaktoren, die wir hier mit k_g und k_i bezeichnen ($k = k_g k_i$). Die allgemeinen Korrekturfaktoren betreffen die bei allen Strahlungsarten und -energien anzuwendende Korrektur für Umwelteinflüsse und Geräteeigenschaften:

$$k_g = k_\rho k_S k_P k_r k_z. \quad (7.196)$$

Bei den Kalibrier- oder Bezugsbedingungen haben die Faktoren den Wert eins, manchmal auch bei davon abweichenden Bedingungen. Die Faktoren berücksichtigen:

- k_ρ die Luftdichte,
- k_S die unvollständige Sättigung des Kammerstromes,
- k_P die Polarität der Kammerstromung,
- k_r den Verdrängungseffekt (gleich eins gesetzt bei der Kalibrierung, doch benutzt bei Messungen in Verbindung mit dem effektiven Meßort),

k_F, k_z die Feldgröße F und die Tiefe z im Phantom (erforderlich für Röntgenstrahlung mit Erzeugungsspannungen von 100 bis 300 kV und entsprechende Gammastrahlung).

Der Einfluß der Temperatur wird unten neben dem Einfluß der Luftdichte behandelt. Eine Korrektur für den Einfluß der Luftfeuchte ist nach DIN 6817 (1984) innerhalb der Grenzen der relativen Feuchte von 20% bis 75% und der absoluten Feuchte (Wasserdampfdichte) von $\rho_w \leq 20 \text{ g m}^{-3}$ nicht erforderlich. Weitere Einflußgrößen (Linearitätsabweichung der Anzeige, Bereichsumschaltung, Totzeit, Anlaufzeit, Langzeit-Instabilität, Ablesunsicherheit u. a.) sind in der genannten Norm beschrieben. Sie werden im allg. bei der Meßunsicherheit des Ergebnisses berücksichtigt.

Die speziellen Korrekturfaktoren sind auf eine bestimmte Meßgröße mit zugehörigem Kalibrierfaktor und auf vorgegebene Strahlungsarten und -energien bezogen. In diesem Unterabschnitt kommt nur einer von ihnen vor, der Korrekturfaktor k_Q für die Strahlungsqualität der Photonenstrahlung (s. c), d) und e)). k_Q hat den Wert eins bei der Strahlungsqualität, auf die sich der Kalibrierfaktor N bezieht. (Bei Elektronenstrahlung tritt an die Stelle von k_Q der Faktor k_E für die Energie der Elektronen.) Zu den speziellen Korrekturfaktoren zählt ferner der in 7.8.4.3 eingeführte Faktor k_{a-w} .

Der Kalibrierfaktor N bezieht sich auf die Meßgröße unter Kalibrierbedingungen, im vorliegenden Unterabschnitt (ohne Index) auf die Wasser-Energiedosis. Er hat die Dimension 1 und (meist) einen dicht bei eins liegenden Zahlenwert. Zu den Kalibrierbedingungen gehören die Strahlenart, die Strahlenqualität (bei Elektronen die Energie, s. 7.8.6), das Umgebungsmaterial sowie Umwelt- und geometrische Bedingungen.

Die Anzeige M trägt die Einheit der Meßgröße. Sie stellt den vom Gerät angezeigten Wert bei Bestrahlung abzüglich des angezeigten Wertes ohne Bestrahlung („Nulleffekt“, „Selbstablauf“) dar.

b) Allgemeine Korrekturen für Einflußgrößen

Luftdichte und Temperatur Der Luftdichte-Korrekturfaktor k_ρ berücksichtigt bei offenen Ionisationskammern die Einflüsse des Luftdrucks p und der Temperatur T :

$$k_\rho = p_0 T / p T_0 \quad (7.197)$$

Die Bezugswerte von Luftdruck und Temperatur sind $p_0 = 101,3 \text{ kPa}$ (= 1013 mbar) und $T_0 = 293,2 \text{ K}$ (= 20°C).

Die Luftdichtekorrektur nach Gl. (7.197) ist nicht anzuwenden bei Dosimetern mit offenen Kammern, bei denen mittels des vor jeder Messung mit einer radioaktiven Kontrollvorrichtung zu bestimmenden Kontrollwertes Abweichungen der Luftdichte von ihrem Bezugswert sowie Änderungen des Ansprechvermögens berücksichtigt werden. Bei geschlossenen Kammern genügt es, mit der Kontrollvorrichtung gelegentlich das Ansprechvermögen zu überprüfen: Dieses darf sich im Laufe von 8 Stunden nicht um einen beobachtbaren Betrag ändern.

Die Temperatur beeinflusst das Ansprechvermögen nicht nur über die Luftdichte bei offenen Kammern, sondern auch über elektronische Bauteile des Anzeigerates und bei geschlossenen Kammern über Luftadsorption an der inneren Kammerwand. Das Ansprechvermögen eines Dosimeters darf sich bei Temperaturänderungen im Nenngebrauchsbereich um nicht mehr als 1,0% ändern (DIN 6817 (1984)).

Nichterreichen der Sättigung Bei hohen Dosisleistungen tritt ein Verlust an Ionen durch Rekombination ein („unvollständige Sättigung“). Der Effekt hängt – außer von der Dosisleistung – von der Geometrie der Kammer und der angelegten Kammer-span-

nung ab, er wird durch den Korrektionsfaktor k_S berücksichtigt. k_S kann nach theoretischen Näherungsformeln abgeschätzt oder experimentell bestimmt werden (s. 7.4.2.2).

Polarität der Kammerspannung Als Polaritätseffekt bezeichnet man die Änderung des Ansprechvermögens einer Kammer bei Umpolung der Kammerspannung. Es gibt dafür mehrere quantitativ kaum abschätzbare Ursachen (s. Boag (1987)). Bei der Messung mit Ionisationskammern im Phantom wird der Hauptbeitrag zum Polaritätseffekt dadurch hervorgerufen, daß die Ladungsbilanz in der Meßelektrode und anderen Teilen der Kammer nicht ausgeglichen ist.

Der Polaritätseffekt hängt von der Strahlenart, der Strahlenqualität, der Feldgröße und von der Tiefe des Meßortes im Phantom ab, er kann – ähnlich wie die Ladungsbilanz in einem Volumenelement des bestrahlten Phantoms – in Abhängigkeit von der Tiefe auch das Vorzeichen wechseln. Die Größe des Effektes hängt von der Kammerbauart ab, doch besteht auch eine Exemplarstreuung. Daher sollte jedes Dosimeter bei den zu benutzenden Bestrahlungsbedingungen durch Umpolen der Kammerspannung überprüft werden.

Der Korrektionsfaktor k_P für den Polaritätseffekt ergibt sich näherungsweise aus Messungen des Ionisationsstromes bei beiden Polaritäten der Kammerspannung:

$$k_P = (|M_1| + |M_2|) / 2|M_1| \quad (7.198)$$

M_1 ist die Anzeige bei der gewöhnlich benutzten Polarität, M_2 die bei entgegengesetzter Polarität.

Bei den meisten kommerziellen Kammern bezieht sich der Kalibrierfaktor N auf eine bestimmte Polarität und enthält damit die Korrektion des Polaritätseffektes für die Bezugsbedingungen. Bei solchen Kammern muß der Polaritätseffekt entsprechend Gl. (7.198) nicht nur für die Meßbedingungen, sondern auch für die Bezugsbedingungen ermittelt und anstelle des Faktors k_P in Gl. (7.196) der Quotient $(k_P/k_{P,Co})$ eingesetzt werden.

Bei Ionisationskammern, die den Anforderungen nach DIN 6817 (1984) genügen, weicht der Korrektionsfaktor $k_{P,Co}$ um höchstens 0,5% vom Wert 1 ab. Ist es nicht möglich, ihn vor Ort zu bestimmen, so kann er für die Bezugsbedingungen näherungsweise gleich 1,00 gesetzt werden.

Der Verdrängungseffekt bei Kompaktkammern Infolge der Verdrängung von Umgebungsmaterial durch das Luftvolumen der Kammer sind für die Ionisation im Luftvolumen einerseits und für die Energiedosis am Ort des Bezugspunktes der Kammer im ungestörten Medium andererseits etwas verschiedene Werte der Fluenz der Primärstrahlung wirksam. Der Verdrängungseffekt spielt bei Kompaktkammern wegen der größeren Ausdehnung in Strahlrichtung i. allg. eine größere Rolle als bei Flachkammern. Er wird bei der Kalibrierung und bei Messungen unterschiedlich behandelt.

Bei der Kalibrierung wird die Wasser-Energiedosis D_W am Meßort im Phantom der Anzeige M der Kompaktkammer zugeordnet, die sich mit ihrem Bezugspunkt, dem Kammermittelpunkt P , am Meßort befindet.

Bei Messungen mit Kompaktkammern in ultraharten Photonen- und Elektronenstrahlungsfeldern wird eine Meßortverschiebung vorgenommen. Sie besteht darin, daß der Meßwert der Wasser-Energiedosis dem effektiven Meßort P_{eff} der Kammer zugeordnet wird. P_{eff} ist gegenüber dem Ort P des Bezugspunktes der Kammer um die Strecke d_{eff} , die einem Bruchteil des Radius r des Meßvolumens entspricht, in Richtung auf die Strahlenquelle verschoben. Für alle Strahlungsqualitäten wird als Näherungswert $d_{eff} = 0,5r$ empfohlen.

Damit verbunden beträgt der anzuwendende Korrektionsfaktor für den Verdrängungseffekt

$$k_r = 1 + 0,5 r \cdot \delta \quad (7.199)$$

mit
$$\delta = \frac{1}{M(z_0)} \left| \frac{dM}{dz} \right|_{z_0} \quad (7.200)$$

$M(z_0)$ ist die Anzeige, $|dM/dz|_{z_0}$ der Betrag des Gradienten der Anzeige bei der Kalibrier-Strahlenqualität in der Bezugstiefe z_0 . Bei Kalibrierungen mit ^{60}Co -Gammastrahlung unter den in 7.8.4.4 angegebenen Bezugsbedingungen gilt der Wert $\delta = 0,05 \text{ cm}^{-1}$. Bei Messungen mit so kalibrierten Kompaktkammern ist der Korrektionsfaktor $k_r = 1 + 0,025 r$ (r in cm) einzusetzen.

Das Verfahren der Meßortverschiebung bei Kompaktkammern eignet sich besonders für Dosismessungen in Tiefen, die größer sind als die Tiefe des Dosismaximums. Für Messungen im Anfangsteil der Tiefendosiskurven wird empfohlen, Flachkammern mit breiter Schutzringelektrode zu verwenden (DIN 6800 Teil 2 (1996)). Bei diesen ist infolge der Festlegung des Bezugspunktes auf der inneren Oberfläche des Strahleintrittsfensters (s. Tab. 7.26) eine Meßortverschiebung nicht erforderlich.

c) Weiche Röntgenstrahlung (Erzeugungsspannungen 10 bis 100 kV)

DIN 6809 Teil 4 (1988)

Als Meßsonden werden Flachkammern mit Volumina bis $0,5 \text{ cm}^3$ und Tiefen des Meßvolumens von 1 bis 2 mm verwendet. Solche Kammern können wegen der Empfindlichkeit des sehr dünnen Strahleintrittsfensters (z. B. 0,03 mm Polyethylen) nicht in ein Wasserphantom eingebracht werden. Sie werden daher oberflächenbündig in ein Festkörperphantom aus PMMA eingebettet und so kalibriert, daß sie die Wasser-Energiedosis anzeigen, die unter sonst gleichen Bestrahlungsbedingungen in einem Wasserphantom an der gleichen Stelle erzeugt würde.

Korrektionsfaktor k_Q für die Strahlungsqualität Für Flachkammern, die zur Anzeige von $D_W(z_0)$ in Wasser kalibriert sind (die Tiefe z_0 entspricht der Dicke des Strahleintrittsfensters), ergibt sich $D_W(z)$ unter Meßbedingungen im Phantom aus Gl. (7.195). Bei den üblichen Dosisleistungen ist von den allgemeinen Korrektionsfaktoren der Gl. (7.196) im Weichstrahlgebiet nur k_e von Bedeutung. Der Faktor k_Q (mit dem Wert eins bei der Qualität T 30) wird experimentell für verschiedene Qualitäten durch Vergleich mit Primärnormalgeräten gewonnen und in den Begleitpapieren angegeben. Bei allen Messungen muß sich die Kammer wie bei der Kalibrierung oberflächenbündig in dem PMMA-Phantom befinden.

Zur Bestimmung der Energiedosis in Wassertiefen größer als z_0 werden Schichten aus wasseräquivalentem Material auf die oberflächenbündig im PMMA-Phantom belassene Kammer aufgelegt. Unter der Annahme, daß der Korrektionsfaktor k_Q hinreichend genau auch in größeren Tiefen des Phantoms gilt, ergibt sich aus der Anzeige die Energiedosis am Ort des Bezugspunktes der Kammer in der Tiefe $z + z_0$ nach Gl. (7.195), wobei z die wasseräquivalente Dicke der Vorschichten bedeutet.

d) Harte Röntgenstrahlung (Erzeugungsspannungen 0,07 bis 1 MV) und Gammastrahlung

DIN 6809 Teil 5 Entw. (1994)

Im Hartstrahlgebiet werden überwiegend Kompaktkammern, daneben Flachkammern verwendet. Sie werden bei ^{60}Co -Gammastrahlung kalibriert (s. 7.8.4.4).

Im Gebiet der Röntgenstrahlung bis zu 400 kV Erzeugungsspannung wird keine Meßortverschiebung vorgenommen, da sich der Verdrängungseffekt damit nicht korrigieren läßt. Hier ist in Gl. (7.196) $k_r = 1$ zu setzen. Bei ^{137}Cs -Gammastrahlung kann näherungsweise der effektive Meßort wie bei ^{60}Co -Gammastrahlung berücksichtigt werden.

Das Ansprechvermögen von Ionisationskammern wird im Hartstrahlgebiet beeinflusst durch die Wechselwirkung der Photonen und Sekundärelektronen in Kammerwand, Innenelektrode und Detektormaterial (Luft). Auch die Störung des Photonenfeldes durch Absorption und Streuung in dem mit der Kammer eingebrachten Fremdmaterial spielt eine Rolle (s. u.).

Korrektionsfaktor k_Q für die Strahlungsqualität Tab. 7.22 zeigt Werte von k_Q für den Bereich der Erzeugungsspannungen von 100 kV bis 280 kV für einige handelsüblichen Bauarten von Kompaktkammern ($k_Q = 1$ für ^{60}Co -Strahlung).

Korrektionsfaktoren k_F und k_z Die Änderung der spektralen Fluenzverteilung und der Richtungsverteilung der Photonen in einem Medium durch Photonenstrahlung führt besonders im Bereich der Röntgenstrahlung mit Erzeugungsspannungen von 100 bis

Tab. 7.22 Korrektions- und Umrechnungsfaktoren für einige handelsübliche Kompaktkammern im Wasserphantom für Röntgenstrahlung im Bereich der Erzeugungsspannungen von 100 bis 280 kV (Reich, Hrsg. (1990)).

Die Abweichung der Werte für einzelne Ionisationskammern von den Mittelwerten der Bauart kann mehrere Prozent betragen. Alle Faktoren beziehen sich auf den Fokus-Phantomoberflächen-Abstand 100 cm und die Feldgröße an der Oberfläche 10 cm \times 10 cm. Die Bezugsstiefe für die k_Q -Werte ist $z_0 = 5$ cm. Erläuterungen zu $t_{w/a}$ und k_{a-w} s. 7.8.4.3.

Unter den Typ-Nummern der Kammern sind angegeben: das Volumen V in cm^3 ; der Durchmesser \varnothing in cm; das Wandmaterial: PMMA (Polymethylmethacrylat), Graphit, C 552 (auf der Basis $(\text{C}_2\text{H}_2\text{S}_2)_n$, Dichte 1,76 g/cm^3 , luftäquivalent); die flächenbezogene Masse der Wand in g/cm^2

Strahlungs- qualität, Kurz- zeichen (zugleich kV-Zahl)	Korrektionsfaktor k_Q für die Ionisations- kammer-Bauarten (Mittelwerte)				$t_{w/a}$ ¹⁾ in den Tiefen		k_{a-w} in der Tiefe
	PTW	PTW	NE	CAP	2 cm	5 cm	
	M 23331	M 233641	2571	PR-06C			
	V 1,0 \varnothing 0,80 PMMA 0,059	V 0,3 \varnothing 0,55 PMMA 0,089	V 0,6 \varnothing 0,63 Graphit 0,065	V 0,65 \varnothing 0,64 C 552 0,050	2 cm	5 cm	$z_0 = 5$ cm
T 100	1,025	–	1,069	1,000	1,027	1,028	1,03
T 120	1,017	–	1,049	–	1,036	1,036	1,03
T 140	1,008	1,025	1,048	0,990	1,045	1,044	1,03
T 150	1,000	–	1,035	0,987	1,058	1,057	1,02
T 200	0,998	0,999	1,025	0,990	1,075	1,073	1,02
T 250	0,998	–	1,018	–	1,089	1,085	1,01
T 280	0,996	0,994	1,014	0,997	1,097	1,094	1,01

¹⁾ nach IAEA 277 (1987) Tab. XIV

300 kV zum Auftreten einer Abhängigkeit des Ansprechvermögens von den Parametern Feldgröße und Tiefe im Phantom. Die entsprechenden Korrekturfaktoren k_F und k_z können für jede Kammerbauart nur experimentell ermittelt werden. In Tab. 7.23 sind einige Werte für k_F , das den stärkeren Effekt darstellt, für Erzeugungsspannungen von 70 bis 280 kV wiedergegeben. Bei Erzeugungsspannungen größer als 300 kV kann k_F annähernd gleich eins gesetzt werden.

Tab. 7.23 Korrekturfaktor k_F (zur Feldgröße) für Kompaktkammern im Bereich der Therapie-Strahlungsqualitäten nach Tab. T 7.03c in Band 3. Die Bezugstiefe beträgt 5 cm

Strahlungs- qualität Kurzzeichen	k_F für PTW M23331 (1,0 cm ³) Feldgröße in cm × cm		k_F für PTW 23332 (0,3 cm ³) Feldgröße in cm × cm	
	5 × 5	15 × 15	5 × 5	15 × 15
T 100	1,02	1,00	1,00	1,00
T 140	1,03	1,00	1,02	1,00
T 200	1,04	0,99	1,03	1,00
T 280	1,03	0,99	1,02	0,99

Die relative Standardabweichung liegt unter 1,5%

e) Ultraharte Röntgenstrahlung (Erzeugungsspannungen 1 bis 50 MV)

DIN 6800, Teil 2 (1996); DGMP Bericht 6 (1989)

Die Absolutwerte der Dosis im Gebiet ultraharter Röntgenstrahlung werden überwiegend mit kalibrierten Kompaktkammern ermittelt. Andere Verfahren wie die kalorische, die chemische oder die Thermolumineszenz-Dosimetrie sind in 7.4 beschrieben. Zur Messung relativer Dosisverteilungen werden auch Festkörperdetektoren verwendet (s. 7.4.4.2).

Strahlungsqualitätsindex Q Ein geeignetes Maß für die Bestimmung von Korrekturfaktoren, die von der Strahlungsqualität abhängen, ist der Strahlungsqualitätsindex Q . Er läßt sich aus Messungen der Tiefendosis in einem Phantom gewinnen (Brahme u. Svensson (1979), hier als tissue-phantom ratio TPR₁₀²⁰ bezeichnet, s. 7.8.2.5). Q ist (nach DIN 6800 Teil 2 (1995)) das Verhältnis der gemessenen Anzeigen M_{20}/M_{10} eines Ionisationskammerdosimeters in 20 cm und 10 cm Tiefe in einem Wasserphantom bei dem konstanten Fokus-Meßort-Abstand von 100 cm und der Feldgröße 10 cm × 10 cm (oder 10 cm Durchmesser) am Meßort. Die Phantomabmessungen betragen mindestens 20 cm × 20 cm senkrecht zur Strahleinrichtung und 30 cm in Strahlrichtung Fig. 7.103 zeigt in Abhängigkeit von der nominellen Erzeugungsspannung der Photonen den Bereich der zu erwartenden Strahlungsqualitätsindizes.

Der Strahlungsqualitätsindex Q kann auch aus einer Messung des Verhältnisses $j = M_{10}/M_{20}$ der in 10 cm und 20 cm Tiefe in einem Wasserphantom erhaltenen Anzeigen bei konstantem Fokus-Phantomoberflächen-Abstand (100 cm) und der Feldgröße 10 cm × 10 cm (oder 10 cm Durchmesser) an der Phantomoberfläche nach der folgenden Formel gewonnen werden. Die Formel stellt eine Anpassung an experimentell ermittelte Werte von Andreo u. a. (1986) dar:

$$Q = 2,189 - 1,308j + 0,249j^2 \quad (7.201)$$

In Fig. 7.104 ist die Funktion $Q=f(j)$ graphisch dargestellt. Zur Bestimmung von Q mit Halbleiterdosimetern s. Derikum u. Roos (1993).

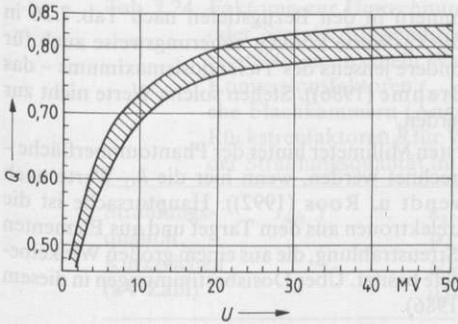


Fig. 7.103 Wertebereich des Strahlungsqualitätsindex Q als Funktion der nominellen Erzeugungsspannung U ultraharter Röntgenstrahlung (nach einer Zusammenstellung experimenteller und theoretischer Daten von Andreo u. Brahme (1986))

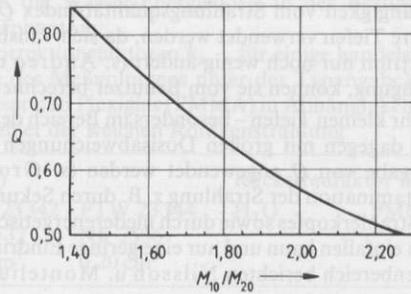


Fig. 7.104 Strahlungsqualitätsindex Q als Funktion des Verhältnisses der Anzeigen $j = M_{10}/M_{20}$ in Wasser bei konstantem Fokus-Phantomoberflächen-Abstand (100 cm) (nach Gl. (7.201))

Korrektionsfaktor k_Q für die Strahlungsqualität Therapiedosimeter für das Hochenergiegebiet werden in der Regel wie die für das Hartstrahlgebiet bei ^{60}Co -Gammastrahlung in einem Wasser- oder wasseräquivalenten Phantom zur Anzeige der Wasser-Energiedosis kalibriert (s. 7.8.4.4). Gelegentlich werden auch Kalibrierungen bei hohen Energien ausgeführt, wobei als Normaldosimeter neben Ionisationskammerdosimetern auch Eisensulfatdosimeter verwendet werden. Werte des Korrektionsfaktors k_Q für die Strahlungsqualität ($k_Q = 1$ für ^{60}Co -Gammastrahlung) sind meistens den Begleitpapieren für die Kammern zu entnehmen. Sie können auch berechnet werden. Dazu wird k_Q in zwei Faktoren aufgespalten, einen von der Bauart der Dosimeter unabhängigen Faktor k'_Q und einen bauartabhängigen Faktor k''_Q . Dabei ist

$$k'_Q = (s_{w/a})_Q / (s_{w/a})_{\text{Co}} \quad (7.202)$$

$(s_{w/a})$ Bremsvermögensverhältnis Wasser/Luft bei der Strahlungsqualität Q bzw. bei ^{60}Co -Gammastrahlung. k''_Q berücksichtigt die Feldstörung, die durch das Material und die Abmessungen der Kammer verursacht wird. Näheres zur Berechnung von k_Q s. Reich, Hrsg. (1990).

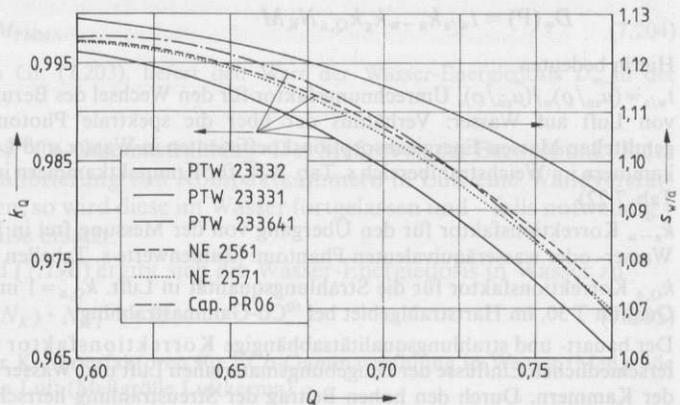


Fig. 7.105 Korrektionsfaktoren k_Q für verschiedene Kompaktkammer-Bauarten für Feldgrößen am Meßort von 10 cm Durchmesser (linke Ordinate) und Bremsvermögensverhältnis $s_{w/a}$ (rechte Ordinate)

Fig. 7.105 zeigt berechnete Werte für einige Kammern in den Bezugstiefen nach Tab. 7.26 in Abhängigkeit vom Strahlungsqualitätsindex Q . Die k_Q -Werte können näherungsweise auch für andere Tiefen verwendet werden, da sich – insbesondere jenseits des Tiefendosismaximums – das Spektrum nur noch wenig ändert (s. Andreo u. Brahme (1986)). Stehen solche Werte nicht zur Verfügung, können sie vom Benutzer berechnet werden.

In sehr kleinen Tiefen – besonders im Bereich der ersten Millimeter hinter der Phantomoberfläche – muß dagegen mit großen Dosisabweichungen gerechnet werden, wenn hier die k_Q -Werte nach Maßgabe von Q angewendet werden (s. Großwendt u. Roos (1992)). Hauptursache ist die Kontamination der Strahlung z. B. durch Sekundärelektronen aus dem Target und aus Elementen des Strahlerkopfes sowie durch niederenergetische Streustrahlung, die aus einem großen Winkelbereich einfallen kann und nur eine geringe Eindringtiefe besitzt. Über Dosisbestimmungen in diesem Tiefenbereich berichten Nilsson u. Montelius (1986).

7.8.4.3 Bestimmung der Energiedosis in Wasser und anderen Materialien mit in Luft kalibrierten Ionisationskammern (H. Reich, M. Roos)

Ergänzende Literatur: DIN 6809 T.4 (1988) u. T.5 Entw. (1994); IAEA 277 (1987); IAEA Proc. (1993)

Frei in Luft (das bedeutet: „In Luftumgebung unter Ausschaltung vermeidbarer Photonenstrahlung“, DIN 6814 T.3 (1985)) zur Anzeige der Luftkerma K_a oder der Standard-Ionendosis J_s kalibrierte Dosimeter (Kalibrierfaktoren N_K und N_J) können auch zur Bestimmung der Wasser-Energiedosis in Wasser benutzt werden (vgl. 7.8.3.3, 7.8.3.4)

Im Gebiet der Röntgenstrahl-Erzeugungsspannungen bis zu $U = 0,6 \text{ MV}$ kann die Gleichgewichtsbedingung (s. 7.8.3.3) eingehalten werden; der Energietransportfaktor β (s. 7.8.3.1) kann gleich eins gesetzt und der Korrektionsfaktor g für Bremsstrahlerzeugung durch Sekundärelektronen gegen eins vernachlässigt werden. Die Beziehung zwischen der Luftkerma und der Standard-Ionendosis vereinfacht sich zu $K_a = (W/e) J_s$ (s. Gl. (7.183)). Die unten folgenden Formeln werden deshalb nur für die Luftkerma ausgeführt.

Bei ^{60}Co -Gammastrahlung sind die Bedingungen $\beta = 1$ und $g = 0$ in der Größenordnung von einigen Promille nicht mehr erfüllt, neben der Gleichgewichtsbedingung sind auch die Bragg-Gray-Bedingungen zu beachten. Daher ist die unten angegebene Formel (7.203) dort nicht mehr anwendbar.

Der Übergang $K_a \rightarrow D_w$ im Bereich $0,01 \leq U \leq 0,6 \text{ MV}$ Mit den Gln. (7.195) und (7.196) ergibt sich die Wasser-Energiedosis in Wasser in diesem Bereich zu

$$D_w(P) = t_{w/a} k_{a-w} k_g k_{Q,a} N_K M \quad (7.203)$$

Hierin bedeuten

$t_{w/a} = (\bar{\mu}_{en}/\rho)_w / (\bar{\mu}_{en}/\rho)_a$ Umrechnungsfaktor für den Wechsel des Bezugsmaterials der Meßgrößen von Luft auf Wasser; Verhältnis der über die spektrale Photonen-Energiefluenzverteilung gemittelten Massen-Energieabsorptionskoeffizienten in Wasser und Luft (Zahlenwerte für Flachkammern im Weichstrahlbereich s. Tab. 7.24, für Kompaktkammern im Hartstrahlbereich s. oben Tab. 7.22).

k_{a-w} Korrektionsfaktor für den Übergang von der Messung frei in Luft zur Messung in einem Wasser- oder wasseräquivalenten Phantom. (Zahlenwerte s. Tabellen wie für $t_{w/a}$.)

$k_{Q,a}$ Korrektionsfaktor für die Strahlungsqualität in Luft. $k_{Q,a} = 1$ im Weichstrahlgebiet bei der Qualität T 30, im Hartstrahlgebiet bei ^{60}Co -Gammastrahlung.

Der bauart- und strahlungsqualitätsabhängige Korrektionsfaktor k_{a-w} berücksichtigt die unterschiedlichen Einflüsse der Umgebungsmaterialien Luft und Wasser auf das Ansprechvermögen der Kammern. Durch den hohen Beitrag der Streustrahlung herrscht am Meßort im Phantom

Tab. 7.24 Faktoren zur Umrechnung der von Flachkammern angezeigten Luftkerma oder Standard-Ionendosis in die Wasser-Energiedosis in der Bezugstiefe $z_0 = 0,003$ cm in einem Wasserphantom:

Konversionsfaktoren $t_{w/a}$, Korrektionsfaktoren $k_{a \rightarrow w}$ für einige handelsübliche Flachkammern (Angabe des Meßvolumens unter der Typangabe) und Rückstreufaktoren B für Wasser und Plexiglas (PMMA) in Abhängigkeit von der Strahlungsqualität im Gebiet der weichen Röntgenstrahlung

Strahlungs- qualität, Kurzzeichen (kV-Zahl)	$t_{w/a}$ ¹⁾	$k_{a \rightarrow w}$ ²⁾		Rückstreufaktor B ³⁾	
		PTW 23342 NE 2532 0,02 cm ³	PTW 23344 NE 2536 0,20 cm ³	H ₂ O	PMMA
T 10	1,053	1,00	1,00	1,00	1,00
T 15	1,048	1,00	1,00	1,00	1,005
T 20	1,041	1,01	1,01	1,01	1,02
T 30	1,028	1,03	1,04	1,045	1,065
T 40	1,023	1,05	1,065	1,08	1,105
T 50	1,019	1,06	1,075	1,10	1,12
T 70	1,019	1,075	1,10	1,16	1,185
T 100	1,029	1,08	1,105	1,17	1,195

¹⁾ Werte nach Hubbell (1982) für die experimentell ermittelten Spektren von Seelentag u. a. (1979)

²⁾ Richtwerte für die genannten Kammern für Feldgröße 3 cm \varnothing und Fokus-Kammerabstand 100 cm, ermittelt nach Gl. (7.204) (nach Dierker (1981), Schneider u. Großwendt (1983))

³⁾ Für Feldgröße 3 cm \varnothing , Fokus-Kammer-Abstand 100 cm. (Nach Rechnungen von Großwendt (1984)) (s. auch Fig. 7.101 und Kramer u. a. (1985))

eine andere spektrale und Richtungsverteilung der Photonen als in Luft. Ferner wirkt sich die durch das Einbringen der Kammer erzeugte Feldstörung im Phantommateriale aus. (In IAEA 277 (1987) wird der Faktor, der im Weich- und Hartstrahlgebiet dem $k_{a \rightarrow w}$ entspricht, „perturbation correction factor p_u “ genannt. Dort finden sich auch Angaben zur Berechnung dieses Faktors.)

Im Weichstrahlgebiet kann $k_{a \rightarrow w}$ für eine Flachkammer, für die dieser Wert nicht bekannt ist, für eine vorgegebene Strahlenqualität experimentell aus dem Rückstreufaktor B_w für Wasser bestimmt werden (Dierker (1981), B_w -Werte s. Tab. 7.24). Ist M_a die Anzeige der Kammer frei in Luft, M_{PMMA} die Anzeige der Kammer am gleichen Meßort bei oberflächenbündiger Einbettung in das übliche PMMA-Pantom (s. 7.8.4.4), dann ist

$$k_{a \rightarrow w} = B_w \cdot M_a / M_{PMMA} \quad (7.204)$$

Dieser Wert, eingesetzt in Gl. (7.203), liefert den Wert der Wasser-Energiedosis D_w in der Bezugstiefe $z_0 = 0,003$ cm.

Der Übergang $K_a \rightarrow D_w$ bei ^{60}Co -Gammastrahlung Der Meßort ist der Bezugspunkt P der Kammer. War für die Kalibrierung von Kompaktkammern in Luft eine Wandverstärkungskappe zu verwenden, so wird diese im Wasser fortgelassen und – falls notwendig – durch eine Halterungshülse ersetzt.

Mit den Gln. (7.195) und (7.196) ergibt sich die Wasser-Energiedosis in Wasser zu

$$D_w(P) = k_g [N/N_K] \cdot N_K]^{Co} \cdot M \quad (7.205)$$

N/N_K ist das Verhältnis der Kalibrierfaktoren für ^{60}Co -Gammastrahlung in Wasser (Meßgröße Wasser-Energiedosis) und in Luft (Meßgröße Luftkerma).

Gleichung (7.205) kann mit Einfügen des Faktors k_Q auch für den Hartstrahlbereich genutzt werden, wenn man sich mit der beschränkten Genauigkeit der Richtwerte für die Kammerbauart (s. Tab. 7.22) zufrieden gibt. Sie gilt ferner mit entsprechenden k_Q -Werten für Messungen im Bereich der ultraharten Röntgenstrahlung, nur ist hier $D_w(P)$ durch $D_w(P_{\text{eff}})$, die Dosis am effektiven Meßort der Kammer, zu ersetzen (7.8.4.2).

Von der IAEA (s. IAEA 277 (1987) und Hohlfeld (1993)) wurden für die bis 1987 verfügbaren handelsüblichen Kammern Daten zur Berechnung des Verhältnisses N/N_K für ^{60}Co -Gammastrahlung bereitgestellt. U. a. wird mit einem Korrektionsfaktor k_{att} („attenuation“) die Strahlschwächung in der Kammerwand einschließlich der Wandverstärkungskappe und der Korrektionsfaktor β berücksichtigt. Für die in Tab. 7.22 aufgeführten Kompaktkammern ergeben sich folgende Werte:

Kammertyp:	PTW M23331	PTW M233641	NE 2571	CAP PR-06C
N/N_K :	1,090	1,094	1,096	1,092.

Messungen in einem anderen Phantommateriale als Wasser Die Notwendigkeit der Verwendung von Phantomen für Körpergewebe wurde in 7.8.3.5 dargestellt. Die Meßaufgabe erfordert als ersten Schritt den Übergang vom Bezugsmaterial Wasser (Meßgröße D_w) auf das Bezugsmaterial Gewebe (Meßgröße D_g). Besitzt eine in Wasser kalibrierte Ionisationskammer die Eigenschaften einer Bragg-Gray-Kammer (s. 7.8.3.4), dann läßt sich aus der korrigierten Anzeige der Wasser-Energiedosis $D_w(z_m)$ in der Tiefe z_m in einem Phantom aus dem gewebeäquivalenten Material m die an diesem Ort zu erwartende Gewebe-Energiedosis D_g berechnen nach der Beziehung

$$D_g(z_m) = s_{g/w} k_{w \rightarrow g} D_w(z_m). \quad (7.206)$$

(Entsprechendes gilt für in Luft kalibrierte Kammern unter Benutzung der Gln. (7.203) und (7.204).) Der Dosisumrechnungsfaktor $s_{g/w}$ ist das Verhältnis des über die spektrale Fluenzverteilung $\Phi_E(E)$ der Sekundärelektronen (bzw. der primären Elektronen) gemittelten Massen-Stoßbremsvermögens. In Tab. 7.25 sind Dosisumrechnungsfaktoren $s_{g/w}$ in Gewebe und Wasser für die drei Gewebearten Muskel, Fett und Knochen für Sekundärelektronen von Photonenstrahlung und für Elektronenstrahlung angegeben. Der Korrektionsfaktor $k_{w \rightarrow g}$ berücksichtigt die Veränderung beim Wechsel des Umgebungsmaterials in bezug auf die unvollkommene Erfüllung der Bragg-Gray-

Tab. 7.25 Dosisumrechnungsfaktoren $s_{g/w}$ (Gewebe/Wasser) für Photonen- und Elektronenstrahlung zur Ermittlung der Gewebe-Energiedosis in Muskel-, Fett- und Knorpelgewebe aus der vom Dosimeter angezeigten Wasser-Energiedosis. RN Radionuklid, Q Strahlungsqualitätsindex, $\bar{E}(z)$ mittlere Elektronenenergie (s. Gl. (7.224) in 7.8.6.2).

$s_{g/w}$ -Werte für Photonenstrahlung ermittelt mit Hilfe der Daten von Andreo u. Brahma (1986); für mittlere Sekundärelektronen- und Elektronenenergien wurden die S/ρ -Tabellen für monoenergetische Elektronen in ICRU 37 (1984) benutzt. Nach Reich, Hrsg. (1990) S. 276

Photonenstrahlung RN, Q	Elektronenstrahlung			$\bar{E}(z)/\text{MeV}$	Elektronenstrahlung		
	$s_{\text{Muskel/w}}$	$s_{\text{Fett/w}}$	$s_{\text{Knochen/w}}$		$s_{\text{Muskel/w}}$	$s_{\text{Fett/w}}$	$s_{\text{Knochen/w}}$
^{60}Co	0,992	1,028	0,894	2	0,988	1,014	0,900
0,64	0,994	1,026	0,900	5	0,986	1,011	0,905
0,71	0,993	1,021	0,900	10	0,986	1,011	0,910
0,78	0,989	1,015	0,900	30	0,989	1,010	0,915
0,83	0,987	1,012	0,903	50	0,989	1,009	0,916

Bedingungen. Solange sich das Kalibrier-Phantommaterial (im allg. Wasser) und das Gewebe-Phantommaterial in ihrem effektiven Materialparameter nur wenig unterscheiden, kann $k_{w \rightarrow g}$ gleich eins gesetzt werden.

Im zweiten Schritt ist zu prüfen, ob der gemessene Wert $D_g(z_m)$ im gewebeäquivalenten Phantom dem gesuchten Wert von $D_g(z_g)$ im Gewebe entspricht. Der mögliche Unterschied hängt vom Verhältnis der linearen Schwächungskoeffizienten ab. Näheres dazu s. Reich, Hrsg. (1990), Abschn. 8.6.2.

7.8.4.4 Kalibrierung von Dosimetern (H.-M. Kramer, H. Reich)

Die meisten Dosimeter werden vom Hersteller kalibriert und – soweit sie der Eichpflicht unterliegen (s. Eichordnung (1988, 1992)) – von einem Eichamt geeicht. In größeren Zeitabständen oder nach einer Beschädigung müssen sie neu kalibriert und ggf. nachgeeicht werden. Gelegentlich besteht aber auch der Bedarf für die Kalibrierung von Dosimetern auf Benutzerebene.

Ein Dosimeter (Prüfling) wird kalibriert, indem seine korrigierte Anzeige $M_{k,p}$ (s. u.) unter Bezugsbedingungen (für Therapiedosimeter s. Tab. 7.26, für Strahlenschutz- und Diagnostikdosimeter s. Tab. 7.28) mit der korrigierten Anzeige $M_{k,n}$ eines Normaldosimeters verglichen wird. Ist N_n der Kalibrierfaktor (s. 7.8.2.7) des Normaldosimeters, so ergibt sich der Kalibrierfaktor N_p des Prüflings bei Bestrahlung beider Dosimeter unter identischen Bedingungen nach der Gleichung

$$N_p = N_n(M_n/M_p), \quad (7.207)$$

dabei wurde wie auch in den Gleichungen bis einschließlich (7.210) der Index k aus Gründen der besseren Übersichtlichkeit weggelassen.

Das Normaldosimeter sollte mit möglichst wenig Zwischenstufen an das nationale Normal (in Deutschland unterhalten von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig) angeschlossen sein, seine Anzeige wird als ‚konventionell richtiger Wert‘ (‚conventional true value‘) der Meßgröße angesehen.

Monitordosimeter (s. 7.8.4.5) dienen zur Eliminierung des Einflusses von zeitlichen Dosisleistungsschwankungen im Strahlenfeld. Die Anzeigen M_n und M_p des zeitlich nacheinander in das Strahlenfeld gebrachten Normaldosimeters und des Prüflings werden auf die Anzeigen m_n und m_p des Monitordosimeters bezogen. Die Quotienten M_n/m_n und M_p/m_p sind von Dosisleistungsschwankungen und unterschiedlichen Bestrahlungszeiten unabhängig; der Gl. (7.207) entspricht dann

$$N_p = N_n(M_n/m_n)/(M_p/m_p). \quad (7.208)$$

Ohne Monitordosimeter werden der Prüfling und das Normaldosimeter, sofern die Abmessungen das erlauben, durch gleichzeitige Bestrahlung bei Aufstellung symmetrisch zur Strahlachse im gleichen Abstand vom Fokus miteinander verglichen (s. Fig. 7.106). Um die gegenseitige Beeinflussung der Anzeigen zu vermeiden, soll der Abstand in Luft wie im Phantom mindestens 3 cm betragen und in Luft der Stiel beider Kammern nach außen zeigen. Zum Ausgleich einer Unsymmetrie des Strahlenfeldes können Messungen A und B unter Platzvertauschung ausgeführt und die Ergebnisse geometrisch gemittelt werden:

$$N_p = N_n \sqrt{(M_n/M_p)_A / (M_n/M_p)_B} \quad (7.209)$$

Tab. 7.26 Bezugsbedingungen für die Kalibrierung und die Bestimmung der Korrekturfaktoren k_Q und k_E bezüglich der Energieabhängigkeit von Therapedosimetern mit Ionisationskammern

Bezugsenergie für die Kalibrierung: ^{60}Co -Gammastrahlung, mit Ausnahme bei Röntgenstrahlung bis 0,1 MeV Erzeugungsspannung; Strahlungsqualität T 30 (30 kV, s. Tab. T 7.03 c in Band 3)

Kammertypen: Flachkammern (Fl), Bezugspunkt: Mittelpunkt der Innenseite des Strahleneintrittsfensters; zylindrische Kompaktkammer (Ko), Bezugspunkt (nur für Kalibrierung im Weichstrahlgebiet und mit ^{60}Co , s. 7.8.4.2): Mittelpunkt des Meßvolumens.

Weitere Abkürzungen: FOA: Fokus-Oberflächen-Abstand, FMA Fokus-Meßort-Abstand, P Plexiglas (PMMA), L Luft, W Wasser, ρ_w Wasserdampfdichte (absolute Feuchte), M Maximum der Tiefendosisverteilung

Literatur: DIN 6809 T.4 (1988) und T.5 (Entw., 1994), IAEA 277 (1987), PTB-Anforderungen 15.10 (1990)

Röhrenspannung Nuklid oder Elektronen-Energie	Kammer- typ	Phantom- material oder Luft	Tiefe im Phantom in g/cm ²	FOA ¹⁾ in cm	Feldgröße im FMA oder FOA in cm ² , cm	Temperatur Luftdruck rel. Luftfeuchte	Klimabed. Prüfwerte- bereich
Photonenstrahlung							
0,01 bis <0,1 MV	Fl	P, L	0,003 ²⁾	30	3 × 3; 3 Ø	T = 20°C	10 bis 25°C
0,1 bis <3 MV	Fl, Ko ³⁾	W, P, L	5	100	10 × 10; 10 Ø	p = 101,3 kPa	unbeschränkt
¹³⁷ Cs, ⁶⁰ Co	Fl, Ko ³⁾	W, P, L	5	50 bis 150	10 × 10; 10 Ø	r.F. = 50%	30 bis 75%
3 bis <10 MV	Fl, Ko	W, P	5	100	10 × 10; 10 Ø		$\rho_w \leq 10 \text{ g m}^{-3}$
10 bis 50 MV	Fl, Ko	W, P	10	100	10 × 10; 10 Ø		
Elektronenstrahlung							
1 bis <5 MeV	Fl	P	M	100	10 × 10; 10 Ø	T = 20°C	19 bis 25°C
5 bis <10 MeV	Fl	W, P	M, mind 1	100	10 × 10; 10 Ø	p = 101,3 kPa	unbeschränkt
10 bis <20 MeV	Fl, Ko	W, P	M, mind 2	100	10 × 10; 10 Ø	r.F. = 50%	30 bis 75%
20 bis 50 MeV	Fl, Ko	W, P	M, mind 3	100	15 × 15; 15 Ø		$\rho_w \leq 10 \text{ g m}^{-3}$

¹⁾ Die angegebenen Zahlen sind Richtwerte.

²⁾ Diese Bezugsenergie in Wasser entspricht ungefähr der Dicke des Strahleneintrittsfensters der Flachkammern.

³⁾ In Luft ggf. mit Wandverstärkungskappe (auch für das Strahleneintrittsfenster einer Flachkammer).

Bei der Benutzung von Gammastrahlungsquellen ist ein Monitor-dosimeter entbehrlich. Bei Dosisleistungsmessungen werden direkt die Anzeigen beider Instrumente nach Gl. (7.207) in Beziehung zueinander gesetzt; im Fall von Dosismessern können unterschiedliche Expositionszeiten t_n und t_p gemäß

$$N_p = N_n(t_p/t_n)(M_n/M_p) \quad (7.210)$$

berücksichtigt werden.

In Tabelle 7.26 sind die Bezugsbedingungen für die Kalibrierung von Therapiedosimetern für Photonen- und Elektronenstrahlung sowie die klimatischen Bezugsbedingungen (Temperatur, Luftdruck und -feuchte) zusammengestellt. Die Bedingungen gelten auch für die Ermittlung der bauartbedingten Korrekturfaktoren k_Q und k_E (s. 7.8.4.2). Als Meßgröße wird für Messungen in Phantomen die Wasser-Energiedosis D_w und für Messungen in Luft, d. h. bei Aufstellung der Kammer „frei in Luft unter Ausschaltung vermeidbarer Photonen-Streustrahlung“ (DIN 6814 T.3 (1985)), die Luftkerma K_a verwendet. Ausgenommen Flachkammern (s. u.) werden Normaldosimeter für die Wasser-Energiedosis im Wasserphantom mit einer Mindestgröße von $30 \text{ cm} \times 30 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$ kalibriert. Für die Kalibrierung von Gebrauchsdosimetern können auch Festkörperphantome derselben Größe, z. B. aus Plexiglas, Verwendung finden, wenn die Bauart des zu kalibrierenden Dosimeters mit dem des Vergleichsnormals übereinstimmt. Flachkammern zur Bestimmung der Wasser-Energiedosis im Weichstrahlgebiet (Erzeugungsspannung bis 0,1 MV) werden bei der Kalibrierung und bei Messungen oberflächenbündig in das zugehörige PMMA-Phantom der Größe $12 \text{ cm} \times 12 \text{ cm}$ senkrecht zur Strahlrichtung und 6 cm in Strahlrichtung eingebettet. Der Kalibrierfaktor N ist in diesem Fall der Quotient aus der Wasser-Energiedosis D_w in der Bezugstiefe z_0 des Wasserphantoms und dem Anzeigewert der in das PMMA-Phantom eingebetteten Kammer.

Kalibrierte Gammastrahlungsquellen können für längere Zeit Normaldosimeter ersetzen. Dazu muß die Aktivitätsabnahme der Quelle entsprechend der Halbwertszeit $T_{1/2}$ des aktiven Nuklids berücksichtigt werden. Ist z. B. $\dot{D}_w(0)$ die Wasser-Energiedosis am Meßort zur Zeit $t=0$, so beträgt sie zur Zeit t

$$\dot{D}_w(t) = \dot{D}_w(0) \exp(-0,693t/T_{1/2}) \quad (7.211)$$

Eine Gammastrahlungsquelle kann frisch nach ihrer Herstellung mehr als nur ein Radionuklid enthalten. Im Falle von neuen Cs-Quellen kann neben dem dominierenden Isotop Cs-137 mit einer Halbwertszeit von 11050 Tagen (Schötzig u. Schrader (1993)) noch das Isotop Cs-134 mit einer Halbwertszeit von 754,2 Tagen auftreten. Dies führt dazu, daß sich die Halbwertszeit der Quelle mit zunehmendem Alter ändert. Es empfiehlt sich daher, nach Inbetriebnahme einer Kalibrierquelle zu überprüfen, ob die Abnahme der Zerfallsrate mit der erwarteten Halbwertszeit erfolgt.

Bei Kalibrierungen von Dosimetern in einem Phantom unter Verwendung eines Monitor-dosimeters in Luft vor dem Phantom (Fig. 7.106) ist zu beachten, daß Schwankungen der Röhrenspannung sich infolge der unterschiedlichen Absorption der Komponenten des Röntgenspektrums am Meßort im Phantom wesentlich stärker bemerkbar machen können als am Ort des Monitor-dosimeters (s. Kramer (1994)). Besser reproduzierbare Ergebnisse lassen sich bei Aufstellung des Monitor-dosimeters im Phantom (z. B. hinter dem Prüfling) erzielen.

Dosimeter für Strahlung hoher Energie (Photonen und Elektronen bis 50 MeV) werden in der Regel mit Gammastrahlung des ^{60}Co (1,17 und 1,33 MeV), gelegentlich mit der des ^{137}Cs (662 keV) in einem Wasser- oder PMMA-Phantom oder frei in Luft (mit Wandverstärkungskappe, wenn vorgesehen) kalibriert. Der Meßaufbau mit Beschleuniger entspricht im wesentlichen dem bei Röntgenanlagen (Fig. 7.106). Der Meßwert bei

hohen Energien wird mittels tabellierter Faktoren ermittelt (s. 7.8.4.2 für Photonen und 7.8.6.3 für Elektronen). Die Kalibrierung der Dosimeter und das gesamte Meßverfahren können mit Hilfe der von zentralen Stellen ausgegebenen chemischen Dosimeter (Fricke-Dosimeter, s. 7.4.4.1) kontrolliert werden.

Die korrigierte Anzeige M_k eines Dosimeters ergibt sich aus der unkorrigierten Anzeige M durch Multiplikation mit k , dem Produkt von Korrekturfaktoren k_g für verschiedene Einflußgrößen und Geräteeigenschaften:

$$M_k = kM \quad \text{mit} \quad k = \Pi_g k_g \quad (7.212)$$

Korrekturfaktoren für folgende Einflußgrößen sind von Bedeutung (für Bezugswerte von Einflußgrößen s. Tab. 7.26 und 7.28): Luftdichte, Strahlungsqualität, unvollständige Sättigung, Polarität der Kammerspannung und Luftfeuchte.

Die bei offenen Ionisationskammern benötigte Korrektur der Luftdichte berechnet sich nach:

$$k_p = (p_0/p)(T/T_0) \quad (7.213)$$

p , T Luftdruck und Temperatur bei der Messung, Bezugswerte $p_0 = 101,325 \text{ kPa}$, $T_0 = 293,15 \text{ K}$ (entsprechend 20°C). Unter einer offenen Ionisationskammer versteht man dabei eine, deren Meßvolumen mit der Außenluft in Verbindung steht.

Eine ausführliche Behandlung der Korrekturfaktoren findet sich in 7.8.4.2.

Strahlenschutzdosimeter zur Messung der Photonen-Äquivalentdosis sowie Ortsdosimeter zur Messung der Umgebungs- und Richtungs-Äquivalentdosis (s. 7.8.1.10) werden in der Regel in Luft in einem Strahlenbündel einheitlicher Richtung unter Ausschaltung vermeidbarer Streustrahlung kalibriert. Personendosimeter zur Messung von $H_p(d)$ werden in der Regel auf der Oberfläche eines geeigneten Phantoms kalibriert (ICRU 43 (1988), ICRU 47 (1992)). Zum Zeitpunkt der Drucklegung ist abzusehen, daß die neuen Meßgrößen in die Bestimmungen der Eichordnung aufgenommen werden. Die Festlegung von einheitlichen Kalibrierbedingungen ist zur Zeit Gegenstand internationaler Beratungen (ISO 4037 (1996)). Eine ausführliche Darstellung findet sich bei Alberts u. a. (1994).

Mit Hilfe von Konversionskoeffizienten können die neuen Meßgrößen für Photonenstrahlung aus der bisher benutzten Photonen-Äquivalentdosis H_x bzw. der Luftkerma K_a oder bei Neutronenstrahlung aus der Fluenz Φ_n berechnet werden. Zahlenwerte der Koeffizienten für Photonen- und Neutronenstrahlung s. Tab. T 7.13 und 7.26 in Band 3 und ISO 4037, Part 3 (1996), eine Übersicht geben Fig. 7.93 und 7.94.

Literatur über Kalibrierungen: IAEA 277 (1987), ISO 8963 (1988), Alberts u. a. (1994), Engelke u. a. (1988), PTB-Anforderungen 15.10 (1990), PTB-Prüfregeln (1984), Reich, Hrsg. (1990), Johns u. Cunningham (1983).

7.8.4.5 Technische Hilfsmittel für die Kalibrierung (H.-M. Kramer, H. Reich)

Fig. 7.106 zeigt schematisch eine Meßanordnung für Röntgenstrahlung bis 400 kV mit Monitordosimeter.

Der Röhrenverschluß (V) dient zur Unterbrechung des Strahlungsflusses ohne die Hochspannung an der Röhre abschalten zu müssen. Er soll möglichst dicht vor der Röntgenröhre angeordnet sein und in geschlossenem Zustand die Dosisleistung auf mindestens 10^{-3} abschwächen. Hierzu sind im Weichstrahlgebiet (Röhrenspannung bis 100 kV) etwa 2 mm Blei, im Hartstrahlgebiet (bis 300 kV) etwa 10 bis 15 mm Blei erforderlich. Die Verschlußzeit muß kurz gegen die Meßzeit sein; erreichbar sind Zeiten von 0,1 s. Im Falle von Ionisationskammern als Strahlungsdetektoren kann

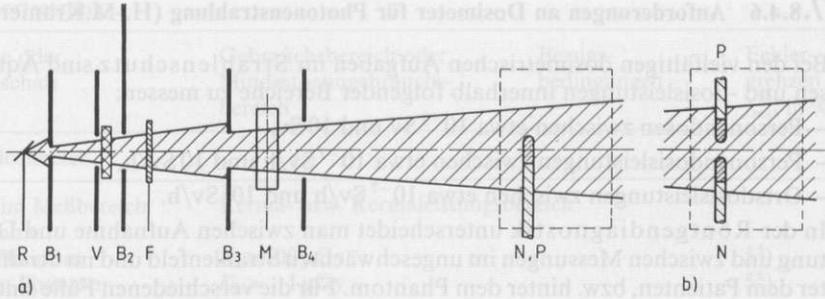


Fig. 7.106 Meßanordnung zur Kalibrierung von Dosimetern für Röntgenstrahlung in Luft oder in einem (durch das gestrichelte Rechteck angedeuteten) Phantom. R Röntgenfokus, B₁ bis B₄ Blenden, V Verschluss, F Filter, M Monitor dosimeter (Durchschußkammer), N Normaldosimeter, P Prüfling
a) Meßanordnung mit Monitor dosimeter, b) Aufstellung bei gleichzeitiger Bestrahlung von Prüfling und Normal, wobei der Monitor M und die Blende B₄ entfallen

die in der Kammer erzeugte Ladung einem Kondensator zugeführt und die in der Zeitspanne erhaltene Dosis auch bei Dauereinschaltung der Strahlung aus der Spannungsänderung an dem Kondensator bestimmt werden.

Die Blenden (B) dienen zur seitlichen Begrenzung des Strahlenfeldes auf den am Meßort gewünschten Durchmesser. B₁ ist in der Regel mit der Röhrenhaube fest verbunden. Der Durchmesser von B₁ ist so zu wählen, daß der Durchmesser des Strahlenfeldes ohne Halbschatten in 50 cm Abstand vom Fokus etwa 10 cm beträgt. Um den Strahlungsuntergrund am Meßort herabzusetzen, kann eine Strahlenschutzwand aufgestellt werden. Ihre Blendenöffnung B₂ soll das durch B₁ ausgeblendete Strahlenfeld nicht begrenzen. Die auswechselbare Blende B₃ stellt den gewünschten Felddurchmesser am Meßort her (z. B. 4, 8 oder 16 cm in 100 cm Abstand vom Fokus). Zu jeder Blende B₃ ist eine Blende B₄ zu verwenden, deren Durchmesser so zu wählen ist, daß der Halbschatten durch sie ausgeblendet, das direkte Strahlenfeld aber nicht begrenzt wird.

Die Filter (F) bewirken die gewünschte Strahlungsqualität (s. 7.2.1.1 und Tab. T 7.03 in Band 3). Bei aus verschiedenen Materialien zusammengesetzten Filtern sind die Materialien mit sinkender Ordnungszahl in Strahlrichtung anzuordnen. Zur Gesamtfilterung gehört neben F auch die Eigenfilterung, dargestellt durch das Strahlenaustrittsfenster der Röntgenröhre. Die verwendeten Filtermaterialien (häufig Aluminium, Kupfer, Zinn und Blei) müssen einen hohen Reinheitsgrad (99,9%) besitzen und hinreichend feinkörnig kristallisiert sein, um ein homogenes Dosisleistungsprofil am Meßort zu gewährleisten. Dies erfordert in der Regel eine nennenswerte Verformung der aus der Schmelze gezogenen Materialien. Die Unsicherheit der Dicke sollte kleiner als etwa 10 µm sein, um die vorgegebene Strahlungsqualität einstellen zu können.

Das Monitor dosimeter (M) soll das Strahlenfeld möglichst wenig verändern. Deshalb benutzt man als Detektor eine Durchstrahlungs-Ionisationskammer mit dünnen Kunststoffolien als Vorder- und Rückwand und evtl. einer Mittelwand zur Aufnahme der Meßelektrode. Die inneren Oberflächen sind graphitiert oder aluminisiert. Die Dicke der Wände der Monitorkammer wird oft so gewählt, daß sie den Einfluß von Sekundärelektronen, z. B. aus dem auswechselbaren Filter, auf den Meßwert verhindert. Der Durchmesser der von einem Schutzring umgebenen Meßelektrode muß größer als der größte vorgesehene Bündeldurchmesser am Ort der Monitorkammer sein. Die Filterwirkung der Kammer, die besonders im Weichstrahlgebiet merklich ist, muß ggf. in der Gesamtfilterung berücksichtigt werden. Das Monitor dosimeter soll eine möglichst geringe Energieabhängigkeit des Ansprechvermögens besitzen.

Als Phantommaterialien für die Kalibrierung bei Photon- und Elektronenstrahlung werden Wasser, wasseräquivalente Stoffe (s. 7.8.3.5) und PMMA benutzt. Flachkammern für die Weichstrahldosimetrie werden oberflächenbündig, Kompaktkammern in der vorgesehenen Tiefe so in das Phantom eingefügt, daß keine Luftzwischenräume entstehen.

7.8.4.6 Anforderungen an Dosimeter für Photonenstrahlung (H.-M.Kramer, H. Reich)

Bei den vielfältigen dosimetrischen Aufgaben im Strahlenschutz sind Äquivalentdosen und -dosisleistungen innerhalb folgender Bereiche zu messen:

- Personendosen zwischen etwa 10^{-5} Sv und 10 Sv,
- Personendosisleistungen zwischen etwa 10^{-7} Sv/h und 10 Sv/h,
- Ortsdosisleistungen zwischen etwa 10^{-7} Sv/h und 10^2 Sv/h.

In der Röntgendiagnostik unterscheidet man zwischen Aufnahme und Durchleuchtung und zwischen Messungen im ungeschwächten Strahlenfeld und im Strahlenfeld hinter dem Patienten, bzw. hinter dem Phantom. Für die verschiedenen Fälle sind Werte der Luftkerma oder der Luftkermaleistung in den in Tab. 7.27 angegebenen Bereichen zu messen.

Tab. 7.27 Wertebereiche für die Luftkerma und Luftkermaleistung in der Röntgendiagnostik

	Dosis, Aufnahme	Dosisleistung, Durchleuchtung
vor dem Phantom	$5 \cdot 10^{-5}$ bis $3 \cdot 10^{-1}$ Gy	$1 \cdot 10^{-5}$ bis $1 \cdot 10^{-2}$ Gy/s
hinter dem Phantom	$1 \cdot 10^{-6}$ bis $1 \cdot 10^{-3}$ Gy	$1 \cdot 10^{-7}$ bis $1 \cdot 10^{-4}$ Gy/s

Tab. 7.28 Meßtechnische Anforderungen an Strahlenschutz- und Diagnostikdosimeter

Der Eigenfehler ist die Abweichung des Ansprechvermögens vom Wert 1 bei Bezugsbedingungen der Einflußgrößen (s. 7.8.2.7); f_{\max} ist der Höchstwert des Eigenfehlers bzw. die maximale Änderung des Ansprechvermögens bei Änderung der Einflußgrößen innerhalb des Nenngebrauchsbereichs; ρ_w : Wasserdampfdichte in Luft (absolute Feuchte)

Einflußgröße oder Geräteeigenschaft	Gebrauchsbereich oder Mindestnenngebrauchsbereich	Bezugsbedingungen	Fehlergrenzen f_{\max} in %
Strahlenschutzdosimeter			
Eigenfehler im Meßbereich	Dosis- bzw. Dosisleistungsbereich < 10 μ Sv bzw. μ Sv/h ≥ 10 μ Sv bzw. μ Sv/h		30 20
Photonenenergie	Mittlere Energie 10 keV bis 60 keV 30 keV bis 250 keV 100 keV bis 1300 keV	30 keV 100 keV 662 keV	30 ¹⁾ 30 30
Dosisleistung (für Dosismessgeräte)	nach Herstellerangabe	nach Herstellerangabe	10
Strahleneinfallrichtung	bis 45° zur Vorzugsrichtung	Vorzugsrichtung	20
Versorgungsspannung	nach Herstellerangabe	Nennspannung	5
Luftdruck	nach Herstellerangabe	101,3 kPa	5 ²⁾
Umgebungstemperatur	nach Herstellerangabe	20°C	20 ³⁾
relative Luftfeuchte	nach Herstellerangabe	60%	
elektromagnetische Störung	nach Herstellerangabe	ohne Störung	20 ⁴⁾

Tab. 7.28 Fortsetzung

Einflußgröße oder Geräteeigenschaft	Gebrauchsbereich oder Mindestnenngebrauchsbereich	Bezugsbedingungen	Fehlergrenzen f_{\max} in %
Diagnostikdosimeter			
Eigenfehler im Meßbereich	Kerma- bzw. Kermaleistungsbereich		
a) Aufnahme vor dem Phantom	$K_a \geq 100 \mu\text{Gy}$		5 ⁵⁾
hinter dem Phantom	$K_a \geq 1 \mu\text{Gy}$		5 ⁶⁾
b) Durchleuchtung vor dem Phantom	$K_a \geq 100 \mu\text{Gy/s}$		5 ⁵⁾
hinter dem Phantom	$K_a \geq 1 \mu\text{Gy/s}$		5 ⁵⁾
Strahlungsqualität			
a) Diagnostik vor dem Phantom	Röhrensp. 60 bis 120 kV, W-Anode Ges.-Filter 2,5 mm Al	70 kV, 2,5 mm Al	8
hinter dem Phantom	Ges.-Filter 12,5 bis 52,5 mm Al	70 kV, 23,5 mm Al	5 ⁷⁾
b) Mammographie vor dem Phantom	Röhrensp. 25 bis 35 kV, Mo-Anode Ges.-Filter 30 μm Mo	30 kV, 30 μm Mo + 2 mm Al	5 ⁸⁾
hinter dem Phantom	Ges.-Filter 30 μm Mo + 2,5 mm Al	wie vor dem Phantom	5 ⁸⁾
Dosisleistung (für Dosismesßgerät)	nach Herstellerangabe	nach Herstellerangabe	4
Strahleneinfallrichtung	5° zur Vorzugsrichtung	Vorzugsrichtung	3
Versorgungsspannung	nach Herstellerangabe	Nennspannung	3
Luftdruck	80 bis 106 kPa	101,3 kPa	3 ²⁾
Umgebungstemperatur	15 bis 30°C	20°C	3 ³⁾
relative Luftfeuchte	20% bis 75% ($\rho_w \leq 20 \text{ g/m}^3$)	60%	
elektromagnetische Störung	nach Herstellerangabe	ohne Störung	5 ⁴⁾

1) Für mittlere Energien unterhalb von 20 keV und 10 keV dürfen die Abweichungen des Ansprechvermögens vom Sollwert zwischen +30 und -40% bzw. zwischen +30 und -50% liegen.

2) Für offene Ionisationskammern gilt diese Forderung unter der Voraussetzung, daß die Luftdichtekorrektur bereits berücksichtigt ist.

3) Die Werte von f_{\max} bei der Untersuchung des Einflusses der Klimabedingungen gelten für die gleichzeitige Veränderung von Temperatur und Luftfeuchte über den gesamten jeweiligen Nenngebrauchsbereich.

4) Diese Anforderung gilt für jede einzelne Prüfposition.

5) Die Werte von f_{\max} erhöhen sich auf 10% für Kerma und Kermaleistungen, die um den Faktor 10 kleiner sind.

6) Für die Mammographie gilt dieser Wert von f_{\max} im Bereich $K_a \geq 100 \mu\text{Gy}$.

7) Für Röhrenspannungen unterhalb von 60 kV und oberhalb von 120 kV gelten größere Werte für f_{\max} .

8) Für Röhrenspannungen oberhalb von 35 kV gelten größere Werte von f_{\max} .

In der Strahlentherapie sind Energiedosen zwischen etwa 10^{-2} Gy und 10^2 Gy und Energiedosisleistungen zwischen etwa 10^{-4} Gy/s und 1 Gy/s zu messen.

Um eine ausreichende Meßsicherheit und Zuverlässigkeit der Dosimeter zum Schutz der Menschen vor Schäden durch Photonenstrahlung zu gewährleisten, müssen diese Geräte bestimmten technischen Anforderungen genügen. Gegenwärtig sind die gesetzlichen Anforderungen an Therapiedosimeter in § 1 und an Diagnostik- und Strahlenschutzdosimeter in § 2 der Eichordnung (1988, 1992) und den dazugehörigen Anlagen und PTB-Anforderungen niedergelegt. Zum Zeitpunkt der Drucklegung dieses Buches ist abzusehen, daß Therapie- und Diagnostikdosimeter

unter das Gesetz über Medizinprodukte (1994) fallen und sich dadurch einige Bestimmungen ändern werden.

In Tab. 7.28 sind einige wesentliche Anforderungen wiedergegeben, die von Strahlenschutzdosimetern mit Ionisationskammern oder Zählrohren und von Diagnostikdosimetern eingehalten werden müssen. Weitere Anforderungen finden sich für Strahlenschutzdosimeter nach verschiedenen Meßprinzipien in DIN 6818 Teile 1 bis 5 (1979-1994) und in den PTB-Anforderungen 23 (1990-1996), hier auch für Diagnostikdosimeter.

Die wesentlichen Anforderungen an Therapiedosimeter sind in Tab. 7.29 wiedergegeben. Weitere Anforderungen sind in IEC 731 (1996), DIN 6817 (1984) und in den PTB-Anforderungen 15.10 (1990) enthalten.

Tab. 7.29 Meßtechnische Anforderungen an Therapiedosimeter
Erläuterung der Begriffe und Symbole s. Tab. 7.28
HWD Halbwertschichtdicke

Einflußgröße oder Geräteeigenschaft	Gebrauchsbereich oder Mindestnenngebrauchsbereich	Fehlergrenzen f_{\max} in %
Eigenfehler der Luftkerma	Röhrenspannung < 30 kV	4
	Röhrenspannung \geq 30 kV	3
	Gammastrahlung 0,5 bis 3 MeV	3
Eigenfehler der Wasser-Energiedosis	0,005 MV bis 3 MV (bzw. MeV)	5
Strahlungsqualität		
a) Weichstrahlbereich	20 bis 70 kV (0,1 bis 2 mm Al HWD)	4 ¹⁾
b) Hartstrahlbereich	140 bis 250 kV (0,5 bis 3 mm Cu HWD)	5 ¹⁾
oder	200 kV (Röntgen) bis 1,3 MeV (Gamma)	5 ¹⁾
Dosisleistung (für Dosismesßgerät)	nach Herstellerangabe	1
Polaritätseffekt		1
Strahleneinfallrichtung ²⁾	bis 5° zur Vorzugsrichtung	1
Versorgungsspannung	nach Herstellerangabe	1
Luftdruck	90 bis 106 kPa	1 ³⁾
Umgebungstemperatur	15 bis 30°C	1 ⁴⁾
relative Luftfeuchte	20% bis 75% ($\rho_w \leq 20 \text{ g/m}^3$)	
elektromagnetische Störung	nach Herstellerangabe	1 ⁵⁾

¹⁾ Für die Wasser-Energiedosis gelten um 3% größere Werte für f_{\max} .

²⁾ Vorzugsrichtung bei Kompaktkammern: Kammerachse senkrecht zur Strahlenfeldachse. Zusätzlich gilt die Forderung bei Drehung der Kammer um 360° um die Kammerachse: $f_{\max} = 1\%$.

³⁾ Für offene Ionisationskammern gilt diese Forderung unter der Voraussetzung, daß die Luftdichtekorrektur bereits berücksichtigt ist.

⁴⁾ Die Werte von f_{\max} bei der Untersuchung des Einflusses der Klimabedingungen gelten für die gleichzeitige Veränderung von Temperatur und Luftfeuchte über den gesamten jeweiligen Nenngebrauchsbereich.

⁵⁾ Diese Anforderung gilt für jede einzelne Prüfposition.

7.8.4.7 Messung sehr hoher Dosen und Dosisleistungen (M. Schneider)

Hohe Energiedosen, erzeugt durch Photonen- und Elektronenstrahlung, werden zur Sterilisation von medizinischen Geräten und Arzneimitteln, im Ausland auch von Nahrungsmitteln, sowie in der chemischen Verfahrenstechnik angewendet. Zur Messung

der Dosen werden meist chemische Dosimeter zusammen mit dem Bestahlungsgut durch die Anlagen geschickt (IAEA 205 (1981)). Hierzu sind flüssige und feste Verfärbungsdosimeter (s. 7.4.4.1 und 7.4.4.2), Alanindosimeter für die Anwendung der Elektronenspinresonanz-Methode (s. 7.4.4.3) und Mannosedosimeter für die Anwendung der Lyolumineszenz-Methode (s. 7.4.3.4) geeignet. Bei Messungen mit den genannten Dosimetern beträgt die Unsicherheit der Dosisbestimmung ca. 5 bis 10%.

Wesentlich geringere Unsicherheiten lassen sich im Laboratorium (nicht im Routinebetrieb) mit Kalorimetern erzielen. Man nimmt an, daß deren Anzeige von der Dosisleistung unabhängig ist und diese Dosimeter daher auch bei gepulster Strahlung aus Beschleunigern richtige Anzeigen liefern. Hier kann die Dosisleistung im Strahlungspuls bis um das 10^5 -fache größer sein als die mittlere Dosisleistung.

Mit Ionisationskammern können bei Anwendung der Sättigungskorrektur (s. 7.4.2.2) Energiedosen je Strahlungspuls bis zu 10^6 Gy bestimmt werden. Höhere Werte erreicht man mit Vakuumkammern (s. ICRU 34 (1982)). Hier liefern die vom Primärstrahl in der Kammerwand ausgelösten Sekundärelektronen den zur Messung ausgenutzten Effekt; das Ansprechvermögen ist materialabhängig. Vakuumkammern werden als Dosismonitore an Elektronenbeschleunigern verwendet.

7.8.4.8 Dosisleistungsmeßgeräte für die Umgebungsstrahlung (U. Lauterbach)

Das Strahlungsfeld der Umgebungsstrahlung in Meereshöhe setzt sich aus der beim Zerfall von natürlichen und künstlichen Radionukliden ausgesandten Photonen- und Teilchenstrahlung und aus den Beiträgen der kosmischen Strahlung, der Müonen-, Photonen-, Elektronen- und Nukleonen-Komponente, zusammen. Mit zunehmender Höhe vergrößert sich der Anteil der kosmischen Strahlung (ausführliche Darstellung in NCRP 50 (1976)). Die üblicherweise benutzten Meßgeräte sprechen nur auf die Gammastrahlung und die durchdringenden direkt ionisierenden Teilchen an. Jedoch kann das Ansprechvermögen für die verschiedenen Komponenten unterschiedlich sein. Das muß bei der Auswertung berücksichtigt werden.

Der durch die Eigenaktivität von Bauteilen, durch Leckströme, Dunkelströme u. ä. verursachte apparative Nulleffekt eines Gerätes sollte klein gegenüber den zu messenden Dosisleistungen sein. Diese Forderung wird nicht von allen verwendeten Detektortypen erfüllt. Gegebenenfalls muß er gesondert ermittelt und bei der Auswertung berücksichtigt werden.

Problematisch kann u. U. die Berücksichtigung eines unter definierten Umgebungsbedingungen ermittelten apparativen Nulleffektes durch Subtraktion sein, da dieser Effekt in anderer Weise als das Meßsignal von diesen Bedingungen (Temperatur, Luftfeuchte usw.) abhängen kann.

Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis von Systemen zur Umgebungsüberwachung muß den Nachweis von Schwankungen in der Größenordnung von $0,01 \mu\text{Sv/h}$ gestatten. Hinweise zur Ermittlung der Eigenschaften der Detektoren und zur Kalibrierung finden sich in CEC (1989, 1990).

Im Prinzip sind alle Dosimetersysteme geeignet, die Dosisleistungen bis herab zu etwa $0,1 \mu\text{Sv/h}$ zu messen erlauben (Spiers u. a. (1981)). Es gibt fest installierte Ortsdosisleistungs-Meßsysteme (z. B. für die Umgebungsüberwachung von kerntechnischen Anlagen) und tragbare Handgeräte. Meßtechnische Anforderungen an Systeme, deren Bauart zur Eichung zugelassen werden soll, sind in den PTB-Anforderungen 23.1 (1990) festgelegt.

Folgende Detektortypen werden verwendet:

Mit Argon oder Stickstoff gefüllte Hochdruckionisationskammern werden wegen ihrer Größe und ihres Gewichtes nur in fest installierten Meßsystemen verwendet. (Meßprinzip s. 7.4.2.1, Bemessungsregeln in De Campo u. a. (1972)). Zur Reduzierung des apparativen Nulleffektes muß auf eine geringe interne Kontamination der Kammern mit α -Strahlern geachtet werden.

Eine mit Argon gefüllte kugelförmige Edelstahlkammer besitzt bei einem Fülldruck von 20 bar und einem Volumen von 8 Litern ein Ansprechvermögen von $2,5 \cdot 10^{-12} \text{ A}/(\mu\text{Sv h}^{-1})$. Durch den Gammastrahlungsanteil der natürlichen Umgebungsstrahlung wird in dieser Kammer ein Ionisationsstrom von etwa $2 \cdot 10^{-13} \text{ A}$ erzeugt. Geeignete kommerzielle Elektrometervverstärker zur Messung solcher Ströme stehen zur Verfügung. Die Energieabhängigkeit der Anzeige der Photonen-Äquivalentdosisleistung für Photonenenergien oberhalb von 200 keV liegt innerhalb von $\pm 15\%$. Das Dosisleistungsäquivalent des apparativen Nulleffektes wird mit kleiner als 1 nSv/h angegeben (De Campo u. a. (1972)).

Szintillationsdosimeter (s. 7.4.3.1) haben gegenüber Ionisationskammern mit vergleichbarem Ansprechvermögen den Vorteil, ein erheblich geringeres Gewicht zu besitzen (Meßvolumina etwa 300 cm^3) und deshalb nicht nur für stationären Einsatz, sondern auch als tragbare Geräte geeignet zu sein.

Die Kombination eines zylindrischen Kunststoffszintillators ($\varnothing 75 \text{ mm}$, Höhe 75 mm) mit einem Photovervielfacher vom Typ EMI 9365 hat bei einer Versorgungsspannung des Vervielfachers, die auf ein optimales Signal-zu-Dunkelstrom-Verhältnis eingestellt ist, ein Ansprechvermögen von etwa $1 \cdot 10^{-7} \text{ A}/(\mu\text{Sv h}^{-1})$. Bei der Umgebungsstrahlung liefert der Detektor Ströme von etwa $1 \cdot 10^{-8} \text{ A}$. Das Dosisleistungsäquivalent des apparativen Nulleffektes wird von Kolb u. Lauterbach (1974) mit weniger als $0,4 \text{ nSv/h}$ angegeben. Durch Beschichtung des Szintillators mit einer dünnen Schicht ZnS wird eine energieunabhängige Anzeige innerhalb $\pm 15\%$ für Photonenenergien von 25 keV bis über 1 MeV hinaus erreicht. Bei diesen Detektoren sind besondere Maßnahmen zur Reduzierung des Einflusses der Umgebungstemperatur auf den Meßwert erforderlich (Kolb u. Lauterbach (1974)). Seyfried u. Ebeling (1988) geben ein Verfahren an, mit dem der Einfluß der Umgebungstemperatur und des von ihr abhängigen Dunkelstromes des Photovervielfachers auf den Meßwert nahezu vollständig eliminiert werden kann.

Bei Auslösezählrohren (s. 7.4.2.5) wird eine energieunabhängige Anzeige durch perforierte Filter auf dem Zählrohrmantel erreicht. Sie liefern Spannungsimpulse gleicher Höhe, die keiner aufwendigen Nachverstärkung mehr bedürfen. Bei Porportionalzählrohren (s. 7.4.2.4) erreicht man eine energieunabhängige Anzeige durch geeignete Wahl des Kammergases und des Wandmaterials und den Einbau von Filtern. Dem Vorteil der Verarbeitung hoher Zählraten steht der Nachteil einer erforderlichen Nachverstärkung der Ausgangsimpulse gegenüber. Bei diesen Detektoren ist die Impulsrate proportional zur Dosisleistung. Ein typisches zur Umgebungsüberwachung eingesetztes, aus Aluminium gefertigtes und mit einem Argon-Methan-Gemisch gefülltes Porportionalzählrohr mit den Abmessungen 162 mm Durchmesser und 263 mm Höhe hat bei einer Betriebsspannung von 1950 V und einer Photonenenergie von 662 keV ein Ansprechvermögen von etwa $86 \text{ s}^{-1}/(\mu\text{Sv h}^{-1})$.

Die zylindrische Mittelelektrode enthält neben dem Hochspannungserzeuger auch den Verstärker zur Nachverstärkung der Ausgangsimpulse und die Elektronik für eine Steuerlogik. Die Energieabhängigkeit beträgt zwischen 28 keV und $1,3 \text{ MeV} \pm 30\%$. Der apparative Nulleffekt entspricht einem Dosisleistungsäquivalent von etwa 14 nSv h^{-1} .

7.8.5 β -Strahlendosimetrie (J. Böhm)

7.8.5.1 Absolute Bestimmung der Energiedosisleistung für β -Strahlen

Die absolute Bestimmung der Energiedosisleistung \dot{D}_m für β -Strahlen an einem Punkt in einem Körper (Index m für Material) ist vielfach schwierig, da sich \dot{D}_m wegen der leichten Absorbierbarkeit der β -Strahlen im Material stark ändert und β -Strahlenfelder inhomogen

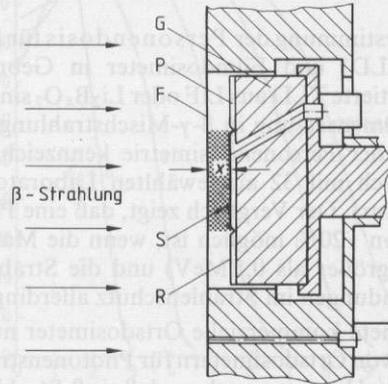
gen sind. Eine Berechnung der Dosisleistung ist möglich, wenn geometrisch definierte und nach Aktivität und Selbstabsorption genau bekannte β -Strahler benutzt werden (Burkhardt u. Herrmann (1960)).

Experimentell kann \dot{D}_m mit einer speziellen Ionisationskammer, der Extrapolationskammer, bestimmt werden (s. Fig. 7.107; Böhm (1986); Böhm u. Schneider (1986); Markus (1975); Loevinger u. Trott (1966)); \dot{D}_m wird aus der Ionisierungsdichte der Luft in einem schmalen Luftspalt in dem betreffenden Material für den Grenzwert der Spaltbreite Null ermittelt.

Fig. 7.107

Extrapolationskammer für Betastrahlen nach Böhm (1986)

G Graphitkolben, P Plexiglas-Schicht von 0,5 mm Dicke mit einem Graphitüberzug von etwa 1 μm Dicke, F Eintrittsfenster (Hostaphan-Folie, die auf der Seite des Meßvolumens graphitisiert ist), x Kammertiefe, S Sammelelektrode (das Meßvolumen ist punktiert), R Schutzringelektrode, die von der Sammelelektrode durch eine Nut von 0,2 mm Tiefe und 0,2 mm Breite getrennt ist



Der Luftspalt mit veränderlicher Dicke x (0,5 mm bis 10 mm) ist von genügend Material umgeben, um den Körper nachzubilden, in dem \dot{D}_m bestimmt werden soll. Das Eintrittsfenster entspricht der Vorschicht im Material. Die Wandstärken an den Seiten des Luftspaltes und dahinter sollten mindestens so dick sein, daß die β -Strahlen mit der höchsten Energie absorbiert werden. Das durch Punktierung angedeutete Meßvolumen soll nur einen kleinen inneren Teil des Luftspaltes ausmachen, um den Beitrag von β -Strahlen, die von den Seitenwänden in den Luftspalt gestreut werden, möglichst klein zu halten. Bewährt hat sich die in Fig. 7.107 dargestellte Konstruktion, bei der die Sammelelektrode und der Schutzring mit dem graphitisierten Eintrittsfenster einen Schutzringkondensator bilden.

Zur Vermeidung von Polaritätseffekten (Markus (1973)) sollten die Sammelelektrode und deren elektrische Verbindung zum Stecker nur mit wenig Isolationsmaterial umgeben sein. Dieses ist mit einer elektrisch leitenden Schicht (z. B. Graphit) zu überziehen, die geerdet wird. Den Nullpunkt der Kammertiefeneinstellung erhält man durch Messung der Kammerkapazität C in Abhängigkeit von der Kammertiefe x und Extrapolation von C^{-1} nach $x=0$.

\dot{D}_m wird aus der Energiedosisleistung \dot{D}_a in Luft (air) im Meßvolumen des Luftspaltes der Extrapolationskammer nach der Gleichung

$$\dot{D}_m = s_{m,a} \dot{D}_a \quad (7.214)$$

berechnet, wobei $s_{m,a}$ das Verhältnis der mittleren Massenbremsvermögen der β -Strahlung im Material und in Luft ist (s. Tab. T 7.17 in Band 3). \dot{D}_a wird aus Messungen der Änderung ΔI des Ionisationsstroms I in Abhängigkeit von der Änderung Δx der Kammertiefe x und Extrapolation von $\Delta I/\Delta x$ auf die Kammertiefe $x=0$ ermittelt:

$$\dot{D}_a = (W/e)(a\varrho_a)^{-1} \cdot k \cdot (\Delta I/\Delta x)_{x=0} \quad (7.215)$$

($W/e = 33,97 \pm 0,06 \text{ J/C}$, s. 7.1.3.5), a Fläche der Sammelelektrode, ϱ_a Luftdichte, k Produkt verschiedener Korrekturfaktoren.) Mit k wird u. a. unvollständige Ladungs-

trägersammlung und Absorption der β -Strahlung im Meßvolumen berücksichtigt. In vielen Fällen liegt k sehr nahe bei 1 (s. Böhm (1986)).

Das Extrapolationskammerverfahren gestattet die Bestimmung der Energiedosisleistung für β -Strahler einer Maximalenergie $E_{\max} \geq 0,8$ MeV mit einer relativen Unsicherheit von $\pm 2\%$. Für ^{147}Pm ($E_{\max} = 0,225$ MeV) muß mit einer dreimal größeren Unsicherheit gerechnet werden.

7.8.5.2 Bestimmung der Personen- und Ortsdosis für β -Strahlen

Zur Bestimmung der Personendosis für β -Strahlung sind Thermolumineszenzdosimeter (TLD) und Filmdosimeter in Gebrauch (s. 7.4.3.2 und 7.4.5.3). Dünne oder graphiterte TLD aus LiF oder $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ sind wegen ihrer annähernd gewebeäquivalenten Zusammensetzung in β - γ -Mischstrahlungsfeldern besonders geeignet. Den derzeitigen Stand der Personendosimetrie kennzeichnet ein 1986 durchgeführter internationaler Vergleich mit 32 ausgewählten Laboratorien (Inf. Sem. (1987), dort auch weitere Literatur). Der Vergleich zeigt, daß eine Personendosisbestimmung mit einer Unsicherheit von $\pm 20\%$ möglich ist, wenn die Maximalenergie E_{\max} der β -Strahlung genügend groß (größer als 0,5 MeV) und die Strahlenqualität bekannt ist. Dies trifft für viele Anwendungen im Strahlenschutz allerdings nicht zu.

Geeignete kommerzielle Ortsdosimeter nur für β -Strahlung gibt es bisher nicht. Eine Reihe von Ortsdosimetern für Photonenstrahlung, die dünne Eintrittsfenster haben, sind mit dem Hinweis versehen, daß sie β -Strahlung nachweisen. Man kann sie in β -Referenzstrahlungsfeldern (s. 7.2.2.3) kalibrieren, in denen die Energiedosisleistung nach dem in 7.8.5.1 beschriebenen Verfahren bestimmt wurde.

7.8.6 Elektronendosimetrie im Energiebereich von 1 bis 50 MeV (M. Roos)

7.8.6.1 Tiefendosisverlauf, Bezugstiefen

Ähnlich wie bei Photonenstrahlung (s. Fig. 7.99) zeigen auch die Dosisverteilungen hochenergetischer Elektronenstrahlung im Phantom zunächst einen mehr oder weniger stark ausgeprägten Anstieg mit anschließendem Abfall als Funktion der Tiefe (s. Fig. 7.108). Der im Vergleich zu Photonenstrahlung wesentlich steilere Abfall ermöglicht in der Therapie eine bessere Begrenzung der Dosierung auf das Zielvolumen. Der Tiefendosisverlauf bei Elektronenstrahlung wird durch andere Effekte geprägt als der bei Photonenstrahlung (s. Harder u. a. (1961), ICRU 35 (1984)).

Elektronen verlieren ihre Energie nahezu kontinuierlich und werden gleichzeitig um kleine Winkel gestreut. In gleichen Schichtdicken Δx in Primärstrahlrichtung setzen die gestreuten, schräg hindurchlaufenden Elektronen mehr Energie um als die senkrecht hindurchlaufenden. Der mittlere Ablenkwinkel gegenüber der Primärstrahlrichtung nimmt vom Wert Null an der Phantomoberfläche mit der Tiefe bis zum Erreichen der „vollständigen Diffusion“ (s. ICRU 35 (1984)) zu, die Dosis steigt bis zu einem Maximum an. Der steile Dosisabfall kommt durch die endliche Reichweite der Elektronen zustande. Der langsam abfallende Ausläufer der Tiefendosiskurve am Ende der Elektronenreichweite rührt von der Bremsstrahlung her, die teilweise im Beschleuniger, teilweise im Phantom durch Abbremsung der Elektronen entsteht.

Der Anfangsteil der Tiefendosiskurve unterscheidet sich stark von Beschleuniger zu Beschleuniger. Das liegt u. a. an der Benutzung verschiedener Folien zur Aufstreuung des Elektronenstrahls und an den unterschiedlichen Beiträgen von Elektronen, die mit sehr unterschiedlichen Energieverlusten an den Blendenrändern und Tubuswänden gestreut werden und schräg in das Phantom oder den Körper eintreten (Markus (1960), ICRU 35 (1984)). Die gestreuten Elektronen verringern die Steilheit des Anstiegs und verschieben das Maximum in Richtung zur Phantomoberfläche.

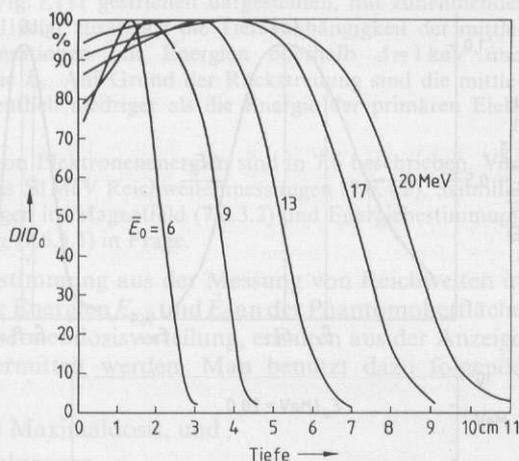


Fig. 7.108
Verlauf der relativen Tiefen-Energiedosiskurven für schnelle Elektronen mit der mittleren Anfangsenergie \bar{E}_0 in Wasser (nach Müller-Sievers u. Riehl (1982))

Als Bezugs Tiefe für die Dosimeterkalibrierung und für den Übergang zu anderen Strahlenqualitäten wird die Tiefe des Dosismaximums empfohlen. Im Hinblick auf mögliche Maximumverschiebungen durch energieärmere Streuelekttronen wurde außerdem für jede Strahlenqualität eine Mindestbezugstiefe festgelegt (DIN 6800 Teil 2 (1996), s. Tab. 7.26).

Wegen der raschen Abnahme der kinetischen Energie der Elektronen als Funktion der Tiefe im Phantom ergibt sich für luftgefüllte Ionisationskammern eine ausgeprägte Tiefenabhängigkeit des Ansprechvermögens für die Meßgröße Wasser-Energiedosis (eine Folge des sog. Dichteeffektes, s. ICRU 37 (1984)). Wesentlich geringere Abhängigkeiten zeigen wegen der phantomähnlichen Dichte feste und flüssige Meßsonden. Dazu gehören Eisensulfatdosimeter (s. 7.4.4.1), Flüssigkeits-Ionisationskammern (s. 7.4.2.1) und bestimmte Halbleitersonden (s. 7.4.6.1). Anforderungen an Detektoren für die Elektronendosimetrie s. 7.8.6.5.

7.8.6.2 Kennzeichnung der Energie der Elektronenstrahlung

Beim Durchgang der beschleunigten Elektronen durch die verschiedenen Materieschichten des Strahlerkopfes (Vakuumsfenster, Streufolie, Durchschußkammer, Luft) treten Energieverluste auf, deren statistische Natur eine Verbreiterung der Energieverteilung zur Folge hat, s. z. B. ICRU 35 (1984) u. Udale (1988). Dazu tragen auch δ -Elektronen (s. 7.1.1.1 und 7.8.3.4) und Sekundärelektronen von Photonen bei, die bei der Abbremsung der Elektronen erzeugt werden. Die Abnahme der mittleren Elektronenenergie und die relative Verbreiterung der spektralen Verteilung setzen sich bis zur maximalen Reichweite der Elektronen im Phantom fort.

Zur Beschreibung der Energieverteilung beschränkt man sich in der Praxis oft auf Werte, die für die Strahlachse gelten, und unterscheidet in jeder Tiefe im Phantom die maximale Energie E_m , die wahrscheinlichste Energie E_p (most probable, Energie des Maximums) und die mittlere Energie $\bar{E} = (1/\Phi) \int E \Phi_E dE$ (s. Fig. 7.109), wobei E die Elektronenenergie, Φ die Fluenz und Φ_E die spektrale Fluenz (s. 7.1.2.3) bedeuten. Ein Maß für die Asymmetrie der Energieverteilung ist die Differenz $E_p - \bar{E}$.

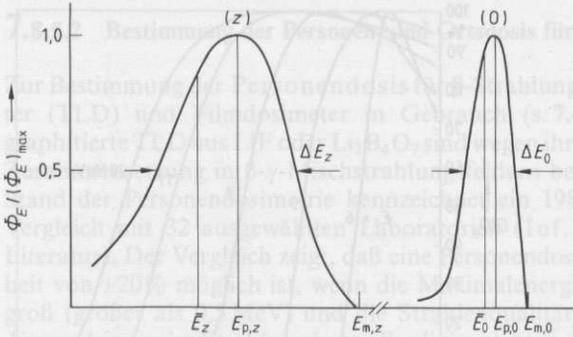


Fig. 7.109 Zur Erläuterung der Energieparameter: Verteilung der spektralen Elektronenfluenz an der Phantomboberfläche ($z=0$) und in der Phantomtiefen z , bezogen auf den Wert im Maximum. Die Abszisse zeigt die mittlere Energie \bar{E} , die wahrscheinlichste Energie E_p (most probable) und die maximale Energie E_m an. ΔE ist die Halbwertbreite der Verteilung (nach NACP (1980))

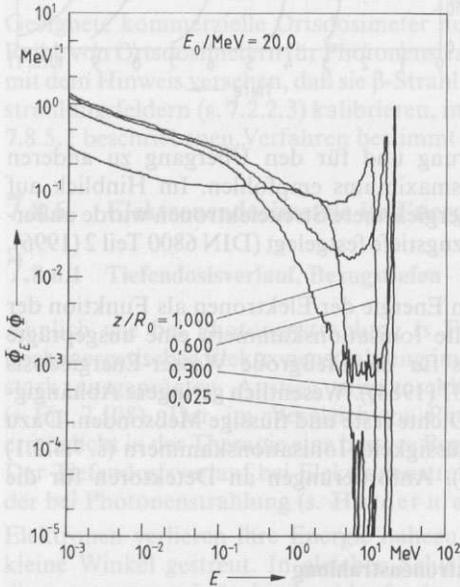


Fig. 7.110 Spektrale Elektronenfluenz Φ_E bezogen auf die Fluenz Φ der primären Elektronen an der Phantomboberfläche als Funktion der Energie E in verschiedenen, auf die Reichweite R_0 bezogenen Tiefen z in Wasser für Elektronen, die mit einheitlicher Anfangsenergie $E_0 = 20$ MeV ($R_0 = 9,93$ cm) in einem ausgedehnten Strahlungsfeld auf ein Phantom treffen (nach Großwendt u. Roos (1989a))

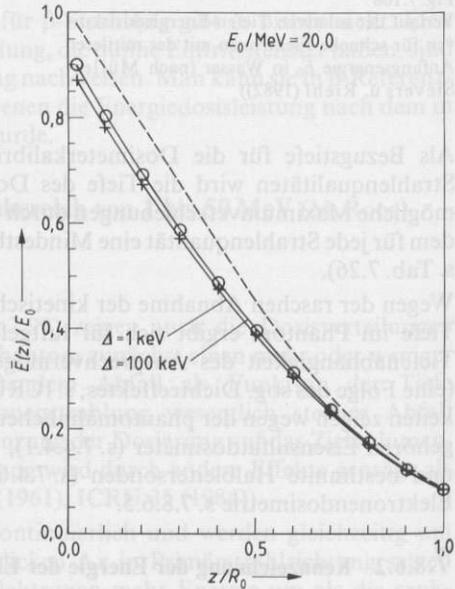


Fig. 7.111 Mittlere Energien $\bar{E}(z)$ der Elektronen aller Generationen mit Energien oberhalb von $\Delta = 1$ keV bzw. von $\Delta = 100$ keV, bezogen auf die Anfangsenergie E_0 als Funktion des Quotienten aus der Tiefe z und der Reichweite R_0 für kontinuierliche Abbremsung in Wasser. Die gestrichelt gezeichnete Kurve zeigt die zugehörige mittlere Energie der primären Elektronen

Fig. 7.110 zeigt die spektrale Verteilung der Elektronenfluenz von monoenergetischen 20 MeV-Elektronen bei der Abbremsung im Wasserphantom in vier verschiedenen – auf die Reichweite für kontinuierliche Abbremsung R_0 (s. ICRU 35 (1984)) bezogenen – Tiefen z (Großwendt u. Roos (1989a)). Bereits in geringen Tiefen zeigt die Verteilung einen ausgeprägten niederenergetischen Anteil, der mit zunehmender Tiefe anwächst. Gleichzeitig verliert das Hochenergiemaximum an Gewicht und verschiebt sich zu niedrigeren Energien hin. Während die wahrscheinlichste Energie der primären Elektronen näherungsweise linear mit der Tiefe abnimmt, zeigt die mittlere Energie den in Fig. 7.111 gestrichelt dargestellten, mit zunehmender Tiefe flacher werdenden Verlauf. Fig. 7.111 zeigt zusätzlich die Tiefenabhängigkeit der mittleren Energie der Elektronen aller Generationen mit Energien oberhalb $\Delta=1$ keV und $\Delta=100$ keV bezogen auf die Anfangsenergie E_0 . Auf Grund der Rückstreuung sind die mittleren Energien bereits an der Oberfläche deutlich niedriger als die Energie der primären Elektronen.

Verschiedene Methoden zur Bestimmung von Elektronenenergien sind in 7.6 beschrieben. Von diesen kommen im Energiebereich von 1 bis 50 MeV Reichweitenmessungen (7.6.4.2), Szintillationsspektrometrie (7.6.2.2), Impulsmessungen im Magnetfeld (7.6.3.2) und Energiebestimmung aus dem Auftreten von Čerenkovstrahlung (7.6.5.1) in Frage.

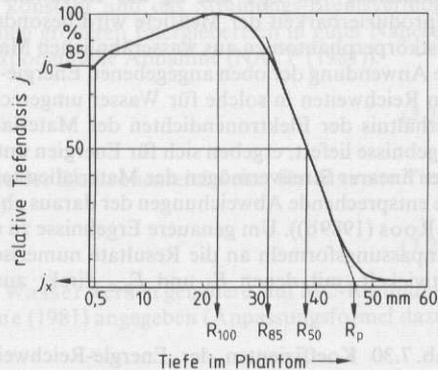
Am gebräuchlichsten ist die Energiebestimmung aus der Messung von Reichweiten in Wasser oder Festkörperphantomen. Die Energien $E_{p,0}$ und \bar{E}_0 an der Phantomboberfläche können mit Hilfe einer relativen Tiefen-Ionendosisverteilung, erhalten aus der Anzeige eines Ionisationskammerdosimeters, ermittelt werden. Man benutzt dazu folgende Parameter dieser Kurve (s. Fig. 7.112):

- R_{50} Halbwerttiefe, bezogen auf die Maximaldosis, und
- R_p praktische Reichweite der Elektronen.

Fig. 7.112

Parameter zur Tiefen-Ionendosisverteilung längs der Strahlachse in einem Phantom

Die relativen Ionendosen j (in Prozent) sind auf den Wert im Maximum bezogen. j_0 ist die relative Dosis an der Oberfläche (gemessen in 0,5 mm Tiefe), j_x die relative Dosis jenseits der maximalen Elektronenreichweite, hervorgerufen durch den Photonenuntergrund. R_{100} , R_{85} und R_{50} sind die Tiefen bei den relativen Dosen 100%, 85% und 50%. R_p ist die praktische Reichweite. Sie ergibt sich als Abszisse des Schnittpunktes der Tangente am Wendepunkt mit der Tangente zum Photonenuntergrund (nach Mattsson u. a. (1981))



Die gleichen Parameter werden auch mit Bezug auf Tiefen-Energiedosisverteilungen verwendet. Das hat Einfluß auf die Berechnungsformel für \bar{E}_0 , während die Formel für $E_{p,0}$ (Gl. (7.216)) für beide Verteilungen verwendet werden kann (s. z. B. IAEA 277 (1987)).

Für die Anwendbarkeit der unten angegebenen Energie-Reichweitebeziehungen ist die Einhaltung folgender Mindestfeldgrößen erforderlich:

Feldgröße ≥ 12 cm \times 12 cm für Energien ≤ 15 MeV

Feldgröße ≥ 20 cm \times 20 cm für Energien > 15 MeV

Als Meßtiefe gilt bei Messungen der Tiefen-Ionendosis die Tiefe des effektiven Meßortes der Kammer (s. 7.8.4.2); die kleinsten Meßunsicherheiten lassen sich durch Verwendung von Flachkammern erreichen (s. 7.8.6.5).

Bestimmung von $E_{p,0}$ aus R_p Die wahrscheinlichste Energie an der Oberfläche, $E_{p,0}$, läßt sich näherungsweise aus der praktischen Reichweite R_p im Phantom berechnen. Bei der Messung von R_p müssen die oben genannten Mindestwerte für die Feldgröße beachtet werden und für den Fokus-Phantomoberflächen-Abstand muß gelten: $FOA \geq 100$ cm. Unter Berücksichtigung von experimentellen und durch numerische Simulation gewonnenen Resultaten wurde von Brahme u. a. (1980) für Wasser folgende empirische Formel (mit R_p in cm) entwickelt:

$$E_{p,0}(R_p) = 0,22 + 1,98 R_p + 0,0025 R_p^2 \quad \text{für } 1 \text{ MeV} \leq E_{p,0} \leq 50 \text{ MeV} \quad (7.216)$$

Bestimmung von \bar{E}_0 aus R_{50} Die mittlere Energie an der Phantomoberfläche, \bar{E}_0 , ist mit der Halbwerttiefe R_{50} korreliert. Für große Feldgrößen (s. o.) und für R_{50} aus Tiefen-Energiedosisverteilungen bei konstantem Fokus-Meßortabstand (entsprechend plan-parallel einfallender Strahlung) gilt im Energiebereich zwischen 5 und 35 MeV näherungsweise die einfache aus Experimenten und numerischen Simulationen gewonnene empirische Relation für Wasser (Brahme u. Svensson (1976)):

$$\bar{E}_0 = 2,33 R_{50} \quad (7.217)$$

Für R_{50} aus Tiefen-Ionendosisverteilungen mit $FOA = 100$ cm (und Einhaltung der Mindestwerte für die Feldgröße) ergibt sich eine leicht modifizierte Relation, die sich durch eine Anpassungsformel (an Daten in IAEA 277 (1987)) für Energien von 1 bis 50 MeV beschreiben läßt:

$$\bar{E}_0 = 0,818 + 1,935 R_{50} + 0,04 R_{50}^2 \quad (7.218)$$

Bestimmung von $E_{p,0}$ und \bar{E}_0 aus Reichweiten in Festkörperphantomen Wegen der besseren Reproduzierbarkeit der Meßtiefe wird besonders für Energien $E_0 \leq 5$ MeV die Verwendung von Festkörperphantomen aus wasserähnlichen Materialien empfohlen (DIN 6800 Teil 2 (1996)). Für die Anwendung der oben angegebenen Energie-Reichweitebeziehungen müssen dann die gemessenen Reichweiten in solche für Wasser umgerechnet werden. Während die Umrechnung mit dem Verhältnis der Elektronendichten der Materialien (s. 7.8.6.4) bei höheren Energien brauchbare Ergebnisse liefert, ergeben sich für Energien unterhalb von etwa 10 MeV auf Grund unterschiedlicher linearer Streuvermögen der Materialien teilweise recht ungenaue Werte für die Reichweiten, die entsprechende Abweichungen der daraus abgeleiteten Energien zur Folge haben (Großwendt u. Roos (1989b)). Um genauere Ergebnisse zu erreichen, wurden die Formeln (7.219) und (7.220) (Anpassungsformeln an die Resultate numerischer Simulation nach der Monte-Carlo-Methode) entwickelt, mit denen \bar{E}_0 und $E_{p,0}$ direkt aus den in den Festkörperphantomen gemessenen

Tab. 7.30 Koeffizienten der Energie-Reichweitebeziehungen Gl. (7.219) u. (7.220) für einige Phantommaterialien. Die zweite Spalte enthält zusätzlich die Werte der Dichten, die bei den Berechnungen verwendet werden.

Phantommaterial	ρ in g cm^{-3}	a_1 in MeV	a_2 in MeV $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$	b_1 in MeV	b_2 in MeV $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$	b_3 in MeV g cm^{-2}
PMMA	1,184	0,225	1,887	0,526	2,175	0,0833
Polystyrol	1,051	0,243	1,856	0,473	2,164	0,0621
Polyethylen	0,940	0,198	1,987	0,475	2,283	0,0630
A 150	1,127	0,251	1,905	0,517	2,206	0,0768
RW-2	1,110	0,239	1,869	0,521	2,182	0,0771

Reichweiten berechnet werden können. Die Formeln gelten für Tiefen-Energiedosisverteilungen bei konstantem Fokus-Meßortabstand im Energiebereich von 1 bis 10 MeV. Die Koeffizienten a_i und b_i können für die gebräuchlichsten Materialien der Tab. 7.30 entnommen werden. Wegen der großen Exemplarstreuung der Dichten ρ der Materialien sollten vorzugsweise gemessene Werte von ρ verwendet werden.

$$E_{p,0} = a_1 + a_2(\rho R_p) \quad (7.219)$$

$$\bar{E}_0 = b_1 + b_2(\rho R_{50}) - b_3/(\rho R_{50}) \quad (7.220)$$

Bestimmung von $E_p(z)$ aus $E_{p,0}$ und R_p Die wahrscheinlichste Energie $E_p(z)$ nimmt in guter Näherung linear mit der Tiefe z im Phantom ab (Harder (1965a)):

$$E_p(z) = E_{p,0}(1 - z/R_p) \quad (7.221)$$

Ist R_p nicht bekannt, kann $E_p(z)$ in Materialien mit niedriger Ordnungszahl nach der Gleichung (ICRU 35 (1984))

$$E_p(z) = E_{p,0} - z S_{\text{col}}(E_{p,0}) \quad (7.222)$$

mit Hilfe des linearen Stoß-Bremsvermögens S_{col} abgeschätzt werden. Diese Gl. führt nur bei hohen Energien und in größeren Tiefen, wo statistische Reichweiteschwankungen nicht mehr vernachlässigt werden können, zu größeren Unsicherheiten.

Bestimmung von $\bar{E}(z)$ aus \bar{E}_0 und R_p Für manche dosimetrische Anwendungen genügt es, von einer linearen Abnahme der mittleren Energie der primären Elektronen gemäß Gl. (7.221) auszugehen (Harder (1965a)). Gl. (7.221) gilt für die mittlere Energie jedoch in schlechterer Näherung als für die wahrscheinlichste Energie, da erstere wegen des hohen anfänglichen Strahlungs-Bremsvermögens zunächst rascher abnimmt und dann einen flacheren Verlauf zeigt (s. Fig. 7.111).

Nimmt man an, daß das Stoß-Bremsvermögen konstant und das Strahlungs-Bremsvermögen proportional zur mittleren Energie ist, was für einen größeren Energiebereich in guter Näherung zutrifft, ergibt sich für die mittlere Energie eine exponentielle Abnahme (NACP (1981)):

$$\bar{E}(z) = \bar{E}_0 \frac{S \cdot \exp(-z \cdot S_{\text{rad}}/\bar{E}_0) - S_{\text{col}}}{S_{\text{rad}}} \quad (7.223)$$

Diese Beziehung gilt zumindest für die erste Hälfte der Elektronenreichweite; für das erste Viertel läßt sie sich weiter vereinfachen (ICRU 35 (1984)):

$$\bar{E}(z) = \bar{E}_0 - z S(\bar{E}_0) \quad (7.224)$$

Für die Abbremsung der primären Elektronen in Wasser werden genauere, auf MC-Rechnungen beruhende Werte für $\bar{E}(z)$ von Andreo u. Brahme (1981) angegeben (Anpassungsformel dazu s. Hohlfeld u. Roos (1986)).

7.8.6.3 Bestimmung der Wasser-Energiedosis im Wasserphantom

Dieser Unterabschnitt bezieht sich – wie 7.8.4.2 – hauptsächlich auf Ionisationskammer-Dosimeter, die zur Anzeige der Wasser-Energiedosis in Wasser kalibriert sind, und beschreibt außerdem die Anwendung von in Luft kalibrierten Dosimetern.

Normen: DIN 6800 Teil 2 (1996); IAEA 277 (1987), Lehrbuch: Reich, Hrsg. (1990)

Die Absolutwerte der Wasser-Energiedosis werden bei hochenergetischer Elektronenstrahlung überwiegend mit Kompaktkammern oder mit Flachkammern ermittelt. Chemische, kalorische oder auf Thermolumineszenz beruhende Verfahren werden im Unterkapitel 7.4 beschrieben.

Kammern für Elektronenstrahlung werden in Deutschland meist wie solche für ultraharte Röntgenstrahlung bei Co-60-Gammastrahlung in Wasser zur Anzeige der Wasser-Energiedosis kalibriert. Ist der Wert des entsprechenden Kalibrierfaktors N für eine Kammer nicht bekannt, läßt er sich für Kompaktkammern nach 7.8.4.3 auch näherungsweise aus dem Kalibrierfaktor für die Luftkerma oder für die Standard-Ionendosis berechnen. Für Flachkammern sind die dazu erforderlichen Korrektions- und Umrechnungsfaktoren jedoch meist nur ungenau bekannt. Sie zeigen außerdem von Kammer zu Kammer derselben Bauart i. allg. erheblich größere Abweichungen als Kompaktkammern. Die kleinsten Meßunsicherheiten lassen sich bei der Kalibrierung von Flachkammern in Elektronenstrahlungsfeldern mit der höchsten verfügbaren Energie durch Vergleich mit der Anzeige einer bei Co-60-Gammastrahlung kalibrierten Kompaktkammer erzielen (s. u.).

Ausgangsgleichung mit Korrektionsfaktoren Die Ausgangsgleichung für die Bestimmung der Wasser-Energiedosis in Wasser lautet für Elektronen- wie für Photonenstrahlung (s. Gl. (7.195):

$$D_w(P_{\text{eff}}) = kNM$$

Die Bedeutung der Symbole entspricht der in 7.8.4.2 für hochenergetische Photonenstrahlung beschriebenen: Das Produkt aus der Anzeige, dem Kalibrierfaktor und den Korrektionsfaktoren ergibt den Meßwert der Dosis am effektiven Meßort P_{eff} der Kammer. Dieser ist bei Elektronenstrahlung (wie bei ultraharter Röntgenstrahlung) für Kompaktkammern näherungsweise um den halben inneren Radius $r/2$ des Meßvolumens gegenüber dem Ort des Bezugspunktes in Richtung auf die Strahlenquelle verschoben (s. 7.8.4.2b Der Verdrängungseffekt bei Kompaktkammern). Bei Flachkammern stimmt der effektive Meßort i. allg. in guter Näherung (s. 7.8.6.5) mit dem Bezugspunkt, d. h. dem Mittelpunkt der inneren Oberfläche des Strahleintrittsfensters, überein.

Der Korrektionsfaktor k ist das Produkt aus den in 7.8.4.2 ausführlich diskutierten Faktoren für die allgemeinen Korrekturen und dem speziellen Korrektionsfaktor k_E für die Energie der Elektronenstrahlung.

Korrektionsfaktor k_E für die Energie der Elektronenstrahlung Während es für hochenergetische Photonenstrahlung ausreichend erscheint, den Korrektionsfaktor für die Strahlenqualität k_Q nur der Qualität der einfallenden Strahlung zuzuordnen (s. 7.8.4.2e), muß beim entsprechenden Korrektionsfaktor k_E für Elektronenstrahlung die Energieabnahme der Elektronen mit der Tiefe z im Phantom berücksichtigt werden. Diese bewirkt, daß sich das Verhältnis $s_{w/a}$ des Massenbremsvermögens von Wasser zu dem für das Meßsignal maßgebenden Massenbremsvermögen von Luft infolge des Dichteeffektes (s. 7.1.3.3) beträchtlich (zwischen 25 MeV und 1 MeV z. B. um nahezu 20%) ändert.

Der Korrektionsfaktor k_E kann (ähnlich wie k_Q (s. 7.8.4.2e) in zwei Teilfaktoren aufgespalten werden, die jeweils auf den Wert 1,000 bei der Kalibrierung mit Cobalt-60-Gammastrahlung in Wasser normiert sind:

$$k_E = k'_E k''_E \quad (7.225)$$

Der von der Bauart unabhängige Faktor k'_E ist das Verhältnis der über die spektrale Elektronenfluenz am Meßort gemittelten Massen-Stoßbremsvermögen von Wasser und Luft, bezogen auf dieses Verhältnis bei Co-60-Gammastrahlung:

$$k'_E = (s_{w/a})_E / (s_{w/a})_{Co} \quad \text{mit} \quad (s_{w/a})_{Co} = 1,133. \quad (7.226)$$

Bestimmung von $(s_{w/a})_E$ Die meisten Verfahren zur Elektronendosimetrie charakterisieren die spektrale Elektronenfluenzverteilung am Meßort zur Bestimmung des Bremsvermögensverhältnisses $(s_{w/a})_E$ durch die mittlere Elektronenenergie an der Phantomoberfläche \bar{E}_0 und die Meßtiefe z . Die Energie \bar{E}_0 kann dazu nach Gl. (7.217) oder (7.218) aus der Halbwertstiefe R_{50} berechnet werden.

Die heute vorzugsweise verwendeten $(s_{w/a})_E$ -Werte (s. z. B. IAEA 277 (1987)) wurden mit Hilfe von spektralen Fluenzverteilungen berechnet, die nach der Monte-Carlo-Methode für die Abbremsung monoenergetischer Elektronen erhalten worden waren (Berger (1983)), sie sind in Tab. 7.31 in Abhängigkeit von \bar{E}_0 und z angegeben.

Eine Untersuchung der Eignung von Energieparametern zur Bestimmung von $s_{w/a}$, bei einer Vielzahl von Strahlungsfeldern unterschiedlicher Beschleunigertypen (Johansson u. a. (1982)) zeigt, daß die alleinige Verwendung von \bar{E}_0 nach Maßgabe von R_{50} noch einen Variationsbereich von mehreren Prozent für $s_{w/a}$ unter Bezugsbedingungen (s. Tab. 7.26) zuläßt. Durch zusätzliche Berücksichtigung der praktischen Reichweite R_p läßt sich $s_{w/a}$ für reale, spektral verteilt einfallende Elektronenstrahlung prinzipiell genauer festlegen (s. Diskussion in Großwendt u. Roos (1992)) und damit eine höhere Meßgenauigkeit erreichen. Ein physikalisch plausibles Verfahren hierfür ist das "Ersatz-Anfangsenergieverfahren" von Harder u. a. (1989), das in die Norm DIN 6800 Teil 2 (1995) aufgenommen wurde. Es verbindet die für monoenergetisch einfallende Elektronen berechneten $s_{w/a}$ -Daten (s. Tab. 7.31) mit den Ansätzen der empirischen Verfahren von Harder (1965b) und Markus u. Kasten (1983), die für polyenergetisch einfallende Elektronen entwickelt wurden.

Anpassungsformeln zur praktischen Handhabung des Verfahrens finden sich im DGMP-Bericht Nr. 6 (1989). Monte-Carlo-Berechnungen von Bremsvermögensverhältnissen für spektral- und richtungsverteilte Strahlung s. Andreo u. Fransson (1989), Ding u. Rogers (1995).

Die allgemein übliche einfache Beschreibung der Qualität der einfallenden Elektronenstrahlung mit nur einem oder zwei aus größeren Tiefen abgeleiteten Parametern R_{50} und R_p kann besonders in kleinen Tiefen, in denen der Beitrag der (z. B. durch Streuung am Strahlerkopf) schräg und mit verminderter Energie einfallenden Elektronen von Bedeutung ist, zu Meßunsicherheiten im Prozentbereich führen.

Eine weitere Erhöhung der Meßunsicherheit ergibt sich aus der Kontamination der einfallenden Elektronenstrahlung mit Photonen, die im Beschleunigerkopf z. B. in Streufolien und anderen Teilen erzeugt werden können. Der Dosisbeitrag dieser Photonenstrahlung kann in den Bezugstiefen (s. Tab. 7.26) mehrere Prozent betragen und wesentlich größer sein als der Beitrag der Photonenstrahlung, die bei der Abbremsung im Phantom erzeugt wird (s. ICRU 35 (1984)). Während der Einfluß der letzteren in Tab. 7.31 berücksichtigt ist, bleibt der stark vom Beschleuniger abhängige Anteil der von außen einfallenden Photonenstrahlung unberücksichtigt; das kann in den Bezugstiefen zu einer Dosisunterschätzung von ungefähr 1% führen (s. Ding u. Rogers (1995)).

Da beide Komplikationen in den genannten Meßverfahren nicht berücksichtigt werden, muß bei höheren Anforderungen an die Genauigkeit auf aufwendigere Verfahren wie z. B. die Eisensulfatdosimetrie mit Flachampullen aus wasserähnlichem Material (s. 7.4.4.1) zurückgegriffen werden.

Bestimmung von k_E'' Der von der Bauart abhängige Korrektionsfaktor k_E'' ist der Quotient aus dem Feldstörungsfaktor p_E für die Meßbedingungen bei Elektronenstrahlung und dem Feldstörungsfaktor p_{Co} bei der Kalibrierung mit Co-60-Gammastrahlung (s. 7.8.4.2):

$$k_E'' = p_E / p_{Co} \quad (7.227)$$

Der Faktor p_E berücksichtigt die durch die Kammer mit ihrem luftgefüllten Hohlraum im Wasserphantom hervorgerufene Störung des primären und sekundären Elektronen-

Tab. 7.31 Bremsvermögensverhältnisse $s_{w/a}$ (Wasser/Luft) für Elektronenstrahlung der Energie \bar{E}_0 bei der Abbremung in Wasser in Abhängigkeit von der Tiefe z (nach IAEA 277 (1987)).

\bar{E}_0 in MeV	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0	8,0	9,0
R_p in cm	0,505	1,01	1,51	2,02	2,52	3,02	3,52	4,02	4,52
z in cm									
0,0	1,116	1,097	1,078	1,059	1,040	1,029	1,019	1,011	1,003
0,1	1,124	1,101	1,081	1,061	1,042	1,030	1,020	1,012	1,005
0,2	1,131	1,106	1,084	1,064	1,044	1,032	1,022	1,013	1,006
0,3	1,135	1,112	1,089	1,067	1,046	1,034	1,024	1,015	1,007
0,4	1,136	1,117	1,093	1,071	1,050	1,036	1,026	1,017	1,009
0,5		1,122	1,098	1,076	1,054	1,039	1,028	1,019	1,010
0,6		1,126	1,103	1,080	1,058	1,043	1,031	1,021	1,012
0,8		1,133	1,113	1,090	1,067	1,050	1,037	1,026	1,016
1,0			1,121	1,099	1,075	1,058	1,043	1,031	1,021
1,2			1,129	1,108	1,085	1,066	1,050	1,037	1,026
1,4			1,133	1,117	1,095	1,075	1,058	1,044	1,032
1,6				1,124	1,104	1,084	1,066	1,050	1,038
1,8				1,130	1,112	1,093	1,074	1,057	1,044
2,0				1,133	1,120	1,101	1,082	1,065	1,050
2,5					1,131	1,120	1,102	1,083	1,067
3,0						1,129	1,119	1,102	1,084
3,5							1,128	1,118	1,102
4,0								1,126	1,116
4,5								1,127	1,125
5,0									1,126
5,5									
6,0									
7,0									
8,0									
9,0									
10,0									
12,0									
14,0									
16,0									
18,0									
20,0									
22,0									
24,0									
26,0									

strahlungsfeldes, die vor allem von dem „Hereinstreueffekt“ (s. Harder (1968), ICRU 35 (1984) Svensson u. Brahme (1986)) herrührt. Für Flachkammern mit genügend breiter Schutzringelektrode gilt in guter Näherung $p_E = 1$, unabhängig von der Elektronenenergie (s. 7.8.6.5).

Der Hereinstreueffekt bei Kompaktkammern mit unterschiedlichem Kammerradius r wurde von Johansson u. a. (1978) experimentell durch Vergleichsmessungen mit einer Flachkammer untersucht. Die daraus abgeleiteten Werte für den Korrektionsfaktor p_E werden z. B. in IAEA 277 (1987), DIN 6800 Teil 2 (1996) und AAPM (1983, 1984) zur Anwendung empfohlen. Sie lassen sich

Die Werte der Reichweite R_p gelten nach Gl. (7.216) für monoenergetische Elektronen der Energie \bar{E}_0 .

10,0	12,0	14,0	16,0	18,0	20,0	25,0	30,0	40,0	50,0
5,02	5,91	6,90	7,89	8,88	9,87	12,3	14,8	19,6	24,4
0,997	0,986	0,977	0,969	0,961	0,955	0,940	0,926	0,912	0,904
0,998	0,987	0,978	0,969	0,962	0,955	0,941	0,929	0,913	0,905
0,999	0,988	0,978	0,970	0,963	0,956	0,942	0,930	0,914	0,906
1,000	0,989	0,979	0,971	0,964	0,957	0,943	0,931	0,915	0,907
1,002	0,990	0,980	0,972	0,965	0,958	0,944	0,932	0,916	0,908
1,003	0,991	0,982	0,973	0,966	0,959	0,945	0,933	0,917	0,909
1,005	0,993	0,983	0,974	0,967	0,960	0,946	0,934	0,918	0,909
1,009	0,996	0,985	0,976	0,969	0,962	0,948	0,936	0,920	0,911
1,013	0,999	0,988	0,979	0,971	0,964	0,950	0,938	0,922	0,913
1,017	1,002	0,991	0,981	0,973	0,966	0,952	0,940	0,924	0,914
1,022	1,006	0,994	0,984	0,976	0,968	0,954	0,942	0,925	0,916
1,027	1,010	0,997	0,987	0,978	0,971	0,956	0,944	0,927	0,917
1,032	1,014	1,001	0,990	0,981	0,973	0,957	0,945	0,929	0,918
1,038	1,018	1,004	0,993	0,983	0,975	0,959	0,947	0,930	0,920
1,053	1,030	1,013	1,000	0,990	0,981	0,964	0,952	0,934	0,923
1,069	1,042	1,023	1,008	0,997	0,987	0,969	0,956	0,938	0,926
1,085	1,056	1,034	1,017	1,004	0,994	0,974	0,960	0,941	0,929
1,101	1,071	1,046	1,027	1,012	1,001	0,979	0,964	0,944	0,932
1,115	1,086	1,059	1,037	1,021	1,008	0,985	0,969	0,948	0,935
1,123	1,101	1,072	1,049	1,030	1,016	0,990	0,973	0,951	0,936
1,125	1,113	1,086	1,061	1,040	1,024	0,996	0,978	0,954	0,940
	1,121	1,100	1,074	1,051	1,033	1,002	0,983	0,958	0,943
	1,122	1,118	1,099	1,075	1,054	1,017	0,993	0,965	0,948
		1,120	1,116	1,098	1,076	1,032	1,005	0,972	0,954
			1,118	1,114	1,098	1,049	1,018	0,981	0,960
				1,116	1,112	1,068	1,032	0,990	0,966
						1,103	1,062	1,009	0,980
						1,107	1,095	1,031	0,996
							1,103	1,056	1,013
								1,080	1,031
								1,094	1,051
									1,070
									1,082
									1,085

mit einer Anpassungsformel (Hohlfeld u. Roos (1986)) berechnen:

$$p_E = 1 - r \cdot 0,2155 \exp(0,1224 \bar{E}(z)) \tag{7.228}$$

r Kammerradius in cm, $\bar{E}(z)$ z. B. nach Gl. (7.223) in MeV

Die Feldstörung wird mit abnehmender Elektronenenergie und zunehmendem Kammerradius größer. Im Prinzip hängen die p_E -Werte zusätzlich auch noch von der Tiefe im Phantom ab (s. Svensson u. Brahme (1986)). Johansson u. a. (1978) zeigten jedoch, daß die nach Gl. (7.228) erhaltenen Werte zumindest in einem Tiefenbereich von $0,2R_p$ bis $0,5R_p$ verwendet werden können.

Einige Zahlenwerte von p_E und k_E' sind in Tab. 7.32 für Energien $\bar{E}(z)$ im Phantom zwischen 10 und 30 MeV wiedergegeben. Wegen der bei niedrigeren Energien zunehmenden Unsicherheit der Feldstörungskorrektur und der Korrektur des Verdrängungseffektes durch die Meßortverschiebung sollten Kompaktkammern bei Energien unterhalb 10 MeV nicht verwendet werden.

Tab. 7.32 Feldstörungs-Korrekturfaktoren p_E und k_E' bei verschiedenen mittleren Energien $\bar{E}(z)$ am Meßort im Wasserphantom für einige zylindrische Kompaktkammern (handelsübliche Kammer nach Tab. 7.22) mit den zugehörigen Werten von p_{Co} und $k_r(Co)$ nach 7.8.4.1.

$\bar{E}(z)$ in MeV	p_E bei Kammerradius $r =$			k_E für Kammerbauarten			
	0,15 cm	0,25 cm	0,35 cm	PTW 23331 1,0 cm ³	PTW 23364 0,3 cm ³	NE 2571 0,6 cm ³	CAP PR-06C 0,65 cm ³
10	0,990	0,984	0,978	0,974	0,982	0,987	0,989
15	0,995	0,991	0,988	0,985	0,990	0,996	0,998
20	0,997	0,995	0,993	0,992	0,994	1,001	1,003
30	0,999	0,999	0,998	0,997	0,997	1,005	1,007
$p_{Co} =$				1,001	1,001	0,993	0,991
$k_r(Co) =$				1,010	1,007	1,008	1,008

Kalibrierung von Flachkammern bei Elektronenstrahlung Flachkammern, die nicht bei Co-60-Gammastrahlung kalibriert wurden oder deren Feldstörungs-Korrekturfaktor p_{Co} (der für die Anwendung von Gl. (7.227) erforderlich ist und für den keine einfachen Berechnungsverfahren wie für Kompaktkammern zur Verfügung stehen) nicht bekannt ist, können mit Elektronenstrahlung durch Vergleich mit der Anzeige einer kalibrierten Kompaktkammer kalibriert werden (s. NACP (1981)).

Dazu wird Elektronenstrahlung mit der höchsten verfügbaren Energie verwendet, um die Feldstörungskorrektur p_E der Kompaktkammer möglichst klein zu halten. Der Kammerradius der Kompaktkammer sollte so klein sein, daß die Korrektur nicht mehr als 2% beträgt. Die Kompaktkammer und die Flachkammer werden dann jeweils mit ihrem effektiven Meßort in der Bezugstiefe unter den Bezugsbedingungen nach Tab. 7.26 im Wasserphantom nacheinander bestrahlt (zur Verwendung von Kunststoffphantomen siehe 7.8.6.4). Dabei sollte ein externer Monitor benutzt werden. Die Wasser-Energiedosis wird mit der Kompaktkammer – wie oben beschrieben – ermittelt und die Flachkammer damit, unter Berücksichtigung der allgemeinen Korrekturen (s. 7.8.4.2), kalibriert.

Für die Energiedosis, gemessen mit der Flachkammer unter Meßbedingungen, gilt dann in Analogie zu Gl. (7.195):

$$D_w = k N_e M \quad (7.229)$$

N_e ist der Kalibrierfaktor der Flachkammer für die Wasser-Energiedosis bei der Kalibrierung mit Elektronenstrahlung. k ist das Produkt der allgemeinen Korrekturfaktoren (nach 7.8.4.2) und des Korrekturfaktors für die Elektronenenergie. Da die Korrektur für die Feldstörung bei Flachkammern i. allg. vernachlässigbar ist (s. 7.8.6.5), berücksichtigt die Korrektur für die Energie nur noch die Abweichung der Bremsvermögensverhältnisse $S_{w/a}$ bei Meßbedingungen von den Werten bei der Kalibrierung; der Korrekturfaktor ist gegeben durch den Quotienten dieser Verhältnisse. Die entsprechenden Werte können Tab. 7.31 entnommen werden.

7.8.6.4 Messung in Festkörperphantomen, Dosisverteilungen

Wegen der besseren Reproduzierbarkeit des Tiefenparameters z wird in Anbetracht der geringen Elektronenreichweiten und der damit verbundenen steilen Dosisgradienten für den Energiebereich $\bar{E}_0 \leq 10$ MeV die Verwendung von Festkörperphantomen empfohlen (s. z. B. DIN 6800 Teil 2 (1996) u. IAEA 277 (1987)); das gilt besonders für Energien $E_0 \leq 5$ MeV, wo die praktische Reichweite in Wasser weniger als 2,5 cm beträgt.

Wenn Messungen mit einer Ionisationskammer zur Bestimmung der Wasser-Energiedosis im Wasserphantom ersatzweise in einem Festkörperphantom durchgeführt werden, sollte das Material der Kammerwand dem des Phantoms möglichst äquivalent sein (s. 7.8.3.5).

Umrechnung von Reichweiten und Tiefen Die für die Dosismessung erforderlichen Werte der Energieparameter können nach 7.8.6.2 aus den im Festkörperphantom gemessenen Reichweiten berechnet werden. Bei Materialien, deren Daten nicht in Tab. 7.30 enthalten sind und deren effektive Ordnungszahl (s. Reich, Hrsg. (1990) S. 224) der von Wasser ähnlich ist ($6 \leq Z \leq 8$), können die gemessenen Reichweiten zur Anwendung der Energie-Reichweitebeziehungen für Wasser näherungsweise nach dem Verhältnis der volumenbezogenen Elektronendichten $[\rho(Z/A_r)_{\text{eff}}]_{\text{m}}/[\rho(Z/A_r)_{\text{eff}}]_{\text{w}}$ (s. Reich, Hrsg. (1990) S. 274)) in Reichweiten in Wasser umgerechnet werden. Werte der mit $b_{\text{w/m}}$ bezeichneten Umrechnungsfaktoren sind für einige Stoffe in Tab. 7.33 wiedergegeben.

Mit einer weiteren Skalierung wird die Meßtiefe in eine äquivalente Wassertiefe (d. h. in eine Tiefe, in der die spektralen Fluenzverteilungen einander so ähnlich sind, daß das Bremsvermögensverhältnis $s_{\text{w/a}}$ näherungsweise den gleichen Wert hat) umgerechnet. Die Norm DIN 6800 Teil 2 (1996) empfiehlt hier, wie auch für die Reichweiten, eine Umrechnung entsprechend den Elektronendichten. (Aufwendigere Verfahren, die von der Energie (IAEA 277 (1987)) und von der Meßtiefe (AAPM (1991)) abhängen, sind nicht in allen Fällen genauer).

Umrechnung von Dosisanzeigen Der weitere Umrechnungsfaktor $h_{\text{w/m}}$ (Fluenzumrechnung), der auf die Dosimeteranzeige M angewendet wird, berücksichtigt Fluenzunterschiede zwischen der Meßtiefe im Festkörperphantom und der nach dem Verhältnis der Elektronendichten skalierten zugehörigen Wassertiefe. Bei divergenter Strahlung muß dabei der Einfluß des $1/r^2$ -Gesetzes berücksichtigt werden. Dieser ist vernachlässigbar, wenn die Differenz der entsprechenden Tiefen in den beiden Materialien klein im Vergleich zum Abstand vom Fokus ist.

Tab. 7.33 Werte von $b_{\text{w/m}}$ und $h_{\text{w/m}}$ (s. Text) für einige Phantommaterialien nach DIN 6800 Teil 2 (1995)

Material	Chem. Bruttoformel oder Massenanteile	Dichte in g cm^{-3}	$b_{\text{w/m}}$	$h_{\text{w/m}}$
Polystyrol	C_8H_8	1,029	0,98	1,015
RW-3	*)	1,045	1,000	1,01
M3	**)	1,055	1,055	1,000
Polyethylen	CH_2	0,92	0,93	1,04
PMMA	$\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$	1,18	1,148	1,000

*) Polystyrol + 2% TiO_2

**) 0,7692 Paraffin + 0,2235 MgO + 0,0072 CaCO_3

$h_{w/m}$ -Werte sind für einige Materialien in Tab. 7.33 wiedergegeben. Sie wurden experimentell als Verhältnis der Anzeigen im Maximum der Tiefen-Ionisationsverteilungen im Wasser und im Material-m-Phantom bei konstantem Fokus-Oberflächenabstand (100 cm) bestimmt und können zwischen 2 und 10 MeV als näherungsweise unabhängig von E_0 angenommen werden (NACP (1981), Bruinvis u. a. (1985)).

AAPM (1991) berücksichtigt explizit die Energie- und Tiefenabhängigkeit der Fluenzkorrektion. Die empfohlenen Daten schließen jedoch den Energiebereich unterhalb 6 MeV nicht ein.

Vermeidung von Aufladungseffekten Bei Phantomen aus nichtleitenden Materialien (z. B. PMMA) kann besonders die Anzeige von Dosimetern mit Kompaktkammern erheblich durch Aufladungseffekte mit sehr hohen elektrischen Feldstärken verfälscht werden (s. Galbraith u. a. (1984), Mattsson u. Svensson (1984), Twaites (1984), Anthony u. a. (1986)). Um diese Effekte klein zu halten, sollten die Phantome aus Platten mit Dicken von nicht mehr als 10 mm bestehen. Außerdem sollten zumindest die an die Kammer angrenzenden Flächen (auch bei Flachkammern, besonders wenn das Eintrittsfenster aus einer dünnen Folie besteht) mit einer leitfähigen Schicht überzogen werden (z. B. durch Graphitierung), die auf Schutzringpotential gehalten wird.

Messung von (räumlichen) Dosisverteilungen Ähnlich wie bei der Kalibrierung von Dosimetern (s. 7.8.4.4) sollte das Phantom das Strahlungsfeld auf allen Seiten um mindestens 5 cm überragen; außerdem sollte die Tiefe des Phantoms die größte Meßtiefe um mindestens 5 cm übertreffen.

Wenn die Energiedosis unter Bezugsbedingungen (wie in diesem Unterkapitel beschrieben) gemessen wurde, läßt sie sich für andere Bedingungen durch Messung relativer Dosisverteilungen wie z. B. relative Tiefendosisverteilungen oder Isodosenkurven ermitteln. Da die Strahlungsfeldgrößen bei gegebener nomineller Energie des Beschleunigers sehr stark vom Beschleunigertyp und dem Strahlaufbereitungssystem (Filter, Kollimatoren usw.) abhängen, sollten Parameter wie z. B. R_{50} , R_p , R_{100} , R_{85} (s. 7.8.6.1, Fig. 7.108) bei höheren Genauigkeitsanforderungen nicht Tabellenwerken (z. B. Brit. J. Radiol. Suppl. No. 17 (1983)) entnommen, sondern experimentell bestimmt werden.

Bei Messungen mit Ionisationskammern muß berücksichtigt werden, daß nicht nur die $s_{w/a}$ -Werte sondern auch der Korrektionsfaktor für die Feldstörung p_E (7.8.6.3) i. allg. tiefenabhängig sind. Gleiches gilt für die Korrektion des Polaritätseffektes und die Korrektion für Nichterreichen der Sättigung (s. 7.8.4.2b)). In allen Fällen muß die Anzeige zur Korrektion des Verdrängungseffektes auf den effektiven Meßort (s. 7.8.4.2b) u. 7.8.6.3) bezogen werden.

Besonders für die Messung von Tiefendosisverteilungen längs des Zentralstrahles ist die Verwendung von Flachkammern zu empfehlen, da tiefenunabhängig $p_E = 1$ gilt (s. 7.8.6.3), während die tiefenabhängigen p_E -Werte für Kompaktkammern nur für den Bereich um das Dosismaximum bekannt sind. Weiterhin ist die Tiefenauflösung besonders gut und der effektive Meßort in erheblich besserer Näherung tiefenunabhängig als bei Kompaktkammern (s. 7.8.6.5).

Eine hohe räumliche Auflösung bei geringem meßtechnischem Aufwand erreicht man mit Filmdosimetern (s. 7.4.5.2) in Festkörperphantomen. Zur Kalibrierung sollten die Dosisverteilungen auf dem Zentralstrahl mit einer Flachkammer gemessen werden.

Isodosenkurven werden häufig auch mit Hilfe rechnergesteuerter Halbleiterdioden (s. 7.4.6.1) oder mit Thermolumineszenzdosimetern (s. 7.4.3.2) gemessen. Alle diese Methoden erfordern viele Vorkehrungen, um verlässliche Ergebnisse zu liefern, so daß ihre Anwendung nur in Verbindung mit regelmäßigen Tests an Hand von Ionisationskammern ratsam ist. Eine ausführliche Beschreibung der Anwendung dieser Methoden zur Messung von Dosisverteilungen findet sich in AAPM (1991).

7.8.6.5 Anforderungen an Dosimeter für Elektronenstrahlung

Die Anforderungen an Ionisationskammerdosimeter zur Anwendung bei hochenergetischer Photonenstrahlung (s. 7.8.4.6) gelten auch für die Anwendung bei Elektronenstrahlung. Zusätzliche Anforderungen an die Kammern ergeben sich durch Feldstörungen, die durch Vielfachstreuung (s. „Hereinstreueffekt“ 7.8.6.3) und durch das Auftreten steiler Dosisgradienten (s. 7.8.6.1) hervorgerufen werden. Die Energiedosis wird deswegen in der Regel mit Flachkammern gemessen (s. DIN 6800 Teil 2 (1996)). Kompaktkammern sollten bei Energien unterhalb von 10 MeV nicht eingesetzt werden und bei höheren Genauigkeitsanforderungen auch oberhalb dieser Energie nur, wenn die Kammern so klein sind, daß p_E (nach Gl. (7.228)) um weniger als 2% vom Wert eins abweicht. Dabei ist zu beachten, daß die p_E -Werte nur für den Tiefenbereich $0,2 R_p$ bis $0,5 R_p$ gelten (s. 7.8.6.3).

Die Kammern sollten möglichst im Wasserphantom einsetzbar und möglichst homogen aus wasserähnlichen Materialien aufgebaut sein, d. h. das Massen-Stoßbremsvermögen und das lineare Streuvermögen sollten dem von Wasser ähnlich sein (s. Tab. 6.1 in ICRU 35 (1984)), besonders auch im Hinblick auf die Rückstreuung von der hinteren Kammerwand (Tabata u. Ito (1992), Klevenhagen (1991)). Kammern zur Messung in Festkörperphantomen sollten phantom-materialäquivalent sein.

Im Gegensatz zu Kompaktkammern läßt sich bei Flachkammern die Strahlungsfeldstörung vernachlässigbar klein halten. Gleichzeitig läßt sich erreichen, daß die Kammern im wesentlichen die Elektronenfluenz durch die Frontwand nachweisen, so daß der effektive Meßort in guter Näherung energie- und tiefenunabhängig als Mittelpunkt der inneren Oberfläche des Eintrittsfensters angenommen werden kann.

Das Verhältnis aus Hohlraumdurchmesser und Tiefe der Flachkammern sollte möglichst bei etwa 10 liegen, wobei die Tiefe 0,2 cm nicht überschreiten sollte. Die Sammelelektrode sollte von einer Schutzringelektrode umgeben sein, deren Breite die Hohlraumtiefe um mindestens 50% übertrifft (Morris u. Owen (1975), Mattsson u. a. (1981), Roos u. a. (1993)). Der Durchmesser der Sammelelektrode sollte nicht größer als 2 cm sein, um den Einfluß von radialen Strahlungsfeldinhomogenitäten klein zu halten und das Eintrittsfenster sollte nicht dicker als 0,1 cm sein, um Messungen in geringen Tiefen zu ermöglichen.

Besonders aufwendig ist die Korrektur des Polaritätseffektes (d. h. der Änderung des Ansprechvermögens bei Änderung der Polarität der Kammerspannung), da dieser von nahezu allen Strahlungsfeldparametern abhängt und z. B. bei Variation der Tiefe im Phantom sein Vorzeichen wechseln kann (s. 7.8.4.2b)). Der Polaritätseffekt sollte deswegen nirgends größer als 0,5% sein (DIN 6817 (1984)). Diese Anforderung wird häufig nicht erfüllt (Derikum u. Roos (1991)). Der Effekt ist nicht nur bauartspezifisch, sondern kann eine erhebliche Exemplarstreuung zeigen und seine Größe auch im Laufe der Zeit ändern. Eine regelmäßige Kontrolle ist deswegen erforderlich.

7.8.7 Neutronendosimetrie (W. G. Alberts)

7.8.7.1 Einführung

Die Meßverfahren in der Neutronendosimetrie werden durch den jeweiligen Anwendungszweck geprägt, z. B. Strahlentherapie oder Strahlenschutz.

Neutronendosimetrie für die Strahlentherapie Neutronen übertragen einen Teil ihrer Energie über Kernreaktionen auf das Gewebe. Dabei entstehen stark ionisierende schwere Teilchen, und zwar in erster Linie Protonen, daneben aber auch schwere

Rückstoßkerne (z. B. α -Teilchen, ^{12}C - und ^{16}O -Kerne), deren Energie innerhalb weniger Millimeter fast vollständig vom Gewebe absorbiert wird (s. 7.8.7.2). Bei den Kernreaktionen wird auch Gammastrahlung emittiert, die ihre Energie im weiteren Umkreis über Elektronen, d. h. über schwach ionisierende Strahlung, auf das Gewebe überträgt (Auxier u. a. (1968)). Bei gleicher Energiedosis ist die biologische Wirkung der stark ionisierenden Strahlung wesentlich größer (z. B. um den Faktor 3) als die der schwach ionisierenden Strahlung. Für die Strahlentherapie (Lowry (1974), Raju (1980), Catteral u. Bewley (1979)) müssen daher die von beiden Strahlenarten erzeugten Energiedosen (s. 7.8.1.2) getrennt bekannt sein.

Weitergehenden Aufschluß über die Energieübertragungsprozesse erhält man durch mikrodosimetrische Methoden, insbesondere durch Verwendung eines Proportionalzählers nach Rossi (1968); s. 7.8.7.2. Die Meßunsicherheit der Energiedosis der Neutronen (d. h. der Hauptkomponente) sollte kleiner als 5% sein. Die Energiedosen am Ort des Zielvolumens im Patienten werden mittelbar gewonnen, indem man den Patienten durch ein gewebeäquivalentes Phantom ersetzt und darin die Energiedosisverteilung („Tiefendosis-Verteilung“) relativ zu einem fest installierten Monitordetektor mißt, der meistens als Durchstrahlungsdetektor frei in Luft zwischen dem Patienten und der Strahlungsquelle angebracht ist (s. 7.8.7.2).

Neutronendosimetrie für den Strahlenschutz Die in der Strahlentherapie bei hohen Energiedosen beobachtete unterschiedliche biologische Wirkung von Neutronen- und Gammastrahlung wird bei den niedrigen im Strahlenschutz auftretenden Dosen pauschal durch die Einführung der Größenart Äquivalentdosis H (s. 7.8.1.8) berücksichtigt. Ihre Ermittlung ist im Falle der Neutronen schwierig, da sich das lineare Energieübertragungsvermögen L (s. 7.1.3.3) der stark ionisierenden Teilchen während der Bremsung im Gewebe stark ändert und somit auch der Qualitätsfaktor $Q(L)$ entlang der Teilchenspur eine veränderliche Größe ist. Wird eine Person mit einer bestimmten Neutronenfluenz bestrahlt, so ergibt sich im Körper eine ortsabhängige Äquivalentdosis $H(\mathbf{r})$ (\mathbf{r} Ortsvektor), die im allgemeinen mit Hilfe komplizierter Monte-Carlo-Rechnungen gewonnen werden muß. Die International Commission on Radiological Protection hat die Größen „Effektive Äquivalentdosis“ H_E (ICRP 26 (1977)) und „Effektive Dosis“ E (ICRP 60 (1991)) in Form einer gewichteten Mittelung über $H(\mathbf{r})$ eingeführt und obere Grenzwerte („Limits“) dafür angegeben (s. 7.8.1.9).

Da die effektiven Dosen nicht meßbar sind, werden Ersatzgrößen (Äquivalentdosis-Meßgrößen) H eingeführt, die je nach dem Meßzweck näher definiert werden müssen. Sie werden in Referenzfeldern monoenergetischer undirektionaler Neutronen der Energie E mit der Fluenz $\Phi(E)$ nach der Beziehung $H = h_\phi(E) \cdot \Phi(E)$ durch (neutronenenergieabhängige) Neutronenfluenz-Äquivalentdosis-Umrechnungsfaktoren $h_\phi(E)$ beschrieben (s. Tab. T 7.26 in Band 3); diese können mit Hilfe von Monte-Carlo-Programmen berechnet werden. In Feldern mit einer spektralen Verteilung der Fluenz $\Phi_E(E)$ gilt

$$H = \int_0^{\infty} h_\phi(E) \cdot \Phi_E(E) dE = \overline{h_\phi} \cdot \Phi.$$

In der praktischen Meßtechnik werden die Neutronen- und Gamma-Äquivalentdosen meist mit getrennten Meßgeräten gemessen, weil in den Detektoren oft unterschiedliche Meßeffekte ausgenutzt werden (s. 7.8.7.3). Außerdem wird eine solche Trennung nahegelegt, weil der Qualitätsfaktor Q (s. 7.8.1.8) nur bei Neutronen unterschiedliche Werte annimmt, während bei Photonen $Q = 1$ ist.

Ferner unterscheidet man in der praktischen Meßtechnik häufig zwischen Orts- und Personendosimetern. Nach der in der Bundesrepublik Deutschland gültigen Strahlenschutzverordnung (StrlSchV (1989)) sind Ortsdosimeter tragbare oder fest installierte Geräte, die die Äquivalentdosis für Weichteilgewebe an einem bestimmten Ort (s. 7.8.7.3) anzeigen. Personendosimeter werden entsprechend definiert als Strahlenschutzdosimeter, welche die Äquivalentdosis für Weichteilgewebe an einer für die Strahlenexposition als repräsentativ geltenden Stelle der Körperoberfläche einer Person anzeigen (s. 7.8.7.4).

7.8.7.2 Messung der Energiedosis (Therapiedosimeter)

Die Energiedosis, die durch Neutronen in Gewebe oder anderen Materialien erzeugt wird, kann mit ähnlichen Methoden gemessen werden wie in der Photonendosimetrie (s. 7.8.4), wenn dabei die charakteristischen Unterschiede in der Wechselwirkung der Strahlung mit dem Material berücksichtigt werden. Therapiedosimeter werden in Neutronenfeldern mit hoher Dosisleistung (0,01 bis 1 Gy/min) eingesetzt. Dabei werden fast ausschließlich Ionisationskammern (s. 7.6.2.4) verwendet. Als Strahlungsmonitore werden an Therapieanlagen auch Spaltungsdetektoren (s. 7.4.9.2) oder Zählrohre (s. 7.6.2.3) benutzt (allg. Übersicht: ICRU 26 (1977)).

Messungen mit Ionisationskammern Ionisationskammern (Broerse (1980)) zur Messung der Energiedosis in Gewebe (z. B. ICRU-Standardgewebe: 10,2% H, 12,3% C, 3,5% N, 74,0% O relative Massenanteile) bestehen aus gewebeäquivalentem Plastikmaterial (A-150: 10,1% H, 77,6% C, 3,5% N, 8,8% O relative Massenanteile; s. Goodman (1978)). Die Kammern werden mit gewebeäquivalenten Gasgemischen (z. B. 64,4% CH₄, 32,4% CO₂, 3,2% N₂ relative Volumenanteile) im Durchfluß (5 bis 30 cm³/min) betrieben (s. a. 7.8.3.4).

Die Neutronen erzeugen in der Kammerwand und im Gas geladene Sekundärteilchen (p , d , α , schwere Kerne) mit sehr unterschiedlichen Reichweiten (von wenigen μm bis zu mehreren m in Gasen), so daß in einer Kammer mit z. B. 1 cm³ Volumen die Bragg-Gray-Bedingung (s. 7.8.3.3) nicht für alle Teilchen erfüllt werden kann. Man benutzt deshalb möglichst homogene Kammern (A-150-Plastik mit gewebeäquivalentem Gas oder Polyethylen mit Methan). Die Rückstoßprotonen aus der Neutron-Proton-Streuung liefern den größten Beitrag zur Gewebe-Energiedosis (relativer Anteil größer als 75% für $E_n < 15$ MeV).

Die Ionisationskammern werden in einem bekannten Photonenfeld (¹³⁷Cs, ⁶⁰Co) frei in Luft in Einheiten der Gewebekerma (oder Gewebe-Energiedosis bei Sekundärelektronengleichgewicht) kalibriert (s. a. 7.8.4.3). Um Sekundärteilchengleichgewicht für die Elektronen herzustellen, wird dabei die Wandstärke der Kammer durch Verstärkungen vergrößert. Der Kalibrierfaktor für die Gewebekerma einer Kammer im Neutronenfeld wird dann aus dem Kalibrierfaktor im Photonenfeld durch Multiplikation mit einigen Korrekturfaktoren ermittelt (s. ausführliche Darstellung bei Broerse u. a. (1981)). Sie berücksichtigen die Unterschiede zwischen Elektronen und den von den Neutronen erzeugten Ionen, u. a. in der mittleren Energie pro erzeugtem Ionenpaar im Kammergas, im Verhältnis der mittleren Massenbremsvermögen von Kammerwand zu Kammergas sowie im Verhältnis der mittleren Massen-Energieabsorptionskoeffizienten von Standardgewebe zu A-150-Plastikmaterial. Für Neutronen ist dieses Verhältnis in guter Näherung gleich dem Quotienten K_t/K_{A-150} mit der Gewebe-Kerma K_t und der A-150-Plastik-Kerma K_{A-150} . Kerma-Daten sind bei Caswell u. a. (1980) tabelliert.

Da sich die Neutronenwirkungsquerschnitte mit der Energie der Neutronen stark ändern, hängt das Verhältnis der Kermawerte vom Neutronenspektrum des Feldes ab ($0,9 \leq K_i/K_{A-150} \leq 1,1$). Es sollte für genaue Dosismessungen (Unsicherheit $< 8\%$) bekannt sein. Bei Messungen in ausgedehnten, wasserstoffhaltigen Phantomen ist stets infolge der (n, γ) -Einfangreaktionen am Wasserstoff für langsame Neutronen mit einem Photonendosisanteil an der Gesamt-Energiedosis zu rechnen. Zusätzlich muß im Phantom eine Korrektur des Meßwertes infolge der Verschiebung des effektiven Meßortes gegenüber dem Kammerzentrum berücksichtigt werden (s. 7.8.4.2). Der entsprechende Korrekturfaktor k_d hängt von der Kammergröße ab (Broerse u. a. (1981)). Für 14-MeV-Neutronen gilt $k_d = 1 - 2,5 \cdot r_i \cdot 10^{-3}$ mit dem Hohlraumradius r_i der Kammer in mm.

Die Ionisationskammern sind entweder kleine Zylinder- oder Kugelkammern (Volumen 0,1 bis 2 cm³), die auch zur Messung von Dosisverteilungen in Phantomen verwendet werden, oder dünne großflächige Plattenkammern, die meistens als Monitoren im direkten, kollimierten Neutronenstrahl eingesetzt werden.

Messungen in gemischten Neutronen-Photonenfeldern Zur Trennung der Energiedosen D_N und D_G , die durch Neutronen und Gammastrahlung im Gewebe erzeugt werden, bedient man sich häufig der Zwei-Detektor-Methode (ICRU 26 (1977)). Hierbei wird ein überwiegend neutronenempfindliches Dosimeter (im folgenden durch den Index „T“ gekennzeichnet) mit einem überwiegend photonenempfindlichen Dosimeter (Index „U“) kombiniert. Die Anzeigen M_T, M_U der beiden Geräte sind

$$M_T = a_T D_N + b_T D_G, \quad M_U = a_U D_N + b_U D_G \quad (7.230)$$

Die Indizes T und U stammen von der Dosimetrie mit zwei Ionisationskammern, nämlich mit einer gewebeäquivalenten Kammer (T = tissue equivalent), die im wesentlichen die totale Energiedosis $D_N + D_G$ mißt, und einer neutronenunempfindlichen Kammer (U = unsensitive, d. h. ohne Wasserstoffgehalt), die im wesentlichen die Photonendosis D_G mißt.

Sind die (i. allg. spektrumsabhängigen) Ansprechvermögen a_T, b_T, a_U und b_U aus entsprechenden Kalibrierungen bekannt, so können die Werte D_N und D_G aus dem Gleichungssystem (7.230) berechnet werden. Es ist üblich, die Konstanz beider Detektoren, T und U, des öfteren durch Nachkalibrierung, d. h. Messung der entsprechenden Werte $b_{T,0}$ und $b_{U,0}$ in einem Referenz-Gammastrahlenfeld (z. B. ⁶⁰Co) zu kontrollieren. Durch Division der ersten Gleichung durch $b_{T,0}$ und der zweiten durch $b_{U,0}$ ergeben sich die in der Literatur häufig zitierten relativen Ansprechvermögen (ICRU 26 (1977))

$$k_T = a_T/b_{T,0} \quad k_U = a_U/b_{U,0}, \quad (7.231)$$

$$h_T = b_T/b_{T,0} \quad h_U = b_U/b_{U,0}, \quad (7.232)$$

welche mehr oder weniger von der Energie der Strahlung abhängen können. Als U-Geräte werden meist Auslösezählrohre mit photonendosisproportionalem Ansprechvermögen oder Ionisationskammern verwendet (s. 7.4.2). Auslösezählrohre haben den Vorteil eines sehr kleinen k_U -Wertes (Guldbakke u. a. (1980)), erfordern aber bei höheren Intensitäten erhebliche Korrekturen für die Totzeit (Guldbakke u. Klein (1981)). Die Energieabhängigkeit des h_U -Wertes wurde von Thorngate u. Johnson (1965) gemessen. Argongefüllte Magnesium-Ionisationskammern bzw. CO₂-gefüllte Graphit-Ionisationskammern haben einen höheren k_U -Wert (Broerse (1980), Schlegel-Bickmann u. a. (1990)), jedoch keine Totzeiten. Außerdem gilt näherungsweise $h_U \approx 1$.

Mikrodosimetrische Methoden Eine bessere Charakterisierung der Energieübertragungsprozesse ist mit mikrodosimetrischen Methoden möglich (Rossi (1968), ICRU 36 (1983), Kellerer (1985)). Ein wichtiges Ziel der Mikrodosimetrie ist die Bestimmung der Wahrscheinlichkeit, mit der eine Strahlung die Energie zwischen ε und $\varepsilon + d\varepsilon$ auf ein Gewebeelement überträgt. In der Mikrodosimetrie interessieren Gewebeelemente, die in ihrer Größe wichtige strahlungsempfindliche biologische Strukturen repräsentieren, wie z. B. die Doppelwendel eines DNS-Moleküls oder der Zellkern einer menschlichen Zelle (Durchmesser etwa 3 nm bzw. 10 μm).

Ist \bar{l} die mittlere Sehnenlänge in dem Gewebeelement, so heißt die Größe $y = \varepsilon/\bar{l}$ „lineare Energiedichte“ (lineal energy). In der Regel werden kugelförmige Gewebeelemente (Durchmesser d) angenommen. Damit ist $\bar{l} = 2d/3$ und $y = 3\varepsilon/2d$. Für $d > 0,3 \mu\text{m}$ kann y mit einem Proportionalzähler nach Rossi (1968), einem kugelförmigen Zähler mit gewebeäquivalenten Wänden und einer gewebeäquivalenten Gasfüllung, gemessen werden. Die Masse des Gases entspricht dem erwähnten Gewebekügelchen und simuliert meistens einen Durchmesser von etwa 1 μm . Die gemessene Impulshöhe für jedes geladene Teilchen, das in der Gasfüllung Energie verliert (Ereignis), ist im wesentlichen proportional zu y . Dieser Zähler mißt daher, abgesehen von gewissen Korrekturen, das y -Spektrum der Ereigniszahlen. Ist $f(y)$ die Verteilungsdichte, d. h. die relative Anzahl der Ereignisse im zugehörigen Intervall von y , dividiert durch dieses Intervall, und ist $d(y)$ die Verteilungsdichte der Energiedosis, d. h. der relative, durch Ereignisse im zugehörigen Intervall von y erzeugte Energiedosisanteil, dividiert durch dieses Intervall, so kann man zeigen, daß

$$d(y) = y \cdot f(y) / \bar{y}_F \quad \text{mit} \quad \bar{y}_F = \int_0^{\infty} y \cdot f(y) \cdot dy \quad (7.233)$$

Aus den gemessenen $f(y)$ -Spektren ergibt sich der relative Anteil der Energiedosis im interessierenden Intervall zwischen y_1 und y_2 aus

$$\int_{y_1}^{y_2} d(y) \cdot dy = \frac{1}{\bar{y}_F} \cdot \int_{y_1}^{y_2} y \cdot f(y) \cdot dy \quad (7.234)$$

Da die Größe y bei der praktischen Anwendung vier bis fünf Zehnerpotenzen überstreicht, werden die zugehörigen Spektren logarithmisch aufgetragen. In diesem Fall ist der relative Energiedosisanteil im Intervall zwischen y_1 und y_2

$$\int_{y_1}^{y_2} d(y) \cdot dy = \int_{\ln(y_1/y_0)}^{\ln(y_2/y_0)} y \cdot d(y) \cdot d[\ln(y/y_0)]$$

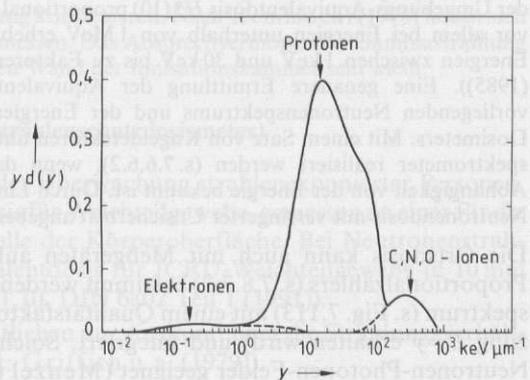


Fig. 7.113
Lineares Energiedichtespektrum in einer Tiefe von 5 cm in einem Wasserphantom für einen Neutronenstrahl, der durch Beschuß eines dicken Be-Targets mit 14 MeV Deuteronen erzeugt wurde (nach Fidorra u. Booz (1981))

Die hinzugefügte willkürliche Konstante y_0 stellt sicher, daß das Argument unter der Logarithmus-Funktion dimensionslos ist. Sie hebt sich auf der rechten Seite wieder heraus.

Als Beispiel zeigt Fig. 7.113 ein y -Spektrum, in dem die Dosisbeiträge der Elektronen und der schweren Ionen gestrichelt dargestellt werden. Die ausgezogene Kurve stellt die Summe aller Beiträge dar. Es zeigt sich, daß der Hauptbeitrag von den Rückstoßprotonen geliefert wird.

Dosisbeiträge von stark und schwach ionisierender Strahlung lassen sich auch mit einem von Hurst angegebenen Proportionalzählrohr unterscheiden, jedoch ist die Interpretation in Form mikrodosimetrischer Größen (wie z. B. y) problematisch (ICRU 26 (1977)).

7.8.7.3 Messung der Ortsdosis (Strahlenschutzdosimeter)

Die Ortsdosis ist die Äquivalentdosis für Weichteilgewebe, gemessen an einem bestimmten Ort. Bei Neutronenstrahlung gilt als Ortsdosis die Umgebungs-Äquivalentdosis $H^*(10)$ (DIN 6802 Teil 1 (1991)). Fluenz-Umgebungsäquivalentdosis-Umrechnungsfaktoren (s. 7.8.7.1) s. Tab. T 7.26 und 7.27 in Band 3.

Meßgeräte Fest installierte oder tragbare Geräte zur Messung der Ortsdosis (bzw. der Ortsdosisleistung) werden in den Sperr-, Kontroll- oder Überwachungsbereichen oder in der Umgebung von kerntechnischen Anlagen und Teilchenbeschleunigern eingesetzt (StrlSchV (1989)). Meistens sind es Äquivalentdosisleistungsmeßgeräte auf Moderatorbasis (sogenannte „Rem-Counter“) (Cosack u. Lesiecki (1985)). Sie bestehen aus einem Detektor für thermische Neutronen und einem umgebenden Moderator aus wasserstoffhaltigen Substanzen (z. B. Polyethylen), in dem die schnellen Neutronen gebremst (moderiert) werden. Die Moderatoren sind kugel- oder zylinderförmig mit Lineardimensionen von 20 bis 25 cm (Kugel: Leake (1966); Zylinder: Andersson u. Braun (1964)).

Die Detektoren sind z. B. mit BF_3 - oder ^3He -Gas gefüllte Portionalzählrohre, bei hohen Dosisleistungen, wie z. B. in gepulsten Neutronenfeldern bei hohen Pulsfrequenzen, auch mit BF_3 gefüllte Ionisationskammern mit Strommessung (s. 7.6.2.4), die im allgemeinen gegen die von außen auf das Gerät treffende Photonenstrahlung unempfindlich sind. Zur Umgebungsüberwachung werden auch passive Kernspur- oder Thermolumineszenzdetektoren (s. 7.4.3.2) eingesetzt.

Das Ansprechvermögen von Ortsdosismeßgeräten sollte unabhängig von der Neutronenenergie der Umgebungs-Äquivalentdosis $H^*(10)$ proportional sein. Die kommerziellen Geräte zeigen aber vor allem bei Energien unterhalb von 1 MeV erheblich zu große Werte an, insbesondere bei Energien zwischen 1 keV und 30 keV bis zu Faktoren zwischen 3 und 5 (Cosack u. Lesiecki (1985)). Eine genauere Ermittlung der Äquivalentdosis erfordert daher die Kenntnis des vorliegenden Neutronenspektrums und der Energieabhängigkeit des Ansprechvermögens des Dosimeters. Mit einem Satz von Kugeldetektoren unterschiedlicher Größe kann ein Neutronenspektrometer realisiert werden (s. 7.6.6.2), wenn das Ansprechvermögen der Detektoren in Abhängigkeit von der Energie bekannt ist. Durch Linearkombination der Anzeigen läßt sich die Neutronendosis mit verringerter Unsicherheit angeben.

Die Ortsdosis kann auch mit Meßgeräten auf der Basis eines gewebeäquivalenten Proportionalzählers (s. 7.8.7.2) bestimmt werden, indem man das lineare Energiedichtespektrum (s. Fig. 7.113) mit einem Qualitätsfaktor $Q(y)$ bewichtet (der durch Gleichsetzung $L=y$ erhalten wird) und integriert. Solche Meßgeräte sind auch für gemischte Neutronen-Photonen-Felder geeignet (Menzel u. a. Hrsg. (1989)).

Kalibrierverfahren Neutronendosimeter für den Strahlenschutz werden in Referenz-Neutronenfeldern kalibriert. Der Kalibrierfaktor N des Dosimeters für monoenergetische Neutronen der Energie E und der Fluenz $\Phi(E)$ ergibt sich aus der Anzeige M nach der Beziehung

$$N(E) = h_{\Phi}^*(E) \cdot \Phi(E) / M. \quad (7.235)$$

Hat das Referenz-Neutronenfeld eine (bekannte) spektrale Verteilung $\Phi_E(E)$, so ist der Kalibrierfaktor für diese Verteilung

$$N = \frac{1}{M} \int h_{\Phi}^*(E) \Phi_E(E) dE = \bar{h}_{\Phi}^* \cdot \Phi / M$$

(s. a. 7.8.7.1). Mittlere Konversionsfaktoren \bar{h}_{Φ}^* für einige Referenzneutronenquellen s. Tab. T 7.27 in Band 3.

Ortsdosimeter sollten ein von der Einfallsrichtung der Neutronenstrahlung unabhängiges Ansprechvermögen haben. Sie werden frei in Luft kalibriert.

Messungen in gemischten Neutronen-Photonenfeldern Für Ortsdosismessungen in Misch-Strahlungsfeldern ist die o. g. Zwei-Detektor-Methode (s. 7.8.7.2) gut geeignet, da mit den Neutronen-Äquivalentdosismessgeräten auf Moderatorbasis und den photonendosis-proportionalen Auslösezählrohren (s. 7.8.7.2) praktisch selektiv messende Geräte zur Verfügung stehen. Nachtigall u. Burger (1972) weisen allerdings darauf hin, daß solche Neutronenmeßgeräte in Strahlungsfeldern von Reaktoren, in denen eine starke, vom Zerfall des ^{16}N im Kühlwasser herrührende 6,13-MeV- γ -Strahlung auftritt, infolge Überschreitens der Diskriminatorschwelle diese γ -Strahlung anzeigen können, obwohl das Ansprechvermögen für ^{60}Co -Strahlung vernachlässigbar ist. Das ist besonders dann der Fall, wenn der Neutronen-Äquivalentdosismessgerät mit einem LiI-Kristall als Neutronendetektor ausgerüstet ist. Das Neutronen-Ansprechvermögen von Auslösezählrohren ist nach Guldbakke u. a. (1980) bei Strahlungsmessungen mit Neutronen zwischen 100 keV und 19 MeV in den meisten praktischen Fällen vernachlässigbar klein.

Eine weitere Methode beruht auf der Verwendung einer Doppelionisationskammer: Die eine Kammer arbeitet im Sättigungsbereich bei hohen elektrischen Feldstärken, während die andere im Bereich der Ionenkombination, also bei niedrigen elektrischen Feldstärken, betrieben wird. Durch geeignete Kombination beider Meßwerte läßt sich ein Gerät mit äquivalentdosis-proportionaler Anzeige für Neutronen- und Gammastrahlung konstruieren. Nach Kemmochi (1978) lassen sich Dosisleistungen bis herab zu $0,01 \text{ mSv} \cdot \text{h}^{-1}$ messen. Das Ansprechvermögen für Gammastrahlung niedriger Energie ist wegen der relativ dicken Wand der Ionisationskammer sehr klein.

7.8.7.4 Messung der Personendosis (Strahlenschutzdosimeter)

Die Messung der Personendosis dient der Überwachung strahlenexponierter Personen. Die Personendosis ist die Äquivalentdosis für Weichteilgewebe, gemessen an einer für die Strahlenexposition repräsentativen Stelle der Körperoberfläche. Bei Neutronenstrahlung gilt als Personendosis die Äquivalentdosis für ICRU-Weichteilgewebe in 10 mm Tiefe an der Tragestelle, $H_p(10)$ (s. 7.8.1.10, DIN 6802 Teil 1 (1991)).

Die Personendosimeter geben im wesentlichen nur Auskunft über die Strahlungsverhältnisse am Meßort (allgemeine Übersicht: Griffith u. a. (1979)).

Kernspurfilm Das älteste und am weitesten verbreitete Verfahren benutzt die Erzeugung von Spuren einzelner Rückstoßprotonen in einer photographischen Emulsion, die mit dem optischen Mikroskop ausgezählt werden (Dudley (1966)). Die Kernspuremulsion erlaubt den Nachweis von Neutronen unter günstigsten Bedingungen oberhalb etwa 0,6 MeV, routinemäßig oberhalb etwa 1 MeV und ist deshalb in Neutronenfeldern mit einem großen Anteil an niederenergetischen Neutronen (etwa an Reaktoren) nicht geeignet (Schwartz u. a. (1982)). Der Film ist empfindlich auch für niederenergetische Gammastrahlung, die durch sie erzeugte Schwärzung des Films erschwert die Sichtbarkeit der Kernspuren. Der auswertbare Dosisbereich beträgt etwa 0,2 bis 500 mSv. Die Dosis thermischer Neutronen kann mit einem im Strahlenschutz gebräuchlichen Filmdosimeter für Photonenstrahlung (s. 7.4.5.3) hinter einem Cadmiumfilter (Gammastrahlung nach Neutroneneinfang in Cd) bestimmt werden (Dudley (1966)). Diese Bestimmung ist u. a. notwendig, um auf die durch Neutroneneinfluß bedingte Schwärzung anderer Teile des Films zu korrigieren.

Kernspurdetektoren Dicht ionisierende Teilchen hinreichend hoher Energie hinterlassen in Dielektrika (z. B. Polycarbonatfolie) Spuren, die durch chemisches Ätzen für das optische Mikroskop sichtbar gemacht werden können (Übersicht: Fleischer u. a. (1975), s. auch 7.4.9.3). Wird eine solche Folie zusammen mit einer darauf befindlichen dünnen Schicht aus spaltbarem Material (^{232}Th , ^{237}Np) bestrahlt, so können Spaltfragspuren registriert werden. Die Detektoren sind gegen γ -Strahlung unempfindlich, so daß die Neutronendosis selektiv gemessen wird. Im Gegensatz zu Kernspurfilmern zeigen sie kein Fading. Der Nachteil der Spaltspurdetektoren als Personendosimeter besteht darin, radioaktives Material einsetzen zu müssen. Daher sind neue Materialien (Polyallyldiglycolcarbonat, CR-39) und moderne Ätzverfahren (elektrochemisches Ätzen) entwickelt worden, mit denen Protonen oder Alphateilchen (aus ^{16}N -, ^{10}B - oder ^6Li -Schichten, für langsame Neutronen) oder Rückstoßkerne (insbesondere Protonen, für schnelle Neutronen) direkt nachgewiesen werden können (Eisen u. a. (1980), Luszik-Bhadra u. a. (1992)).

TL-Albedo-Dosimeter Die vom Körper moderierten und zurückgestreuten Neutronen (Albedo-Neutronen) werden durch ein für langsame Neutronen empfindliches Thermolumineszenzdosimeter (TLD, s. 7.4.3.2) aus LiF gemessen unter Benutzung der Reaktion $^6\text{Li}(n, \alpha)$. Um die zugleich erzeugte Gammastrahlendosis abzutrennen, wird daneben ein TLD aus reinem ^7LiF bestrahlt und dessen Anzeige subtrahiert (Zweidetektormethode, s. 7.8.7.2). Das hohe Ansprechvermögen für von außen eingestrahelte thermische Neutronen wird durch Einkapselung mit 0,5 mm starkem Cadmium oder ^{10}B -haltigem Kunststoff verringert. In dem von Piesch u. Burgkhardt (1988) entwickelten Albedodosimeter werden zwei Paare von TLD in einer Kapsel aus Kunststoff und ^{10}B verwendet, durch deren gemeinsame Auswertung die starke Energieabhängigkeit des Albedodosimeters zumindest für Neutronenspektren mit einem größeren Anteil an mittelschnellen Neutronen ausgeglichen werden kann. Eine andere Methode, um das Ansprechvermögen von TLD für schnelle Neutronen anzuheben, benutzt Mischungen aus CaF_2 mit wasserstoffhaltigem Material; Tm-dotiertes CaF_2 liefert über zwei verschiedene Maxima in der Ausheizkurve Informationen über die Anteile an langsamen und schnellen Neutronen (Griffith u. a. (1979)). Ein Personendosimeter, das in einem großen Energiebereich (therm. bis 14 MeV) messen kann, besteht aus einer Kombination von TL-Albedo-Dosimeter und Kernspurdetektor für schnelle Neutronen (Luszik-Bhadra u. a. (1993)).

Andere Methoden Da alle Neutronen-Personendosimeter (im Gegensatz zu Photonen-dosimetern) letzten Endes eine Neutronenfluenz und nicht eine Äquivalentdosis messen, wobei versucht wird, die Energieabhängigkeit des Ansprechvermögens den speziellen Erfordernissen bei der Abschätzung der Neutronendosis anzupassen, können auch andere Neutronennachweismethoden (s. 7.4.9.3) in der Personendosimetrie Verwendung finden. Im Gegensatz zu den oben erwähnten Methoden befinden sie sich aber noch in der Entwicklung. Zu nennen sind hier Blasendetektoren (Apfel u. Roy (1984), Ing u. Birnboim (1984)), die eine direkte Ablesung der Neutronendosis erlauben. Der sofortigen Ablesbarkeit (auch mit Warnfunktion) dienen elektronische Dosimeter auf der Basis von Siliziumdioden, die geladene Teilchen aus Konvertern registrieren (Barelaud u. a. (1992)), oder Personendosimeter auf der Basis von gewebeäquivalenten Proportionalzählern (s. 7.8.7.2, Quam u. a. (1982)).

Kalibrierverfahren Neutronen-Personendosimeter werden gewöhnlich in einem unidirektionalen Neutronenstrahlenfeld bekannter Fluenz mit Hilfe von Neutronenfluenz-Äquivalentdosis-Umrechnungsfaktoren (s. 7.8.7.2) auf der Oberfläche eines Phantoms (z. B. auf der Vorderfläche eines quaderförmigen Plexiglasphantoms von $30\text{ cm} \times 30\text{ cm} \times 15\text{ cm}$ (s. ICRU 47 (1992))) kalibriert, um den Rückstreuverhältnissen beim Tragen des Dosimeters nahezukommen (Kalibrierfaktor s. 7.8.7.3, Gl. (7.235)). Kalibriergröße ist dabei die Äquivalentdosis $H(10)$ in 10 mm Tiefe in einem Phantom gleicher Abmessungen aus ICRU-Strandardgewebe.

In Fällen, in denen die Energieabhängigkeit des Ansprechvermögens des Personendosimeters besonders groß ist, kann eine Kalibrierung in einem Referenzfeld nicht ohne weiteres auf das zu vermessende Feld übertragen werden; hier muß im Anwendungsfeld relativ zu der Anzeige eines Referenzmeßgerätes kalibriert werden („Feldkalibrierung“). Ein Verfahren zur Kalibrierung von TL-Albedodosimetern in Neutronen-Streustrahlungsfeldern beschreiben Burgkhardt u. Piesch (1988); sie benutzen dabei eine Polyethylenkugel von 30 cm Durchmesser als Phantom und Ortsdosimeter und mehrere TL-Detektoren.

Literatur zu 7.8

- AAPM (1983, 1984): A protocol for the determination of absorbed dose from high-energy photon and electron beams. American Association of Physicists in Medicine. Med. Phys. **10** (1983) 741–771; **11** (1983) 213. Ergänzung: Med. Phys. **11** (1984) 547–551
- AAPM (1991): American Association of Physicists in Medicine, Task Group 25. Clinical electron beam dosimetry. Report of AAPM Radiation Therapy Committee Task Group No. 25. Med. Phys. **18**, 73–109
- Alberts, W.; Ambrosi, P.; Böhm, J.; Dietze, G.; Hohlfeld, K.; Will, W. (1994): Neue Dosismessgrößen im Strahlenschutz. PTB-Bericht Dos-23. Bremerhaven: Wirtschaftsverlag
- Allisy, A. (1967): Contribution à la mesure de l'exposition produite par les photons émis par le ^{60}Co . Metrologia **3**, 41–51
- Alm Carlsson, G. (1985): Theoretical basis for dosimetry. In: Kase, K. R. u. a. (Hrsg.): The Dosimetry of Ionizing Radiation. Vol. I, 1–75, London: Academic Press
- Andersson, I. Ö.; Braun, J. (1964): A Neutron Rem Counter. Nukleonik **6**, 237–241
- Andreo, P.; Brahme, A. (1981): Mean energy in electron beams. Med. Phys. **8**, 682–687
- Andreo, P.; Brahme, A. (1986): Stopping power data for high energy photon beams. Phys. Med. Biol. **31**, 839–858
- Andreo, P.; Nahum, A. E.; Brahme, A. (1986): Chamber-dependent wall correction factors in dosimetry. Phys. Med. Biol. **31**, 1189–1199
- Andreo, P.; Fransson, A. (1989): Stopping power ratios and their uncertainties for clinical electron beam dosimetry. Phys. Med. Biol. **34**, 1847–1861

- Anthony, K.; Blunndatt, H.; Paliwal, R.; Attix, F.H. (1986): Charge storage in electron irradiated phantom materials. *Med. Phys.* **13**, 99–100
- Apfel, R.E.; Roy, S.C. (1984): Investigations of superheated drop detection in neutron detection. *Nucl. Instrum. Meth.* **219**, 582–587
- Attix, F.H.; Roesch, W.C.; Tochilin, E. (Hrsg.) (1966–1972): *Radiation Dosimetry*, Bd. I (1968): Fundamentals. Bd. II (1966): Instrumentation. Bd. III (1969): Sources, Fields, Measurements and Applications, Supplement 1 (1972): Topics in Radiation Dosimetry. New York, London: Academic Press
- Auxier, J. A.; Snyder, W. S.; Jones, D. T. (1968): Neutron Interactions and Penetration in Tissue. Attix, F. H. u.a. (Hrsg.): Bd. I, 275–316
- Barelaud, B.; Paul, D.; Dubarry, B.; Makoviccka, L.; Decossas, J. L.; Varelle, J. C. (1992): Principles of an electronic neutron dosimeter using a PIPS detector. *Radiat. Prot. Dosim.* **44**, 363–366
- BCRU (1982): Memoranda from the British Committee on Radiation Units and Measurements. Use of Air Kerma for Photon Dosimetry in Air. *Brit. J. Radiol.* **55**, 375–376
- Becker, A.; Holthusen, H. (1921): Über die Trägererzeugung hochfrequenter Wellenstrahlung in Gasräumen. *Ann. Physik* **64**, 625–645
- Berger, M. J. (1983): Persönliche Mitteilung an die "American Association of Physicists in Medicine" (AAPM), zitiert in AAPM (1983)
- Boag, J. W. (1987): Ionization chambers. In: Kase, K. R. u.a. (Hrsg.): *The Dosimetry of Ionizing Radiation*. Vol. II, 169–243, London: Academic Press
- Böhm, J. (1986): The National Primary Standard of the PTB for Realizing the Unit of the Absorbed Dose Rate to Tissue for Beta Radiation. PTB-Dos-13. Braunschweig: PTB
- Böhm, J.; Schneider, U. (1986): Review of Extrapolation Chamber Measurements of Beta Rays and Low Energy X-Rays. *Radiat. Prot. Dos.* **14**, 193–198
- Brahme, A.; Svensson, H. (1976): Specification of electron beam quality from the central axis depth absorbed dose distribution. *Med. Phys.* **3**, 95–102
- Brahme, A.; Nilsson, B. (1979): Absorbed dose from secondary electrons in high energy photon beams. *Phys. Med. Biol.* **24**, 901–919
- Brahme, A.; Svensson, H. (1979): Radiation beam characteristics of a 22 MeV microtron. *Acta Radiol. Oncol.* **18**, 244–272
- Brahme, A.; Kraepelin, T.; Svensson, H. (1980): Electron and photon beams from a 50 MeV racetrack microtron. *Acta Radio. Oncol.* **19**, 305–319
- Brahme, A.; Andreo, P. (1986): Dosimetry and quality specification of high energy photon beams. *Acta Radiol. Oncol.* **25**, 213–223
- Brit. J. Radiol. Suppl. No. 17 (1983): Central Axis Depth Dose Data for Use in Radiotherapy. London: British Inst. of Radiology
- Broerse, J. J. (Hrsg.) (1980): Ion Chambers for Neutron Dosimetry. EUR 6782, Luxembourg: Kom. Europ. Gem.
- Broerse, J. J.; Mijnheer, B. J.; Williams, J. R. (1981): European Protocol for Neutron Dosimetry for External Beam Therapy. *Brit. J. Radiol.* **54**, 882–898
- Bruinvis, I. A. D.; Heukelom, S.; Mijnheer, B. J. (1985): Comparison of ionization measurements in water and polystyrene for electron beam dosimetry. *Phys. Med. Biol.* **30**, 043–1053
- Burkhardt, W.; Herrmann, D. (1960): Zur Eichung von Beta-Dosismeßgeräten. *Atomkernenergie* **5**, 324–332
- Burgkhardt, B.; Piesch, E. (1988): Field calibration Technique for Albedo Neutron Dosimeters. *Radiat. Prot. Dosim.* **23**, 121–126
- Caswell, R. S.; Coyne, J. J.; Randolph, M. L. (1980): Kerma factors for Neutron Energies below 30 MeV. *Radiat. Res.* **83**, 217–254
- Catterall, M.; Bewley, D. (1979): *Fast Neutrons in the Treatment of Cancer*. New York: Academic Press
- CEC (1989, 1990): Intercomparison of environmental gamma dose rate meters, Part I, EUR 11665 EN (1989); Part II, EUR 12731 EN (1990). Luxembourg: Kom. Europ. Gem
- Constantinou, C. u.a. (1982): A solid water phantom material for radiotherapy X-ray and γ -ray beam calibrations. *Med. Phys.* **9**, 436–441
- Cosack, M.; Lesiecki, H. (1985): Dose equivalent survey meters. *Radiat. Prot. Dosim.* **10**, 111–119
- De Campo, J. A.; Beck, H. L.; Raft, P. D. (1972): High Pressure Argon Ionization Chamber System for the Measurement of Environmental Exposure Rates. Report HASL-260. New York: US Atomic Energy Commission Health and Safety Laboratory

- Derikum, K.; Roos, M. (1991): Messung des Polaritätseffektes von Ionisationskammern bei hochenergetischer Elektronenstrahlung. In: Jordan, K. (Hrsg.): Med. Physik 91, 162-163
- Derikum, K.; Roos, M. (1993): Determination of radiation quality Parameters for high energy photons and electrons using different types of detectors. IAEA Symp., IAEA-SM-330/46. Wien: IAEA
- DGMP - Bericht Nr. 6 (1989): Praktische Dosimetrie von Elektronenstrahlung u. ultraharter Röntgenstrahlung (B. Markus Hrsg.): Zu beziehen von Dr. H. Wendhausen, Radiol. Univ.-Klinik, Arnold-Heller-Str. 9, D-24105 Kiel
- Dierker, J. (1981): Kalibrierkorrektion bei Weichstrahlungsmessungen im Phantom. In: Med. Phys. 81 (E. Bunde Hrsg.), 111-116. Heidelberg: Hüthig
- DIN (Hrsg.) (1994): Internationales Wörterbuch der Metrologie. Berlin: Beuth
- DIN 1319, Teil 1, 3 (1995): Grundlagen der Meßtechnik. Teil 1: Grundbegriffe, Teil 3: Auswertung von Messungen einer einzelnen Meßgröße; Meßunsicherheit, Entwurf. Berlin: Beuth
- DIN 1319, Teil 4 (1985): Grundbegriffe der Meßtechnik. Behandlung von Unsicherheiten bei der Auswertung von Messungen. Berlin: Beuth
- DIN 6800, Teil 1, 3-6 (1980): Dosismessverfahren in der radiologischen Technik. Teil 1: Allgemeines zur Dosimetrie von Photonen- und Elektronenstrahlung nach der Sondenmethode (1980). Teil 3: Eisensulfatdosimetrie. Teil 4: Filmdosimetrie. Teil 5: Thermolumineszenz-Dosimetrie. Teil 6: Photolumineszenz-Dosimetrie. Berlin: Beuth
- DIN 6800, Teil 2 (1996): Dosismessverfahren nach der Sondenmethode für Photonen- und Elektronenstrahlung. Ionisationsdosimetrie. Berlin: Beuth
- DIN 6802, Teil 1 (1991): Neutronendosimetrie, Spezielle Begriffe und Benennungen. Berlin: Beuth
- DIN 6809, Teil 1-5 (1976-1994): Klinische Dosimetrie. Teil 1: Therapeutische Anwendung gebündelter Röntgen-, Gamma- und Elektronenstrahlen (1976). Teil 3: Röntgendiagnostik (1990). Teil 4: Anwendung von Röntgenstrahlen mit Röhrenspannungen von 10 bis 100 kV in der Strahlentherapie und in der Weichstrahlendiagnostik (1988). Teil 5 (Entwurf): Anwendung von Röntgenstrahlen mit Röhrenspannungen von 100 bis 400 kV in der Strahlentherapie (1994). Berlin: Beuth
- DIN 6812 Entw. (1994): Medizinische Röntgenanlagen bis 300 kV; Strahlenschutzregeln für die Errichtung. Berlin: Beuth
- DIN 6814, Teil 3, 5, 8 (1983-1995): Begriffe und Benennungen in der radiologischen Technik. Teil 3: Dosisgrößen und Dosisseinheiten (1985); Teil 3/A2, Entw.: Änderung 2 (1995). Teil 5: Strahlenschutz (1983 u. Entwurf 1995). Teil 8: Strahlentherapie, Entwurf (1994). Berlin: Beuth
- DIN 6817 (1984): Dosimeter mit Ionisationskammern für Photonen- und Elektronenstrahlung zur Verwendung in der Strahlentherapie. Berlin: Beuth
- DIN 6818, Teil 1-5 (1979-1994): Strahlenschutzdosimeter; Teil 1: Allgemeine Regeln (1992). Teil 1/A1 Entw.: Allgemeine Regeln. Änderung 1 (1995). Teil 2: Direkt ablesbare Ionisationskammer-Stabdosimeter für Gamma- und Röntgenstrahlung (1992). Teil 3: Nicht direkt ablesbare Ionisationskammer-Stabdosimeter für Gamma- und Röntgenstrahlung (1979). Teil 4: Tragbare Ionisationskammer-Stabdosimeter für Gamma- und Röntgenstrahlung (1993). Teil 5: Zählrohr-Dosisleistungsmesser für Röntgen- und Gammastrahlung (1994). Berlin: Beuth
- DIN 6819 (1991): Meßgeräte zur Bestimmung des Flächendosisproduktes in der Röntgendiagnostik; Regeln für die Herstellung. Berlin: Beuth
- DIN 6827 Teil 1 (1993): Protokollierung bei der medizinischen Anwendung ionisierender Strahlen: T.I Therapie mit Röntgen-, Gamma- und Elektronenbestrahlungseinrichtungen Berlin: Beuth
- Ding, G.X.; Rogers, D. W. O. (1995): Calculation of Stopping-Power Ratios Using Realistic Clinical Electron Beams. Med. Phys. 22, 489
- Dudley, R. A. (1966): Dosimetry with photographic emulsion. In: Attix u.a. (Hrsg.): Bd. II, 325-387
- Eichordnung (1988, 1992): Allgemeine Vorschriften vom 12. August 1988 (BGBl. I, S. 1657-1666) einschließlich der Änderungen vom 24. September 1992 (BGBl. I, S. 1653-1684) und vom 19. November 1992 (BGBl. I, S. 1931-1935)
- Eisen, Y.; Karpinowitch, Z.; Gavron, A.; Tal, A.; Itzkin, Y.; Schlesinger, T. (1980): Development of a Polycarbonate Fast Neutron Dosimeter and Comparison with the Conventional Emulsion Dosimeter. Health Phys. 38, 497-505
- Engelke, B.-A.; Oetzmann, W. (1967): Der Einfluß dünner luftäquivalenter Zwischenschichten auf die Druckabhängigkeit der mittleren Ionendosisleistung. Biophysik 4, 175-182
- Engelke, B.-A.; Oetzmann, W.; Struppek, G. (1988): Die Meßeinrichtungen der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt zur Darstellung der Einheiten der Standard-Ionendosis, Photonen-Äquivalentdosis und der Luftkerma, PTB-Bericht Dos-16. Bremerhaven: Wirtschaftsverlag

- Fidorra, J.; Booz, J. (1981): Microdosimetric Investigations on Collimated Fast-Neutron Beams for Radiation Therapy. Part I, II Phys. Med. Biol. **26**, 27–41, 43–56
- Fleischer, R. L.; Price, P. B.; Walker, R. M. (1975): Nuclear Tracks in Solids, Principles and Applications. Berkeley, Los Angeles, London: Univ. of California Press
- Galbraith, D. M.; Rawlinson, J. A.; Munro, P. (1984): Dose errors due to charge storage in electron irradiated plastic phantoms. Med. Phys. **11**, 197–203
- Gesetz über Medizinprodukte (1994): Medizinproduktegesetz (MPG) vom 2. August 1994, BGBl. I, S. 1963–1984
- Geske, G. (1979): Ein verbessertes Verfahren zur Nachbildung von Wasser und biologischen Gewebe bezüglich linearer Wechselwirkungseffekte mit Photonen und schnellen Elektronen. Strahlentherapie **155**, 407–415
- Goodman, L. J. (1978): Density and Composition Uniformity of A-150 Tissue-Equivalent Plastic. Phys. Med. Biol. **23**, 753–758
- Greening, J. R. (1985): Fundamentals of Radiation Dosimetry. Bristol: Adam Hilger
- Griffith, R. V.; Hankins, D. E.; Gammage, R. B.; Tommasino, L.; Wheeler, R. V. (1979): Recent Developments in Personnel Neutron Dosimeters – a Review. Health Phys. **36**, 235–260
- Großwendt, B. (1984): Back scatter factors for X-rays generated at voltages between 10 kV and 100 kV. Phys. Med. Biol. **29**, 579–591
- Großwendt, B.; Kramer, H. M. (1985): Rückstrefaktoren von Wasser im Bereich konventioneller Röntgenstrahlen. In: PTB-Jahresbericht 1984, 208. Braunschweig: Physik.-Techn. Bundesanstalt
- Großwendt, B.; Roos, M. (1989a): Degradation hochenergetischer Elektronen in Wasser: Mittlere Elektronenenergien. In: Leetz, H.-K., Hrsg.: Medizinische Physik 89, 323–330. ISBN 3-925218-06-8
- Grosswendt, B.; Roos, M. (1989b): Electron Beam Absorption in Solid and in Water Phantoms: Depth Scaling and Energy-range Relations. Phys. Med. Biol. **34** (4), 509–518
- Großwendt, B.; Roos, M. (1992): Das Strahlungsfeld im Wasserphantom. In: Hohlfeld u. Roos (Hrsg.): Dosismessverfahren für Photonen- und Elektronenstrahlung, 95. PTB-Seminar, PTB-Dos 21, S. 24–45. Bremerhaven: Wirtschaftsverlag
- Guldbakke, S.; Jahr, R.; Lesiecki, H.; Schölermann, H. (1980): Neutron Sensitivity of Geiger-Müller Photon Dosimeters for Neutron Energies between 100 keV and 19 MeV. Health Phys. **39**, 963–969
- Guldbakke, S.; Klein, H. (1981): Dead Time of Geiger-Müller Photon Dosimeters. Fourth Symp. on Neutron Dosimetry, Bd. II, S. 385–394. EUR 7448, Brüssel: Kommission der Europäischen Gemeinschaften
- Harder, D.; Hariegel, G.; Schultze, K. (1961): Bahnspuren schneller Elektronen. Strahlentherapie **115**, 1–21
- Harder, D. (1965a): Energiespektren schneller Elektronen in verschiedenen Tiefen. In: Zuppinger, A.; Poretti, G. (Hrsg.): Symposium on High Energy Electrons, Montreux 1964, 26–33. Berlin: Springer
- Harder, D. (1965b): Berechnung der Energiedosis aus Ionisationsmessungen bei Sekundärelektronen-Gleichgewicht. In: Zuppinger, A.; Poretti, D. Hrsg.: Symposium on High Energy Electrons, Montreux 1964, 40–48. Berlin: Springer
- Harder, D. (1966): Physikalische Grundlagen der Dosimetrie. In: Sonderband zur Strahlentherapie Bd. 62, S. 254–279. München: Urban & Schwarzenberg
- Harder, D. (1968): Einfluß der Vielfachstreuung von Elektronen auf die Ionisation in gasgefüllten Hohlräumen. Biophysik **5**, 157–164
- Harder, D.; Rubach, A. u.a. (1988): Wasser- und gewebeäquivalente Festkörperphantome für hochenergetische Photonen und Elektronen. In: Med. Physik 88, 325–330 (Nüßlin, F. Hrsg.) ISBN 3-925218-05-X
- Harder, D.; Großwendt, B.; Roos, M.; Christ, G.; Bödi, R. (1989): Ermittlung des relativen Massenbremsvermögens für die Elektronenstrahlung klinischer Beschleuniger nach dem "Ersatz-Anfangsenergie-Verfahren". In: Med. Physik 89, 311–316 (Leetz, H.-K. Hrsg.): ISBN 3-925218-06-8
- Henry, W. H. (1974): Tissue-air ratio, peak scatter factor and consistency. Phys. Med. Biol. **19**, 43–50
- Henry, W. H. (1982): Tissue-air ratio and its associated 'in air' reference minimal phantom Phys. Med. Biol. **27**, 153–154
- Hermann, K.-P. u.a. (1985): Polyethylene-based water-equivalent phantom material for X-ray dosimetry at the voltages from 10 to 100 kV. Phys. Med. Biol. **30**, 1195–1200
- Hermann, K.-P. u.a. (1986): Muscle- and fat-equivalent polyethylene-based phantom material for X-ray dosimetry at tube voltages below 100 kV. Phys. Med. Biol. **31**, 1041–1046
- Hohlfeld, K.; Roos, M. (1986): Dosismessverfahren für Ionisationskammern, die zur Anzeige der Wasser-Energiedosis kalibriert sind. In: Med. Physik 86 (Klinzing, L. v., Hrsg.): 255–63. ISBN 3-925218-03-3
- Hohlfeld, K. (1993): Testing of the IAEA code: absorbed dose determination at Co-60 gamma radiation. In: IAEA Proc. (1993): 67–76

- Hubbell, J. H. (1982): Photon Mass Attenuation and Energy Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV. *Int. J. Appl. Radiat. Isot.* **33**, 1269-1290
- IAEA 96 (1965): Webster, E.; Tsien, K. C.: Atlas of Radiation Dose Distribution. Vol. I. Single Field Isodose Charts. Technical Directory Series STI/PUB/96. Wien: IAEA
- IAEA 205 (1981): High Dose Measurement in Industrial Radiation Processing. Technical Report Series No 205. Wien: IAEA
- IAEA 277 (1987): Absorbed Dose Determination in Photon and Electron Beams; An International Code of Practice. Technical Report Series No 277. Wien: IAEA
- IAEA Proc. (1993): Review of Data and Methods Recommended in the International Code of Practice: IAEA Techn. Rep. Series No. 277, Absorbed Dose Determination in Photon and Electron Beams. Proc. of a Consultant Meeting. Wien: IAEA
- ICRP 26 (1977): Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. ICRP Publication 26. Oxford: Pergamon (deutsch (1978). Stuttgart: G. Fischer)
- ICRP 60 (1991): 1990 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. ICRP Publication 60. Oxford: Pergamon (deutsch (1993). Stuttgart: G. Fischer)
- ICRU Reports. International Commission on Radiation Units and Measurements. Bethesda, Md.: ICRU Publications
- ICRU 19 (1971): Radiation Quantities and Units.
- ICRU 24 (1976): Determination of Absorbed Dose in a Patient Irradiated by Beams of X or Gamma Rays in Radiotherapy Procedures
- ICRU 26 (1977): Neutron Dosimetry for Biology and Medicine
- ICRU 29 (1978): Dose Specification for Reporting External Beam Therapy with Photons and Electrons
- ICRU 30 (1979): Quantitative Concepts and Dosimetry in Radiobiology
- ICRU 33 (1980): Radiation Quantities and Units
- ICRU 34 (1982): The Dosimetry of Pulsed Radiation
- ICRU 35 (1984): Radiation Dosimetry: Electron Beams with Energies Between 1 and 50 MeV
- ICRU 36 (1983): Microdosimetry
- ICRU 37 (1984): Stopping Powers for Electrons and Positrons
- ICRU 39 (1985): Determination of Dose Equivalents Resulting from External Radiation Sources
- ICRU 40 (1986): The Quality Factor in Radiation Protection
- ICRU 42 (1987): Use of Computers in External Beam Radiotherapy Procedures with High-Energy Photons and Electrons
- ICRU 43 (1988) Determination of Dose Equivalents from External Radiation Sources - Part 2.
- ICRU 44 (1989): Tissue Substitutes in Radiation Dosimetry and Measurement
- ICRU 47 (1992): Measurement of Dose Equivalents from External Photon and Electron Radiations
- ICRU 51 (1993): Quantities and Units in Radiation Protection Dosimetry
- IEC 731 (1996): Medical electrical equipment: dosimeters with ionization chambers as used in radiotherapy. Draft International Standard. Genf: IEC
- Inf. Sem. (1987): Fifth Information Seminar on the Radiation Protection Dosimeter Intercomparison Program, Bologna. CEC Report EUR 11363. Luxemburg: Kommission der Europäischen Gemeinschaft
- Ing, H.; Birnboim, H. C. (1984): A Bubble-damage Detector for Neutrons. *Nucl. Tracks Radiat. Meas.* **8**, 285-288
- ISO Publication (1993): Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement. Paris: ISO, AFNOR
- ISO 4037 (1996): X and γ reference radiations for calibrating dosimeters and dose rate meters and for determining their response as a function of photon energy. Part 1: Characteristics of the radiation and their methods of production. Part 2: Dosimetry of X and Gamma reference radiations for radiation protection over the energy range from 8 keV to 1,3 MeV and from 4 MeV to 9 MeV. Part 3: Calibration of area and personal dosimeters and the determination of their response as a function of photon energy and angle of incidence. Paris: ISO, AFNOR
- ISO 8963 (1988): Dosimetry of X and γ reference radiations for radiation protection over the energy range from 8 keV to 1.3 MeV. Paris: ISO, AFNOR
- Jaeger, R. G.; Hübner, W. (Hrsg.) (1974): *Dosimetrie und Strahlenschutz*. Stuttgart: Thieme
- Johansson, K. A.; Mattsson, L. O.; Lindborg, L.; Svensson, H. (1978): Absorbed-dose determination with ionization chambers in electron and photon beams having energies between 1 and 50 MeV. In: IAEA 471, Vol. II, 243-270. Wien: IAEA
- Johansson, K. A.; Mattsson, L. O.; Svensson, H. (1982): Dosimetric intercomparison at the Scandinavian radiation therapy centres. Part I: Absorbed dose intercomparison. *Acta Radiol. Oncol.* **21**, 1-10

- Johns, H. E.; Cunningham, J. R. (1983): *The Physics of Radiology*, 4. Aufl. Springfield, Ill.: Charles C. Thomas
- Kase, K. R.; Bjärngard, B. E.; Attix, F. H. (Hrsg.) (1985, 1987): *The Dosimetry of Ionizing Radiation*. Vol. 1 (1985), Vol. 2 (1987). London: Academic Press
- Kellerer, A. M. (1985): *Fundamentals of Microdosimetry*. In: Kase, K. R.; Bjärngard, B. E.; Attix, F. H. (Hrsg.) (1985): *The Dosimetry of Ionizing Radiation*, Vol. I, 77–162. Orlando: Academic Press
- Kemmochi, M. (1978): A Rem Ratemeter for Mixed Radiation Using to Spherical Ionization Chambers. *Health Phys.* **35**, 333–340
- Klevenhagen, S. C. (1991): Implication of electron backscattering for electron dosimetry. *Phys. Med. Biol.* **36**, 1013–1018
- Kolb, W.; Lauterbach, U. (1974): Das Szintillationsdosimeter PTB 7201 in verbesserter Ausführung, In: *Strahlenschutz und Umweltschutz (Jahrestagung 1974 des Fachverbandes für Strahlenschutz e.V.)*, Bd. II, 662–690: Eggenstein-Leopoldshafen: Zentralstelle für Atomkernenergie Dokumentation
- Kramer, H. M.; Großwendt, B.; Hohlfeld, K. (1985): Experimental determination of the back scatter factor for soft X-rays in water and acryl glass. *Nucl. Instr. Meth.* **B9**, 10–19
- Kramer, H. M. (1994): On the Use of Conversion Coefficients from Air Kerma to the ICRU Quantities for Low-Energy X-ray Spectra. *Radiat. Prot. Dosim.* **54**, 213–215
- Kurtzke, K.-D. (1977): *Raum- und Mammadosis bei der Mammographie (Experimentelle Untersuchungen)*. Dissertation Univ. Göttingen
- Leake, J. W. (1966): A Spherical Dose Equivalent Neutron Detector. *Nucl. Instr. Meth.* **45**, 151–156
- Loevinger, R.; Trott, N. G. (1966): Design and operation of an extrapolation chamber with removable electrodes. *Int. J. Appl. Rad. Isot.* **17**, 103–111
- Lowry, S. (1974): *Fundamentals of Radiation Therapy*. London: The English Universities Press
- Luszk-Bhadra, M.; Alberts, W. G.; Dietz, E.; Guldbakke, S.; Kluge, H. (1992): A Simple Personal Dosemeter for Thermal, Intermediate and Fast Neutrons Based on CR-39 Etched Track Detectors. *Radiat. Prot. Dosim.* **44**, 313–316
- Luszk-Bhadra, M.; Alberts, W. G.; Dietz, E.; Guldbakke, S. (1993): Aspects of Combining Albedo and Etched Track Techniques for Use in Individual Neutron Monitoring. *Radiat. Prot. Dosim.* **46**, 31–36
- Markus, B. (1960): Dosisverteilungen schneller Elektronen zwischen 3 und 15 MeV und ihre Beeinflussung durch Herdblenden und Tubusse. *Strahlentherapie* **112**, 322–330
- Markus, B. (1973): Ionization chambers, free of polarity effects, intended for electron dosimetry. *Proc. Symp. Vienna, IAEA, STI/PUB/311*, 463–473. Wien: IAEA
- Markus, B. (1975): Eine polarisierungseffekt-freie Graphit-Doppelextrapolationskammer zur Absolutdosimetrie schneller Elektronen. *Strahlentherapie* **150**, 307–320
- Markus, B.; Kasten, G. (1983): Zum Konzept des mittleren Bremsvermögens und der mittleren Elektronenenergie in der Elektronendosimetrie. *Strahlentherapie* **159**, 567–571
- Mattsson, L. O.; Johansson, K. A.; Svensson, H. (1981): Calibration and use of plane parallel ionization chambers for the determination of absorbed dose in electron beams. *Acta Radiol. Oncol.* **20**, 385–399
- Mattsson, L. O.; Svensson, H. (1984): Charge build up effects in insulating phantom materials. *Acta Radiol. Oncol.* **23**, 393–399
- Menzel, H. G.; Paretzke, H.-G.; Booz, J. (Hrsg.) (1989): *Implementation of Dose-equivalent Meters Based on Microdosimetric Techniques in Radiation Protection*. *Radiat. Prot. Dosim.* **29**, Nos. 1–2
- Morris, W. T.; Owen, B. (1975): An ionization chamber for therapy-level dosimetry of electron beams. *Phys. Med. Biol.* **20**, 718–727
- Müller-Sievers, K.; Riehl, G. (1982): Erste Erfahrungen mit dem Elektronen-Linearbeschleuniger Therac-20-Saturn im klinischen Betrieb. *Strahlentherapie* **158**, 356–361
- Nachtigall, D.; Burger, G. (1972): Dose Equivalent Determinations in Neutron Fields by Means of Moderator Techniques. In: Attix, F. H. u.a., Hrsg.: *Topics in Radiation Dosimetry*, 385–451. New York, London: Academic Press
- NACP (1980): *Procedures in External Radiation Therapy Dosimetry with Electron and Photon Beams with Maximum Energies between 1 and 50 MeV. Recommendations of the Nordic Association of Clinical Physicists*. *Acta Radiol. Oncol.* **19**, 55–79
- NACP (1981): *Electron beams with mean energies at the phantom surface below 15 MeV. (Supplement to NACP (1980))*. *Acta. Radiol. Oncol.* **20**, 40–415
- NCRP 50 (1976): *Environmental Radiation Measurements*. NCRP Report No. 50. Washington, D.C.: National Council on Radiation Protection and Measurements

- Nilsson, B.; Brahme, A. (1983): Relation between Kerma and Absorbed Dose in Phantom Beams. *Acta Radiol. Oncol.* **22**, 77–85
- Nilsson, B.; Montelius, A. (1986): Fluence perturbation under nonequilibrium conditions. *Acta Radiol. Oncol.* **22**, 191–195
- Piesch, E.; Burgkhardt, B. (1988): Albedo Dosimetry System for Routine Personnel Monitoring. *Radiat. Prot. Dosim.* **23**, 117–120
- PTB-Anforderungen 15.10 (1990): In: *Medizinische Meßgeräte*. Braunschweig: Deutscher Eichverlag
- PTB-Anforderungen 23 (1990–1996): *Strahlenschutzmeßgeräte*. Braunschweig: Deutscher Eichverlag
- PTB-Prüfregeln (1984): Bd. 16. *Therapiedosimeter mit Ionisationskammern für Photonenstrahlung mit Energien unterhalb von MeV*. Braunschweig: Phys.-Techn. Bundesanstalt
- Quam, W.; DeLuca, T.; Plake, W.; Graves, G.; De Vore, T.; Warren, J. (1982): Pocket Neutron Rem Meter. In: *Proceedings Ninth DOE Workshop on Personnel Neutron Dosimetry*, 1075–1086. PNL-SA-10714. Richland, WA: Batelle
- Raju, M. R. (1980): *Heavy Particle Radiotherapy*. New York: Academic Press
- Rassow, J. (1971): Beitrag zur Filmdosimetrie ionisierender Strahlung. III. *Strahlentherapie* **141**, 47–55
- RBE Committee (1963): Report of the RBE Committee. *Health Phys.* **9**, 357–384
- Reich, H. (1980): Neue Meßgröße für Strahlenschutzdosimeter für Photonenstrahlung. *PTB-Mitt.* **90**, 290–292
- Reich, H. (Hrsg.) (1990): *Dosimetrie ionisierender Strahlung*. Stuttgart: Teubner
- Roesch, W. C. (1958): Dose for nonelectronic equilibrium conditions. *Rad. Res.* **9**, 399–410
- Roesch, W. C.; Attix, F. H. (1968): Basic Concepts of Dosimetry. In: Attix u.a. (Hrsg.): Bd. I, 1–41
- Roos, M.; Derikum, K.; Lange, B. (1993): Eine neue Flachkammerkonstruktion für die Elektronendosimetrie. In: Müller, R. G. und Erb, J. (Hrsg.): *Med. Physik* **93**, 364–365. ISBN 3-925218-10-6
- Rossi, H. H. (1968): Microscopic energy distribution in irradiated matter. In: Attix, F. H. u.a. (Hrsg.): *Radiation Dosimetry Vol. I*. 43–92. London: Academic Press
- Schlegel-Bickmann, D.; Brede, H. J.; Guldbakke, S.; Lewi, V. E.; Zoetelief, J. (1990): Measurement of k_{α} -Values of Argon-filled Magnesium Ionisation Chambers. *Phys. Med. Biol.* **35**, 717–730
- Schneider, U.; Großwendt, B. (1983): Bestimmung der Wasser-Energiedosis bei weicher Röntgenstrahlung. In: *PTB-Jahresbericht 1983*, 192–194. Braunschweig: Phys.-Techn. Bundesanstalt
- Schötzig, U.; Schrader, H. (1993) Halbwertszeiten und Photonen-Emissionswahrscheinlichkeiten von häufig verwendeten Radionukliden. *PTB-Berich Ra-16/4*, Bremerhaven: Wirtschaftsverlag
- Schwartz, R. B.; Endres, G. W. R.; Cummings, F. M. (1982): Neutron Dosimeter Performance and Associated Calibrations at Nuclear Power Plants. *NUREG/CR-2233*, Washington, D.C.: U.S. Nuclear Regulatory Commission
- Seelentag, W. W. u.a. (1979): A catalogue of spectra used for calibration of dosimeters. *GSF-Bericht S 560*. Neuherberg: GSF
- Seiler, E. (Hrsg.) (1983): *Grundbegriffe des Meß- und Eichwesens*. Braunschweig: Vieweg
- Seyfried, P.; Ebeling, G. (1988): *Das Szintillationsdosimeter: Meßtechnische Eigenschaften des Meßkopfes*. PTB-Bericht PTB-EW-5. Bremerhaven: Wirtschaftsverlag
- Spiers, F. W.; Gibson, J. A. B.; Thompson, I. M. G. (1981): *A Guide to the Measurement of Environmental Gamma-Ray Dose Rate*. Teddington: National Physical Laboratory
- StrlSchV (1989): Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlen (Strahlenschutzverordnung – StrlSchV). *Bundesgesetzblatt, Teil I, Nr. 34*, 1321–1376
- Svensson, H.; Brahme, A. (1986): Recent advances in electron and photon dosimetry. In: Colin, G.; Orton (Hrsg.): *Radiation Dosimetry, Physical and Biological Aspects*. New York: Plenum Press
- Tabata, T.; Ito, R. (1992): Simple calculation of the electron-backscatter factor. *Med. Phys.* **19**, 1423–1426
- Thorngate, J. H.; Johnson, D. R. (1965): The Response of a Neutron-Intensive Gamma-Ray Dosimeter as a Function of Photon Energy. *Health Phys.* **11**, 133–136
- Twaites, D. I. (1984): Charge storage effect on dose in insulating phantoms irradiated with electrons. *Phys. Med. Biol.* **29**, 1153–1156
- Tschurlovits, M.; Leitner, A.; Daverda, G. (1992): Dose rate constants for new dose quantities. *Radiat. Prot. Dosim.* **42**, 77–89
- Udale, M. (1988): A Monte Carlo investigation of surface doses for broad electron beams. *Phys. Med. Biol.* **33**, 939–954
- Wachsmann, F.; Drexler, G. (1976): *Kurven und Tabellen für die Radiologie*. Berlin, Heidelberg, New York: Springer
- White, D. R. (1978): Tissue substitutes in experimental radiation physics. *Med. Phys.* **5**, 467–479