Aus dem Strahlenbiologischen Institut der
Ludwig-Maximilians-Universität zu München

komm. Vorstand: Dr. rer. nat. H. Roos

Entwicklung, Bau und Test eines mikrodosimetrischen Vielelement-Proportionalzählers

Dissertation
zum Erwerb des Doktorgrades der Humanbiologie
an der Medizinischen Fakultät der
Ludwig-Maximilians-Universität zu München

vorgelegt von
Stephan Wimmer
aus München
im Jahr 2006

Mit Genehmigung der Medizinischen Fakultät
der Ludwig-Maximilians-Universität zu München

Berichterstatter:	Prof. Dr. A. M. Kellerer
Mitberichterstatter:	Prof. Dr. A. Gerl Priv. Doz. Dr. R. Tiling
Mitbetreuung durch den promovierten Mitarbeiter:	Dr. H. Roos
Dekan:	Prof. Dr. D. Reinhardt
Tag der mündlichen Prüfung:	25. Januar 2006

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **1**

1 Grundlagen **7**
1.1 Dosimetrie ionisierender Strahlung 9
1.1.1 Dosisgrößen 10
1.1.2 Strahlenqualität 15
1.1.3 Grenzwerte 18
1.1.4 Dosimeter 19
1.2 Mikrodosimetrie 24
1.2.1 Mikrodosimetrische Größen 24
1.2.2 Mikrodosimetrische Spektren 26
1.2.3 Weglängenverteilung 26
1.3 Neutronendosimetrie 29
1.3.1 Neutronenquellen 29
1.3.2 Wechselwirkung von Neutronen mit Materie 32
1.3.3 Neutronendosimeter 34
1.4 Der gewebeäquivalente Proportionalzähler 37
1.4.1 Gewebeäquivalenz 37
1.4.2 Simulation mikroskopischer Volumina 39
1.4.3 Geometrie und Weglänge 41
1.4.4 Bauformen 42
1.4.5 Der TEPC im Strahlenschutz 43

2 Der Vielelement-TEPC **45**
2.1 Geometrie 46
2.1.1 Weglängenverteilung 47
2.1.2 Elektrisches Feld und Gasverstärkung 48
2.1.3 Exzentrizität der Anode 49
2.2 Besondere konstruktive Merkmale 49
2.2.1 Modularer Aufbau 49
2.2.2 Herstellung der Kathode 51
2.2.3 Anode und ihre Befestigung 51
2.3 Baureihen 52
2.3.1 „tepc24“ für ein Personendosimeter 52

2.3.2 „tepc144“ für ein Ortsdosimeter 55
2.4 Langzeitstabilität der Gasverstärkung 56
2.5 Meßtechnik 58
2.5.1 Beschaltung des Detektors 58
2.5.2 Signalverarbeitung 61

3 Test und Kalibrierung 63
3.1 Kalibrierung mit ^{37}Ar 64
3.1.1 Prinzip 64
3.1.2 Herstellung von ^{37}Ar 64
3.1.3 Durchführung der Kalibrierung 65
3.1.4 Ergebnis 66
3.2 Langzeitstabilität der Gasverstärkung 67
3.3 Hintergrund und Nulleffekt 68
3.4 Kleine Dosen 71

4 Messungen in Neutronenfeldern 73
4.1 Mikrodosimetrische Spektren 75
4.1.1 Spektren des tepc12 79
4.1.2 Spektren des tepc24.2 80
4.1.3 Spektren des tepc24.3 85
4.1.4 Spektren des tepc144.1 92
4.1.5 Spektren des tepc144.2 97
4.1.6 Vergleich der Spektren verschiedener Detektoren 103
4.2 Äquivalentdosis-Ansprechverhalten 110

Zusammenfassung 119

Einleitung

Ionisierende Strahlung ist eine natürliche Konsequenz der physikalischen Struktur der Materie und als solche ubiquitär. Die Biosphäre auf unserem Planeten stellt dabei mit einer vergleichsweise sehr niedrigen Intensität ionisierender Strahlung eine im Kosmos äußerst seltene Ausnahme dar. Durch Erzeugung von Mutationen im Erbgut der Keimzellen hat ionisierende Strahlug die Entwicklung des Lebens zumindest in frühen Phasen gefördert, da diese Mutationen die Variabilität des Genotyps erhöhen. Gleichzeitig stellt ionisierende Strahlung für den einzelnen Organismus eine Gefahr dar, da die Mutationen Ausgangspunkt von Kanzerogenese sein können.

Die Entdeckung ionisierender Strahlung und anderer kernphysikalischer Phänomene löste wegen deren zahlreichen tatsächlichen und vermeintlichen technischen und wissenschaftlichen Anwendungen zunächst große Euphorie aus. Bereits wenige Jahre nach Entdeckung von „X-Strahlen“ und Radioaktivität wurden jedoch die ersten Strahlenschäden beschrieben, die vor allem auch eine Folge eines zunächst völlig unbefangenen Umgangs mit diesen neuen Werkzeugen des Menschen waren. Seither ist die anfängliche Begeisterung über ein neues physikalisches Phänomen und seine vielfältigen Anwendungen weithin in Ablehnung übergegangen. Der tiefe und insgesamt über einige Jahrzehnte andauernde Fall aus übergroßer Euphorie in die ernüchternde Realität lebensbedrohlicher Risiken, die anfängliche Unwissenheit wie auch die in der öffentlichen Diskussion auf allen Seiten oft unsachliche Argumentation mögen Gründe für die heute weit verbreitete und in ihrer Pauschalität ungerechtfertigte allgemeine „Technikfeindlichkeit“ sein.

Ablehnung und Misstrauen gegenüber allem, was mit ionisierender Strahlung zu tun hat, werden ganz erheblich dadurch verstärkt, daß wir ionisierende Strahlung mit keinem unserer Sinne direkt wahrnehmen können. Ihre qualitative und quantitative Erfassung ist nur mit physikalischen Meßmethoden möglich, die für einen Laien in der Regel weder zugänglich noch transparent sind.

Trotzdem ist ionisierende Strahlung in Wissenschaft, Medizin und Technik in vielfältigen Anwendungen unverzichtbares Werkzeug oder unvermeidliches Nebenprodukt. Aus ihrem Gefährdungspotential erwächst die Notwendigkeit des Strahlenschutzes. Ausgangspunkt des Strahlenschutzes ist in der Regel eine objektive qualitative und quantitative Erfassung eines Strahlungs-

feldes. Dies ist ein rein messtechnisches Problem, das mit mehr oder weniger aufwendigen physikalischen Methoden lösbar ist.

In die Abschätzung der Wirkung und des Gefährdungspotentials fliessen außerdem Kenntnisse über die biologische Wirkung der Strahlung ein. Ein mikroskopisches und quantitatives Verständnis der zugrundeliegenden Elementarprozesse existiert aber nur in Anfängen. Daher werden die Strahlenrisiken noch immer aus der Epidemiologie der Gruppe der Atombombenüberlebenden und weniger anderer großer Kollektive abgeleitet.

Die Bewertung des Gefährdungspotentials und Entscheidungen über zu treffende Schutzmaßnahmen berücksichtigen auch gesellschaftliche Gegebenheiten, wie etwa den Vergleich mit anderen Gefahrenquellen aus Alltag und Beruf, und schließen eine Abwägung zwischen dem Gefährdungspotential und dem Nutzen für den einzelnen und die Gesellschaft mit ein. Ein verbindlicher rechtlicher Rahmen wird durch einschlägige Gesetze und Verordnungen definiert.

In der Praxis muß Strahlenschutz mit einem angemessenen Aufwand zu zuverlässigen Ergebnissen kommen. Deshalb kommen beispielsweise zur Dosisüberwachung neben ortsfesten oder eingeschränkt mobilen Ortsdosimetern überwiegend standardisierte Personendosimeter zum Einsatz, die von strahlenschutzüberwachten Personen am Körper getragen werden. Diese Dosimeter sind meist passiv, d. h. der erfasste Meßwert stellt die in einem vorgegebenen Zeitintervall von beispielsweise einem Monat akkumulierte Dosis dar und wird erst bei einer Auswertung am Ende dieses Zeitintervalls gewonnen. Wenn eine Überschreitung eines Dosis-Grenzwerts festgestellt wird, darf sich die betreffende Person für eine entsprechende Zeit in ihrem Beruf nicht mehr ionisierender Strahlung exponieren. Diese retrospektive Dosisüberwachung durch passive Dosimeter ist in den meisten Fällen hinsichtlich der Meßgenauigkeit und des erzielbaren Schutzes hinreichend genau und zuverlässig. Passive Dosimeter sind für alle in Wissenschaft, Medizin und Technik relevanten Strahlungsfelder verfügbar.

Es gibt jedoch auch Situationen, in denen passive Dosimeter unzureichend sind oder den subjektiv erwünschten Grad an Sicherheit nicht bieten. Dies ist beispielsweise bei Szenarien mit einer starken oder unverhersehbaren räumlichen oder zeitlichen Variabilität der Intensität der ionisierenden Strahlung der Fall. Ein Beispiel ist der Einsatz von Polizeibeamten bei Castor-Transporten. Weder ist eine berufliche Strahlenexposition Teil des Berufsbildes, für das sich Polizeibeamte entschieden haben, noch werden sie auf diese im Rahmen ihrer Ausbildung vorbereitet. Obwohl eine Überwachung mit passiven Dosimetern objektiv ausreichend ist, entsteht deshalb das nachvollziehbare Bedürfnis, das von der Strahlenexposition ausgehende individuelle Risiko selbst beobachten oder überwachen zu können.

In den genannten Situationen ist der Einsatz „aktiver“ Personendosimeter erforderlich oder zumindest wünschenswert, welche die akkumulierte Dosis

und die momentane Dosisleistung jederzeit anzeigen und bei Überschreitung eines Grenzwertes sofort durch einen Alarm warnen. Wegen der offensichtlichen objektiven und subjektiv empfundenen Vorteile werden aktive Personendosimeter aber auch für andere Situationen und allgemein zunehmend bevorzugt.

Aktive Personendosimeter sind für verschiedene Strahlunsarten, insbesondere für Photonen bzw. γ-Strahlung, bereits verfügbar. Es gibt jedoch Strahlungsfelder für die bislang keine aktiven Personendosimeter existieren. Dazu gehören Neutronen- und gemischte Strahlungsfelder, die beispielsweise im gesamten Kernbrennstoffkreislauf auftreten, insbesondere auch an Castor-Transportbehältern. Auch extraterrestrische Strahlungsfelder und die Produkte von deren Wechselwirkung mit der Erdatmosphäre sind gemischte Strahlungsfelder mit vielen Komponenten. Ihnen sind nicht nur Astronauten ausgesetzt – sie sind bereits in den üblichen Flughöhen der zivilen Luftfahrt meßbar.

Da Neutronen keine elektrische Ladung tragen, ist ihre elektromagnetische Wechselwirkung mit Materie sehr schwach. Ionisierend wirken sie nur indirekt, beispielsweise indem sie bei Stößen mit Atomkernen Energie auf diese übertragen. Dieser Mechanismus ist stark abhängig von der Masse des getroffenen Kerns. Neutronen wechselwirken daher mit (wasserstoffreichem) Gewebe völlig anders als mit herkömmlichen Detektoren aus Germanium, Aluminium, Stahl und Argon. Dies ist die Motivation zur Konstruktion eines Detektors aus Materialien, die in der Elementzusammensetzung menschlichem Gewebe entsprechen.

Durch Strahlung hervorgerufene Ionisationen sind lokalisierte Ereignisse deren Wirkung sehr stark von ihrer räumlichen Verteilung abhängt. Biologisch relevant ist nicht nur die mittlere vom Gewebe absorbierte Energie pro Masseneinheit, die Dosis, sondern vielmehr die Statistik der Ereignisse in mikroskopischen Volumina, wie einem Zellkern oder einem DNA-Doppelstrang, da Anzahl, Art, räumliche und zeitliche Verteilung von Schäden an der DNA entscheidend sind. Die Mikrodosimetrie ist ein theoretisches Konzept zur Beschreibung der Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit Materie auf mikroskopischen Größenskalen. Mikrodosimetrische Detektoren dienen der empirischen Erfassung der Meßgrößen der Mikrodosimetrie.

Ein mikrodosimetrischer gewebeäquivalenter Proportionalzähler (engl.: „**t**issue **e**quivalent **p**roportional **c**ounter“, Abk. „tepc“ oder „TEPC“) besteht (überwiegend) aus gewebeäquivalentem Material, und sein detektierendes Volumen simuliert – was die Wechselwirkung mit ionisierender Strahlung betrifft – mikroskopische Volumina. Deshalb stellt er den idealen Detektor zur direkten Erfassung der Wirkung ionisierender Strahlung auf Gewebe dar und ist für Anwendungen im Strahlenschutz prädestiniert.

Herkömmliche TEPCs weisen jedoch konstruktiv bedingte Nachteile auf, die ihre praktische Verwendbarkeit einschränken. Insbesondere sind sie, wenn

sie eine für den Strahlenschutz ausreichende Empfindlichkeit aufweisen, zu groß und unhandlich für einen Einsatz in einem Personendosimeter. Da die Gasfüllung dabei einen sehr niedrigen Druck aufweist, hat bereits eine geringe Verunreinigung des Gases einen großen Einfluss auf das Verhalten des Detektors, insbesondere auf seine Energiekalibrierung. Der herkömmliche TEPC enthält deshalb eine radioaktive Quelle für eine regelmäßigen Kalibrierung. Aufgrund dieser und weiterer Nachteile wurden TEPCs bislang nur zur Erfassung mikrodosimetrischer Spektren und vereinzelt als Ortsdosimeter verwendet.

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Entwicklung eines TEPCs nach einer neuen Konstruktionsidee, die dazu geeignet ist, diesem Detektortyp neue Anwendungen zu erschließen, insbesondere auch in aktiven Personendosimetern. Kern der neuen Konstruktion ist die Verwendung einer Mehrzahl von langen zylindrischen sensitiven Gasvolumina. Dadurch unterscheidet sie sich grundlegend von herkömmlichen Konstruktionen, deren sensitive Gasvolumina in der Regel die Form einer Kugel oder eines Zylinders, dessen Durchmesser und Höhe näherungsweise gleich groß sind, aufweist. Die vorliegende Arbeit belegt, daß dieser Unterschied lediglich vernachlässigbare Nachteile aber große praktische Vorteile hat.

Der neue Detektor ist modular aufgebaut und weist eine Vielzahl von Detektorelementen mit jeweils kleinen Gasvolumina auf. Deren große Gesamtoberfläche hat eine große Nachweisempfindlichkeit des TEPCs zur Folge. Ein durch die kleinen Abmessungen der einzelnen Gasvolumina bedingter hoher Gasdruck im Detektor hat einen geringen Einfluss von Verunreinigungen des Gases, eine große elektrische Stabilität und eine große Stabilität der Kalibrierung auch über lange Zeiträume zur Folge. Der Detektor kann deshalb über lange Zeiträume ohne Austausch der Gasfüllung und ohne Nachkalibrierung betrieben werden, und muß deshalb insbesondere keine radioaktive Quelle zur Kalibrierung enthalten. Eine weitere wichtige Eigenschaft ist der einfache und robuste Aufbau.

Mit diesen Eigenschaften ermöglicht das neue Konzept erstmals einen sehr kompakten und gleichzeitig hoch empfindlichen TEPC, der sich für den Einsatz in einem Personendosimeter eignet. Der modulare Aufbau ermöglicht aber auch eine Realisierung eines Detektors für ein Ortsdosimeter, der sich durch eine noch höhere Empfindlichkeit auszeichnet. Während die Mikrodosimetrie bisher vor allem ein mächtiges Hilfsmittel der Strahlenbiologie war, findet sie nun in größerem Maße eine ganz direkte praktische Anwendung.

In Kapitel 1 werden die theoretischen und konzeptionellen Grundlagen dieser Arbeit in möglichst allgemeinverständlicher Form skizziert. Es enthält Einführungen in die Dosimetrie, die Mikrodosimetrie und die Neutronendosimetrie, sowie eine allgemeine Darstellung des gewebeäquivalenten Proportionalzählers.

In Kapitel 2 werden alle wichtigen Aspekte des neuen TEPC-Konzepts

beleuchtet, insbesondere die neue Geometrie und deren Auswirkungen, konstruktive Merkmale, die realisierten Baureihen für Personen- und Ortsdosimeter, die für eine Langzeitstabilität der Kalibrierung ergriffenen Maßnahmen und die bei Messungen verwendete Hard- und Software.

Ein erster Teil der Ergebnisse dieser Arbeit ist in Kapitel 3 dargestellt. Neben der Kalibrierung der Detektoren werden vor allem Messungen zur Langzeitstabilität und zum Nulleffekt sowie eine Bestimmung der Genauigkeit der Erfassung kleiner Dosen beschrieben. Die Ergebnisse belegen, daß Detektoren des neuen Konzepts die erwarteten Vorteile tatsächlich aufweisen. Sie können über lange Zeiträume betrieben werden ohne immer wieder kalibriert werden zu müssen, was sich sehr positiv auf ihre Betriebskosten auswirkt. Vor allem aber sind sie für die Messung der im Strahlenschutz relevanten kleinen Dosen hervorragend geeignet.

In Kapitel 4 werden schließlich die Ergebnisse umfangreicher Messungen in zahlreichen Neutronenfeldern dargestellt. Diese belegen nicht nur die von herkömmlichen TEPCs „ererbte“ Eignung für Neutronenfelder und gemischte Strahlungsfelder. Vor allem zeigen sie, daß die Sensitivität bzw. das Ansprechverhalten der neuen Detektoren nur in einem geringen Maße von der Energie der Neutronen und von ihrer Richtung relativ zum Detektor abhängen. Mit den in den Kapiteln 3 und 4 dargestellten Ergebnissen ist die hervorragende Eignung der Detektoren des neuen Konzepts umfassend belegt.

Die vorgestellte Arbeit wurde teilweise mit Mitteln aus dem CEC-Contract FI4P-CT95-0024 „Advanced methods of active neutron dosimetry for individual monitoring and radiation field analysis“ („ANDO“) finanziert.

Ein Ziel des CEC-Contracts war die Entwicklung eines Prototyps für ein Personendosimeter auf der Basis des in dieser Arbeit vorgestellten Detektors. Dazu wurde von einer Gruppe der Universität des Saarlands ein Prototyp einer integrierten und miniaturisierten Elektronikbaugruppe entwickelt und an den Detektor angepaßt. Diese Elektronikbaugruppe enthält von der Leistungsversorgung bis zur alphanumerischen Anzeige alle Elemente, die für ein autonomes aktives Personendosimeter erforderlich sind. Damit existiert erstmals ein voll funktionsfähiger Prototyp eines aktiven Personendosimeters mit einem mikrodosimetrischen Detektor für Neutronen und gemischte Strahlungsfelder. Der Schritt vom Prototyp zum Serienprodukt ist zwar noch zu vollziehen, hierbei sind jedoch nur noch gewöhnliche technologische und keinerlei grundsätzliche Probleme zu überwinden. Dem Strahlenschutz stehen somit zukünftig auch für Anwendungen in Kernkraftwerken und an Forschungsrektoren, im gesamten Kernbrennstoffkreislauf und in der Luft- und Raumfahrt aktive Personendosimeter zur Verfügung.

Kapitel 1

Grundlagen

„Ionisierende Strahlung“ ist Oberbegriff für viele physikalische Phänomene verschiedener Herkunft und Natur, mit der Gemeinsamkeit auf Materie ionisierend zu wirken. Ihrer physikalischen Natur nach ist ionisierende Strahlung entweder elektromagnetische oder Partikel-Strahlung. Da Ionisationsprozesse nur im Teilchen- und nicht im Wellenbild zu verstehen sind, besteht in diesem Zusammenhang auch elektromagnetische Strahlung aus Partikeln, den Photonen.

Ein Photon kann nur dann ionisierend wirken, wenn seine Energie größer ist als die betreffende Ionisationsenergie, die meist einige zehn Elektronenvolt (eV) beträgt. Die im Strahlenschutz häufigsten Quellen solcher Photonen sind Röntgenröhren und γ-Quellen (^{60}Co, ^{137}Cs, ...), die in Medizin, Technik und Wissenschaft vielfältige Verwendung finden. In Kernreaktoren entsteht eine große Zahl instabiler Nuklide, die meist ebenfalls γ-Strahlung emittieren und erheblich zur Strahlenbelastung am Reaktorkern und in den verschiedenen Einrichtungen des Kernbrennstoff-Kreislaufs beitragen. Hochenergetische Photonen werden in Form von „Bremsstrahlung“ auch überall dort erzeugt, wo geladene Teilchen (vor allem Elektronen) stark beschleunigt (bzw. abgebremst) werden, also rund um kern- und teilchenphysikalische Beschleuniger, vor allem auch in Abschirmwänden, in denen geladene Teilchen gestoppt werden.

Weitere Bestandteile ionisierender Strahlung sind Elektronen und Positronen, die von instabilen Kernen emittiert („β-Strahlung“) oder in kernphysikalischen Anlagen erzeugt werden. Entsprechender Herkunft sind auch (meist leichte) Atomkerne und Kernbestandteile, zu deren wichtigsten Vertretern α-Teilchen (^{4}He), Proton und Neutron zählen. Neutronen, deren Dosimetrie in dieser Arbeit im Mittelpunkt steht, treten als Teil der nuklearen Kettenreaktion in Kernkraftwerken und im gesamten Kernbrennstoff-Kreislauf auf. Außerdem erzeugen sie einen beträchtlichen Teil der Strahlenbelastung der Besatzungen hochfliegender Flugzeuge. Die Besonderheiten der Wechselwirkung von Neutronen mit Materie und der Neutronendosimetrie werden in Abschnitt 1.3 beschrieben.

Jedes Strahlungsfeld erfährt durch die Wechselwirkung mit Materie durch eine Vielzahl verschiedener Prozesse mehr oder weniger ausgeprägte quantitative und qualitative Veränderungen. Die Teilchenflußdichten der einzelnen Komponenten des primären Strahlungsfeldes werden (meist unterschiedlich stark) abgeschwächt, die Energiespektren verändert, und ein sekundäres Strahlungsfeld wird erzeugt. Dieses sekundäre Strahlungsfeld besteht, abhängig von der primären Strahlung, vor allem aus Rückstoßkernen, Photonen (Bremsstrahlung, Röntgen-Strahlung, etc.) und Elektronen (δ-Elektronen).

Die Veränderungen des Strahlungsfeldes sind abhängig von der Strahlung, vom Ort und von der Zusammensetzung der Materie. Sie wären bei vollständiger Kenntnis aller primären Strahlungsquellen, der Geometrie und der chemischen Zusammensetzung aller Objekte sowie aller kernphysikalischen Reaktionen und der zugehörigen Wirkungsquerschnitte (Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten) für jeden Ort berechenbar (Transport-Theorie, Monte-Carlo-Methoden). Dabei darf der Begriff „Feld“ nicht missverstanden werden im Sinne einer deterministischen Beschreibung; Aussagen über ein Strahlungsfeld sind immer stochastischer Natur, da alle Prozesse seiner Erzeugung und Veränderung Quantenprozesse sind, für die nur Wahrscheinlichkeiten angegeben werden können in Form von Lebensdauern von Zuständen oder Wirkungsquerschnitten von Reaktionen und anderen Wechselwirkungen.

Die letzten physikalischen Schritte in der Wirkungskette ionisierender Strahlung sind Anregungen oder Ionisationen einzelner Atome oder Moleküle. Im Falle lebender Gewebe sind sie Ausgangspunkte komplexer chemischer und biologischer Prozesse an deren Ende ein biologischer Schaden stehen kann.

Der Versuch über die gesamte skizzierte Wirkungskette hinweg einen Zusammenhang zwischen physikalischen Parametern eines (primären) Strahlungsfeldes und seiner Wirkung (bzw. deren Erwartungswert) herzustellen ist Aufgabe der Strahlenbiologie. Wegen der oft nicht vollständigen Kenntnis aller eingehenden physikalischen Größen (z. B. Wirkungsquerschnitte) und wegen des unvollständigen Verständnisses der chemischen und biologischen Prozesse ist eine exakte mathematische Modellierung der Wirkungskette nicht möglich. Deshalb sind noch immer Tierversuche und vor allem epidemiologische Daten großer Kollektive, die ionisierender Strahlung ausgesetzt waren, die wichtigsten Informationsquellen für die Abschätzung von Strahlenrisiken.

Von besonderem Interesse ist die Wirkung kleiner Strahlen-„Dosen“. Da kleine Dosen im statistischen Mittel in einem Kollektiv auch kleine Wirkung haben, tritt hierbei das grundsätzliche Problem auf, daß diese kleine Wirkung in der Regel nur im Falle großer Kollektive mit statistischer Signifikanz von den Fluktuationen der „natürlichen“ Krebsmortalität (20 bis 25 %) und

den Auswirkungen der zahlreichen anderen Einflüsse[1] unterschieden werden kann. Aussagen über die im Strahlenschutz relevanten kleinen Dosen werden deshalb meist durch Extrapolation aus den Wirkungen größerer Dosen gewonnen.[47]

In diesem Kapitel werden einige Grundlagen für die folgenden Kapitel beschrieben: Begriffe und Konzepte der Dosimetrie und der Mikrodosimetrie, die Besonderheiten der Neutronendosimetrie und das allgemeine Prinzip des TEPC.

1.1 Dosimetrie ionisierender Strahlung

Die elementaren physikalischen, chemischen und vor allem biologischen Vorgänge der Schädigung einer Zelle sind – wie bereits erwähnt – komplex, nicht vollständig bekannt und verstanden und stochastischer Natur. Betroffen sind alle Bestandteile der Zelle, allerdings mit sehr unterschiedlichen Folgen. Bei sehr hohen Dosen ($H \gg 1\,\mathrm{Sv}$; Definitionen s. Abschn. 1.1.1) entstehen in großer Anzahl Schäden an allen Bestandteilen der Zelle, die quasideterministisch und kurzfristig zu physiologischen Strahlenschäden führen. Unter anderem werden die Zellmembranen so stark geschädigt, daß Zellflüssigkeit in großen Mengen in die Zellzwischenräume gelangt.

Bei Dosen von einigen Sievert folgen deterministische und kurz- bis mittelfristig auftretende Strahlenschäden aus dem massiven Untergang von Zellen.

Bei Dosen $H \ll 1\,\mathrm{Sv}$ treten keine deterministische und kurz- oder mittelfristige physiologische Strahlenschäden auf. Jedoch kann ionisierende Strahlung jeder Dosis Schäden am Erbgut der Zelle hervorrufen (stochastische Strahlenwirkung). Das Erbgut in Form der DNA im Zellkern ist der empfindlichste Bestandteil der Zelle, da es die geringste Redundanz aufweist. Jeder Schaden, unabhängig davon, ob durch chemische Stoffe oder durch ionisierende Strahlung erzeugt, kann hier zu einer Entartung der Zelle führen und damit Ausgangspunkt von Kanzerogenese sein. Da die meisten Zellen über ein komplexes System von Reparaturmechanismen verfügen und nicht reparierte Schäden nicht zwangsläufig zur Entartung der Zelle führen, mündet tatsächlich nur ein sehr kleiner Bruchteil aller primären DNA-Schäden in Kanzerogenese.

Die Wirkung ionisierender Strahlung ist also von vielen Faktoren abhängig: Art und Energie, Zusammensetzung, Richtung und Zeitabhängigkeit des Strahlungsfelds an jedem Ort im Organismus spielen eine Rolle, aber auch Zustandsgrößen des Gewebes, wie Aufbau, Funktion, Stoffwechsel, usw. Im Strahlenschutz kann aus praktischen Gründen nur eine stark vereinfachte Modellierung Verwendung finden. Sie basiert auf den im Folgenden beschriebenen Dosisgrößen mit gesetzlich festgelegten Grenzwerten.

[1] Nikotin, Alkohol, Ernährung, sonst. Lebensgewohnheiten, genetische Einflüsse, ...

1.1.1 Dosisgrößen

Als Maß für die Wirkung ionisierender Strahlung werden verschiedene „Dosis“-Begriffe definiert. Die grundlegende physikalische Größe ist die **Energiedosis** (engl.: „absorbed dose“) D, der Differentialquotient aus dem Erwartungswert der in der Masse dm eines Stoffes von der ionisierenden Strahlung deponierten Energie d$\langle\varepsilon\rangle$ und dm.

$$D = \frac{\mathrm{d}\langle\varepsilon\rangle}{\mathrm{d}m} = \frac{\mathrm{d}\langle\varepsilon\rangle}{\rho\,\mathrm{d}V}. \tag{1.1}$$

Sie ist – wie alle Dosisgrößen – eine Funktion des lokalen Strahlungsfeldes und damit des Orts, aber auch stark abhängig vom jeweiligen Material, insbesondere von seiner Elementzusammensetzung.

Die Energiedosis ist direkt proportional zur Anzahl der Ionisationen und damit ein gutes Maß für die physikalische Wirkung ionisierender Strahlung. Die Erwärmung einer bestrahlten Probe, die Schwärzung eines Films, die Anzahl der in einem Kristall erzeugten Gitterfehler sind monotone und in gewissen Grenzen lineare Funktionen von D.

Eine der Energiedosis ähnliche Größe ist die **Kerma** (engl.: „**k**inetic **e**nergy **r**eleased per unit **ma**ss“) K, die sich auf ungeladene primäre Teilchen bezieht, d. h. auf Neutronen und Photonen. Sie ist definiert als Differentialquotient des Erwartungswerts der Summe dE_{tr} der kinetischen Energien aller geladenen Teilchen die vom primären Teilchen im Massenelement d$m = \rho\,\mathrm{d}V$ direkt freigesetzt werden, und dm [38, sect. 4.1.1]

$$K = \frac{\mathrm{d}\langle E_{\mathrm{tr}}\rangle}{\mathrm{d}m} = \frac{\mathrm{d}\langle E_{\mathrm{tr}}\rangle}{\rho\,\mathrm{d}V}. \tag{1.2}$$

Innerhalb der mehrstufigen Kaskade der Energieübertragung in der Wechselwirkung mit Materie bezieht sich die Kerma also nur auf die vom primären Strahlungsfeld *direkt* an *geladene* Teilchen transferierte Energie. Da auch an ungeladene Teilchen Energie übertragen werden kann, da die geladenen Teilchen ihre Energie nicht (vollständig) im selben Massen- (bzw. Volumen-)Element abgeben müssen und umgekehrt außerhalb von dm erzeugte Teilchen Energie in dm deponieren können, sind D und K zwei verschiedene Größen, die zwar oft ähnliche, aber nur in Ausnahmefällen gleiche Werte annehmen. Dosis D und Kerma K werden in Gray (Gy) gemessen, $1\,\mathrm{Gy} = 1\,\mathrm{Jkg}^{-1}$.

Die biologische Wirkung einer Exposition mit ionisierender Strahlung ist nicht nur von der akkumulierten Dosis (und der Dosisleistung) abhängig, sondern sehr stark auch von der Art und der Teilchenenergie der Strahlung. Die Dosis D allein ist deshalb für eine quantitative Beschreibung der biologischen Wirkung oder des Erwartungswerts der biologischen Wirkung einer Exposition nicht geeignet.

Als Maß für die biologische Wirkung bzw. für deren Erwartungswert werden deshalb weitere, nachfolgend näher beschriebene Dosisgrößen mit den

Formelzeichen H und E eingeführt. Formal haben diese „biologischen“ Dosisgrößen H, E die gleiche Dimension wie die „physikalische“ Energiedosis D. Zur Betonung ihrer sehr unterschiedlichen Bedeutung wird die Einheit der Dosisgrößen H, E jedoch Sievert (Sv) genannt ($1\,\mathrm{Sv} = 1\,\mathrm{Jkg}^{-1}$).

Die Dosisgrößen H und E unterscheiden sich von der Dosis D jeweils durch Faktoren, welche vor allem von der Art und der Teilchenenergie der Strahlung abhängen und deren unterschiedliche biologische Wirksamkeit abbilden. Die Werte dieser Faktoren wurden auf der Grundlage von Ergebnissen epidemiologischer Untersuchungen und strahlenbiologischer Versuche und entsprechend den Vorschlägen[29] der internationalen Strahlenschutzkommission (ICRP) gesetzlich [76] festgelegt. Die Faktoren sind für jede Strahlungsart und jede Teilchenenergie festgelegt. Für ein beliebiges Strahlungsfeld werden die Dosisgrößen H, E dann unter bestimmten, vereinfachenden Annahmen berechnet, beispielsweise unter der Annahme einer linearen Addition der Wirkungen der Komponenten des Strahlungsfeldes.

Die Wirkung ionisierender Strahlung kann auf ein gesamtes Lebewesen, ein einzelnes Organ, ein (infinitesimal) kleines Gewebestück, ein willkürlich definierbares Modell eines Lebewesens oder eines Körperteils des Lebewesens bezogen betrachtet werden. Ein Modell kann dabei sowohl ein mathematisches Modell für numerische Berechnungen als auch ein materielles Modell – ein Phantom – für Messungen sein. Entsprechend können die Dosisgrößen H, E verschieden definiert werden, und es existieren verschieden definierte und für verschiedene Verwendungszwecke vorgesehene Faktoren, insbesondere der Qualitätsfaktor Q, der mittlere Qualitätsfaktor $\bar{Q}$ und der Strahlungs-Wichtungsfaktor (engl.: „radiation weighting factor“) w_R. Deren Werte werden gestützt auf die empirisch bestimmte Relative Biologische Wirksamkeit festgelegt.

Die **Relative Biologische Wirksamkeit** RBW ist das Verhältnis der Energiedosen zweier verschiedener Arten ionisierender Strahlung, welche die gleiche Wirkung haben. In der Regel wird die RBW für eine Strahlung in Bezug auf eine Referenzstrahlung, meist Röntgen- oder γ-Strahlung, angegeben. Die RBW ist Gegenstand der Forschung in Epidemiologie und Strahlenbiologie. Aufgrund der eingangs dieses Kapitels bereits genannten grundsätzlichen Probleme der genauen Bestimmung der Wirkung ionisierender Strahlung ist die RBW mit deutlichen Unsicherheiten behaftet und deshalb auch Gegenstand intensiver wissenschaftlicher Diskussion. Ideal wäre eine genaue Kenntnis der RBW separat für jede mögliche Komponente bzw. Teilchensorte ionisierender Strahlung, für jede Teilchenenergie und für jedes biologische System. Daraus könnte dann unter der Annahme einer linearen Addition der Wirkung verschiedenener Teilchensorten und Teilchenenergien die Wirkung eines beliebig zusammengesetzten Strahlungsfeldes mit beliebigen Energiespektren berechnet werden. Gerade epidemiologische Untersuchungen liefern jedoch in der Regel nur Aussagen über die Wirkung von Strahlungsfeldern

mit mehreren Komponenten und meist breiten Spektren der Teilchenenergien.

Der **Qualitätsfaktor** Q und der **Strahlungs-Wichtungsfaktor** w_R beziehen sich auf Dosisgrößen, die durch Messungen und/oder Berechnungen bestimmbar sind. Sie werden, wie erwähnt, auf der Grundlage von Empfehlungen von Fachgremien und per Gesetz für jede Teilchensorte und für jede Teilchenenergie festgelegt (s. a. Abschn. 1.1.2). Sie sind also Teil eines idealisierten und zugunsten der praktischen Anwendbarkeit vereinfachten Modells der Strahlenwirkung.

Durch Empfehlungen der ICRP (International Commission on Radiation Protection) [29] und der ICRU (International Commission on Radiation Units) [37] sind zwei Gruppen von Größen definiert:

Schutzgrößen

Zu den Schutzgrößen (engl.: „protection quantities“) zählen die Energiedosis D_T und die Organdosis H_T, die sich auf ein Organ oder Gewebe T beziehen, und die effektive Dosis E, die sich auf den gesamten Körper bezieht. Sie beinhalten eine direkte Aussage über die physikalische oder biologische Wirkung einer Strahlung auf ein Organ bzw. den gesamten Körper. Die auf das Organ oder ein Gewebe T bezogene **Energiedosis** D_T [29, Par. 24] ist die über die Masse m_T des Organs oder des Gewebes T gemittelte Energiedosis

$$D_\mathrm{T} = \frac{1}{m_\mathrm{T}} \int_{m_\mathrm{T}} D \,\mathrm{d}m. \tag{1.3}$$

Durch Multiplikation der auf das Organ T bezogenen Energiedosis $D_{\mathrm{T,R}}$ mit dem Strahlungs-Wichtungsfaktor w_R erhält man die **Organdosis** (engl.: „equivalent dose“) $H_\mathrm{T} = w_\mathrm{R} D_\mathrm{T}$. Der Strahlungs-Wichtungsfaktor w_R ist eine Funktion der Art und der Energie des primären Strahlungfeldes R und berücksichtigt mit numerischen Werten zwischen 1 und 22 deren biologische Wirksamkeit (s. Abschn. 1.1.2). Im allgemeineren Fall eines gemischten Strahlungsfeldes wird über dessen Bestandteile R mit den Dosisbeiträgen $D_{\mathrm{T,R}}$ summiert,

$$H_\mathrm{T} = \sum_\mathrm{R} w_\mathrm{R} D_{\mathrm{T,R}}. \tag{1.4}$$

Die **effektive Dosis** E [29, Par. 28] ist die gewichtete Summe aller Organdosen

$$E = \sum_\mathrm{T} w_\mathrm{T} H_\mathrm{T}. \tag{1.5}$$

Die Wichtungsfaktoren w_T für die Organe [29, Tab. 2] bilden mit Werten zwischen 0.01 (z. B. Haut) und 0.20 (Gonaden) die unterschiedlichen Strahlensensitivitäten der Organe ab.

Aus den Definitionen der Schutzgrößen ist ersichtlich, daß sie einer einfachen oder direkten Messung nicht zugänglich sind. Insbesondere ist es praktisch nicht möglich Energiedosen in (allen) Organen eines (lebenden) Organismus zu messen. Selbst bei Verwendung eines Phantoms wäre ihre empirische Bestimmung extrem aufwendig.

Meßgrößen

Im Gegensatz zu den Schutzgrößen sind die Meßgrößen (engl.: „operational quantities“) durch Meßvorschriften definiert [37, sect. I.4.3], die Material und Geometrie der Umgebung eines definierten Bezugs- bzw. Meßpunkts festlegen. Dadurch sind sie prinzipiell einer direkten Messung zugänglich. Insbesondere sind sie auch die Referenzgrößen für die Kalibrierung von Dosimetern. Aufgabe der Meßgrößen ist es, die entsprechenden Schutzgrößen „angemessen abzuschätzen“ [20, 30, sect. 5.3]. Dies bedeutet insbesondere, daß die Meßgrößen die Schutzgrößen nicht wesentlich unter- oder überschätzen dürfen. Für den Zusammenhang zwischen einer Meßgröße H und der Dosis D gilt

$$H = \bar{Q} D. \tag{1.6}$$

Dabei ist $\bar{Q}$ der über das Strahlungsfeld am Ort der Messung geeignet gemittelte Qualitätsfaktor (s. Abschn. 1.1.2, Gl. 1.12).

Zu den Meßgrößen zählen Ortsdosis-Größen und Personendosis-Größen. Eine **Ortsdosis-Größe** soll die effektive Dosis E oder eine Organdosis H_T abschätzen, die eine Person erhielte, wenn sie sich an einem bestimmten Punkt in einem Strahlungsfeld aufhielte. Entsprechend muß das Ansprechverhalten eines Meßgeräts, das eine Ortsdosis-Größe erfassen soll, eine Modifikation des Strahlungsfeldes durch die Person auf eine geeignete Weise berücksichtigen, beispielsweise indem das Meßgerät selbst eine entsprechende Modifikation bewirkt. Zu den Ortdosis-Größen zählen die Richtungs-Äquivalentdosis $H'(d, \alpha)$ und die Umgebungs-Äquivalentdosis $H^*(d)$.

Eine **Personendosis-Größe** soll die effektive Dosis E oder eine Organdosis H_T abschätzen, die eine Person erhält, die sich in einem Strahlungsfeld aufhält. Ein Meßgerät, das eine Personendosis-Größe erfassen soll, wird von der Person am Körper getragen. Das Meßgerät ist somit dem bereits durch die Person modifizierten Strahlungsfeld ausgesetzt. Das Meßgerät ist an einer repräsentativen Stelle zu tragen, um die Schutzgröße konservativ abzuschätzen. Zu den Personendosis-Größen zählt die Personen-Äquivalentdosis $H_\mathrm{p}(d)$.

Für die Definitionen der Richtungs-Äquivalentdosis $H'(d, \alpha)$ und der Umgebungs-Äquivalentdosis $H^*(d)$ wird die „ICRU-Kugel“ verwendet.[36, 37] Diese besteht aus weichteilgewebeäquivalentem Material (nach ICRU report 44 [35], s. a. Tab. 1.1) und hat einen Durchmesser von 30 cm.

Die **Richtungs-Äquivalentdosis** $H'(d, \Omega)$ (engl.: „directional dose equivalent“) ist die Äquivalentdosis, die von einem dem Strahlungsfeld am betrachteten Ort entsprechenden, jedoch räumlich homogenen (ausgedehnten)

Strahlungsfeld in der ICRU-Kugel in der Tiefe d unter der Oberfläche auf einem Radius in der bestimmten Richtung Ω erzeugt wird (s. Abb. 1.1.a).

Die **Umgebungs-Äquivalentdosis** $H^*(d)$ (engl.: „ambient dose equivalent“) ist die Äquivalentdosis, die von einem dem Strahlungsfeld am betrachteten Ort entsprechenden aber räumlich homogenen (ausgedehnten) und ausgerichteten (engl.: „aligned“) Strahlungsfeld in der ICRU-Kugel in der Tiefe d unter der Oberfläche auf dem der Richtung dieses Feldes entgegengesetzten Radius erzeugt wird (s. Abb. 1.1.b). In einem unidirektionalen Strahlungsfeld, dessen Richtung der Richtung Ω des Radiusvektors entgegengesetzt gleich ist, ist $H^*(d) = H'(d, \Omega)$.

Die **Personen-Äquivalentdosis** $H_\mathrm{p}(d)$ (engl.: „personal dose equivalent“) ist definiert als Äquivalentdosis in Weichteilgewebe in der Tiefe d unter einem bestimmten Punkt auf der Körperoberfläche. Da sie somit vom Körperbau und vom Ort am Körper abhängig ist, wird für die Kalibrierung von Personendosimetern ein ebenfalls von der ICRU standardisiertes „Phantom“ verwendet. Das „ICRU slab“ ist ein $30\,\mathrm{cm} \times 30\,\mathrm{cm} \times 15\,\mathrm{cm}$ großer Quader aus weichteilgewebeäquivalentem Material.[36, 37] In der Praxis wird das Phantom stattdessen oft in Polymethylmethacrylat[2] (PMMA) ausgeführt, entweder massiv [36] oder dünnwandig und mit Wasserfüllung.[58, 78] Das Dosimeter wird mittig auf einer der großen Flächen des Phantoms angebracht, deren Normale entgegengesetzt gleich der Richtung des Feldes ist. Die Größe $H_\mathrm{p}(d, \alpha)$ (auch $H_\mathrm{p,slab}(d, \alpha)$) bezieht sich auf das um den Winkel α aus dieser Richtung gedrehte Phantom (s. Abb. 1.1.c).

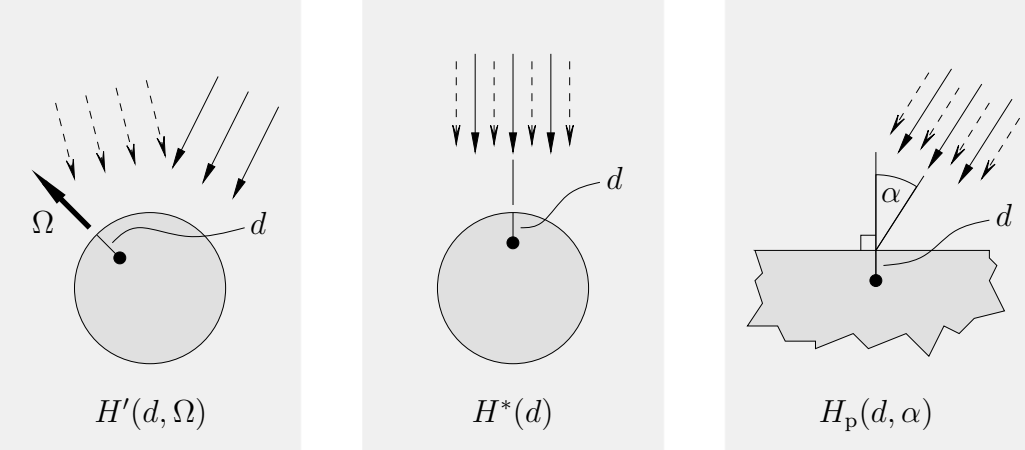

Abbildung 1.1: *Definitionen der Größen $H'(d, \Omega)$, $H^*(d)$ und $H_p(d, \alpha)$ [30, Fig. 4].*

Die Tiefe d wird in der Regel in mm und ohne Einheit angegeben. Standard sind die Werte $d = 10\,\mathrm{mm}$ (für „durchdringende“) und $d = 0.7\,\mathrm{mm}$ (für

[2]Handelsnamen: Plexiglas, Perspex, Lucite

nicht durchdringende Strahlung, für Haut) bzw. $d = 3\,\mathrm{mm}$ (Auge). Die dargestellten Größen entsprechen den aktuellen Empfehlungen der ICRU und der ICRP. Darüber hinaus existieren zahlreiche weitere Definitionen, die aus älteren Empfehlungen der beiden Kommission oder aus anderen (nationalen) Gremien stammen.

Die Zeitableitungen $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}D \equiv \dot{D}$, $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}H \equiv \dot{H}$, $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}K \equiv \dot{K}$ der verschiedenen Dosis- bzw. Kermagrößen heißen Dosis- bzw. Kerma*leistung* (engl.: „dose rate“ bzw. „kerma rate“) und werden mit einem Punkt gekennzeichnet.

Konversionskoeffizienten

Der Anteil jeder Komponente bzw. Teilchensorte R in einem Strahlungfeld an einem Ort kann durch den Fluß Φ_R angegeben werden, der als Differentialquotient der Anzahl $\mathrm{d}N_\mathrm{R}$ der Teilchen R, die in einem betrachteten Zeitraum eine Kugel mit der Querschnittsfläche $\mathrm{d}A$ durchquert haben, definiert ist,

$$\Phi_\mathrm{R} = \frac{\mathrm{d}N_\mathrm{R}}{\mathrm{d}A}. \tag{1.7}$$

Die verschiedenen Dosis- bzw. Kermagrößen stehen jeweils in einem linearen Zusammenhang mit dem Teilchenfluß Φ_R, z. B.

$$K = k_{\mathrm{f,R}}\Phi_\mathrm{R}. \tag{1.8}$$

Empirisch und vor allem numerisch gewonnene Konversionsfaktoren sind für zahlreiche Teilchen bzw. Strahlungsarten R und viele Teilchenenergien tabelliert.[30, 83, 17, 18]

1.1.2 Strahlenqualität

Da ionisierende Strahlung ubiquitär ist und darüber hinaus auch eine Reihe anderer Ursachen für Schäden am Erbgut existieren, besitzen Zellen ein komplexes System von Reparaturmechanismen für diese Schäden. Die Wirksamkeit dieser Mechanismen hängt jedoch – außer von physiologischen Faktoren – stark von der Anzahl und von der räumlichen und zeitlichen Verteilung der Schäden in der DNA ab. Da die DNA als Doppelstrang Redundanz besitzt, wird ein Einzelstrangbruch relativ sicher repariert. Die Gefahr eines bleibenden Schadens ist bei einem Doppelstrangbruch deutlich größer und wächst mit der Zahl der Doppelstrangbrüche in unmittelbarer räumlicher Nähe stark an. Daraus resultiert die große Bedeutung der räumlichen Verteilung der Ionisationsereignisse für die Entstehung von Strahlenschäden. Diese wiederum ist eine Funktion der Teilchenart und -energie, aber auch der Dosis und der Dosisleistung. Deshalb müssen auch die RBW, der Qualitätsfaktor Q und der Strahlungs-Wichtungsfaktor w_R stark abhängig sein von Art und Energie der Strahlung.

Der Einfluß der Dosis auf die Wirkung ionisierender Strahlung wird beim Qualitätsfaktor Q und beim Strahlungs-Wichtungsfaktor w_{R} nicht berücksichtigt, es wird also eine bis auf konstante Faktoren für alle Strahlenqualitäten identische Dosis-Wirkungs-Beziehung impliziert. Der Einfluß der Dosisleistung wird im Strahlenschutz aufgrund der niedrigen akkumulierten Dosen ebenfalls vernachlässigt. (Nicht so in der Strahlentherapie.) Beide Näherungen stellen wichtige praktische Vereinfachungen dar.

Ein (grobes) Maß für die räumliche Verteilung der von einem bestimmten ionisierenden Teilchen deponierten Energie stellt das **lineare Energieübertragungsvermögen**, abgekürzt LET (von engl. „*L*inear *E*nergy *T*ransfer"), L dar. Das LET ist definiert als Differentialquotient des Erwartungswerts der pro Längeneinheit $\mathrm{d}x$ an Materie übertragenen Energie $\mathrm{d}E$ und $\mathrm{d}x$ [38, sect. 3.5]

$$L = \frac{\mathrm{d}\langle E\rangle}{\mathrm{d}x}. \tag{1.9}$$

L ist eine Funktion der Teilchenart und vor allem auch der Teilchenenergie. Beim beschränkten LET (engl.: „restricted LET") L_Δ wird in $\mathrm{d}\langle E\rangle$ Energietransfer $E > \Delta$ an δ-Elektronen nicht berücksichtigt. Für $\Delta \to \infty$ geht L_Δ in das unbeschränkte LET (engl.: „unrestricted LET") $L_\infty = L$ über.

Das LET L stellt tatsächlich eine mit der biologischen Wirkung gut korrelierte Größe dar. Der Qualitätsfaktor Q wird deshalb als Funktion von L ausgedrückt. Von der ICRP (International Commission on Radiological Protection) wird folgende Funktion empfohlen [29] (L in $\mathrm{keV\,\mu m^{-1}}$):

$$\begin{array}{ll} Q(L) = 1; & L \le 10 \\ Q(L) = 0.32L - 2.2; & 10 < L \le 100 \\ Q(L) = 300/\sqrt{L}; & L > 100, \end{array} \tag{1.10}$$

die in Abb. 1.2 graphisch dargestellt ist. Bei kleinen Werten von L ist der mittlere Abstand zweier Ionisationen groß. Zwei benachbarte Ionisationsereignisse betreffen meist zwei verschiedene oder sogar räumlich beabstandete Zellen, deren Reparaturmechanismen voneinander (fast) völlig unabhängig sind. Die räumliche Korrelation von Ionisationsereignissen hat somit keine biologische Auswirkung. Im mittleren Intervall steigt die Wahrscheinlichkeit für zwei oder mehr Ionisationen innerhalb eines biologisch relevanten Volumens, beispielsweise einer Zelle, wodurch auch die Wahrscheinlichkeit eines biologischen Schadens stark anwächst. Bei noch größeren Werten von L verringert sich die Wirksamkeit durch einen „Sättigungseffekt".

Mit Hilfe der Funktion $Q(L)$ kann für jedes Strahlungsfeld aus seinem normierten differentiellen LET-Dosis-Spektrum

$$d(L) \equiv \frac{1}{D}\frac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}L} \tag{1.11}$$

der mittlere oder effektive Qualitätsfaktor $\bar{Q}$ berechnet werden,

$$\bar{Q} = \int Q(L)\, d(L)\, \mathrm{d}L \tag{1.12}$$

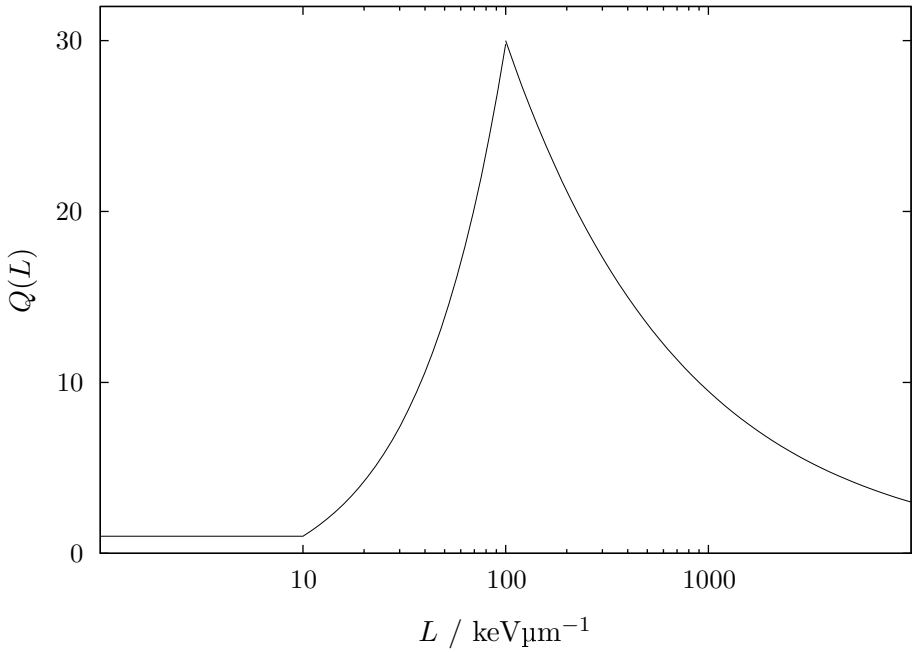

Abbildung 1.2: *Der Qualitätsfaktor Q als Funktion des LET L nach Gl. 1.10 [29].*

[30, Gl. 2.4].

Der Strahlungs-Wichtungsfaktor w_R (Gl. 1.4) wird auf die Organdosis D_T angewendet (Gl. 1.4) und ist definiert als Funktion des primären Strahlungsfeldes. Photonen, Elektronen und andere leichte Teilchen weisen ein kleines LET auf – sie sind „locker ionisierend“. Mit Gleichungen 1.10 und 1.12 folgt daraus ein kleiner Qualitätsfaktor $\bar{Q} \approx 1$.[29, Fig. A-2] Entsprechend ist ihr Strahlungs-Wichtungsfaktor zu $w_\mathrm{R} = 1$ festgelegt. Protonen und α-Teilchen weisen ein höheres LET auf, sind „dicht ionisierend“, entsprechend beträgt der Strahlungs-Wichtungsfaktor für Protonen mit einer Protonenenergie $E_\mathrm{p} > 2\,\mathrm{MeV}$ $w_\mathrm{R}(\mathrm{p}, E_\mathrm{p} > 2\,\mathrm{MeV}) = 5$ und für α-Teilchen $w_\mathrm{R}(\alpha) = 20$ [29, Tab. 1]. Neutronen erzeugen dicht ionisierende Sekundärteilchen, v. a. Rückstoßprotonen (s. Abschn. 1.3.2), für sie beträgt der Strahlungs-Wichtungsfaktor w_R abhängig von der Neutronenenergie E_n zwischen 5 und 22 (s. Abb. 1.3, vgl. [29, Fig. A-3]).

Das hier dargestellte System der Schutz- und Meßgrößen weist wesentliche Nachteile auf, deren Tragweite erst nach seiner Einführung und gesetzlichen Festschreibung in vielen Ländern offenbar wurde. Als nachteilig hat es sich vorallem herausgestellt, daß der Strahlungs-Wichtungsfaktor w_R und der Qualitätsfaktor $Q(L)$ weder formal aufeinander bezogen noch kohärent sind. Darüber hinaus ist es zumindest unschön, daß die auf das Organ T bezogene Energiedosis $D_\mathrm{T,R}$ eine Funktion des Stahlungsfeldes im Organ T

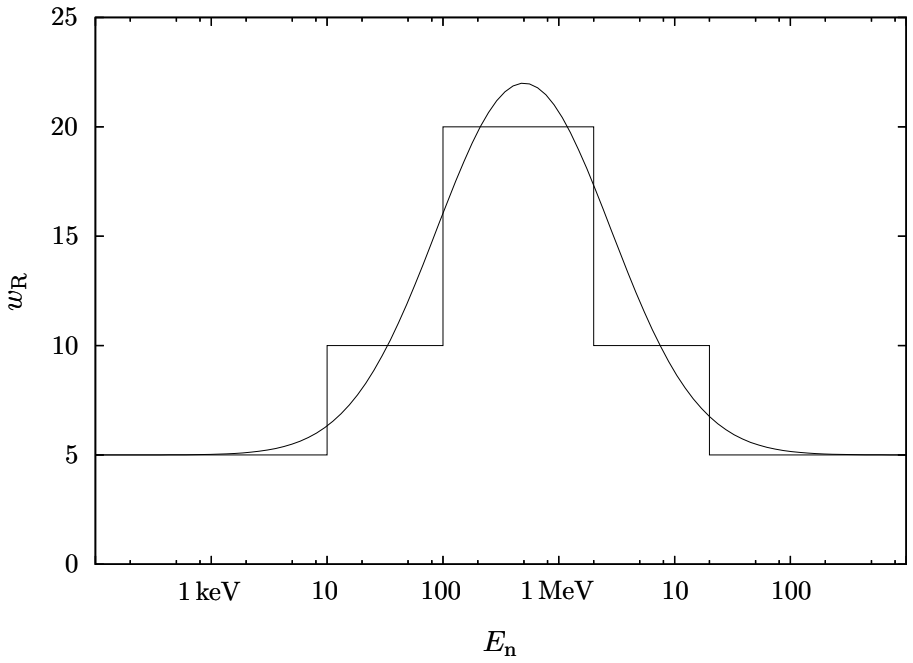

Abbildung 1.3: *Strahlungs-Wichtungsfaktor w_R für Neutronen als Funktion der (kinetischen) Teilchenenergie T_n. Neben einer tabellierten, stufenförmigen Funktion ist eine analytische Funktion $w_R = 5 + 17\exp[-(\ln(2E_n))^2/6]$ definiert.[29]*

ist, während der Strahlungs-Wichtungsfaktor w_R als Funktion des externen Strahlungsfelds R definiert ist (vgl. Gl. 1.4). Insbesondere die Bestimmung der Organdosen H_T und der effektiven Dosis E (Gl. 1.5) durch Messungen kann dadurch deutlich erschwert werden.

Es wird deshalb eine Modifikation der Definition des Strahlungs-Wichtungsfaktors w_R vorgeschlagen.[31] Der vorgeschlagene Strahlungs-Wichtungsfaktors w_R ist weiterhin vom externen Strahlungsfeld abhängig. Für Neutronen entspricht seine Energieabhängigkeit bis auf einen konstanten Faktor derjenigen des geeignet über den Körper gemittelten Qualitätsfaktors Q.

1.1.3 Grenzwerte

Der empirische Nachweis der Wirkung kleiner Strahlendosen in der Größenordnung der natürlichen Hintergrundstrahlung oder der im Strahlenschutz auftretenden Dosen von wenigen mSv ist bisher, wie bereits erwähnt, auch mit großem Aufwand nicht möglich. Aufgrund der vorhandenen Kenntnisse der relevanten biologischen Prozesse geht man aber davon aus, daß auch kleinste Dosen eine (entsprechend geringe) Erhöhung des Krebsrisikos erzeugen und keine Dosisschwelle existiert, unterhalb derer eine Exposition keine

Wirkung hat. Diese Auffassung findet ihren Niederschlag in den beiden von der ICRP empfohlenen grundlegenden Prinzipien des Strahlenschutzes.[29, sect. 4.3]

- Der Nutzen einer Exposition muß größer sein als der durch sie verursachte Schaden („justification of a practice“) und
- jede Exposition muß so niedrig gehalten werden, wie unter Berücksichtigung wirtschaftlicher und gesellschaftlicher Aspekte mit vernünftigem Aufwand erreichbar („optimisation of protection“).

Das zweite Prinzip ist unter dem Akronym „ALARA“ (engl.: „*a*s *l*ow *a*s *r*easonably *a*chievable“) bekannt (s. a. § 6(2) StrlSchV [76]).

Ergänzend, als zusätzliche und objektive Kontroll- und Sicherheitskriterien existieren Dosis-Grenzwerte deren Einhaltung bei „beruflich strahlenexponierten“ Personen mit Hilfe amtlicher Personendosimeter überwacht wird. Ihre Überschreitung hat ein vorübergehendes Verbot der beruflichen Strahlenexposition zur Folge. Die ICRP empfiehlt für beruflich strahlenexponierte Personen eine Begrenzung der Effektiven Dosis auf 20 mSv/a über fünf Jahre gemittelt und 50 mSv im einzelnen Jahr.[29] Für die Bevölkerung wird ein Grenzwert von 1 mSv pro Jahr empfohlen. Diese Empfehlungen wurden mit der am 1. August 2002 in Kraft getretenen neuen Strahlenschutzverordnung [76] in deutsches Recht umgesetzt (§§ 46, 47, 55ff. StrlSchV).

1.1.4 Dosimeter

Praktische Grundlage des Strahlenschutzes ist die Messung der beschriebenen Meßgrößen. Im Idealfall begänne die Dosismetrie eines gegebenen primären Strahlungsfeldes mit dessen vollständiger Spektroskopie. Aus den spektralen, raumwinkelbezogenen Teilchenflußdichten $\phi_{\mathrm{R}}(t, E, \boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{r})$ aller Komponenten R (am Ort $\boldsymbol{r}$ zur Zeit t) können dann mit den Gleichungen 1.4 und 1.5 die Organ-Äquivalentdosis und die Effektive Dosis berechnet werden. Der meßtechnische Aufwand für dieses Vorgehen steht jedoch in der Regel in einem sehr ungünstigen Verhältnis zur notwendigen und auch zur erzielbaren Genauigkeit. Dies gilt selbst dann, wenn das primäre Strahlungsfeld innerhalb des gesamten Raumbereichs, in dem sich die überwachte Person aufhält, in guter Näherung als homogen angenommen werden kann und damit ferner $E = H_{\mathrm{T}}$ gilt. Oft stellt die Spektroskopie beliebiger Strahlungsfelder mit komplizierter Orts- und Richtungsabhängigkeit auch ein technisch nicht befriedigend lösbares Problem dar. Der Strahlenschutz ist deshalb meist auf einfache, kostengünstig und schnell durchzuführende Verfahren und entsprechende Instrumente angewiesen. Aus praktischen Gründen sollten Dosimeter außerdem klein, leicht, robust gegen Umwelteinflüsse und einfach zu bedienen sein.

In einer gegebenen Expositionssituation werden eine oder mehrere Meßgrößen und zugehörige Meßorte (im Raum oder am Körper einer exponierten Person) ausgewählt, die geeignet sind die effektive Dosis und relevante Organdosen abzuschätzen. Die Aufgabe eines Dosimeters ist es, einen möglichst guten Näherungswert für eine ausgewählte Meßgröße auzugeben. Diese Aufgabe ist möglichst unabhängig vom Strahlungsfeld zu erfüllen, dessen Parameter zeitlich und räumlich variieren und in der Regel nicht genau bekannt sind. Spektroskopische Eigenschaften, Zeitauflösung oder Ortssensitivität spielen meist keine oder nur indirekt eine Rolle.

Reale Dosimeter können diese Aufgabe grundsätzlich nur eingeschränkt erfüllen. Gerade einfache und kostengünstige Dosimeter, die routinemäßig am häufigsten zum Einsatz kommen, sind meist nur für eine Art ionisierender Strahlung – z. B. Photonen – und nur für ein bestimmtes Energieintervall geeignet und zugelassen. Sie sind in allen Fällen ausreichend, in denen von vornherein aus technischen oder physikalischen Gründen andere ionisierende Strahlung ausgeschlossen werden kann. In komplexeren Strahlungsfeldern, wie sie u. a. in der Umgebung kern- und teilchenphysikalischer Forschungseinrichtungen und an Einrichtungen des Kernbrennstoff-Kreislaufs auftreten, kommen oft zwei Dosimeter gleichzeitig zum Einsatz, z. B. ein photonen- und elektronenempfindliches „Filmdosimeter“ (s. u.) und ein neutronensensitives „Albedodosimeter“ (s. Abschn. 1.3.3).

Wie fast alle Detektoren für ionisierende Strahlung basieren auch Dosimeter auf der Registrierung der Ionisationen oder elektronischen Anregungen, die ionisierende Strahlung direkt oder indirekt in einem Gas, einer Flüssigkeit oder einem Festkörper erzeugt. Einige wichtige Detektortypen mit Anwendung in der Dosimetrie werden im Folgenden kurz dargestellt. Auf die neutronensensitiven Detektoren bzw. Varianten wird nach der Darstellung der Wechselwirkungen von Neutronen mit Materie in Abschnitt 1.3.3 näher eingegangen.

Die Messung der Umgebungs-Äquivalentdosis $H^*(d)$ oder der Richtungs-Äquivalentdosis $H'(d, \Omega)$ mit einem **Ortsdosimeter** ermöglicht die Abschätzung der Dosisbelastung vor der tatsächlichen Exposition von Menschen und kann Grundlage für Entscheidungen über Strahlenschutzmaßnahmen sein. **Personendosimeter** werden während der Exposition am Körper getragen und erlauben die quantitative Kontrolle der tatsächlichen Strahlenexposition.

Filmdosimeter, Lumineszenzdosimeter und Kernspurdosimeter (s. Abschn. 1.3.3) werden *nach* der Exposition ausgewertet. Diese „**passiven**“ Dosimeter kommen im Strahlenschutz am häufigsten zum Einsatz. Sie werden in der Regel einen Kalendermonat lang während der Arbeitszeit am Körper getragen und anschließend von amtlichen Dosimeter-Auswertestellen in automatisierten Verfahren ausgewertet. Passive Personendosimeter sind ausreichend in allen Fällen, in denen die Dosisleistung oder die Gesamtdosis aus technischen oder physikalischen Gründen begrenzt und gering ist, was

im Zweifelsfall oft durch vorherige Messung der Ortsdosis verifiziert werden kann.

Dosimeter werden „**aktiv**“ genannt, wenn sie jederzeit die momentane akkumulierte Dosis bzw. Dosisleistung anzeigen. Dies ist u. a. möglich bei Gasionisationsdetektoren, Halbleiterdioden und Szintillationsdetektoren. In Situationen mit räumlich oder zeitlich stark variablen Strahlungsfeldern bieten aktive Personendosimeter einen erheblichen objektiven und subjektiven Sicherheitsgewinn.

Filmdosimeter

„Filmdosimeter“ enthalten eine Photoemulsion, deren Schwärzung (optische Dichte) eine monotone Funktion der akkumulierten Dosis ist. Mehrere Felder des Films sind auf Vorder- und Rückseite von Kupfer- und Bleiblechen verschiedener Dicke bedeckt, die als Filter wirken. Das Verhältnis der optischen Dichten unter den verschiedenen Filtern liefert spektrale Informationen, die zur Bestimmung der Strahlenqualität und zur Korrektur der Energieabhängigkeit des Ansprechvermögens dienen. Das Filmdosimeter wird eingesetzt für Photonenstrahlung mit $E_\gamma = 20\,\mathrm{keV} \ldots 3\,\mathrm{MeV}$ und Betastrahlung mit $E_\mathrm{e} > 300\,\mathrm{keV}$ und erfaßt Dosen im Bereich $H = 200\,\mu\mathrm{Sv} \ldots 1\,\mathrm{Sv}$.[60, S. 128]

Szintillations- und Lumineszenz-Detektoren

Nach elektronischer Anregung oder Ionisation eines Moleküls oder Festkörpers durch ionisierende Strahlung können bei der Rückkehr in den Grundzustand Photonen emittiert werden. Diese „Szintillation“ ist in verschiedenen Flüssigkeiten und Festkörpern zu beobachten und kann durch „Photomultiplier“ sehr empfindlich registriert werden. Szintillationsdetektoren werden unter anderem in Ortsdosimetern für Photonenfelder eingesetzt, gegen die Verwendung in Personendosimetern sprechen vor allem Masse und Volumen des Photomultipliers.

In einigen Materialien werden durch ionisierende Strahlung metastabile Zustände mit großer Lebensdauer erzeugt. Erfolgen die Rückkehr in den Grundzustand und die Emission eines Photons erst bei Erwärmung so spricht man von Thermolumineszenz. Auf Thermolumineszenz basierende passive Dosimeter können nur einmal ausgelesen werden, danach ist die Dosisinformation „gelöscht“ und das Dosimeter kann wiederverwendet werden.

In manchen Gläsern entstehen durch Bestrahlung Fluoreszenzzentren, die bei Bestrahlung mit UV-Licht im Sichtbaren fluoreszieren. Da die Fluoreszenzzentren durch die UV-Bestrahlung kaum vernichtet werden, kann diese „Radiophotolumineszenz“ wiederholt beobachtet (und gemessen) werden. Auf Radiophotolumineszenz basierende passive Dosimeter können deshalb nur einmal verwendet aber mehrfach ausgelesen werden.

Gasgefüllte Ionisationsdetektoren

Nach der Photoemulsion einer der ältesten Detektortypen ist der gasgefüllte Ionisationsdetektor. Die durch ionisierende Strahlung im Gas erzeugten Elektron-Ion-Paare werden durch ein elektrisches Feld getrennt und driften zur Anode bzw. zur Kathode. Es entsteht ein elektrisches Signal, das direkt ausgewertet werden kann. Abhängig von der Größe des elektrischen Feldes bzw. der Höhe der angelegten Spannung werden mehrere Arbeitsbereiche unterschieden. Bei sehr niedriger elektrischer Feldstärke respektive kleiner Driftgeschwindigkeit rekombiniert ein Teil der zunächst erzeugten Ladungsträger vor Erreichen der Elektroden. Mit steigender Spannung erreicht ein immer größerer Teil der Ladungsträger die Elektroden, und der von einem bestimmten Strahlungsfeld im Detektor erzeugte Strom geht in Sättigung (**Ionisationskammer**).

Ab einer bestimmten Feldstärke können Elektronen während der Drift zur Anode zwischen zwei Stößen mit Gasmolekülen im elektrischen Feld so viel kinetische Energie gewinnen, daß sie beim nächsten Stoß ihrerseits ionisierend wirken. Durch diese Vervielfältigung der Ladungsträger (= Gasverstärkung) kann sich eine Lawine ausbilden, deren Größe bei Erreichen der Anode zunächst proportional zur Anzahl der primären Elektronen ist (**Proportionalzähler**). Durch die Geometrie des Detektors oder durch Einbau zusätzlicher Elektroden wird der Bereich hohen elektrischen Feldes, in dem Sekundärionisationen stattfinden, räumlich begrenzt. Alle primären Ionisationen außerhalb dieser Vervielfältigungszone werden dann innerhalb der Vervielfältigungszone um den gleichen Faktor verstärkt. Der große Vorteil des Proportionalzählers ist, daß sehr kleine Primärsignale, bis hinab zu einer einzelnen Ionisation, durch die Gasverstärkung fast rauschfrei so weit verstärkt werden, daß sie mit gewöhnlicher Laborelektronik nachgewiesen werden können.

Wird die Elektronenlawine zu groß, so verzerrt sie zusammen mit der gleichzeitig entstehenden Ionenwolke das elektrische Feld. Dies beeinträchtigt die Proportionalität zwischen der Anzahl der primär erzeugten Ionisationen und dem an den Elektroden abgegriffenen Signal. Da die Größe der Elektronenlawine von der Gasverstärkung *und* von der Anzahl der primären Ionisationen abhängt, ist diese obere Grenze des Betriebsbereichs des Proportionalzählers von der Art der detektierten Strahlung abhängig.

Bei hinreichend hoher Feldstärke erzeugt *jedes* primäre Ionisationsereignis eine praktisch das gesamte Gasvolumen erfassende Lawine einheitlicher, maximaler Größe. Entsprechend ist keine Erfassung der Energiedeposition in einem Ionisationsereignis möglich. Aufgrund der sehr großen erzeugten elektrischen Signale ist jedoch ein Zählen von Ionisationsereignissen mit einer einfachen Elektronik möglich. Ionisationsdetektoren in diesem sog. „Auslösebereich“ werden auch **Geiger-Müller-Zähler** genannt.

Häufig bestehen gasgefüllte Ionisationsdetektoren aus einem Zylinder, dessen leitfähige Innenwand die Kathode darstellt, und einem dünnen Draht

als Anode auf der Zylinderachse. Da das achsen- und zylindersymmetrische elektrische Feld invers proportional zum Radius und somit nahe der Anode sehr groß ist, eignet sich diese Geometrie besonders für einen Proportionalzähler.

Das weit verbreitete „**Stabdosimeter**“ ist eine Ionisationskammer, die (als Kondensator) vor Gebrauch elektrostatisch aufgeladen wird. Die durch ionisierende Strahlung erzeugten Ionenpaare entladen das Stabdosimeter. Ein eingebautes Elektrometer erlaubt jederzeit das Ablesen der verbleibenden Ladung und damit der akkumulierten Dosis. Das Stabdosimeter ist nicht zur Dokumentation einer Exposition geeignet, sondern dient als einfach und sofort vom Strahlenschutzüberwachten selbst ablesbares Kontrollinstrument.

Eine interessante Variante der Ionisationskammer bzw. des Stabdosimeters ist das „direct ion storage“ (DIS) Dosimeter.[41, 81, 50] Die Anode wird vom offenliegenden Gate eines Feldeffekt-Transistors (MOSFET) gebildet, das extrem hochohmig isoliert ist und anfangs eine definierte Ladung trägt. Die im Gas erzeugten Ionen wandern zur Anode, entladen sie damit und beeinflußen so direkt den Source-Drain-Widerstand des Transistors. Ein DIS-basierendes aktives Personendosimeter für Photonen- und Betastrahlung ist kommerziell erhältlich.[3] Zur Weiterentwicklung zum neutronensensitiven Gerät siehe Abschn. 1.3.3.

Eine Variante des Proportionalzählers ist der gewebeäquivalente Proportionalzähler. Da er im Mittelpunkt dieser Arbeit steht, wird er in einem eigenen Abschnitt (1.4) detailliert beschrieben.

Halbleiterdetektoren

Halbleiterdetektoren sind in Sperrichtung betriebene Dioden, in denen ionisierende Strahlung Elektron-Loch-Paare erzeugt und so eine endliche Leitfähigkeit hervorruft. Da für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares nur etwa ein Zehntel der Ionisationsenergie eines Gasmoleküls nötig ist, wird in der Diode eine entsprechend größere Anzahl von Ladungsträgern erzeugt. Die statistischen Fluktuationen der Anzahl der Ionisationsereignisse bzw. der erzeugten Elektron-Loch-Paare sind folglich geringer als bei einem gasgefüllten Ionisationsdetektor. Großvolumige Dioden, in denen ionisierende Strahlung vollständig absorbiert wird, eignen sich daher besonders für die Spektroskopie. Um ihren „Dunkelstrom“ zu reduzieren, können sie mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden. Dünne Dioden von wenigen cm^2 Fläche werden auch in aktiven Personendosimetern verwendet, meist jedoch nur für Photonen- und Betastrahlung.

[3] RADOS Technology Oy, Turku, Finnland

1.2 Mikrodosimetrie

Strahlungsfelder bestehen aus Teilchen, deren Erzeugung wie auch deren Wechselwirkungen mit Materie diskrete Ereignisse darstellen, die nichtdeterministisch sind, über die also lediglich Wahrscheinlichkeitsaussagen möglich sind. Die in der „konventionellen“ Dosimetrie verwendeten Begriffe sind Erwartungswerte, die die physikalische Wirklichkeit nur im Grenzfall großer Teilchenzahlen und entsprechend kleiner statistischer Fluktuationen exakt beschreiben. Die biologische Wirkung ionisierender Strahlung geht jedoch von einzelnen Ionisationsereignissen aus und hängt empfindlich von deren räumlicher und zeitlicher Korrelation ab (s. a. Abschn. 1.1.2).

Das im wesentlichen von H. H. Rossi [64] und A. M. Kellerer entwickelte Konzept der Mikrodosimetrie [46, 34, 65] beruht im Gegensatz zum Konzept der Dosen und Äquivalentdosen auf stochastischen Größen und deren Verteilungsfunktionen. Zentraler Begriff der zunächst von H. H. Rossi entwickelten „regional microdosimetry“ ist das „site“, das betrachtete Volumen definierter Form und Größe mit der Masse m. Es repräsentiert ein relevantes biologisches Volumen wie eine Zelle, einen Zellkern oder einen Abschnitt der die Erbinformation tragenden DNA. Betrachtet werden alle Energiedepositionen in diesem Volumen, jedoch ohne Berücksichtigung ihrer räumlichen Verteilung und Korrelation innerhalb dieses Volumens.

Darüber hinaus wurde von A. M. Kellerer die komplexere „structural microdosimetry“ entwickelt, die eine detailliertere und aussagekräftigere Beschreibung der Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit Materie bietet. Den direkteren Bezug zum Experiment und somit stärkere Relevanz für diese Arbeit besitzt jedoch die „regional microdosimetry“. Sie wird im folgenden skizziert.

1.2.1 Mikrodosimetrische Größen

Die durch ein einzelnes Ereignis (z. B. Durchgang oder Absorption eines ionisierenden Teilchens) im betrachteten Volumen bewirkte **Energiedeposition** (engl.: „energy deposit“) ε_i beträgt

$$\varepsilon_i = T_{\text{in}} - T_{\text{out}} + Q_{\Delta m}. \tag{1.13}$$

T_{in} ist die kinetische Energie des in das betrachtete Volumen eintretenden ionisierenden Teilchens, T_{out} ist die Summe der kinetischen Energien der das Volumen daraufhin verlassenden Teilchen und $Q_{\Delta m}$ ist die der Differenz $Q_{\Delta m}$ der Ruhemassen aller beteiligten Partner (ionisierende Teilchen und Atome) vor bzw. nach der Wechselwirkung entsprechende Energie. Verringert sich die Summe der Ruhemassen, so ist $Q_{\Delta m} > 0$ und umgekehrt. Mehrere Ereignisse deponieren zusammen die Energie

$$\varepsilon = \sum_i \varepsilon_i \tag{1.14}$$

im betrachteten Volumen. Setzt man die Energiedeposition ε_i bzw. ε in Relation zur Masse m des betrachteten Volumens, so erhält man die **spezifische Energie**

$$z_i = \frac{\varepsilon_i}{m} \quad bzw. \quad z = \frac{\varepsilon}{m}, \qquad [z_i] = [z] = \mathrm{J\,kg^{-1}} = \mathrm{Gy}. \tag{1.15}$$

z_i bezieht sich also auf ein einzelnes Ereignis, z beispielsweise auf einen bestimmten Zeitraum. Das Verhältnis aus der Energiedeposition ε_i eines *einzelnen* Ereignisses und der mittleren Weglänge $\bar{l}$ im Volumen ist die **lineale Energie**

$$y = \frac{\varepsilon_i}{\bar{l}} \qquad [y] = \mathrm{keV\,\mu m^{-1}}. \tag{1.16}$$

Die mittlere Weglänge $\bar{l}$ ist hier der Mittelwert der Schnitte des betrachteten Volumens mit einem homogenen isotropen Feld gerader Bahnen (µ-Randomness, s. Abschn. 1.2.3).

Nichtstochastische Größen wie die Dosis D oder das LET L sind als Erwartungswerte definiert (vgl. Gl. 1.1, 1.9) und besitzen somit für ein bestimmtes Strahlungsfeld an einem bestimmten Ort einen bestimmten Wert – der allerdings in Messungen prinzipiell nur mit einer statistischen Unsicherheit und somit nur näherungsweise bestimmt werden kann. Die in einem oder mehreren Ereignissen deponierte Energie ε_i bzw. ε und damit auch die spezifische Energie z und die lineale Energie l sind als stochastische Größen definiert. Sie besitzen für ein bestimmtes Strahlungsfeld an einem bestimmten Ort keinen bestimmten Wert, es existiert lediglich für das Auftreten eines bestimmten Wertes eine bestimmte Wahrscheinlichkeit – die allerdings wiederum in Messungen prinzipiell nur näherungsweise bestimmt werden kann.

Es gibt zwei äquivalente mathematische Darstellungen für diese Wahrscheinlichkeiten. Die **Verteilungsfunktion** $F(y)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß bei einem Ereignis eine lineale Energie $y' \leq y$ auftritt,

$$F(y) = P(y' \leq y). \tag{1.17}$$

Die **Wahrscheinlichkeitsdichte** $f(y)$ ist die Ableitung der Verteilungsfunktion nach der linealen Energie

$$f(y) = \frac{\mathrm{d}F(y)}{\mathrm{d}y}. \tag{1.18}$$

$f(y)\mathrm{d}y$ ist demnach die Wahrscheinlichkeit, daß bei einem Ereignis eine lineale Energie y' im Intervall $[y, y+\mathrm{d}y)$ auftritt. Da nach Gl. 1.17 $\lim_{y\to\infty} F(y) = 1$ gelten muß, ist $f(y)$ normiert.

Das normierte Produkt aus der Wahrscheinlichkeitsdichte $f(y)$ und der linealen Energie y ist die **Dosisverteilung**

$$d(y) = \frac{y\,f(y)}{\int y\,f(y)\,\mathrm{d}y}. \tag{1.19}$$

$d(y)\mathrm{d}y$ ist der Anteil, den Ereignisse im Intervall $[y, y + \mathrm{d}y)$ an der Gesamtdosis haben.

Die wichtigsten Momente der Wahrscheinlichkeitsdichte $f(y)$ sind die „frequenzgemittelte lineale Energie“

$$y_\mathrm{f} = \int y\, f(y)\, \mathrm{d}y \tag{1.20}$$

und die „dosisgemittelte lineale Energie“

$$y_\mathrm{d} = \int y\, d(y)\, \mathrm{d}y = \frac{\int y^2\, f(y)\, \mathrm{d}y}{\int y\, f(y)\, \mathrm{d}y}. \tag{1.21}$$

Analoge Verteilungsfunktionen, Wahrscheinlichkeitsdichten, Dosisverteilungen und Momente sind auch für die Energiedeposition ε bzw. die spezifische Energie z definiert aber teilweise weniger gebräuchlich. Im Grenzfall eines infinitesimal kleinen sites geht der Erwartungswert der spezifischen Energie $\langle z \rangle = \int z\, f(z)\, \mathrm{d}z$ in die Energiedosis über

$$D = \lim_{m \to 0} \langle z \rangle. \tag{1.22}$$

1.2.2 Mikrodosimetrische Spektren

Die in einem mikroskopischen Volumen in einem einzelnen Ereignis deponierte Energie variiert typischerweise um drei bis fünf Größenordnungen. Für mikrodosimetrische Spektren wird deshalb anstelle einer linearen Darstellung (Abb. 1.4.a) fast ausschließlich eine Darstellung über einer logarithmisch geteilten Abszisse gewählt (Abb. 1.4.b). Diese Darstellung von $f(y)$ ist jedoch nicht flächentreu. Dies ist in der halblogarithmischen Darstellung von $y\, f(y)$ der Fall, in der gleiche Flächen unter der Kurve gleiche Anzahlen von Ereignissen in den entsprechenden y-Intervallen entsprechen (Abb. 1.4.c). Ereignisse kleiner linealer Energie sind zwar sehr häufig, sie tragen jedoch oft nur wenig zur Gesamtdosis bei; Ereignisse großer linealer Energie treten zwar viel seltener auf, deponieren jedoch viel mehr Energie. Am gebräuchlichsten ist deshalb die halblogarithmische Darstellung von $y\, d(y)$ (Abb. 1.4.d). Sie ist flächentreu bzgl. der Dosisverteilung.

1.2.3 Weglängenverteilung

In die Definition der linealen Energie y (Gl. 1.16) geht die mittlere Weglänge $\bar{l}$ ein. Die Weglänge l ist die Länge des Schnitts einer Geraden mit dem betrachteten Körper. Sie kann jeden positiven Wert bis zu einem Maximalwert l_max annehmen, $0 < l \leq l_\mathrm{max}$. Die maximale Weglänge l_max ist durch die Gestalt des betrachteten Volumens gegeben. Beispielsweise ist im Fall einer Kugel des Durchmessers d die maximale Weglänge gleich dem Durchmesser, $l_\mathrm{max} = d$. Die Energie, die ein geladenes Teilchen beim Durchgang

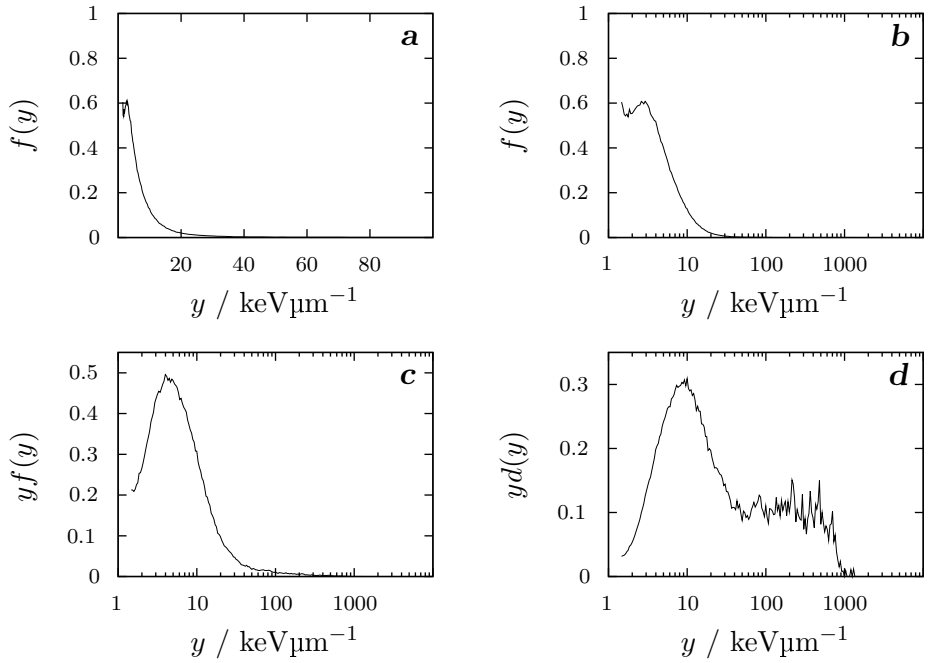

Abbildung 1.4: *Verschiedene Darstellungen eines gemessenen mikrodosimetrischen Spektrums (Neutronen, 14.8 MeV): lineare Darstellung von $f(y)$ (**a**), halblogarithmische Darstellung von $f(y)$ (**b**), von $yf(y) \propto d(y)$ (**c**; flächentreu bzgl. $f(y)$) und von $yd(y)$ (**d**; flächentreu bzgl. $d(y)$).*

durch das betrachtete Volumen in diesem deponiert, hängt unter anderem von der Weglänge l bei diesem Durchgang ab. Das Ereignisspektrum wird somit direkt beeinflußt durch die Weglängenverteilung, die mathematisch durch die Wahrscheinlichkeitsdichte $c(l)$ der Weglänge l dargestellt wird. Die Weglängenverteilung wiederum ist von der Form des betrachteten Volumens und von der Verteilung der Bahnen im Raum abhängig.

Jede Bahn (Gerade) wird durch einen (nicht eindeutigen) Aufpunkt und eine Richtung eindeutig beschrieben.

- Eine homogene und isotrope Verteilung der Bahnen – d. h. die Verteilungen der Aufpunkte und der Richtungen sind voneinander unabhängig und gleichförmig – heißt µ-Verteilung ($c_\mu(l)$). Die Teilchenbahnen in einem isotropen (d. h. kugelsymmetrischen) Volumen in einem homogenen Feld oder die Teilchenbahnen in einem beliebigen Volumen in einem homogenen und isotropen Feld sind µ-verteilt, wenn man von langen geraden Teilchenbahnen ausgeht, die in dem Körper weder starten noch stoppen.

- Bahnen, deren Aufpunkte auf der Oberfläche des betrachteten Volumens homogen verteilt sind, und deren Richtungen für jeden dieser

Aufpunkte isotrop verteilt sind, heißen S-verteilt ($c_{\mathrm{S}}(l)$). Von einer auf der Oberfläche eines Volumens dünn und gleichmäßig verteilten Strahlungsquelle ausgehende gerade Teilchenbahnen sind S-verteilt, wenn sie innerhalb des Volumens nicht stoppen.

- Bahnen, deren Aufpunkte im Inneren eines Volumens homogen verteilt sind, und deren Richtungen für jeden dieser Aufpunkte isotrop verteilt sind, heißen I-verteilt ($c_{\mathrm{I}}(l)$). Von einer im Inneren des Volumens homogen verteilten Strahlungsquelle ausgehende gerade Teilchenbahnen sind I-verteilt, wenn sie in dem Volumen nicht stoppen.

Zwischen diesen und weiteren Verteilungen und ihren Momenten existieren teilweise überraschend einfache Zusammenhänge.[43, 45]

Im Fall der µ-Verteilung ist die Berechnung der Wahrscheinlichkeitsdichte $c_{\mu}(l)$ für Kugel und Sphäroid [45] exakt möglich. Für den Kreiszylinder erhält man die Wahrscheinlichkeitsdichte $c_{\mu}(l)$ durch numerische Integration eines analytischen Ausdrucks.[43, 56] Die Wahrscheinlichkeitsdichten $c_{\ldots}(l)$ beliebiger Verteilungen in beliebigen Volumina können mit Monte-Carlo-Methoden berechnet werden.

Im Fall der µ-Verteilung gilt für die mittlere Weglänge $\bar{l}$ in konvexen Volumina des Inhalts V und der Oberfläche S nach Cauchy [19, 43] allgemein der einfache Zusammenhang

$$\bar{l} = \frac{4V}{S}. \tag{1.23}$$

Die einfachste Weglängenverteilung besitzt die Kugel mit dem Durchmesser d. Die Wahrscheinlichkeitsdichte beträgt $c_{\mu}(l) = 2l/d^2 \; \forall l \in (0, d]$ und ist in Abb. 1.5 dargestellt. Zur Illustration des Einflusses der Weglängenverteilung auf die Form des Ereignisspektrums ist auch das mikrodosimetrische Spektrum von α-Teilchen mit einer Energie von 5.3 MeV in einer Kugel von 1 µm Durchmesser dargestellt.

Wie bereits erwähnt wurde, erzeugen Teilchen eines primären Strahlungsfeldes beim Durchgang durch Materie ein sekundäres Strahlungsfeld. Die überwiegende Anzahl von Ionisationsereignissen, die ein Teilchen eines primären Strahlungsfeldes in einem Volumen erzeugt, werden in der Regel nicht direkt von dem Teilchen sondern vielmehr von sekundären Teilchen erzeugt. Die Richtung eines sekundären Teilchens ist mit der Richtung des primären Teilchens nicht mehr stark korreliert. Der Einfluß der Richtung des primären Strahlungsfeldes auf die für ein mikrodosimetrisches Spektrum relevante Weglängenverteilung ist deshalb begrenzt.

Für einen in einem Strahlungsfeld zufällig orientierten Detektor ist die µ-Verteilung eine erste Näherung. Wird der Detektor im Strahlungsfeld „zufällig“ verschoben und gedreht (wie z. B. ein von einer strahlenschutzüberwachten Person getragenes Personendosimeter), so gilt die µ-Verteilung im zeitlichen Mittel umso besser.

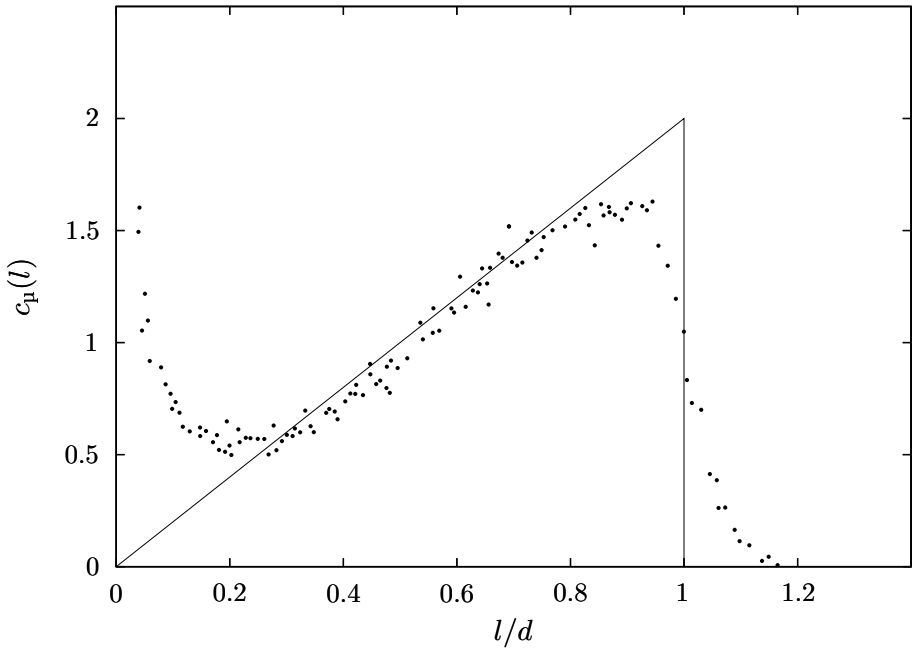

Abbildung 1.5: *Weglängenverteilung $c_\mu(l)$ der Kugel (durchgezogene Kurve). In punktierter Darstellung ist das skalierte mikrodosimetrische Spektrum von 5.3 MeV α-Teilchen in einer simulierten Kugel von 1 µm Durchmesser überlagert (nach [24]).*

1.3 Neutronendosimetrie

Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit ist die Dosimetrie von Neutronenfeldern. Im folgenden werden die im Strahlenschutz wichtigen Neutronenquellen, die Wechselwirkung von Neutronen mit Materie und die in der Neutronendosimetrie verwendeten Detektoren näher beschrieben.

1.3.1 Neutronenquellen

Die meisten Objekte im Universum, insbesondere unsere Sonne und andere Sterne, sind Quellen ionisierender Strahlung. Diese enthält neben Protonen und Photonen auch Helium-, Sauerstoff-, Eisen- und viele andere Kerne mit Energien bis zu 10^{20} eV pro Nukleon.[7, 6] Die mit einer Periode von elf Jahren oszillierende Sonnenaktivität hat direkt und indirekt über die Modulation des Magnetfelds der Erde starken Einfluß auf Zusammensetzung und Intensität des von der Sonne ausgehenden und die Biosphäre erreichenden Strahlungsfeldes. Bei der Wechselwirkung mit Wasserstoff-, Stickstoff- und Sauerstoff-Atomen der Erdatmosphäre, vor allem mit den Atomkernen, entstehen vielfältige sekundäre Komponenten, vor allem Neutronen, Protonen, γ-Quanten,

Elektronen, Myonen und Pionen. Das Erdmagnetfeld, das geladene Teilchen ablenkt, und die Atmosphäre schirmen die Erdoberfläche gegen den größten Teil der Höhenstrahlung ab. Die abschirmende Wirkung des Magnetfeldes nimmt zu den magnetischen Polen hin ab, die abschirmende Wirkung der Atmosphäre nimmt mit zunehmender Höhe ab.

In den für Verkehrsflugzeuge üblichen Flughöhen von ca. 10 km beträgt die durch Höhenstrahlung erzeugte Dosisleistung abhängig von der momentanen Sonnenaktivität und dem Breitengrad einige $\mu\mathrm{Sv\,h^{-1}}$.[55, 16, 79] Da Piloten und Flugbegleiter typisch ca. 1 bis 5 mSv pro Jahr akkumulieren, wird von der ICRP eine Strahlenschutzüberwachung der betroffenen Berufsgruppen empfohlen.[29, Par. 136] § 103 StrlSchV schreibt vor, daß für fliegendes Personal die während des Fluges akkumulierte effektive Dosis zu ermitteln ist.[76] Die Strahlenschutzkommision des Bundesministeriums für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit schlägt vor, die Ortsdosis oder die effektive Dosis anhand der Flugdaten (vor allem geomagnetische Breite, Flughöhe, Datum, Uhrzeit) zu berechnen.[75] Ein großer Teil der Äquivalentdosisleistung wird durch Teilchen mit hohem LET ($L > 10\,\mathrm{keV\,\mu m^{-1}}$) erzeugt, einen Großteil tragen Neutronen mit Energien E_n bis zu 500 MeV bei.

Für Besatzungen von Raumfahrzeugen entfällt die Abschirmung durch die Erdatmosphäre völlig, lediglich das Erdmagnetfeld hat in erdnahen Orbits noch eine (reduzierte) abschirmende Wirkung.[21] Das Strahlungsfeld im Raumfahrzeug enthält neben den oben beschriebenen primären Komponenten die Albedo der Erdatmosphäre (v. a. Neutronen) und im Raumschiff erzeugte Sekundärteilchen. In erdnahen Orbits nehmen Teilchenflüsse und erzeugte Dosisleistungen mit der Höhe stark zu und sind von der Inklination des Orbits und der Orientierung des Raumschiffs („Ost-West-Asymmetrie“) abhängig. Die durchschnittliche Dosisleistung bei Shuttle-Versorgungsflügen zur russischen Raumstation „Mir“ (Inklination 51.6°, Höhe 380 km) lag beispielsweise bei $\dot{H} \approx 0.6\,\mathrm{mSv\,d^{-1}} \ldots 0.7\,\mathrm{mSv\,d^{-1}}$.[11]

Neutronen sind Bestandteil der dem Kernreaktor zugrundeliegenden Kettenreaktion. Bei jeder Kernspaltung entstehen im Mittel zwei bis drei Neutronen mit kinetischen Energien von überwiegend 1 MeV. . . 2 MeV, die durch Stöße mit leichten Kernen (s. a. Abschn. 1.3.2) abgebremst werden und als langsame („thermische“) Neutronen weitere Kernspaltungen induzieren. Entsprechend umfaßt das Neutronenspektrum in einem Kernreaktor Energien zwischen Bruchteilen eines eV und einigen MeV mit ausgeprägten Flußmaxima bei 10^{-1}eV und 2 MeV.[40, Abb. 5-29] α- und β-Strahlung und viele andere Arten ionisierender Strahlung werden weitgehend im Reaktorkern oder im Druckbehälter absorbiert. Das Strahlungsfeld in der Umgebung eines Kernreaktors wird deshalb durch Photonen (γ-Strahlung) und Neutronen dominiert. Während Photonen als locker ionisierende Teilchen eine geringe RBW und einen niedrigen Strahlungs-Wichtungsfaktor aufweisen, weisen Neutronen als

dicht ionisierende Teilchen eine große RBW und einen hohen Strahlungs-Wichtungsfaktor auf. Im Sicherheitscontainment eines Druckwasserreaktors (das kurzzeitig betreten werden darf) wurden in der Nähe des Reaktorkerns Dosisleistungen bis zu Bruchteilen eines mSv/h gemessen (z. B. [52]), die vorwiegend von Neutronen stammen.

Nicht nur bei der nuklearen Kettenreaktion im Kernkraftwerk sondern im gesamten Kernbrennstoffkreislauf entsteht ionisierende Strahlung.[48] Bei frischen, nicht durch Wiederaufbereitung abgebrannter Kernbrennelemente hergestellten Kernbrennelementen dominiert die natürliche Radioaktivität von ^{238}U, ^{235}U und den Tochternukliden aus deren Zerfallsreihen. Insgesamt liegt eine vergleichsweise geringe α-, β- und γ-Aktivität vor. Im Fall abgebrannter Kernbrennelemente kommt die wesentlich stärkere Radioaktivität der Produkte der Kernspaltung und von deren Zerfallsprodukten hinzu. Bei der Kernspaltung entstehen mit erheblicher Häufigkeit Spaltprodukte weit abseits des „Stabilitätstals“. Insbesondere entstehen Kerne mit großem Neutronen-Überschuß. Abgebrannte Kernbrennelemente weisen deshalb eine erhebliche Neutronen-Aktivität auf.

In den vergangenen Jahren wurde in der Öffentlichkeit vor allem die Belastung der Bevölkerung und von Polizeibeamten durch Transporte von abgebrannten Kernbrennelementen diskutiert. Die Ortsdosisleistung unmittelbar an der Außenwand eines Transportbehälters liegt typischerweise in der Größenordnung von 0.1 mSv/h. An einem typischen Aufenthaltsort eines begleitenden Polizisten in einem Abstand von mindestens wenigen Metern ist sie entsprechend geringer. Die bei der Begleitung von Castor-Transporten akkumulierte effektive Dosis eines Polizisten beträgt damit maximal ca. 1 mSv/a. [74] Die zusätzliche Strahlenbelastung eines begleitenden Polizisten hat somit die Größenordnung der natürlichen Strahlenbelastung und liegt innerhalb des für die Allgemeinbevölkerung zulässigen Bereichs. Trotzdem wäre es zumindest zur Verbesserung des Sicherheitsgefühls wünschenswert, Polizisten mit aktiven Dosimetern ausstatten zu können, die ihnen eine ständige Beobachtung der Dosis und der Dosisleistung ermöglicht.

Eine weitere Neutronenquelle sind Teilchenbeschleuniger in kern- und teilchenphysikalischen Forschungseinrichtungen. In der den Teilchenstrahl umgebenden Materie (Strahlrohre, Magnete, Blenden, Targets, Abschirmwände, etc.) werden von hochenergetischen Teilchen und Photonen Kernreaktionen ausgelöst, bei denen unter anderem Neutronen freigesetzt werden können. In Abschirmwänden spielt der Kernphotoeffekt eine wichtige Rolle. Entstehen dort Bremsstrahlungsphotonen, deren Energie die Bindungsenergie der Nukleonen im Kern (8 MeV... 9 MeV für $Z \gg 1$) überschreitet, so werden bei der Absorption der Photonen – unter anderem – Neutronen freigesetzt. Diese Neutronen können sich aufgrund ihrer Durchdringungsfähigkeit weit von ihrem Entstehungsort in der Abschirmwand entfernen und erzeugen so ein weiteres Abschirmproblem.

In der Umgebung aller genannten Neutronenquellen werden Strahlenschutzmaßnahmen getroffen, so daß die Dosisleistungen zumindest zu den Zeitpunkten, zu denen, und an den Orten, an denen Menschen sich aufhalten dürfen, die Dosisleistung in der Regel gering oder sehr gering ist. Diese geringe Dosisleistung bildet bei der Dosimetrie ein meßtechnisches Problem. Die besondere Natur der Wechselwirkung von Neutronen mit Materie, die im nächsten Abschnitt beschrieben wird, bildet ein weiteres Problem der Dosimetrie.

1.3.2 Wechselwirkung von Neutronen mit Materie

Neutronen tragen im Gegensatz zu Elektronen, Helium-Kernen, Protonen und vielen anderen Bestandteilen ionisierender Strahlung keine elektrische Ladung. Elektromagnetisch wechselwirken sie mit Materie nur vermittels ihres magnetischen Dipolmoments und somit sehr viel schwächer als geladene Teilchen. Ein direkter Energieübertrag von einem Neutron auf ein Elektron durch einen Stoßprozess findet deshalb nur extrem selten statt, d. h. Neutronen wirken (fast) nicht direkt ionisierend.

Neutronen wechselwirken mit Kernen und ihren Bestandteilen über die „starke Kernkraft“, die kurzreichweitig, bei kleinen Abständen aber sehr groß ist. Bei einem Stoß mit einem Atomkern kann ein Neutron einen Teil seiner kinetischen Energie und seines Impulses auf diesen übertragen. Erhält der „Rückstoßkern“ ausreichend kinetische Energie, so wirkt er selbst ionisierend.

Ein Stoß heißt elastisch, wenn im Rückstoßkern keine inneren Freiheitsgrade angeregt werden. In diesem Fall folgt aus Energie- und Impulserhaltung für den Energieübertrag ΔT auf einen Kern der Massenzahl A in Abhängigkeit vom Stoßwinkel Θ

$$\Delta T = \frac{2A}{(1+A)^2} T_\mathrm{n}(1-\cos\Theta). \tag{1.24}$$

Dabei ist T_n die kinetische Energie des Neutrons vor dem Stoß und A die Massenzahl des Kerns. Der Energieübertrag ist also maximal ($\Delta T = T_\mathrm{n}$) beim zentralen Stoß ($\Theta = \pi$) mit einem Kern der Massenzahl $A = 1$ und nimmt für schwerere Kerne und endliche Stoßwinkel rasch ab. Neutronen wechselwirken deshalb umso stärker mit Materie, je höher deren Gehalt an leichten Elementen, insbesondere Wasserstoff (^{1}H), ist.

Ist die kinetische Energie des Neutrons hoch genug, können beim Stoß auch innere Freiheitsgrade des Kerns angeregt werden oder Nukleonen aus dem Kern herausgeschlagen werden. Angeregte Kernzustände liegen bei Energien ab einigen hundert keV, bei leichten Kernen höher. Die Herauslösung eines Nukleons aus einem Kern erfordert meist Energien im Bereich einiger MeV.

Solange die kinetische Energie T_n eines Neutrons größer als die kinetische Energie T_A seiner Stoßpartner ist, verliert es bei jedem Stoß Energie.

Neutronen, deren kinetische Energie etwa gleich groß ist wie die mittlere kinetische Energie $\langle T_\mathrm{A}\rangle$ der Atome ihrer Umgebung, befinden sich im thermischen Gleichgewicht mit ihrer Umgebung. Sie sind „thermalisiert“ und werden thermische Neutronen genannt. Ihre kinetische Energie T_n ändert sich im Mittel nicht mehr. Bei Raumtemperatur beträgt die mittlere kinetische Energie thermischer Neutronen $\langle T_\mathrm{n}\rangle \approx 25\mathrm{mK}$. Da diese Energie wesentlich geringer ist als die chemische Bindungsenergie von bei Raumtemperatur stabilen Molekülen, entstehen bei Stößen thermischer Neutronen keine ionisierenden Rückstoßkerne mehr.

Die Wirkungsquerschnitte σ von Einfangprozessen

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X} + \mathrm{n} \rightarrow {}^{A+1}_{Z}\mathrm{X}', \tag{1.25}$$

sind in der Regel invers proportional zur Energie T_n des Neutrons n ($\sigma \propto T_\mathrm{n}^{-1}$) und werden deshalb bei kleinen Energien in einigen Fällen sehr groß. Bei thermischen Neutronen sind Einfangprozesse deshalb die dominanten kernphysikalischen Wechselwirkungen mit Materie.

Da beim Einfang eines Neutrons Bindungsenergie frei wird, entsteht der Kern ${}^{A+1}_{Z}\mathrm{X}$ meist in einem kurzlebigen angeregten Zustand. Der Kern kann seine Anregungsenergie abgeben durch Emission eines γ-Quants, Protons (p), Neutrons (n), α-Teilchens, etc. Der Gesamtprozess aus Neutronenabsorption und γ-, Proton-, Neutron- oder α-Emission wird entsprechend mit ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}(\mathrm{n},\gamma){}^{A+1}_{Z}\mathrm{X}$, ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}(\mathrm{n},\mathrm{p}){}^{A}_{Z-1}\mathrm{X}$, ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}(\mathrm{n},\mathrm{n}){}^{A}_{Z}\mathrm{X}$, ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}(\mathrm{n},\alpha){}^{A-3}_{Z-2}\mathrm{X}$ abgekürzt. Darüber hinaus ist die Emission mehrerer Nukleonen oder anderer Teilchen möglich. Diese, wie auch die durch hochenergetische Neutronen ausgelösten Kernreaktionen werden in ähnlicher abkürzender Schreibweise dargestellt.

Da alle beschriebenen Reaktionen zwischen Neutronen und Atomkernen auf der starken Kernkraft beruhen, deren Reichweite kurz ist, sind die Wirkungsquerschnitte meist sehr klein. Neutronenstrahlung ist deshalb ähnlich durchdringend wie Photonenstrahlung und schwerer abzuschirmen als beispielsweise α-, β- oder Protonenstrahlung. Die von Neutronen erzeugten Rückstoßprotonen sind jedoch dicht ionisierend, ihr LET beträgt bis zu 83 keV/µm (im „Bragg-Peak“).[80] Deshalb weisen RBW und Strahlungs-Wichtungsfaktor w_R für Neutronenstrahlung hohe Werte auf (vgl. Abb. 1.3). Die Kombination hoher Durchdringungsfähigkeit bzw. Reichweite mit hoher RBW begründet die Bedeutung von Neutronen im Strahlenschutz.

Es gibt einige wenige von thermischen Neutronen ausgelöste Reaktionen mit außergewöhnlich großen Reaktionswahrscheinlichkeiten bzw. Wirkungsquerschnitten ($[\sigma] = 1\mathrm{b} = 10^{-24}\mathrm{cm}^2$). Dazu gehören die Reaktionen ${}^{3}_{2}\mathrm{He}(\mathrm{n},\mathrm{p}){}^{3}_{1}\mathrm{H}$ (5.33 kb), ${}^{6}_{3}\mathrm{Li}(\mathrm{n},\alpha){}^{3}_{1}\mathrm{H}$ (940 b), ${}^{10}_{5}\mathrm{B}(\mathrm{n},\alpha){}^{7}_{3}\mathrm{Li}$ (3.84 kb), ${}^{113}_{48}\mathrm{Cd}(\mathrm{n},\gamma){}^{114}_{48}\mathrm{Cd}$ (2.06 kb) und ${}^{157}_{64}\mathrm{Gd}(\mathrm{n},\gamma){}^{158}_{64}\mathrm{Gd}$ (254 kb) .[70] Bor ${}^{10}\mathrm{B}$ und Cadmium ${}^{113}\mathrm{Cd}$ finden als Neutronenabsorber vielfältige Anwendung zur Abschirmung von Neutronenquellen und in Kernkraftwerken zur Steuerung der Kettenreaktion. ${}^{3}\mathrm{He}$ und ${}^{6}\mathrm{Li}$ werden in Detektoren für thermische Neutronen verwendet (s. Abschn. 1.3.3).

Die Problematik der Neutronendosimetrie besteht in der Vielfalt der Wechselwirkungsprozesse von Neutronen mit Materie und der Abhängigkeit dieser Prozesse von der Elementzusammensetzung der Materie und von der Neutronenenergie. Im Gegensatz zu Neutronen wechselwirken Photonen oder Elektronen direkt mit den Elektronen der Atome oder Moleküle, deren Bindungsenergien relativ klein sind. Deshalb sind beispielsweise die Wirkungsquerschnitte der Comptonstreuung oder der Paarbildung glatte Funktionen der Photonenenergie und näherungsweise einfache Potenzen der Ordnungszahl des beteiligten Elements. Darüber hinaus ist die biologische Wirkung von Photonen und Elektronen relativ schwach und energieunabhängig, der Strahlungs-Wichtungsfaktor wurde unabhängig von der Energie des Photons oder Elektrons zu $w_{\mathrm{R}} = 1$ festgelegt.

Die Wirkungsquerschnitte der oben genannten Neutronenreaktionen sind hingegen stark von der quantenmechanischen Struktur der betreffenden Kerne abhängig, die wiederum von Nuklid zu Nuklid stark variiert. Die Folge ist, daß verschiedene Nuklide für analoge Reaktionen Wirkungsquerschnitte aufweisen können, die sich um viele Größenordnungen unterscheiden. Schnelle Neutronen durchlaufen, während sie im (wasserstoffreichen) Gewebe moderiert werden, ein Energieintervall, in dem typischerweise auch die Energieniveaus der Atomkerne liegen.

1.3.3 Neutronendosimeter

Während für Photonen- und Elektronenstrahlung eine Vielfalt von Detektoren und von passiven und aktiven Personendosimetern mit guten meßtechnischen und praktischen Eigenschaften verfügbar sind, ist die Situation für Neutronenfelder noch immer sehr unbefriedigend.[10] Dies liegt einerseits an der erwähnten Vielfalt der Wechselwirkungsprozesse und ihrer ausgeprägten Abhängigkeit von Materialzusammensetzung und Neutronenenergie. Dazu kommt die große (und energieabhängige) RBW, die bei den meisten Detektorkonzepten eine Diskriminierung von Neutronen und Photonen erforderlich macht.

Im Folgenden werden einige existierende Neutronendosimeter beschrieben.

Albedodosimeter

Im wasserstoffreichen Gewebe eines menschlichen Körpers werden Neutronen, wie bereits beschrieben, abgebremst. Die „Albedo“ ist der Anteil der Neutronen, die anschließend den Körper – überwiegend thermalisiert – wieder verlassen. Die sehr weit verbreiteten passiven Albedodosimeter bestehen aus Detektoren, die für thermische Neutronen empfindlich sind. Sie messen die Albedo, aus der auf den primären Neutronenfluß rückgeschlossen wird.

Ein typisches *passives* Albedodosimeter enthält z. B. einen auf der Reaktion ^{6}Li(n_{th},α)^{3}He beruhenden Thermolumineszenzdetektor. Da dieser auch für Photonen empfindlich ist, wird zur Korrektur der Meßwert eines integrierten reinen Photonendetektors vom Meßwert des Neutronendetektors abgezogen. Die Energieabhängigkeit des Ansprechvermögens wird durch Verwendung mehrerer Detektoren hinter verschiedenen Materialschichten und durch Ergänzung mit einem Kernspurdetektor (s. u.) verbessert.

Ein Ansatz für ein *aktives* Albedodosimeter besteht in der Verwendung zweier in Koinzidenz geschalteter Dioden, zwischen denen sich eine dünne ^{6}Li-Schicht befindet.[2, S. 17 ff.] α-Teilchen und ^{3}He-Kern aus der durch thermische Neutronen ausgelösten Reaktion ^{6}Li(n,α)^{3}He laufen in entgegengesetzter Richtung auseinander und erzeugen deshalb geometriebedingt mit großer Wahrscheinlichkeit in beiden Detektoren gleichzeitig Signale. Dadurch sind Neutronen leicht von Photonen zu unterscheiden.

Ein wichtiger Vorteil dieses Systems ist die relativ hohe Empfindlichkeit, die aus dem hohen Wirkungsquerschnitt der genannten Reaktion für thermische Neutronen folgt. Ein bedeutendet Nachteil ist, daß das Dosimeter am Körper getragen nur als „Albedozähler“ verwendbar ist und zusätzliche spektrale Information nötig ist um den gemessenen Fluß der Albedo-Neutronen richtig bewerten zu können. Diese spektrale Information kann von einem identisch aufgebauten Detektor gewonnen werden, der ortsfest und ohne moderierende Umgebung aufgestellt ist. (Allerdings ist die Empfindlichkeit des Detektors als Spektrometer wesentlich geringer.) Das Dosimetersystem wird also notwendig aus einem ortsfesten Spektrometer und einem am Körper getragenen „Zähler“ bestehen, die in Echtzeit Information austauschen. Das System ist deshalb auch nur verwendbar sofern deutliche räumliche Variationen des Spektrums ausgeschlossen sind, oder eine hinreichend hohe Zahl von Spektrometern aufgestellt ist.

Kernspurdosimeter

Rückstoßprotonen oder andere dicht ionisierende Teilchen aus neutroneninduzierten Reaktionen hinterlassen in photographischen Emulsionen oder auch Kunststoffolien charakteristische mikroskopische Spuren, die durch Entwickeln bzw. Ätzen sichtbar gemacht und dann gezählt werden. Die Energieabhängigkeit des Ansprechvermögens ist abhängig vom verwendeten Material bzw. von den enthaltenen Nukliden.

Konverter-Dioden-Systeme

Ein weiterer Ansatz für ein neutronensensitives Dosimeter ist die Kombination eines wasserstoffhaltigen „Konverters“, in dem Neutronen Rückstoßprotonen erzeugen, mit einem Detektor für Protonen. Ein einfaches und robustes Dosimeter kann aus einer Diode unter einer Kunststoffschicht bestehen. Pho-

tonen erzeugen in einer einfachen Diode Signale, die denen der Rückstoßprotonen in Form und Größe ähnlich sind. Eine meßtechnische Unterscheidung ist möglich durch Unterdrückung kleiner und mittlerer Pulshöhen (zulasten des Einsatzbereichs in niederenergetischen Neutronenfeldern) oder mittels Pulsform-Analyse oder durch Verwendung sehr kleiner Dioden [8], in denen dicht ionisierende Rückstoßprotonen deutlich größere Signale erzeugen als locker ionisierende Photonen. Anstelle einer Unterdrückung von Photonensignalen ist auch eine Subtraktion der Photonendosis möglich. Letztere wird beispielsweise mit einer weiteren Diode ohne Konverter erfasst.[9]

Ein DIS-basierendes Neutronendosimeter

Das in Abschnitt 1.1.4 beschriebene „Direct Ion Storage"-Dosimeter wird für die Dosimetrie von Neutronen- und gemischten Feldern weiterentwickelt.[82] Da jede Ionisationskammer auch ein endliches Ansprechvermögen gegenüber Photonen besitzt, kommen zwei Kammern zum Einsatz, eine mit hohem und eine mit niedrigem Ansprechvermögen gegenüber Neutronen, deren Meßwerte subtrahiert werden. Ein hohes Ansprechvermögen gegenüber Neutronen weisen Kammern mit Wänden aus A 150 (s. Abschn. 1.4.1) oder Polyethylen auf. Um das Ansprechvermögen gegenüber thermischen Neutronen zu erhöhen wird Bornitrid (BN) oder Litiumnitrat ($LiNO_3$) beigemischt (s. Abschn. 1.3.2). Ein besonders niedriges Ansprechvermögen gegenüber Neutronen weisen Kammern aus Graphit auf.

Die Problematik dieses Systems besteht darin, eine geeignete Materialpaarung für die Kammerwände zu finden. Die Ansprechvermögen der beiden Kammern gegenüber Photonen sollten gleich sein, gegenüber Neutronen sollten sie sich um eine konstante, von der Neutronenenergie unabhängige Differenz unterscheiden. Diese Bedingung ist nur näherungsweise und nur für bestimmte Energieintervalle erfüllbar. Wegen der statistischen Fehler der Meßwerte der beiden Kammern steigt mit zunehmendem Photonenanteil der Meßfehler für die Bestimmung der Neutronendosis. Die Stärken des DIS-Dosimeters für Neutronenfelder sind vor allem die etablierte, ausgereifte und robuste Technik und die für ein aktives Dosimeter konkurrenzlos kleinen Abmessungen.

„Bubble-Detektoren"

Ionisierende Strahlung kann die Verdampfung überhitzter Flüssigkeiten auslösen. „Bubble-Detektoren" bestehen aus feinen, in einem Gel eingelagerten Tröpfchen verschiedener Halogenkohlenwasserstoffe, die sich bei Raumtemperatur und Atmosphärendruck in Siedeverzug befinden.[5, 22, 39] Zur irreversiblen Verdamfung der Flüssigkeit ist die Deposition einer bestimmten (temperaturabhängigen) Mindestenergie in einem kritischen Volumen nötig. Deshalb sind Bubble-Detektoren gute Detektoren für dicht ionisierende Strahlung,

insbesondere auch Neutronen, und insensitiv gegenüber locker ionisierender Strahlung wie Photonen und Elektronen. Die entstandenen Blasen können nach der Bestrahlung entweder mikroskopisch gezählt oder durch volumetrische Messung quantifiziert werden. In einem aktiven Dosimeter wird die Blasenbildung akustisch detektiert.

Bubble-Detektoren sind empfindliche Neutronendosimeter und wegen ihrer ausgezeichneten Photonendiskriminierung auch für gemischte Felder mit sehr hohem Photonenanteil geeignet. Spektrale Information kann allerdings nicht ohne weiteres erhalten werden.

1.4 Der gewebeäquivalente Proportionalzähler (TEPC)

Das Prinzip des Proportionalzählers wurde bereits in Abschnitt 1.1.4 beschrieben. Der gewebeäquivalente Proportionalzähler (engl.: „**t**issue **e**quivalent **p**roportional **c**ounter“, Abk. „TEPC“) ist *das* Instrument zur Messung mikrodosimetrischer Spektren. Wegen seiner Bedeutung für diese Arbeit wird er hier in einem eigenen Abschnitt beschrieben.

Die hervorragende Eignung des TEPC für die Dosimetrie sehr vieler und auch gemischter Strahlungsfelder beruht auf den Prinzipien der Gewebeäquivalenz und der Simulation kleiner Volumina. Beide sind bisher in einem Proportionalzähler am konsequentesten vereinbar.

1.4.1 Gewebeäquivalenz

Die Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit Materie hängt sehr stark von der Strahlung, ihrer Art und Energie, wie auch von der Materie, insbesondere von deren Elementzusammensetzung ab. Dies gilt besonders für Neutronenfelder, deren Dosimetrie deshalb am überzeugendsten mit einem gewebeäquivalenten Detektor gelingt. Der chemische Zustand der Materie spielt bei den meisten Wechselwirkungen zwischen Strahlung und Materie nur eine geringe Rolle, da die Energien aller Komponenten von Strahlungsfeldern typischerweise deutlich größer als chemische Bindungenergien sind. Die Gewebeäquivalenz bezieht sich deshalb nur auf die Elementzusammensetzung.

Einen deutlichen Einfluß hat der chemische Zustand jedoch auf die Energie W, die im Mittel für die Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares nötig ist. Sie ist definiert als der Quotient der Energie E, die ein geladenes Teilchen bei vollständiger Abbremsung an die betrachtete Materie abgibt, und der mittleren Anzahl N der dabei erzeugten Ionenpaare [33],

$$W = \frac{E}{N}. \tag{1.26}$$

Der „W-Wert“ liegt meist in der Größenordnung von 30 eV und ist für verschiedene Gase, Strahlungsarten und -energien tabelliert.[33] Für genaue mikrodosimetrische Messungen kann der jeweilige Unterschied in W zwischen dem Gas des Detektors und menschlichem Gewebe rechnerisch korrigiert werden.

Die verschiedenen Gewebe des menschlichen Körpers unterscheiden sich in ihrer Elementzusammensetzung (s. [28, 35, Tab. 4.1 bis 4.4]. Für die wichtigsten Gewebe existieren näherungsweise äquivalente gasförmige, flüssige oder feste (Kunststoff-)Surrogate.[35, Tab. 5.1] Materialien für Phantome und Detektoren werden meist einem mittleren Weichteilgewebe angenähert. Die Anforderungen an die Perfektion der Gewebeäquivalenz sind vom Strahlungsfeld abhängig. Die Auswahl des Surrogats ist aber auch von weiteren Anforderungen – Agregatszustand, elektr. Leitfähigkeit, etc. – abhängig. So werden beispielsweise in Neutronenfeldern häufig dünnwandige wassergefüllte oder aber massive Plexiglas-Phantome verwendet, die als hinreichend gewebeäquivalent angesehen werden.

Die Kathode ist das massereichste Bauteil eines Proportionalzählers. Gewebeäquivalenz ist deshalb besonders wichtig. Die Kathode muß daneben aber auch mechanisch stabil und elektrisch leitfähig sein. „A 150“[4] ist *das* weichteil- bzw. muskelgewebeäquivalente Material, das beide Anforderungen gleichzeitig erfüllt. Es besteht aus 45.14 % Polyethylen, 32.22 % Nylon, 16.06 % ungebundenem Kohlenstoff (Graphit) und 3.58 % Kalziumfluorid.[71]

In Tabelle 1.1 ist die Element-Zusammensetzung des A 150 den Element-Zusammensetzungen der von der ICRU empfohlenen Weichteilgewebe [32, 35] gegenübergestellt. Die deutlichste Abweichung tritt bei Kohlenstoff und Sauerstoff auf. Weichteilgewebe enthält einen Wasseranteil von fast 80 %, deshalb vor allem liegt der Sauerstoff-Massenanteil bei über 70 %. Ein elektrisch leitfähiger, bei Raumtemperatur chemisch und mechanisch stabiler Festkörper mit diesem Sauerstoffgehalt existiert nicht. Deshalb ist der Sauerstoffgehalt in A 150 gegenüber dem Standardgewebe zugunsten des Kohlenstoffgehalts verringert. In der Wechselwirkung mit Photonen unterscheiden sich Kohlenstoff und Sauerstoff nur geringfügig, da sie ähnliche Ordnungszahlen besitzen. Die Neutronenwirkungsquerschnitte sind im wichtigen Energieintervall von 0.025 eV bis 2 MeV ebenfalls ähnlich. Der Kerma-Faktor $k_{\mathrm{f,n}} = K/\Phi_{\mathrm{n}}$ ist in diesem Energieintervall für Kohlenstoff meist näherungsweise doppelt so groß wie für Sauerstoff, oberhalb von ca. 80 keV ist der Unterschied fast durchgehend noch geringer.[17, 18]

Da die Energiedeposition (schneller) Neutronen in Gewebe überwiegend über Rückstoßprotonen geschieht, kommt in diesem Zusammenhang dem Wasserstoffanteil die größte Bedeutung zu. Stickstoff, Kalzium und einige Spurenelemente spielen aufgrund ihrer etwas höheren Wirkungsquerschnitte für thermische Neutronen eine wichtige Rolle. Zu den Unterschieden in den

[4] Hersteller: Exradin, 1950 University Lane, Lisle, Illinois 60532–4148, USA

	ICRU 10b	ICRU 51	A 150	Methan-TE	Propan-TE
H	10.2	10.1	10.2	10.2	10.3
C	12.3	11.1	76.8	45.6	56.9
N	3.5	2.6	3.6	3.5	3.5
O	72.9	76.2	5.9	40.7	29.3
S	0.5	—	—	—	—
K	0.39	—	—	—	—
P	0.2	—	—	—	—
Na	0.08	—	—	—	—
Ca	0.07	—	1.8	—	—
Mg	0.02	—	—	—	—
F	—	—	1.7	—	—

Tabelle 1.1: *Massenanteile der Elemente in den Standard-Geweben nach ICRU 10b und ICRU 33, in A 150 und in Methan- bzw. Propan-basiertem gewebeäquivalentem Gas. [32, 37, 71, 63, 72]*

mikrodosimetrischen Spektren in verschiedenen Geweben und ihren Surrogaten s. a. [35, 65, Tab. IV.4]

Die Anode eines kreiszylindrischen oder sphärischen Proportionalzählers besteht aus einem dünnen Metalldraht. Seine gute elektrische Leitfähigkeit und mechanische Zugfestigkeit sind meßtechnisch bzw. konstruktiv wichtig. Da sein Durchmesser meist weit unter einem Millimeter liegt (vgl. Abschnitt 2.2.3), beeinflußt er das Strahlungsfeld kaum.

Die Funktion eines Proportionalzählers hängt davon ab, daß die durch ionisierende Strahlung erzeugten freien Elektronen möglichst vollständig den Bereich der Gasverstärkung und letztlich die Anode erreichen ohne mit Gasmolekülen negative Ionen zu bilden. Außerdem sollten der Proportionalitätsbereich breit und eine hohe Gasverstärkung ohne spontane Entladung möglich sein. In TEPCs finden neben einigen anderen vor allem gewebeäquivalente Gase („TE-Gase“) auf Methan- oder Propan-Basis Anwendung (s. a. Tab. 1.1). Methan-TE-Gas besteht aus 64.4 % Methan, 32.4 % Kohlenstoffdioxid und 3.2 % Stickstoff (jeweils Stoffmengen- bzw. Volumenanteil).[63, 35] Propan-TE-Gas besteht aus 55.0 % Propan, 39.6 % Kohlenstoffdioxid und 5.4 % Stickstoff.[72, 35] Die Eigenschaften des Methan-TE-Gases sind etwas besser bekannt. Propan-TE hat den Vorteil einer höheren Gasverstärkung bei der gleichen Hochspannung.

1.4.2 Simulation mikroskopischer Volumina

Der Erwartungswert $\langle N_{\mathrm{WW}} \rangle$ der Anzahl der Wechselwirkungen, die ein beliebiges Teilchen beim Durchgang durch Materie der Dichte ρ erfährt, ist

proportional zur Dichte der Materie und zum durchlaufenen Weg x:

$$\langle N_{\mathrm{WW}} \rangle \propto \rho \cdot x.$$

Daraus folgt, daß in zwei geometrisch ähnlichen Körpern der Dichten ρ_1 bzw. ρ_2 und der linearen Abmessungen x_1 bzw. x_2 im gleichen äußeren Strahlungsfeld die Erwartungswerte aller möglichen Wechselwirkungsprozesse gleich sind und folglich im statistischen Mittel das gleiche sekundäre Strahlungsfeld erzeugt wird, wenn gilt

$$\rho_1 x_1 = \rho_2 x_2.$$

Ein (makroskopischer) Proportionalzähler mit der Gasdichte ρ_{g} und dem Durchmesser d_{g} simuliert also ein geometrisch ähnliches, mikroskopisches Volumen der Dichte ρ_{t} und des Durchmessers

$$d_{\mathrm{t}} = \frac{\rho_{\mathrm{g}}}{\rho_{\mathrm{t}}} d_{\mathrm{g}}. \tag{1.27}$$

Wandeffekte

Die beschriebene Simulation eines mikroskopischen Volumens ist exakt, wenn die Dichte in seiner Umgebung mit dem gleichen Faktor skaliert ist. Im Fall des weit verbreiteten Proportionalzählers mit festen Wänden ist dies nicht gegeben, deshalb treten sogenannte Wandeffekte auf.[42] Zwei schematisierte Beispiele sind in Abbildung 1.6 dargestellt. Links ist jeweils die Teilchenspur in Gewebe der Dichte $\rho_{\mathrm{t}} = 1$ dargestellt, rechts in „Gas“ der Dichte $\rho_{\mathrm{g}} = 1/5$. Die rechte Situation ist entsprechend der Gleichung 1.27 jeweils eine einfache Skalierung der linken Situation um den Faktor 5, insbesondere finden in den einander entsprechenden betrachteten Volumina (Kreise) die gleichen Wechselwirkungen statt. In der Mitte ist die Situation in einem gasgefüllten Hohlraum (hell, $\rho_{\mathrm{g}} = 1/5$) innerhalb eines Festkörpers (dunkel) der Dichte $\rho_{\mathrm{t}} = 1$ dargestellt.

In der oberen Reihe in Abbildung 1.6 ist der „re-entry effect“ dargestellt. Ein Teilchen, das im Gewebe (oben links) oder im homogen skalierten Fall (oben rechts) das betrachtete Volumen (Kreis) nur einmal durchquert hätte, durchläuft dieses im inhomogen skalierten Fall (= Detektor; oben Mitte) ein zweites Mal. Die Ionisationen in beiden Wegabschnitten geschehen zeitlich so dicht hintereinander, daß sie als *ein* Ereignis detektiert werden. Der „re-entry effect“ spielt bei Ionen oder schnellen Elektronen, bei denen größere Streuwinkel selten sind, keine Rolle. Bei Elektronen unter ca. 1 MeV kann seine Häufigkeit bis ca. 1/5 betragen.[42] Da in beiden Wegabschnitten ungefähr die gleiche Energiedeposition zu erwarten ist, verfälscht dieser Effekt das Ereignisspektrum deutlich.

In der unteren Reihe in Abbildung 1.6 ist der „δ-ray-effect“ dargestellt. Obwohl im Gewebe (unten links) oder im homogen skalierten Fall (unten rechts) nur das δ-Elektron durch das betrachtete Volumen gelaufen wäre,

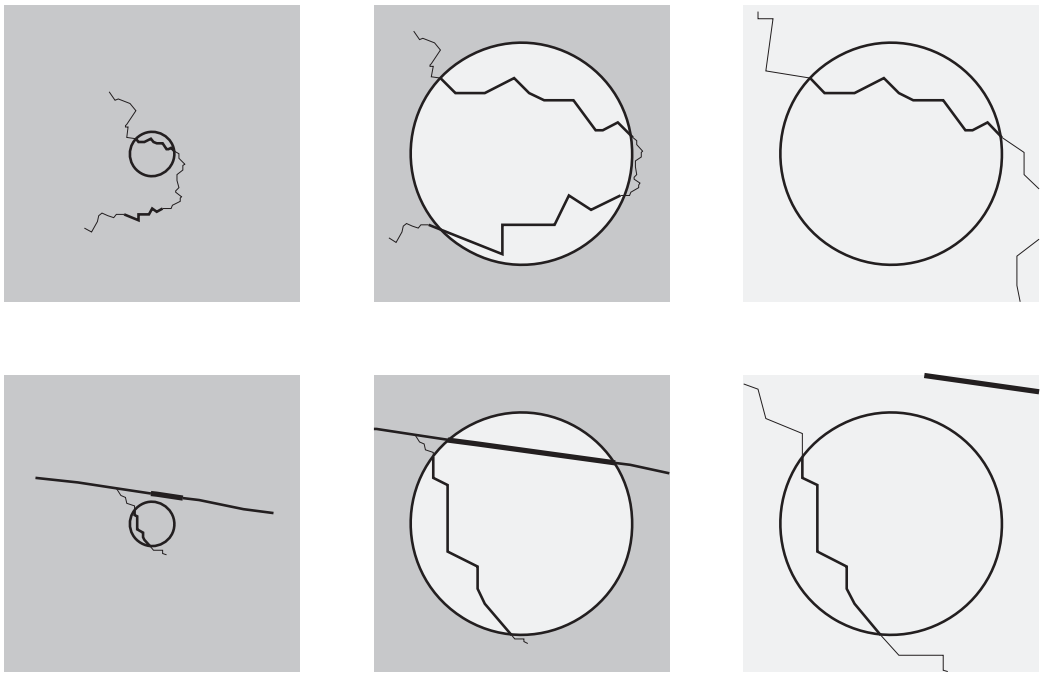

Abbildung 1.6: *Zwei schematische („konstruierte“) Beispiele für den Wandeffekt, oben der „re-entry effect“, unten der „δ-ray effect“. Gewebe der Dichte $\rho_t = 1$ ist dunkelgrau dargestellt, „Gas“ der Dichte $\rho_g = 1/5$ hellgrau. (Nach [65].)*

wird der Detektor (unten Mitte) gleichzeitig von dem δ-Elektron und von dem dieses erzeugenden primären Teilchen durchquert. Die Häufigkeit des „δ-ray-effect“ beträgt für 5 MeV Protonen ca. 15 %.[42] Da die Energiedepositionen im Protonenast und im δ-Elektronenast sehr unterschiedlich sind, ist der Einfluß auf das Ereignisspektrum geringer als der des „re-entry effects“.

1.4.3 Geometrie und Weglänge

Die Gestalt des betrachteten Volumens bzw. des Detektors wurde bis jetzt noch nicht spezifiziert. Die mikrodosimetrische Skalierung ist von der Geometrie unabhängig, die Bedeutung der Wandeffekte kann jedoch in ungünstiger Geometrie zunehmen. Der sphärische TEPC ist in mehrerlei Hinsicht ideal. Er besitzt bzgl. der μ-Verteilung die einfachste und schärfste mögliche Weglängenverteilung, ist – von konstruktiv nötigen Abweichungen abgesehen – isotrop, und seine Form ist wichtigen biologischen Strukturen, wie dem Zellkern, ähnlich.

Der zylindrische TEPC ist dem sphärischen in allen genannten Kriterien (leicht) unterlegen, jedoch konstruktiv noch einfacher. Er stellt oft einen guten Kompromiß dar, vor allem wenn Höhe und Durchmesser gleich sind. Einige weitere Formen sind für wenige Spezialanwendungen realisiert (z. B.

[15]).

Bei der Abwägung mikrodosimetrischer und praktischer Eigenschaften verschiedener Detektorgeometrien stellt sich die Frage nach ihrer Vergleichbarkeit unter mikrodosimetrischen Gesichtspunkten. Die simulierte mittlere Weglänge l kann für jeden Detektor über den Gasdruck in gewissen Grenzen eingestellt werden. Ein für die biophysikalische Interpretation mikrodosimetrischer Spektren wichtigerer Parameter ist die dosisgemittelte deponierte Energie $\bar{\varepsilon}_\mathrm{D}$. Das von A. M. Kellerer aufgestellte Kriterium für die mikrodosimetrische Äquivalenz zweier verschiedener Detektorgeometrien fordert gleiche Werte für $\bar{\varepsilon}_\mathrm{D}$.[44] A. M. Kellerer zeigte, daß beispielsweise eine Kugel des Durchmessers d_K und ein Zylinder der Höhe h_Z und des Durchmessers $d_\mathrm{Z} = h_\mathrm{Z} = 0.895 d_\mathrm{K}$ die gleiche dosisgemittelte deponierte Energie $\bar{\varepsilon}_\mathrm{D}$ aufweisen und somit nach diesem Kriterium äquivalent sind.

1.4.4 Bauformen

Die häufigsten und einfachsten Bauformen des TEPC sind der kurze Kreiszylinder ($d \approx h$) und die Kugel, jeweils mit massiven Wänden aus A 150. Zur Vermeidung des Wandeffekts werden daneben „wandlose“ TEPCs gebaut und verwendet. Ihre Kathode besteht aus einem möglichst transparenten kugelförmigen Gitterkäfig aus A 150. Der Detektor ist von einem wesentlich größeren gasdichten und druckfesten Behälter umgeben.[65, Fig. IV.17, IV.18] Das detektierende Gasvolumen kann statt durch die Form der Kathode aber auch durch die räumliche Gestalt des elektrischen Feldes definiert sein.[24, Fig. 1]

Voraussetzung für die erwünschte Unabhängigkeit der Gasverstärkung vom Ort der primären Ionisation sind im Fall einer Draht-Anode Zylindersymmetrie (Translationsinvarianz bzgl. der Detektorachse) und Rotationssymmetrie (Rotationsinvarianz bzgl. der Detektorachse) des elektrischen Feldes. Im sphärischen Detektor weicht das elektrische Feld – vor allem nahe den Enden der Elektroden – erheblich von dieser Symmetrie ab. Der klassische Rossi-Counter (Abbildung 1.7) enthält deshalb eine zur Anode konzentrische dünne Drahtspirale („Helix“), deren elektrostatisches Potential zwischen dem der Kathode und dem der Anode liegt. Innerhalb der Helix entsteht das gewünschte näherungsweise zylindersymmetrische Feld.

Auch im kreiszylindrischen TEPC weicht das elektrische Feld nahe den Enden der Elektroden von der idealen Symmetrie ab. Im kreiszylindrischen Detektor werden die Abweichungen des elektrischen Feldes von der Zylindersymmetrie meist durch zusätzliche rotationssymmetrische und konzentrische Elektroden an den beiden Enden der Anode korrigiert. Diese rohrförmigen „field (shaping) tubes“ liegen ebenfalls auf einem definierten Potential zwischen Anode und Kathode, das gewöhnlich durch einen Spannungsteiler erzeugt wird.

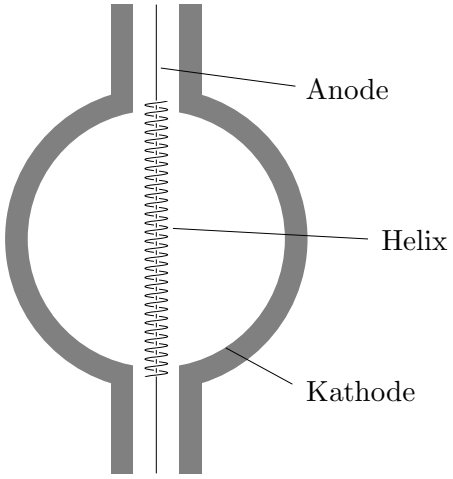

Abbildung 1.7: *Schematische Darstellung eines „Rossi-Counters“ im Querschnitt. Die kugelförmige Kathode besteht aus leitfähigem gewebeäquivalentem Kunststoff (A 150). Konzentrisch zur Anode liegt die Helix. Halteeinrichtungen für Anode und Helix, Gaszuführung, Kalibrierquelle etc. sind nicht dargestellt.*

1.4.5 Der TEPC im Strahlenschutz

Da ein TEPC in der Wechselwirkung mit ionisierender Strahlung ein mikroskopisches Gewebevolumen simuliert, hängen seine Meßgrößen engstens mit der biologischen Wirkung der Strahlung zusammen. Unter diesem Gesichtspunkt ist der TEPC als Dosimeter allen anderen Detektoren überlegen. Eine etwas formalere Begründung für die besondere Eignung des TEPC als Detektor im Strahlenschutz ist, daß seine Meßgröße, die lineale Energie y, in einem engen Zusammenhang mit dem LET L steht, als dessen Funktion der Qualitätsfaktor $Q(L)$ definiert ist.

Gäbe ein ionisierendes Teilchen seine Energie kontinuierlich und nur entlang einer geraden Spur an die durchdrungene Materie ab, so wäre L der Erwartungswert von y, $L \approx \langle y \rangle$ („LET-Näherung“). Diese Voraussetzung ist für dicht ionisierende Teilchen, z. B. α-Strahlung, und nicht zu kleine simulierte Volumina gut erfüllt. In Abb. 1.5 (S. 29) ist gut zu sehen, daß dann (fast) nur noch die Weglängenverteilung die Form des mikrodosimetrischen Spektrums bestimmt.

Im Rahmen der in der Dosimetrie im Strahlenschutz erforderlichen Meßgenauigkeit ist die Näherung $y \approx L$ zulässig. Die Berechnung eines effektiven Qualitätsfaktors $\bar{Q}$ aus einem gemessenen Spektrum $d(y)$ erfolgt dann in Analogie zu Gl. 1.12,

$$\bar{Q} = \int Q(y)\, d(y)\, \mathrm{d}y. \tag{1.28}$$

Alternative Ansätze zur Berechnung des effektiven Qualitätsfaktors $\bar{Q}$ werden

in [27] diskutiert.

Der TEPC hat als mikrodosimetrisches Meßgerät weite Verbreitung gefunden. Einer seiner wenigen Nachteile ist die Inhomogenität seiner Dichte (s. Abschnitt 1.4.2, S. 40). Aus diesem und anderen, praktischen Gründen wäre ein mikrodosimetrischer Festkörperdetektor wünschenswert.[84] Bis jetzt existieren jedoch noch erhebliche Einschränkungen bzgl. der Gewebeäquivalenz, der Miniaturisierung und der Detektion kleiner Ereignisse. Zum TEPC als mikrodosimetrischen Detektor existiert deshalb noch keine Alternative.

Kapitel 2

Der Vielelement-TEPC

TEPCs wurden wegen ihrer hervorragenden Eigenschaften (s. Abschn. 1.4) bereits früh in der Dosimetrie eingesetzt, vorwiegend in Ortsdosimetern [1, 14, 13, 51, 59, 69, 68]. Die Verwendung in einem Personendosimeter verursacht jedoch praktische Probleme, für deren Lösung bis jetzt kaum überzeugende Ansätze existierten. Die wichtigsten zu lösenden Aufgaben sind die Verringerung der Masse und der Abmessungen eines hinreichend empfindlichen TEPCs, die Verbesserung der Langzeitstabilität der Gasverstärkung, die Vermeidung oder Verringerung der allen TEPCs eigenen Empfindlichkeit gegenüber Schall und Erschütterungen (Mikrophonie) und die Miniaturisierung der notwendigen elektronischen Komponenten, sowie die Verringerung von deren Stromverbrauch.

Der klassische TEPC (s. Abschn. 1.4) ist sphärisch (s. Abb. 1.7) oder kreiszylindrisch, wobei Länge und Durchmesser ungefähr gleich groß sind. Wie beschrieben wird die Unabhängigkeit der Gasverstärkung vom Ort der primären Ionisation durch eine Helix oder field tubes erzielt. Ein erheblicher praktischer Nachteil der Helix ist ihre geringe mechanische Steifheit. Sie ist überwiegend für die „Mikrophonie“ des Rossi-Counters verantwortlich. Jeder Stoß und sogar Schall regt die Helix zu Schwingungen an. Die elektrostatische Kapazität zwischen Helix und Anode variiert bei jeder Auslenkung der Helix aus der Ruhelage. Da zwischen beiden eine (hohe) Spannung anliegt, hat jede Änderung der Kapazität auch einen Stromfluß zur Folge, der sich dem Rauschen und den „echten“ Impulsen überlagert. Die Folge ist, daß „echte“ Impulse in ihrer Höhe verändert werden und Rauschsignale über die untere Detektionsschwelle („lower level dicriminator“) der nachgeschalteten Elektronik gehoben werden, wodurch Ionisationsereignisse und Dosis vorgetäuscht werden.

Bereits in den 1980er-Jahren wurde von H. H. Rossi und Mitarbeitern ein Vielelement-TEPC aus einer großen Anzahl gleicher kreiszylindrischer Detektorelemente entwickelt.[61, 49] Er bestand aus einer sehr kompakten räumlichen Anordnung von 296 Zylindern mit einer Höhe und einem Durchmesser von je 3.175 mm. Die gesamte Kathodenfläche dieses Detektors und

damit seine Empfindlichkeit waren hoch, vor allem im Verhältnis zu den geringen Außenabmessungen. Dies sind wichtige Eigenschaften für den Einsatz in einem Personendosimeter. Die Elongation $e \equiv h/d = 1$ resultiert in einer schmalen Weglängenverteilung und garantiert zusammen mit der räumlichen Anordnung der Zylinder einen geringen Einfluß der Orientierung des Detektors relativ zum Strahlungsfeld auf Spektren und Dosismeßwerte.

Acht übereinanderliegende, 3.175 mm dicke Platten aus leitfähigem gewebeäquivalentem Kunststoff mit je 37 Bohrungen (in hexagonaler Anordnung, je 3.175 mm Durchmesser) stellten die Kathoden dar. 37 Drähte als Anoden liefen durch jeweils acht übereinanderliegende Einzelzylinder, die durch dünne Mylarfolien voneinander getrennt waren. Da die Auflösung des Detektors in dieser einfachen Ausführung relativ schlecht war, mußten an den Enden der kurzen Zylinder, d. h. zwischen den Ebenen zusätzliche („field shaping“) Elektroden mit einem einstellbaren Potential angebracht werden. Die einfache Mylarfolie wurde durch ein Sandwich aus zwei Mylarfolien mit einer dazwischenliegenden dünnen Platte aus leitfähigem gewebeäquivalentem Kunststoff ersetzt. Nicht zuletzt dadurch wurde der Detektor konstruktiv und herstellungstechnisch sehr aufwendig. Als Nachteil stellten sich auch die insgesamt großen isolierenden Oberflächen heraus, auf denen sich Ladungen sammeln, die wiederum das elektrische Feld unkontrollierbar verformen.

2.1 Geometrie

Das im Folgenden vorgestellte neue Detektorkonzept zeichnet sich gerade auch im Vergleich mit dem beschriebenen Vielelement-TEPC von H. H. Rossi durch seinen konstruktiv und herstellungstechnisch einfachen Aufbau aus. Es vermeidet insbesondere jegliche zusätzliche „field shaping“ Elektroden und isolierende Oberflächen nahe am sensitiven Gasvolumen.

Die wichtigste konzeptionelle Besonderheit des am Strahlenbiologischen Institut entwickelten TEPCs ist die große Elongation $e \equiv h/d = 20$ des einzelnen Zylinders (s. Abbildung 2.1). Mehrere – beispielsweise 12, 24 oder 144 – der zylindrischen Detektorelemente werden zu einem Detektor zusammengefaßt. Die gesamte Kathodenoberfläche wird dadurch sehr groß. Diese Eigenschaft ist wichtig für den Einsatz im Strahlenschutz, wo sehr niedrige Dosisleistungen zu messen sind.

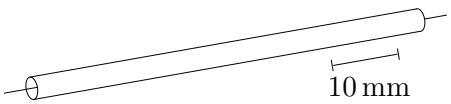

Abbildung 2.1: *Schematische isometrische Darstellung eines einzelnen Detektorelements des Vielelement-TEPCs.*

2.1.1 Weglängenverteilung

Die Weglängenverteilungen von Rotationsellpsoiden können analytisch berechnet werden.[45] Ein vielleicht unerwartetes aber nicht unanschauliches Ergebnis ist, daß lange dünne Körper (angenähert durch prolate Rotationsellipsoide) eine relativ schmale Weglängenverteilung aufweisen, in der Weglängen in der Größenordnung des Durchmessers dominieren. Obwohl die Weglängenverteilung der Kugel bzw. des sphärischen Rossi-Counters die einfachste Form und die geringste Breite hat, ist also ein dünner langer Detektor nicht wesentlich ungünstiger. Ein Zylinder großer Elongation $e \gg 1$ enthält zwar Weglängen l mit $d \ll l \leq \sqrt{d^2 + h^2}$, diese sind jedoch besonders selten. In Abbildung 2.2 sind die Weglängenverteilungen $c_\mu(l)$ bzgl. µ-Randomness für drei Zylinder mit Elongation $e = 0.5$, $e = 1$ bzw. $e = 20$ und eine Kugel dargestellt. Bei $e = 20$ sind große Weglängen $l \gg \bar{l}$ erkennbar äußerst unwahrscheinlich, die Verteilung wird durch einen Pol bei $l = d = 1.025\bar{l}$ dominiert.

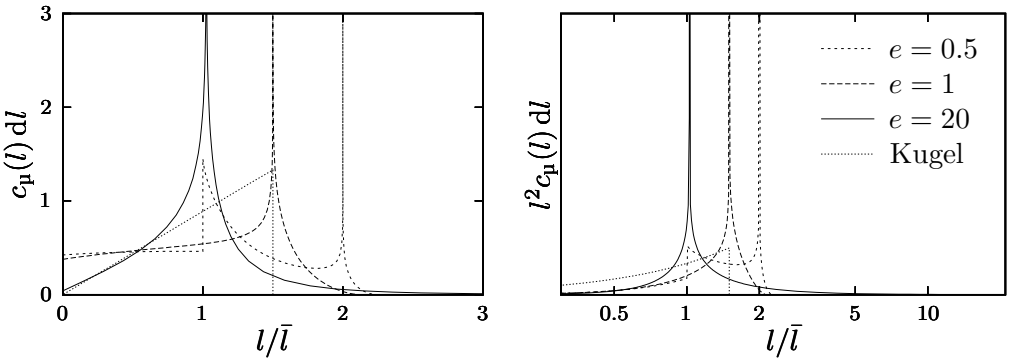

Abbildung 2.2: *Weglängenverteilungen $c_\mu(l)$ von Kreiszylindern mit Elongation $e = 0.5$, $e = 1.0$ bzw. $e = 20$ und einer Kugel mit der mittleren Weglänge $\bar{l}$. Links ist ein Ausschnitt bei kleinen Weglängen linear dargestellt, rechts die gesamten Weglängenverteilungen in halblogarithmischer Darstellung und flächentreu bzgl. $lc_\mu(l)$ (vgl. Abb. 1.4). (Berechnung nach [43, 56])*

µ-Randomness ist exakt nur dann gegeben, wenn das Strahlungsfeld (insbesondere das sekundäre) im Detektor homogen und isotrop ist. Dies ist in einem nicht kugelsymmetrischen Detektor nicht einmal in einem isotropen primären Strahlungsfeld der Fall. Vielmehr wird das Strahlungsfeld in einem realen Detektor in einem realen primären Strahlungsfeld immer mehr oder weniger anisotrop sein. Zum Beispiel resultiert die Korrelation zwischen der Richtung eines primären Neutronenfeldes und der Richtungsverteilung der Rückstoßprotonen im Detektor aus der Kinematik des elastischen Stoßes und der Geometrie des Detektors. Bei zentralem Stoß erhält das Proton die gesamte Energie des Neutrons, je größer der Stoßwinkel ist, desto kleiner ist

der Energietransfer (s. Gl. 1.24).

Die Abhängigkeit des gemessenen mikrodosimetrischen Spektrums eines bestimmten Strahlungsfeldes von der Orientierung des anisotropen Detektors relativ zu dem (i. allg. anisotropen) Strahlungsfeld wird für möglichst ideale mikrodosimetrische Messungen nicht in Kauf genommen. Für diese Zwecke sind sphärische oder kurze ($d \approx h$) zylindrische Detektoren verfügbar. Im Falle eines Personendosimeters für den Strahlenschutz liegen die Prioritäten anders. Vor dem Hintergrund der in Abschnitt 1.4 geschilderten allgemeinen Vorteile des Prinzips des TEPC und der eingangs dieses Kapitels dargelegten spezifischen Vorteile der neuen Bauweise sind die Folgen der anisotropen Geometrie in viel höherem Maße tolerabel. Außerdem hat das vom Personendosimeter gemessene mikrodosimetrische Spektrum an sich nur eine untergeordnete Bedeutung, entscheidend ist der aus dem Spektrum berechnete Dosis-Meßwert (s. u., Glngen. 2.7, 2.8). Dieser wird aber nicht allein durch die Form des Spektrums bestimmt, sondern auch von der absoluten Anzahl der registrierten Ereignisse, die ebenfalls eine Funktion der relativen Orientierung des Detektors ist.

Eine quantitative experimentelle Untersuchung der Winkelabhängigkeit des Ansprechvermögens wird in Abschnitt 4.2 vorgenommen.

2.1.2 Elektrisches Feld und Gasverstärkung

Bei idealer Zylindersymmetrie sind die Äquipotentialflächen zwischen Kathode und Anode ebenfalls zylindrisch. Wenn die Lage der Anode die z-Achse definiert, sind das elektrische Feld und die Gasverstärkung unabhängig von der z-Koordinate. Dies ist in sehr guter Näherung nahe der Mitte jedes Detektorelements, also weit entfernt von den Enden von Kathode und Anode, gegeben.

Insbesondere die Enden der Kathode brechen die Zylindersymmetrie des einzelnen Detektorelements. An den Enden weiten sich die Äquipotentialflächen trompetenförmig, und das elektrische Feld an der Anode ist geringer als in der Mitte des Detektorelements. Sekundärionisationen beginnen deshalb bei einem Potential, das dem der Anode näher liegt als in der Mitte des Detektorelements. Folglich nimmt die Gasverstärkung nahe den Enden ab. Die Gasverstärkung ist somit nicht für alle Ionisationsereignisse, die in dem Detektorelement stattfinden, gleich, sondern von deren Ort abhängig. Dies hat eine leichte Verschmierung eines mit dem Detektorelement erfassten Einzelereignis-Spektrums zur Folge.

Aufgrund der großen Elongation der Detektorelemente wurde von vornherein davon ausgegangen, daß dieser Einfluß der Enden auf das Einzelereignis-Spektrum gering ist, insbesondere geringer als der Einfluß der Weglängenverteilung. Hinzu kommt, daß der Vielelement-TEPC nie für die Erzeugung idealer mikrodosimetrischer Spektren vorgesehen war, sondern für die Dosimetrie. Für diesen Zweck aber spielt das mikrodosimetrische Spektrum an

sich eine untergeordnete Rolle. Darüber hinaus ist festzustellen, daß auch in einem herkömmlichen sphärischen oder kurzen kreiszylindrischen Detektor eine Unabhängigkeit der Gasverstärkung vom Ort der Primärionisation nur näherungsweise erzielbar ist. Aus diesen Gründen wurde auf eine genauere theoretische Untersuchung verzichtet.

Eine summarische Aussage über den Einfluß der Abweichung der Weglängenverteilung von derjenigen der Kugel und über den Einfluß der Enden auf die Gasverstärkung kann aus Messungen abgeleitet werden, die in Abschnitt 3.1.3 gezeigt und diskutiert werden.

2.1.3 Exzentrizität der Anode

Die geringen Abmessungen des TEPC des SBI bedingen erhöhte Anforderungen an die mechanische Präzision. Davon sind sowohl die Oberflächen der Elektroden (s. a. Abschn. 2.2.2) als auch die Positionierung der Anode relativ zur Kathode betroffen. Die Position der Anode beeinflußt das elektrische Feld und damit die Gasverstärkung. Dies wurde bereits in einem frühen Entwicklungsstadium des Detektors theoretisch und experimentell untersucht.[4] In Abb. 2.3 sind die theoretischen und die experimentellen Ergebnisse dargestellt. Es ist erkennbar, daß eine kleine Exzentrizität r/R_{K} die Gasverstärkung nur wenig beeinflußt. Für $r/R_{\mathrm{Kathode}} \leq 0.1$ wird die Gasverstärkung um weniger als 5 % beeinflußt. Beim gegebenen Kathodenradius $R_{\mathrm{K}} = 1.5\,\mathrm{mm}$ muß die Anode also mit einer Präzision von 0.15 mm zentrisch montiert werden. Diese Anforderung wird von einer feinmechanischen Werkstatt ohne weiteres erfüllt.

2.2 Besondere konstruktive Merkmale

Aus der Geometrie und den kleinen Abmessungen des TEPC des SBI, aber auch aus seinen möglichen Einsatzfeldern folgen einige besondere Konstruktionsmerkmale, die von denen herkömmlicher TEPCs [66] abweichen und deshalb im Folgenden kurz erklärt werden.

2.2.1 Modularer Aufbau

Die Kathode des Detektors wird aus leitfähigem und weichteilgewebeäquivalentem Kunststoff A 150 (s. Abschn. 1.4.1) hergestellt. Dessen elektrische Leitfähigkeit beruht auf dem enthaltenen, feinverteilten Graphit. Leider ist diese Eigenschaft empfindlich von der Verarbeitung des Materials abhängig. Spanabhebend bearbeitete Oberflächen (gefräst, gedreht, gebohrt) weisen oft eine stark verringerte Leitfähigkeit auf[1]. Befriedigende Ergebnisse sind nur mit extrem scharfen Werkzeugen und hohem Zeitaufwand erzielbar. Neben

[1] Erfahrung der Werkstatt des Strahlenbiologischen Instituts.

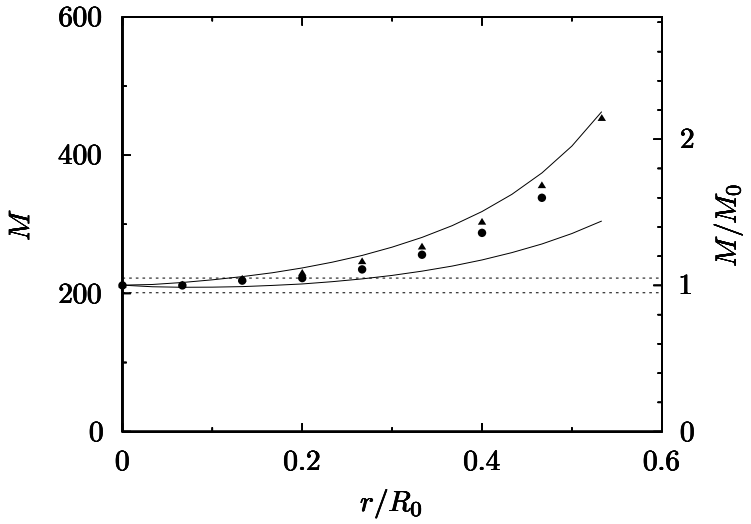

Abbildung 2.3: *Gasverstärkung M als Funktion der Exzentrizität r/R_0 der Anode. Die durchgezogenen Linien stellen die (analytisch) berechneten Funktionen auf den beiden extremen Radien dar. Die Dreiecke und die Punkte stellen empirische Werte der Gasverstärkung dar, die aus Maxima bzw. Mittelwerten von Spektren gewonnen wurden. Die gestrichelten horizontalen Linien liegen bei $M/M_0 = 0.95$ bzw. $M/M_0 = 1.05$. (Aus [4].)*

der Oberflächenleitfähigkeit ist auch die Erzeugung kleiner Späne kritisch, die durch das Werkzeug in die relativ weiche Oberfläche des A 150 gedrückt werden und sich später teilweise ablösen und abstehen können. Außerdem erfordert die Herstellung einer größeren Anzahl von Kathoden (in Kleinserie) einen einfachen und zuverlässigen Prozess. Unter diesen Aspekten sind spanabhebende Verfahren zur Bearbeitung innerer Oberflächen des Detektors ungeeignet.

Für die Kathoden wurde ein modularer Aufbau aus einem Stapel gleicher, gegossener Bauteile gewählt. Das einzelne, plattenförmige Gußteil enthält auf Ober- und Unterseite jeweils zwölf parallel laufende Nuten mit halbkreisförmigem Querschnitt. In einem Stapel dieser Kathodenmodule entstehen so zwischen je zwei Modulen die gewünschten kreiszylindrischen Hohlräume.

Ein bedeutender Vorteil der modularen Konstruktion liegt in der Flexibilität der Dimensionierung des Detektors. Aus nahezu beliebig großen Stapeln von Kathodenmodulen können Detektoren für verschiedene Anwendungen gebaut werden. Im Gegensatz zu ebenfalls denkbaren einteilig hergestellten Kathoden sind in der beschriebenen Variante alle Oberflächen einer direkten (optischen) Kontrolle zugänglich. Die Fertigstellung der einzelnen Detektorelemente wird dadurch erleichtert, daß die Anodendrähte in den erwähnten Nuten eines Kathodenmoduls gespannt werden können bevor dann ein wei-

teres Kathodenmodul aufgesetzt wird.

2.2.2 Herstellung der Kathode

Das bevorzugte Verfahren zur Herstellung von Kathoden für TEPCs ist der Druckguß. Das A 150-Granulat wird in der Gußform bis zum Schmelzpunkt (ca. 160 ℃) erhitzt, danach wird die Form geschlossen und der Kunststoff einem Druck von 7 MPa ... 15 MPa (70 bar ... 150 bar) ausgesetzt. Obwohl in der Literatur Werte bis 1500 bar empfohlen werden [66], hat sich dieser Druck als geeignet erwiesen. Die Form besteht aus zwei gegeneinander beweglichen Teilen, zwischen denen ein Hohlraum liegt, dessen Gestalt der des zu erstellenden Gußteiles entspricht. Die Geometrie der Form und hochgenaue Passungen gewährleisten, daß kein flüssiger Kunststoff austritt und gleichzeitig eine geringe relative Beweglichkeit der Teile der Form erhalten bleibt. Federn drücken während des Abkühlens und der damit verbundenen Schrumpfung des Kunststoffs die beiden Teile der Form weiter zusammen, so daß der Druck im Kunststoff weitgehend aufrechterhalten wird.

Der gesamte Gußvorgang dauert mehrere Stunden, so daß pro Tag mit einer Gußform ca. ein bis zwei Gußteile hergestellt werden können. Der Arbeitsaufwand beträgt dabei weniger als eine Arbeitsstunde pro Gußteil.

2.2.3 Anode und ihre Befestigung

Als Anode wird vergoldeter Wolfram-Draht mit einem Durchmesser von 20 µm verwendet. Die dünne Goldauflage hat den Vorteil eine glatte Oberfläche aufzuweisen und die Polymerisation des gewebeäquivalenten Gases auf der Anode zu verringern.[66, S. 367] Dadurch verbessert sie die Stabilität der Gasverstärkung.

Um Kriechströme zwischen Kathode und Anode zu unterbinden, ist eine sogenannte Schutzelektrode (engl.: „guard electrode“) vorgesehen. Diese ist so angeordnet, daß jeder mögliche Strompfad zwischen der Kathode und der Anode über diese Schutzelektrode führt. Die Schutzelektrode liegt auf dem gleichen elektrischen Potential wie die Anode, ist jedoch von dieser elektrisch isoliert. Ein Kriechstrom kann deshalb von der Kathode nur zur Schutzelektrode und nicht zur Anode fließen.

Die Anode muß mit einer Präzision von ca. 0.1 mm auf der Zylinderachse liegen und gegenüber Kathode und Gehäuse elektrisch isoliert sein. Diese präzise Führung wird durch zwei geerdete Aluminiumplatten gewährleistet, die den Enden der Kathoden in einem Abstand von ca. 3 mm gegenüberliegen, und die gleichzeitig die Funktion der Schutzelektrode erfüllen. In diese Aluminiumplatten sind kleine Rubine (industrielle Uhrsteine oder Ziehdüsen) mit zentrischer Bohrung (70 µm oder 100 µm) eingesetzt. Die Anodendrähte werden durch diese Bohrungen hindurchgeführt und jeweils auf der der Kathode abgewandten Seite mit (nichtleitendem) Klebstoff fixiert (s. Abb. 2.4).

An einem Ende der Kathode werden alle Anodendrähte auf eine elektrische Sammelschiene weitergeführt.

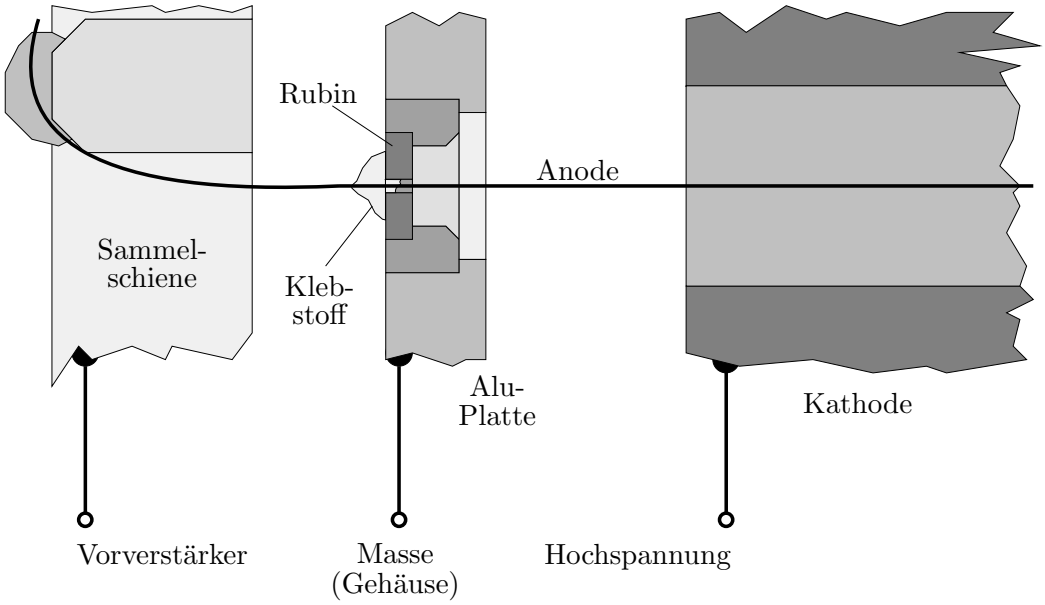

Abbildung 2.4: *Halterung einer Anode im Querschnitt. Die Anode ist durch eine Bohrung (70 µm) eines Rubins geführt, mittels eines Klebstoffes daran befestigt, und auf eine elektrische Signalsammelschiene weitergeführt. Am anderen Ende ist die Anode auf die gleiche Weise befestigt, jedoch nicht auf eine Sammelschiene weitergeführt.*

2.3 Baureihen

Entsprechend den beiden möglichen Einsatzgebieten in Personen- und Ortsdosimetern wurden zwei Detektorbaureihen entwickelt. Das modulare Konzept läßt natürlich auch viele weitere denkbare Varianten zu.

2.3.1 „tepc24“ für ein Personendosimeter

Für den Einbau in einem Personendosimeter ist ein Detektor mit 24 Zylindern in zwei Ebenen vorgesehen („tepc24“, s. Abb. 2.5; innerhalb der Baureihe wurden die Detektoren duchnummeriert: tepc24.1, tepc24.2, ...). In Tabelle 2.1 sind die Maße der ersten Prototypen zusammengefaßt. Die gesamte Kathodenfläche beträgt 136 cm^2 und entspricht damit der eines sphärischen Detektors von 6.6 cm Durchmesser (ca. 2.5”). Das Gehäuse eines sphärischen Detektors mit diesem Durchmesser hätte einen Außendurchmesser von mindestens 8 cm und wäre damit für ein Personendosimeter, das am Körper getragen wird und dabei nicht stören soll, schlecht geeignet.

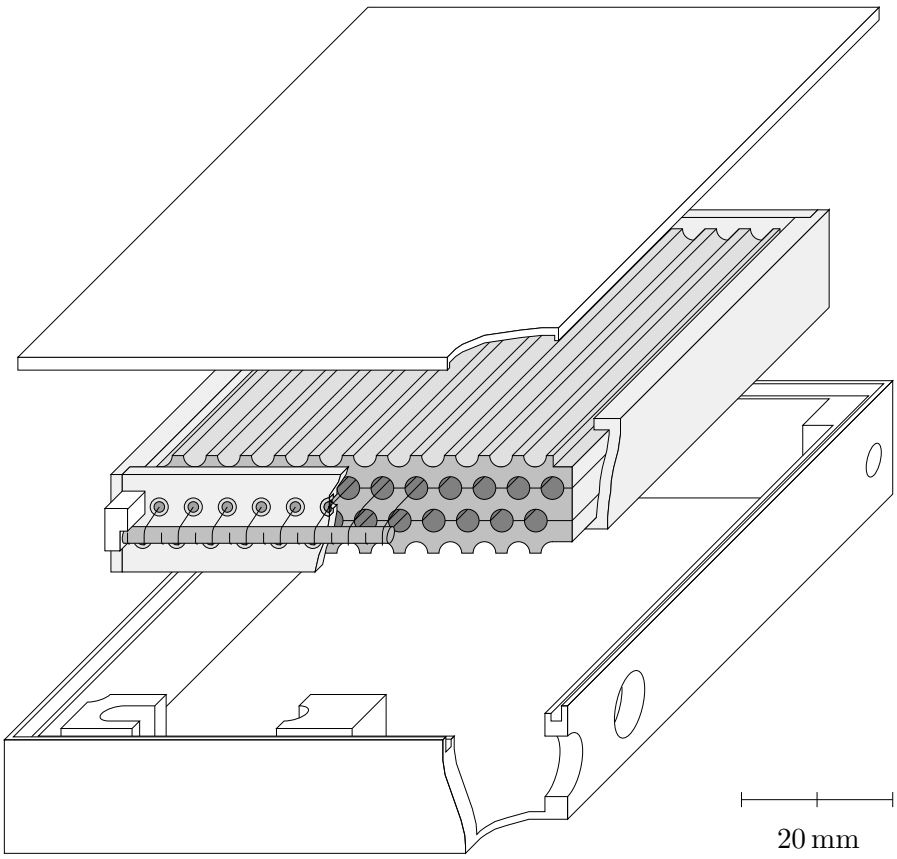

Abbildung 2.5: *Axonometrische Darstellung des „tepc24.x“ mit 24 Zylindern in zwei Ebenen à 12 Zylindern. Detektor (mitte), Gehäuse (unten) und Deckel (oben) sind lateral ausgerichtet und vertikal verschoben sowie teilweise aufgebrochen dargestellt.*

Um eine möglichst geringe Masse und kleine Außenabmessungen zu erzielen wurden mehrere konstruktive Maßnahmen ergriffen:

- Auf eine feste mechanische Verbindung der drei Kathoden-Module wird verzichtet. Sie sind nur in den beiden Richtungen senkrecht zu den Zylinderachsen durch Formschluß geführt und werden in Längsrichtung erst durch den Druck des Gehäuses fixiert.

- 100 µm starke Hostaphanfolien isolieren die Kathode elektrisch gegenüber dem Gehäuse. Verletzungen der Folie sind dabei zu vermeiden.

- Die beiden Teile des Gehäuses werden nach dem Einsetzen des Detektors miteinander verklebt. Um die Klebefläche zu vergrößern greift eine umlaufende Feder des Deckels in eine Nut des Gehäuseunterteils. Die Nut wird vor Aufsetzen des Deckels mit dem Klebstoff „Torr Se-

Detektor:	
Durchmesser Kathode d_K	3.0 mm
Durchmesser Anode d_A	20 µm
Länge h	60 mm
Anzahl der Elemente	24 in zwei Ebenen
Abstand der Zylinderachsen	4.5 mm
Gesamtoberfläche Kathode	136 cm^2
Gesamtvolumen der Zylinder	10.2 cm^3
Kathodenmaterial	A 150, 32 g
Anodenmaterial	Wolfram, vergoldet
Gehäuse:	
Länge	95 mm
Breite	70 mm
Höhe	15 mm
Wandstärke Deckel/Boden	1 mm
Wandstärke Rahmen, effektiv	4.5 mm
Material	Aluminium, 96 g
Gesamtmasse	ca. 144 g

Tabelle 2.1: *Maße und Materialien des ersten Prototypen eines TEPC für den Einsatz in einem Personendosimeter („tepc24.x“).*

al“[2] gefüllt. Der pastöse Klebstoff benetzt die gereinigten Aluminium-Oberflächen und bildet eine sehr zuverlässige und gasdichte Klebeverbindung aus. Da im Inneren des Gehäuses Unterdruck herrscht, und der Deckel fast vollflächig durch den Kathodenkörper abgestützt wird, ist die Klebenaht kaum mechanisch belastet.

Die drei Kathoden-Module und die Hostaphanfolien zwischen diesen und dem Gehäuse üben aufgrund ihrer Elastizität eine abhebende Kraft auf den Gehäusedeckel aus. Um eine entsprechende Belastung der Klebenaht zu vermeiden, ist sicherzustellen, daß innerhalb des Gehäuses immer Unterdruck herrscht.

- Als Ventil findet eine Kugel Verwendung, die durch eine Feder von der Gehäuseinnenseite aus gegen einen O-Ring gedrückt wird und so eine kleine Öffnung des Gehäuses verschließt. Das Ventil wird geöffnet, indem ein Stift durch diese Öffnung hindurch die Kugel vom O-Ring abhebt. Zum Gaswechsel des Detektors wird ein Adapter von außen gasdicht am Detektorgehäuse angeflanscht. Der Adapter enthält den genannten Stift, der, durch einen Metallfaltenbalg abgedichtet, von

[2] Varian Vacuum Technologies, 121 Hartwell Avenue, Lexington, MA 02421 USA

außen verschoben werden kann, um das Ventil zu öffnen. Über einen „Kleinflansch DF 16“ wird der Adapter mit dem Gassystem verbunden.

2.3.2 „tepc144“ für ein Ortsdosimeter

Für die Anwendung in einem Ortsdosimeter ist ein Detektor mit 144 Zylindern in zwölf Ebenen vorgesehen („tepc144.1“), der in Abb. 2.6 dargestellt ist. Im Gegensatz zum miniaturisierten Detektor tepc24 wurde der große Detektor ohne Rücksicht auf eine Miniaturisierung entworfen und gebaut. Das kreiszylindrische zweiteilige Gehäuse ist durch einen O-Ring abgedichtet und verschraubt. Die hochspannungsführende Kathode ist gegenüber dem Gehäuse durch ausreichend große Abstände (>1 cm) isoliert.

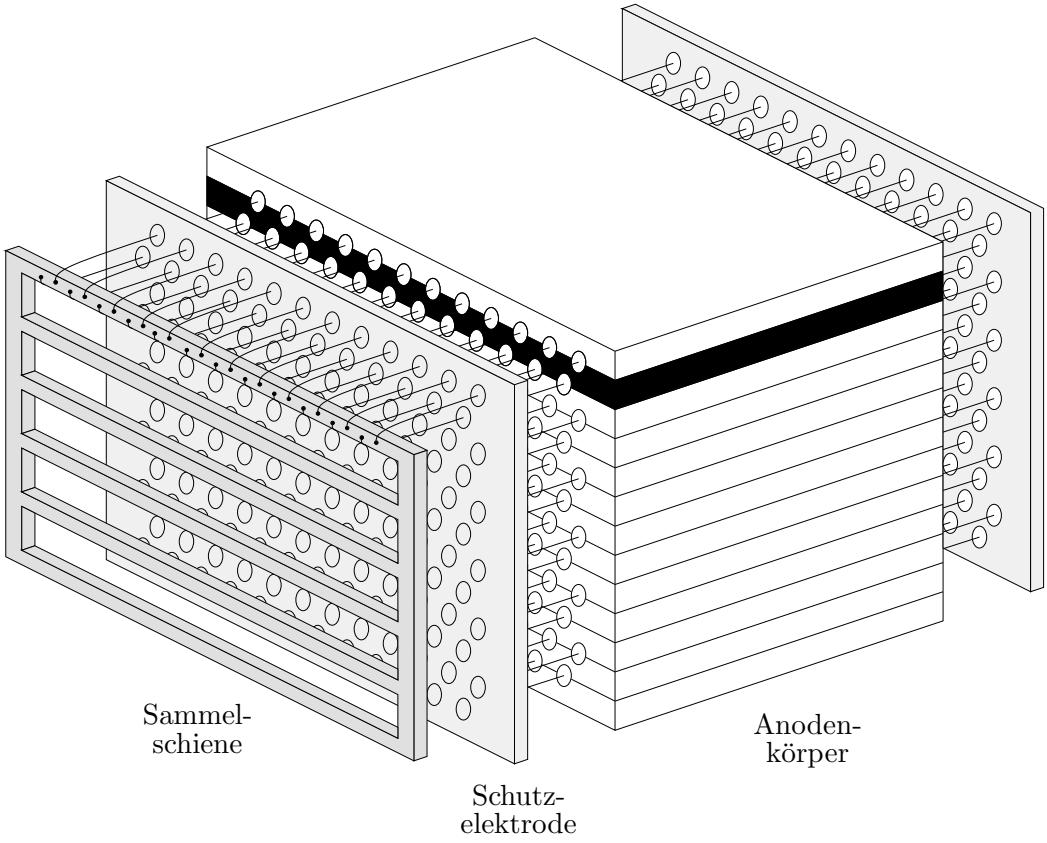

Abbildung 2.6: *Schematische axonometrische Darstellung des „tepc144.1“ mit 144 Zylindern in zwölf Ebenen à 12 Zylindern (ohne Gehäuse). Die Verbindung mit der Sammelschiene ist nur für die Anodendrähte der obersten beiden Ebenen dargestellt.*

Um den Einfluß der räumlichen Orientierung des Detektors relativ zum Feld zu verringern, wurden bei einer Variante („tepc144.2“) zwei Gruppen von je sechs Ebenen um 90°gegeneinander gedreht. Jeder Stapel aus sieben

Kathoden-Modulen wird durch je vier Schrauben und zwei Aluminiumrahmen zu einer Einheit verbunden.

2.4 Langzeitstabilität der Gasverstärkung

Die Gasverstärkung eines Proportionalzählers ist empfindlich von der Zusammensetzung des Gases und seinem Druck abhängig. Vor allem elektronegativen Molekülen wie Sauerstoff oder Wasser wird die Rolle von Elektronenfängern zugeschrieben [73]. Verunreinigungen können von außen durch das Gehäuse ins Gas gelangen oder sich von Oberflächen ablösen, an denen sie adsorbiert waren. In gewebeäquivalenten Proportionalzählern ist die ergiebigste Quelle von Verunreinigungen der Kathodenkörper aus A 150. Als Kunststoff und besonders aufgrund seiner heterogenen Zusammensetzung lagert A 150 Gasmoleküle nicht nur an der Oberfläche an, sondern auch in oberflächennahe Schichten ein. Eine weitere Quelle verschiedenster Moleküle können Klebstoffe sein, die deshalb sparsam einzusetzen und möglichst vollständig auszuhärten sind. Die klassische Methode zur Vermeidung von „Ausgasen“ während des Betriebs, das vorherige „Ausheizen“ unter Vakuum und bei hohen Temperaturen ist nicht anwendbar, da A 150 ab etwa 60 °C weich wird.

Durch kontinuierliche Spülung des TEPC mit Gas während des Betriebs kann die Konzentration der Verunreinigungen im Gas gering gehalten werden. Da alle TEPCs bei Gasdrücken unterhalb einer Atmosphäre arbeiten, ist dazu neben der Regelung von Gasdruck und -fluß auch eine Grobvakuum-Pumpe im Rücklauf nötig. Die am SBI verwendete Apparatur ist in Abbildung 2.7 schematisch dargestellt. Im Vorlauf des Detektors wird mittels eines Gasflußmeßgerätes, eines nicht dargestellten PID-Reglers und eines elektromagnetisch angetriebenen Ventils der Gasfluß geregelt, analog wird im Rücklauf des Detektors der Gasdruck geregelt. Eine (Grob-)Vakuumpumpe erzeugt den erforderlichen Unterdruck. Für die Kalibrierung mit ^{37}Ar wird ein zusätzliches Gefäß (mit Absperrventil und Druckmeßgerät) in das System eingesetzt. in dem die Ar-Ampulle zerbrochen und anschließend das Argon mit dem TE-Gas gemischt wird. Offensichtlicher Nachteil dieser Methode und der verwendeten Apparatur ist der erhöhte Aufwand beim Transport[3] und bei Vorbereitung und Durchführung von Messungen.

Wenn der Detektor längere Zeit gespült und nicht mehr geöffnet oder anderweitig belüftet wurde, kann er auch im geschlossenen Zustand, d. h. ohne Gasfluß betrieben werden. Für den Einsatz in einem Personendosimeter kommt ausschließlich ein geschlossener TEPC in Frage. Die Stabilität der Gasverstärkung ist dabei besonders wichtig. Einerseits ist der Austausch

[3] Die neu aufgebaute, sehr kompakte Gasapparatur des SBI wiegt mit Membranpumpe ca. 25 kg. Dazu kommt eine Druckgasflasche mit einer Masse von mindestens 19 kg.

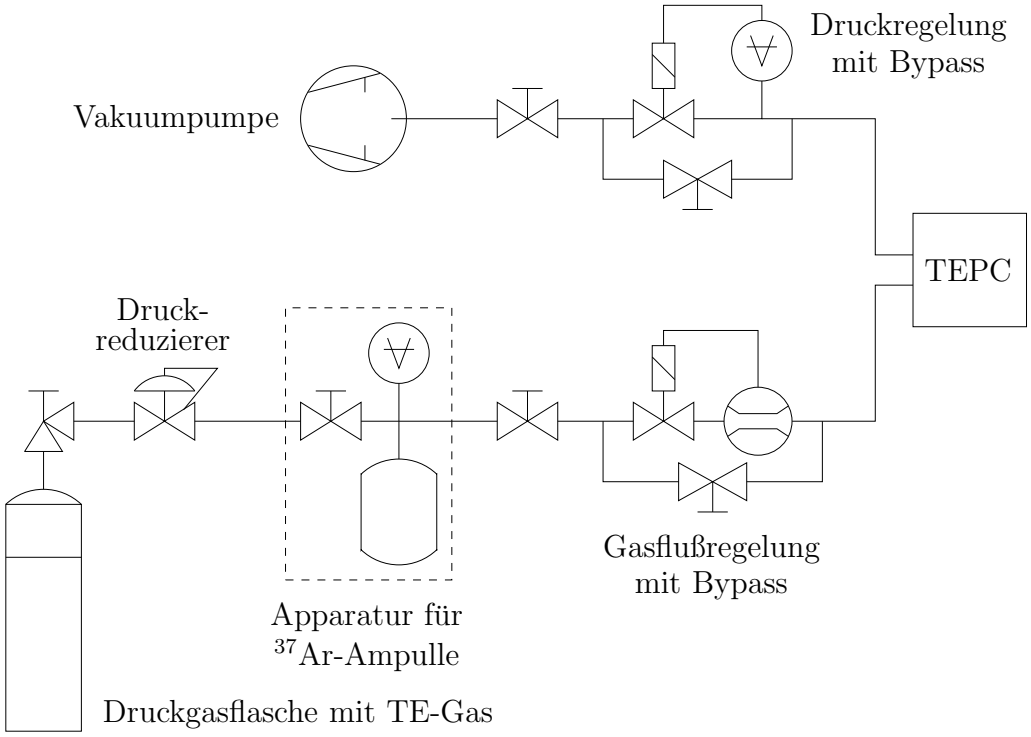

Abbildung 2.7: Apparatur zur Gasversorgung eines TEPC (siehe Text).

des TE-Gases des Detektors mit logistischem Aufwand, Kosten und Ausfallzeit verbunden, die die Betriebskosten erhöhen und die Wirtschaftlichkeit verschlechtern. Andererseits ist die Kontrolle der Gasverstärkung nicht ohne weiteres möglich, da keine interne Kalibrierquelle vorgesehen ist.

Der miniaturisierte TEPC „tepc24“ enthält nur im Ventil einen Perbunan-Dichtring („5 mm×1.6 mm“). Die Dichtflächen sind die polierte Oberfläche einer gehärteten Stahlkugel und eine gefräste kreisförmige Fläche in Aluminium.

Eine wichtige Maßnahme zur Vermeidung von Verunreinigungen ist die gründliche Reinigung aller Bauteile des Detektors vor dem Zusammenbau mit einem Labor-Neutralreiniger oder Azeton. Die gereinigten Teile werden ausschließlich mit (ungepuderten) Handschuhen und gereinigtem Werkzeug gehandhabt. Um die Ablagerung von Staub – besonders auf den Oberflächen der Elektroden – zu vermeiden, erfolgt der Zusammenbau in einer „Flowbox“[4].

Klebstoffe werden äußerst sparsam eingesetzt und möglichst vollständig ausgehärtet. Dies gilt insbesondere für einen lichthärtenden Klebstoff, der aus Gründen der Zeitökonomie für die Befestigung der Anodendrähte verwendet wird. Der Einsatz des Vakuum-Klebstoffs „Torr Seal“ ist wegen seiner

[4]Mit staubarmer (gefilterter) Luft gespülter Arbeitsplatz.

hervorragenden, für Hochvakuum-Anwendungen optimierten Eigenschaften völlig unkritisch.

Nach dem Zusammenbau des Detektors müssen die auf allen Oberflächen adsorbierten, in den Oxidschichten der Aluminiumbauteile und in den Kunststoffschichten eingelagerten elektronegativen Moleküle (Sauerstoff, Wasser, etc.) entfernt werden. Die bloße Evakuierung erscheint dazu, vor allem angesichts der kleinen Querschnitte in Detektor und Ventil, ungeeignet. Stattdessen wird der Detektor ca. zwei Wochen lang alle zehn Minuten einem Gaswechsel unterzogen. Dazu wird die Druckregelung der in Abb. 2.7 gezeigten Apparatur durch einen Computer gesteuert. Die Verunreinigungen im Detektor werden auf diese Weise weitgehend durch Moleküle des TE-Gases verdrängt.

Die Meßdaten zur Stabilität der Gasverstärkung werden in Abschnitt 3.2 dargestellt.

2.5 Meßtechnik

2.5.1 Beschaltung des Detektors

Die Hochspannung zwischen Kathode und Anode eines TEPC hat empfindlichen Einfluß auf die Gasverstärkung. Letztere hängt ferner von geometrischen Parametern des Detektors sowie vom Gas, seiner Zusammensetzung und Dichte ab. Die Hochspannung wird im Bereich weniger hundert bis über tausend Volt so gewählt, daß die Gasverstärkung typischerweise Werte zwischen 10^2 und 10^4 annimmt.

Aufgrund der Hochspannung treten entlang allen potentiellen Strompfaden zwischen Anode und Kathode mit nicht verschwindender Leitfähigkeit Kriechströme auf. Ein Stromfluß durch das Volumen eines Isolators kann gewöhnlich ausgeschlossen werden. Potentielle Strompfade führen jedoch über Oberflächen von Isolatoren, sobald auf diesen Niederschläge mit nicht verschwindender Leitfähigkeit vorliegen. Solche Niederschläge oder Filme können bei der Herstellung des Detektors oder während seines Betriebs auf verschiedene Weise entstehen und sind nicht vollständig vermeidbar.

Wegen der Verwendung hochempfindlicher Vorverstärker können aber selbst kleinste Kriechströme Messungen beeinträchtigen. Um dies zu vermeiden sind die in Abb. 2.4 dargestellten Aluminiumplatten als Schutz-Elektroden bzw. „guard“-Elektroden so angeordnet, daß jeder potentielle Strompfad zwischen Anode und Kathode über eine solche Aluminiumplatte führt. Die Aluminiumplatten weisen das gleiche Potential auf wie die Anode, sind gegenüber dieser jedoch isoliert. Die Kriechströme können deshalb die Anode nicht erreichen.

In Abb. 2.8 sind verschiedene mögliche Beschaltungen eines Proportionalzählers PC gezeigt. Bei der in Abb. 2.8.a dargestellten herkömmlichen

Beschaltung liegt die Kathode K an Masse, die durch das Gehäuse G bzw. die Außenleiter der Koaxialkabel definiert ist. An der Anode A liegt über einen hochohmigen Widerstand und einen Tiefpaß RC (mehrere RC-Glieder in Serie) eine positive Hochspannung an, die durch eine Hochspannungsquelle HV erzeugt wird. Ein ladungsempfindlicher Vorverstärker PA mit einer extrem hochohmigen FET-Eingangsstufe ist über einen hochspannungsfesten Koppelkondensator C kapazitiv mit der Anode verbunden.

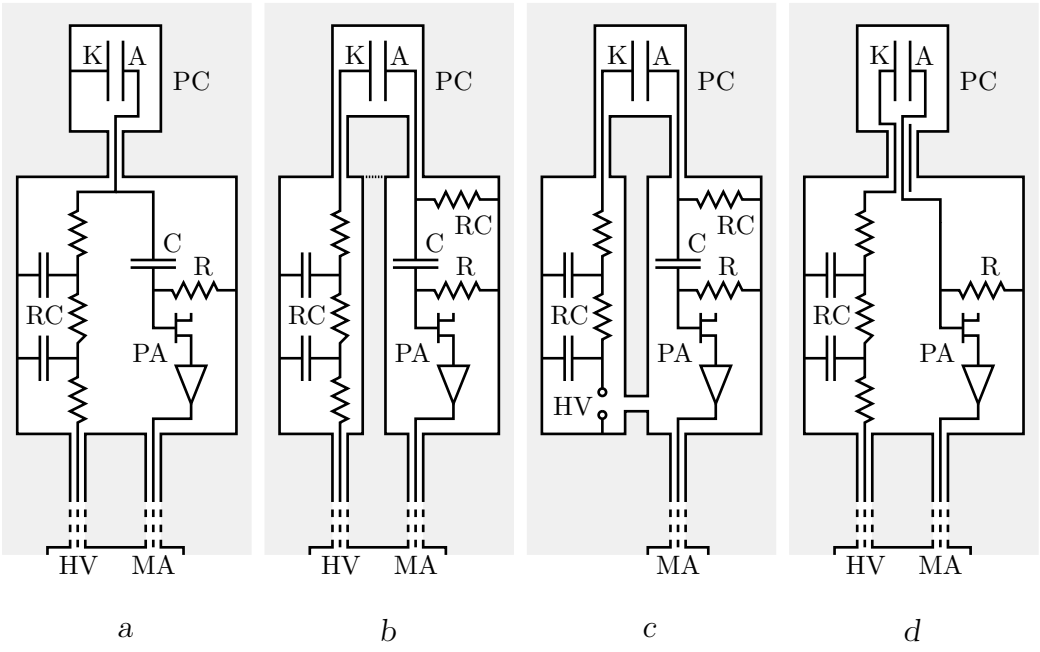

Abbildung 2.8: *Beschaltung eines TEPC (s. Text). PC Proportionalzähler; A Anode; K Kathode; HV Hochspannungserzeugung; MA Hauptverstärker; PA Vorverstärker; C Koppelkondensator; RC RC-Glieder; R Arbeitswiderstand.*

Käufliche Vorverstärker integrieren die eigentliche Vorverstärker-Elektronik (PA), den (Keramik-)Koppelkondensator C und den Tiefpaß RC in einem Gehäuse (s. Abb. 2.8.a). Diese Vorverstärker werden über ein kurzes, hochspannungsfestes Koaxialkabel mit dem Detektor verbunden. Die sehr kleinen elektrischen Signale des Detektors werden so optimal gegen die Überlagerung und Verfälschung durch Einkopplungen aus elektromagnetischen Feldern geschützt.

Für die Vielelement-TEPCs wurde eine andere Beschaltung gewählt, die in Abb. 2.8.b dargestellt ist. Die Anode liegt über die Widerstände der im Vorverstärker integrierten RC-Glieder an Masse, an die Kathode wird eine negative Hochspannung angelegt. Aus dieser Beschaltung ergeben sich konstruktive Vorteile, da die Schutzelektroden geerdet sind und nur ein Bauteil, nämlich der relativ große und handliche Kathodenkörper Hochspannung

führt und isoliert werden muß. Die Miniaturisierung des Detektors wird dadurch deutlich erleichtert. Bei den Detektoren „tepc24“ dient zur Isolation der Kathode gegenüber dem Gehäuse lediglich eine dazwischen liegende, 100 µm dicke Hostaphan-Folie.

Ein Nachteil der gewählten Beschaltung wird in Abb. 2.8.b deutlich. Für die Zuführung der Hochspannung zum Detektor und für die Verbindung der Anode mit dem Vorverstärker sind zwei Leitungen nötig. Dadurch entsteht bei Verwendung herkömmlicher Laborelektronik und des in Abb. 2.8.a gezeigten Vorverstärkers eine „Erdschleife“, d. h. eine geschlossene Schleife Hochspannungserzeugung — Detektor — Vorverstärker — Hauptverstärker — Hochspannungserzeugung. Diese Schleife wirkt als Antenne für elektromagnetische Wechselfelder. Zwar fließen die induzierten Wechselströme zunächst in der Abschirmung der Koaxialkabel bzw. der Gehäuse, deren ohmscher Widerstand erzeugt aber automatisch auch Potentialdifferenzen, die wiederum kapazitiv auf die Innenleiter übertragen werden. Dies wirkt sich besonders auf der Eingangsseite des hochempfindlichen Vorverstärkers gravierend aus.

Die beschriebenen Einkopplungen sind schwächer, wenn die Schleife klein gehalten wird. Dazu können Hauptverstärker und Hochspannungsversorgung in unmittelbarer Nähe des Detektors aufgestellt werden, d. h. bei Experimenten an Strahlungsquellen innerhalb des Bestrahlungsraums. Der Ablauf von Messungen wird dadurch deutlich erschwert, eine unmittelbare Kontrolle des Detektors während des Experiments ist nicht möglich.

Ferner kann die Erdschleife am Vorverstärker bzw. am Tiefpaß in der Hochspannungszuführung kurzgeschlossen werden (in Abb. 2.8.b punktiert dargestellt). In der Abschirmung der Schleife Hochspannungsquelle — Tiefpaß — Vorverstärker — Hauptverstärker — Hochspannungsquelle induzierte Ströme werden so (zumindest im Grenzfall eines idealen Kurzschlusses) von der hochempfindlichen Signalstrecke Detektor — Vorverstärker ferngehalten; in diesem fließen nur noch die in der kleinen Schleife Tiefpaß — Detektor — Vorverstärker — Tiefpaß selbst induzierten Ströme.

Eine weitere Verbesserung wurde erreicht, indem eine kleine Hochspannungsquelle (basierend auf einem Bauteil von Hamamatsu) direkt mit dem Detektor verbunden wurde, deren Versorgungsspannung dem Vorverstärker entnommen wurde (Abb. 2.8.c). Dadurch entfällt der größere Teil der Erdschleife (über den Hauptverstärker). Bei den meisten Messungen war es zusätzlich erforderlich Detektor, Vorverstärker und Hochspannungsversorgung gemeinsam durch Umwickeln mit Aluminiumfolie abzuschirmen.

Durch Verwendung einer triaxialen Anordnung der Leitungen von Signal (Anode—Vorverstärker), Hochspannung (Tiefpaß—Kathode) und Abschirmung wird die Schleife ganz vermieden (Abb. 2.8.d). Diese Anordnung wurde bis jetzt nicht realisiert, weil sie einen Umbau eines Vorverstärkers erforderlich macht, der auch anderweitig verwendbar sein soll, und vor allem da eine entsprechende Gestaltung der Detektoren „tepc24“ hinsichtlich Miniaturisie-

rung und Verwendung derselben in dem erwähnten Personendosimeter eher nachteilig gewesen wäre.

Bei dem Personendosimeter sind Detektor, Vorverstärker und Tiefpaß in einer einfach zusammenhängenden, dickwandigen Abschirmung (Aluminiumgehäuse) angeordnet und innerhalb dieser unmittelbar benachbart angeordnet. Die beschriebene Problematik einer Bildung einer Erdschleife und einer resultierenden Einkopplung von Störsignalen entfällt damit.

2.5.2 Signalverarbeitung

Mikrodosimetrische Spektren umfassen oft vier bis fünf Dekaden. Um bei Verwendung eines einzelnen Analog-Digital-Konverters („ADC“) auch am unteren Ende des Spektrums eine minimalen relativen Energieauflösung von 10 % zu erhalten wäre ein ADC mit $10^5 \ldots 10^6$ Kanälen erforderlich. Stattdessen werden drei (von anderen Labors bis zu vier) parallel geschaltete Hauptverstärker mit je einem nachgeschalteten ADC verwendet. Das Signal des Vorverstärkers wird in den drei parallelen Signalpfaden um die Faktoren 800, 40 und 2 verstärkt.

Die drei Teilspektren werden zunächst in drei Dateien abgelegt und anschließend zusammengefügt und ausgewertet. Dazu werden alle registrierten Ereignisse zunächst neuen „Bins“ zugeordnet, die auf einer logarithmischen Energieskala äquidistant sind. Die mittlere Energiedeposition bzw. die mittlere lineale Energie des Bins $\mathtt{i}$ beträgt

$$\mathtt{e}[\mathtt{i}] = \mathtt{e}_0 \cdot 10^{\mathtt{i}/\mathtt{B}} \qquad \text{bzw.} \qquad \mathtt{y}[\mathtt{i}] = \mathtt{e}[\mathtt{i}]/\bar{l} = \mathtt{y}_0 \cdot 10^{\mathtt{i}/\mathtt{B}}. \tag{2.1}$$

Meist ist $\mathtt{B} = 20 \ldots 60$. Die Kalibrierung (s. Kapitel 3) des Detektors bzgl. der Energiedeposition in Einzelereignissen bzw. der linealen Energie besteht praktisch in der Bestimmung des Faktors $\mathtt{e}_0$ bzw. $\mathtt{y}_0$.

Aus dem Satz $\{\mathtt{n}[\mathtt{i}]\}$ der Anzahlen der Ereignisse in den Bins werden die Schätzwerte für die diskretisierte Wahrscheinlichkeitsdichte

$$\mathtt{f}[\mathtt{i}] = \frac{\mathtt{n}[\mathtt{i}]}{\Delta\mathtt{y}[\mathtt{i}] \sum_{\mathtt{j}} \mathtt{n}[\mathtt{j}]} = \frac{\mathtt{n}[\mathtt{i}]}{\mathtt{y}[\mathtt{i}]\,(10^{1/2\mathtt{B}} - 10^{-1/2\mathtt{B}}) \sum_{\mathtt{j}} \mathtt{n}[\mathtt{j}]} \tag{2.2}$$

und die diskretisierte Dosisverteilung

$$\mathtt{d}[\mathtt{i}] = \frac{\mathtt{n}[\mathtt{i}]\,\mathtt{y}[\mathtt{i}]}{\Delta\mathtt{y}[\mathtt{i}] \sum_{\mathtt{j}} \mathtt{n}[\mathtt{j}]\,\mathtt{y}[\mathtt{j}]} = \frac{\mathtt{n}[\mathtt{i}]}{(10^{1/2\mathtt{B}} - 10^{-1/2\mathtt{B}}) \sum_{\mathtt{j}} \mathtt{n}[\mathtt{j}]\,\mathtt{y}[\mathtt{j}]} \tag{2.3}$$

berechnet [34, Appendix B]. Der Faktor $\Delta\mathtt{y}[\mathtt{i}] = \mathtt{y}[\mathtt{i}]\,(10^{1/2\mathtt{B}} - 10^{-1/2\mathtt{B}})$ stellt die Breite des Bins $\mathtt{i}$ dar (vgl. Gl. 2.1). Die Wahrscheinlichkeitsverteilungen dienen zur Berechnung der frequenzgemittelten linealen Energie (vgl. Gl. 1.20)

$$\mathtt{y}_\mathtt{f} = \sum_{\mathtt{i}} \mathtt{y}[\mathtt{i}]\,\mathtt{f}[\mathtt{i}]\,\Delta\mathtt{y}[\mathtt{i}] = (10^{1/2\mathtt{B}} - 10^{-1/2\mathtt{B}}) \sum_{\mathtt{i}} (\mathtt{y}[\mathtt{i}])^2\,\mathtt{f}[\mathtt{i}], \tag{2.4}$$

der dosisgemittelten linealen Energie (vgl. Gl. 1.21)

$$\mathtt{y_d} = \sum_{\mathtt{i}} \mathtt{y[i]}\,\mathtt{d[i]}\,\Delta\mathtt{y[i]} = (10^{1/2B} - 10^{-1/2B}) \sum_{\mathtt{i}} (\mathtt{y[i]})^2\,\mathtt{d[i]} \tag{2.5}$$

und des effektiven Qualitätsfaktors (vgl. Gl. 1.28)

$$\bar{\mathtt{Q}} = \sum_{\mathtt{i}} Q(\mathtt{y[i]})\,\mathtt{d[i]}\,\Delta\mathtt{y[i]} = (10^{1/2B} - 10^{-1/2B}) \sum_{\mathtt{i}} Q(\mathtt{y[i]})\,\mathtt{d[i]}\,\mathtt{y[i]} \tag{2.6}$$

Der Meßwert $M_D = \mathtt{D}$ der Energiedosis ist

$$M_D = \mathtt{D} = \mathtt{c_D} \sum_{\mathtt{i}} \mathtt{n[i]}\,\mathtt{y[i]}, \tag{2.7}$$

mit dem Dosiskalibrierfaktor $\mathtt{c_D}$, der Meßwert $M_H = \mathtt{H}$ der Äquivalentdosis ist

$$M_H = \mathtt{H} = \bar{\mathtt{Q}}\,\mathtt{D}. \tag{2.8}$$

Die skizzierten Berechnungen wurden in einem „Pascal“-Programm zusammengefaßt, das mit einer einfachen aber komfortablen Benutzerschnittstelle die Bestimmung und Veränderung aller erforderlichen Eingabeparameter zuläßt.

Für die Bearbeitung größerer Mengen von Meßdaten wurde ein zweites Programm geschrieben, das im „Batch“-Betrieb arbeitet. Alle für die Auswertung der Messungen relevanten oder zur Dokumentation wichtigen Parameter des Detektors (Form und Abmessungen des Gasvolumens, molare Masse und Druck des Gases, Energie- und Dosiskalibrierung, ...), der Auswerteelektronik (Vorverstärker, Verstärkung der Hauptverstärker, Anzahl und Größe der ADCs, ...) und der Meßbedingungen (Art und Energie des Strahlungsfeldes, Orientierung des Detektors, Dosisreferenzwerte, ...) werden aus einfach editierbaren Klartext-Dateien gelesen, ebenso alle Anweisungen für die Verarbeitung der Daten (Dateinamen, Art der Darstellung, ...). Da diese Dateien beliebig oft gelesen und verändert werden können, ist es möglich mit geringem Zeitaufwand aber vollständig dokumentiert Parameter zu verändern und Eingabefehler zu korrigieren. Wegen ihrer größeren Mächtigkeit und zugunsten uneingeschränkter Portabilität und einer laufzeitoptimierten Kompilierung wurde die Programmiersprache „C“ verwendet (weitestgehend entsprechend dem ANSI-Standard).

Kapitel 3

Test und Kalibrierung

In Abschnitt 1.4.4 wurde die Bedeutung der Gasverstärkung für den Proportionalzähler und ihre Empfindlichkeit gegenüber Verschmutzungen des Zählgases beschrieben. Wenn herkömmliche TEPCs aus praktischen Gründen geschlossen betrieben werden, wird ihre Gasverstärkung regelmäßig kontrolliert, bzw. der Detektor kalibriert. Die am weitesten verbreitete Methode zur Kalibrierung eines TEPC ist die interne α-Quelle.[67] Sie ist im Vakuumgehäuse des Detektors fest installiert und wird von einem mechanischen Verschluß „an- und ausgeschaltet“. Dieser Verschluss wird von außen meist durch Lageänderung des Detektors gesteuert. Die Strahlung wird durch einen Kollimator auf einen engen Kegel begrenzt, dessen Achse durch den Mittelpunkt bzw. die Zylinderachse des Detektors geht. Damit ist die Weglänge l bestimmt zu $l = d$. Energie und LET der α-Teilchen sind bekannt, und da α-Teilchen dicht ionisieren, sind die statistischen Fluktuationen der im Zählergas deponierten Energie gering. Es resultiert eine scharfe Linie bekannter deponierter Energie ε. Als α-Quellen finden vor allem ^{244}Cm und ^{241}Am Verwendung (α-Energie bei 5.5 MeV bzw. 5.8 MeV).[67]

Das beschriebene Verfahren stellt eine einfache, robuste und innerhalb weniger Prozente genaue Methode dar. Der Nachteil der Existenz einer Strahlungsquelle wiegt bei gewöhnlichen Anwendungen nicht schwer, da Quellen sehr geringer Aktivität zum Einsatz kommen und die α-Strahlung durch das Vakuumgehäuse des Detektors vollständig abgeschirmt wird. Wenn das Tochternuklid des α-Zerfalls in einem angeregten oder instabilen Zustand entsteht, emittiert es γ- bzw. β-Strahlung, die das Gehäuse des Detektors durchdringt. Die dadurch in unmittelbarer Nähe des Detektors hervorgerufene sehr geringe Dosisleistung wird in Kauf genommen, da selbst die ausführenden Wissenschaftler ihr kaum langfristig ausgesetzt sind. Diese – wenn auch sehr kleine – Dosisleistung wird anders bewertet, wenn der Detektor in einem Personendosimeter zum Einsatz kommt, das bis zu mehrere tausend Stunden pro Jahr am Körper getragen wird.

Gegen die Verwendung einer internen α-Quelle zur Kalibrierung des Vielelement-TEPC des SBI sprechen aber auch gewichtige konstruktive und meß-

technische Gründe. Konstruktiv wäre eine einfache, robuste und zuverlässige Verschluß-Konstruktion in der erforderlichen Miniaturisierung schwer realisierbar. Meßtechnisch wäre diese Methode höchst unbefriedigend, da sie nur einen kleinen Teilbereich eines einzelnen Zylinders beträfe und damit streng genommen keine Aussage über den Detektor als Ganzes zuließe. Andererseits stellen der Aufbau des Detektors aus vielen einzelnen Zylindern und die vergleichsweise geringen linearen Abmessungen von vornherein höhere Anforderungen an Fertigungstoleranzen als die herkömmliche Konstruktion des sphärischen oder zylindrischen Einzeldetektors. Obwohl zu erwarten ist (s. Abschnitt 2.1.3), daß diese erhöhten Anforderungen erfüllt werden können, ist eine experimentelle Überprüfung notwendig.

3.1 Kalibrierung mit ^{37}Ar

3.1.1 Prinzip

Durch Beimischung eines radioaktiven Gases zum Zählgas des Detektors ist eine Kalibrierung möglich, die sich auf das gesamte sensitive Volumen des Detektors bezieht. Ein geeignetes Gas ist ^{37}Ar [26, 72, 62, 3], das überwiegend durch K-Einfang und mit einer Halbwertszeit von 35 Tagen in ^{37}Cl zerfällt. Nach dem K-Einfang wird ein Auger-Elektron mit einer Energie von 2.38 keV (KLL), 2.6 keV (KLM) oder 2.8 keV (KMM) emittiert.[53] Da seine Reichweite in Gewebe ca. 0.2 µm beträgt, deponiert es in einem Detektor, der eine mittlere Weglänge $\bar{l} = 1\,\mu\text{m}$ simuliert, mit großer Wahrscheinlichkeit seine gesamte Energie im Detektorgas. Nach einem KLL- oder KLM-Auger-Elektron werden zwei bzw. ein 200 eV Röntgenphoton emittiert, dessen mittlere Reichweite ca. 1 µm beträgt, und das deshalb mit einiger Wahrscheinlichkeit den Detektor verläßt und deshalb nicht registriert wird.

Mit den Auger-Prozessen konkurriert die Emission eines Röntgenphotons mit 2.6 keV (Kα) bzw. 2.8 keV (Kβ), dessen mittlere Reichweite in Gewebe allerdings mit 50 µm so groß ist, daß seine Energiedeposition im Detektor vernachlässigt werden kann.

Neben dem K-Einfang ist mit geringerer Häufigkeit auch der L-Einfang möglich. Dabei wird überwiegend ein Auger-Elektron (LMM) mit 193 keV emittiert. Insgesamt entstehen im Spektrum zwei „Linien“ (s. Abb. 3.1). Im Falle des betrachteten Detektors mit dem simulierten Durchmesser 1 µm liegen sie bei 2.56 keV (Auger-Elektronen mit Röntgenphotonen aus K-Einfang) bzw. 193 eV (dominiert durch Auger-Elektronen nach L-Einfang).

3.1.2 Herstellung von ^{37}Ar

Die praktikabelste Methode zur Herstellung von ^{37}Ar ist die Bestrahlung von Argon in seiner natürlichen Zusammensetzung (0.337 % ^{36}Ar, 0.063 %

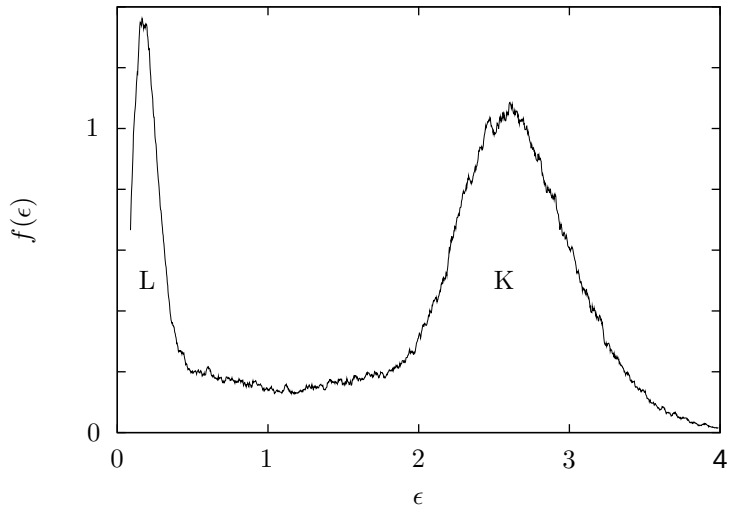

Abbildung 3.1: *Mikrodosimetrisches ^{37}Ar-Spektrum in einem Zylinder von 1 µm Durchmesser und 20 µm Länge. Die beiden Linien bei 2.56 keV und 193 eV werden überwiegend von Auger-Elektronen aus K-Einfang bzw. L-Einfang erzeugt. (Aus [3].)*

^{38}Ar und 99.6 % ^{40}Ar) mit thermischen Neutronen aus einem Kernreaktor. Dabei laufen die Neutroneneinfangreaktionen ^{36}Ar(n,γ)^{37}Ar, ^{38}Ar(n,γ)^{39}Ar und ^{40}Ar(n,γ)^{41}Ar ab. ^{41}Ar kann sich wegen seiner kurzen Halbwertszeit von 1.83 h trotz der großen Häufigkeit von ^{40}Ar nicht nennenswert anreichern. ^{39}Ar spielt keine Rolle, da die Häufigkeit von ^{38}Ar sehr gering ist, und da es wegen seiner langen Halbwertszeit $T_{1/2}(^{39}\mathrm{Ar}) = 269\,\mathrm{a}$ nur eine geringe spezifische Aktivität aufweist. Bereits wenige Tage nach der Bestrahlung ist deshalb fast nur noch die Aktivität des ^{37}Ar nachweisbar.

Zur Bestrahlung wird Argon der Qualität „5.0“ (Reinheit $\geq$ 99.999 %) oder besser in eine Quarzglas-Ampulle eingeschmolzen (z. B. ca. 5 cm^3 bei ca. 800 mbar). Nach Bestrahlung mit einem Neutronenfluß der Größenordnung $10^{19}\,\mathrm{cm}^{-2}$ klingt die Ampulle einige Tage ab. Dabei zerfallen neben dem ^{41}Ar vor allem einige Spurenelemente, die im Quarz enthalten sind, und aufgrund ihrer teilweise sehr großen Wirkungsquerschnitte anfangs sehr hohe Aktivitäten erzeugen. Danach wird die Ampulle gereinigt (verdünnte Salzsäure, destilliertes Wasser und Aceton) und in ein gasdichtes Gefäß eingebaut.

3.1.3 Durchführung der Kalibrierung

Das die Ampulle enthaltende Gefäß liegt in der in Abb. 2.7 (S. 57) dargestellten Apparatur im Vorlauf des Detektors zwischen der TE-Gasflasche und der Gasflußregelung. Das Gefäß wird einige Zeit evakuiert und mit gewebeäqui-

valentem Gas gespült um Luft und Wasser zu entfernen bzw. an Oberflächen adsorbierte Moleküle zu verdrängen (vgl. Abschn. 2.4). Vor dem Öffnen der Ampulle wird das Gefäß mit zwei faltenbalggedichteten Ventilen sowohl zur Gasflasche als auch zur Druckregelung hin abgeschlossen.

Das Gefäß weist eine Einrichtung auf, mittels derer von außen gesteuert die eingebaute Ampulle gebrochen werden kann. Anfangs wurde ein entlang eines Rohres über eine Strecke von ca. 20 cm beweglicher Bolzen verwendet, der beim Aufprall auf die Wandung der Ampulle diese zerbrechen soll, der sich allerdings nicht bewährte. Deshalb wird seither eine durch einen Metall-Faltenbalg hermetisch gedichtete Kraftübertragungseinrichtung verwendet, mittels derer ein Metalldorn auf die fest eingespannte Ampulle gedrückt wird.

Nach dem Brechen der Ampulle wird mit TE-Gas aus der Druckgasflasche der Druck im Gefäß bis auf ca. 1 bar erhöht. Bei den gewählten Drücken und Volumina resultiert ein Ar-Anteil im TE-Gas von ca. 1 % oder weniger, der einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Gasverstärkung hat.

Mit dem so hergestellten Gemisch aus TE-Gas und einem kleinen Volumenanteil Ar wird nun der Detektor gefüllt. Anschließend fließt das Gemisch mit konstantem Druck und Fluß sowie konstantem Ar-Anteil durch den Detektor. Abhängig vom gewählten Gasfluß und dem Volumen des Detektors reicht das hergestellte Gasvolumen für einige Stunden. Ist der Detektor hinreichend stabil, d. h. sauber und leckfrei, so kann er nach dem Füllen mit dem Gas auch abgeschlossen werden.

Abbildung 3.2 zeigt ein Spektrum von ^{37}Ar in dem Detektor tepc24.3. An das Maximum wurde im Intervall $y = 0.9{\cdot}2.56\,\mathrm{keV\mu m^{-1}} \ldots 2.56\,\mathrm{keV\mu m^{-1}}/0.9$ eine Gaußfunktion ($f(ln(y)) = c/\exp(b{*}(ln(y){-}ln(a))^2)$) gefittet. Die durchgezogene Linie in Fig. 3.2 zeigt diese Gaußfunktion.

3.1.4 Ergebnis

Für einen einzelnen Zylinder mit perfekt zentrischer Anode wird die Linienbreite primär durch Fluktuationen der Anzahl der primär erzeugten Ionenpaare und der Gasverstärkung erzeugt. Die Geometrie des Gasvolumens bzw. die daraus resultierende Weglängenverteilung (s. Abschnitt 2.1.1) spielt hier wegen der geringen Reichweite der Auger-Elektronen eine untergeordnete Rolle. Eine genauere Analyse des mit dem Detektor mit einem einzelnen Zylinder gemessenen ^{37}Ar-Spektrums zeigt, daß die Breite der Verteilung der Ereignisse sehr nahe an der theoretischen Untergrenze liegt, die im Wesentlichen aus statistischen Schwankungen der Gasverstärkung resultiert.[3] Dies bedeutet insbesondere, daß der Einfluss der Enden der Detektorelemente auf die Gasverstärkung vernachläßigbar ist (vgl. Abschnitt 2.1.2).

Durch die Exzentrizität eines Anodendrahtes verändert sich die Gasverstärkung und wird abhängig vom Ort der primären Ionisation (s. Abschnitt 2.1.3). Eine zusätzliche Verbreiterung der Linie im Spektrum des tepc144.2

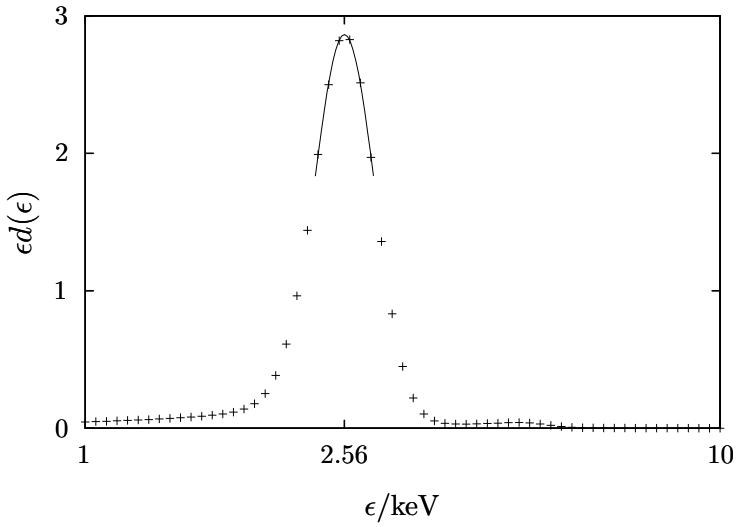

Abbildung 3.2: *Mikrodosimetrisches ^{37}Ar-Spektrum im Detektor tepc 24.3. Die Linie am Maximum kennzeichnet das ϵ-Intervall, in dem das Maximum gefittet wurde.*

gegenüber der des TEPC mit einem Zylinder könnte deshalb aus Exzentrizitäten der Anodendrähte sowie der Verteilung der Exzentrizitäten folgen.

In Abbildung 3.3 ist das mikrodosimetrische ^{37}Ar-Spektren eines Detektors mit 144 Zylindern (tepc144.1) dargestellt. Die Breite der Linie bei 2.56 keV ist bei Parallelschaltung einer großen Anzahl von Detektorelementen nicht erkennbar vergrößert. Offensichtlich bewirken Exzentrizitäten der Anoden keine sichtbare Verbreiterung der dargestellten Linie des ^{37}Ar-Spektrums des Detektors mit 144 Zylindern. Damit ist gezeigt, daß es möglich ist, TEPCs der in dieser Arbeit beschriebenen Konstruktion und Dimensionierung mit der erforderlichen mechanischen bzw. geometrischen Präzision herzustellen.

3.2 Langzeitstabilität der Gasverstärkung

Der erste Prototyp eines kompakten TEPCs für den Einsatz in einem Personendosimeter, „tepc24.3“ wurde nach dem Zusammenbau und ca. zweiwöchigem Spülen mit TE-Gas sieben Monate mit der selben Gasfüllung betrieben. In dieser Zeit wurden wiederholt mikrodosimetrische Spektren einer ^{137}Cs-Quelle aufgenommen. An die Flanke jedes Spektrums wurde im Intervall $4\,\mathrm{keV\mu m^{-1}} \leq y \leq 30\,\mathrm{keV\mu m^{-1}}$ die Funktion $f(x) = c/((x/a)^b + 1)$ gefittet. In Abb. 3.4 ist der Parameter a ($f(a) = c/2$) als Funktion des Zeitpunktes der Erfassung des Spektrums dargestellt.

Es ist erkennbar, daß in dem betrachteten Zeitraum die Gasverstärkung

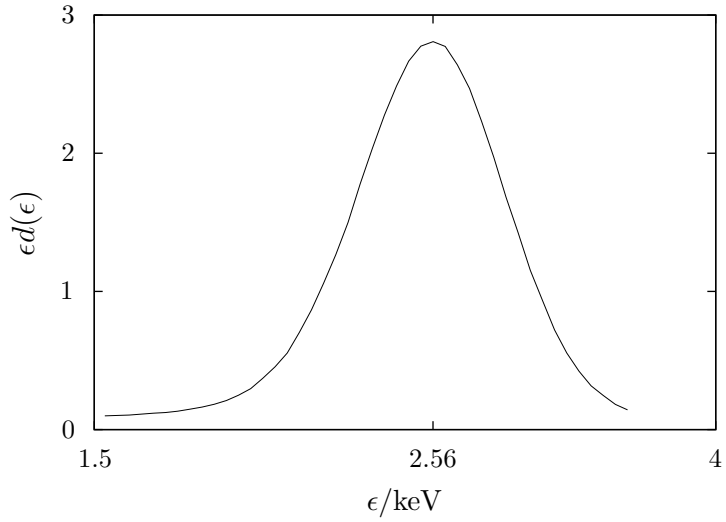

Abbildung 3.3: Mikrodosimetrisches ^{37}Ar-Spektrum im Detektor tepc144.1.

innerhalb von ca. $\pm$ 5 % stabil ist. Dieses Ergebnis ist vor allem in Bezug auf den Einsatz in einem Personendosimeter zu bewerten. Ein möglichst langer Betrieb des Detektors ohne Austausch des TE-Gases verringert die Betriebskosten des Geräts. Aufgrund der dargestellten Messung ist zu erwarten, daß das Zeitintervall, innerhalb dessen ein Detektor ohne Gasaustausch und ohne eine Überprüfung oder Korrektur der Energiekalibrierung betrieben werden kann, mindestens sechs oder zwölf Monate betragen wird. Für die Festlegung dieses Zeitintervalls sind jedoch noch ausgedehntere Meßreihen an mehreren Detektoren oder besser noch an kompletten Personendosimetern erforderlich.

Darüber hinaus sind in der Herstellung des TEPC noch einige Verbesserungen und Vereinfachungen möglich. Neben konstruktiven Maßnahmen sind auch Maßnahmen denkbar, die sich auf die Herstellung beziehen. Beispielsweise könnte die Stabilität der Gasverstärkung noch weiter verbessert werden, indem die Einzelteile des Detektors nach ihrer Herstellung und insbesondere während des Zusammenbaus nur noch einem Schutzgas oder dem gewebeäquivalenten Zählergas ausgesetzt werden. Dazu müsste der Zusammenbau in einer geschlossenen „glove box“ erfolgen. Die Reinigung des fertigen Detektors durch wiederholten Gaswechsel wäre dann überflüssig oder könnte zumindest wesentlich schneller erfolgen.

3.3 Hintergrund und Nulleffekt

Ein sehr wichtiges Kriterium für die Verwendbarkeit eines Detektors im Strahlenschutz ist die Genauigkeit bei der Messung kleiner Dosen und Dosisleistungen. Während Messungen kleiner Dosen primär durch den Einfluß

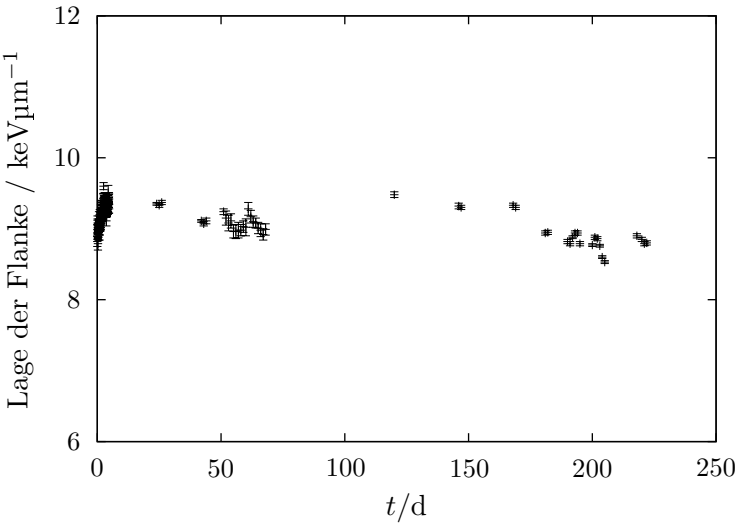

Abbildung 3.4: *Langzeitstabilität der Gasverstärkung. Nach dem Füllen und Schließen des Detektors tepc24.3 zum Zeitpunkt $t = 0$ wurden innerhalb der folgenden 222 Tage wiederholt mikrodosimetrische Spektren einer ^{137}Cs-Quelle aufgenommen. Dargestellt ist die Position der fallenden Flanke des mikrodosimetrischen ^{137}Cs-Spektrums als Funktion der Zeit.*

stochastischer Fluktuationen von Anzahl und Größe der Ionisationsereignisse im Detektor betroffen sind, konkurrieren kleine Dosisleistungen mit dem vom Detektor gemessenen natürlichen Strahlungshintergrund und mit einem durch den Detektor oder die auswertende Elektronik produzierten Dosis-„Nulleffekt“. Um beide Einflüsse zu unterscheiden wurden zwei Gruppen von Messungen durchgeführt.

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Messungen ohne künstliches Strahlungsfeld zeigen die von der natürlichen Umgebungsstrahlung hervorgerufene zusammen mit der durch Detektor und Elektronik vorgespiegelten Dosisleistung. Aufgrund der zumindest bei kurzen Messungen (Stunden) äußerst geringen akkumulierten Dosis sind hier jedoch zwangsläufig gleichzeitig erhebliche stochastische Flukuationen sichtbar.

Im nächsten Abschnitt werden Messungen bei sehr kleinen akkumulierten Dosen in sehr kurzen Zeitspannen, d. h. bei relativ hoher Dosisleistung beschrieben. Die Ergebnisse dieser Messungen werden fast nur durch stochastische Fluktuationen beeinflußt, da die in diesen kurzen Zeitspannen akkumulierte Dosis aus natürlicher Umgebungsstrahlung vernachlässigbar ist.

Ein mikrodosimetrisches Spektrum des innerhalb von 121 Stunden akkumulierten „Hintergrunds“ ist in Abb. 3.5 dargestellt. Bei kleinen linealen Energien ist zwischen ca. 2 keVμm^{-1} und ca. 4 keVμm^{-1} eine Schulter zu erkennen, die Photonen zuzuordnen ist. Bei noch niedrigeren linealen Energien

dominiert das Rauschen der Elektronik, insbesondere des Vorverstärkers.

Bei linealen Energien zwischen ca. $30\,\mathrm{keV\mu m^{-1}}$ und $100\,\mathrm{keV\mu m^{-1}}$ weist das Spektrum ein Maximum auf, das durch die bekannte Zusammensetzung der Hintergrundstrahlung nicht erklärbar ist. Aus privater Kommunikation ist bekannt, daß dieses Maximum in den Hintergrundspektren von TEPCs regelmäßig auftritt, und zwar auch bei Messungen mit stark reduzierter Hintergrundstrahlung. Eine plausible Erklärung ist, daß es von α-Teilchen aus dem Zerfall von ^{238}U oder von weiteren Nukliden aus der Zerfallskette von ^{238}U im Detektor erzeugt wird. ^{238}U gelangt als Verunreinigung des im A 150 enthaltenen ungebundenen Kohlenstoffs (Graphit) in den Detektor.

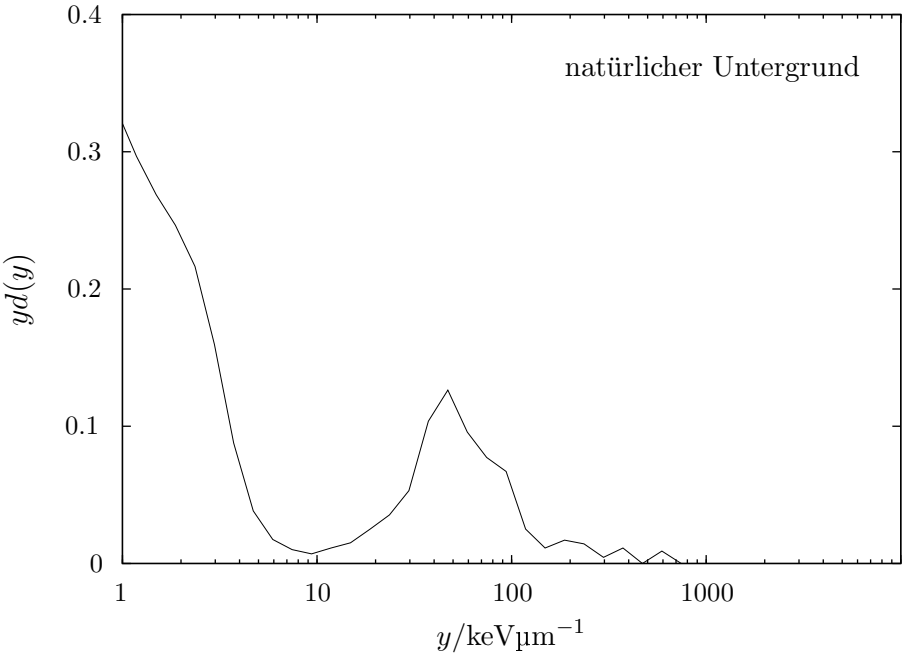

Abbildung 3.5: *Mikrodosimetrisches Spektrum des natürlichen Untergrunds.*

In Abb. 3.6 sind die Verteilungen der in 121 Intervallen von je einer Stunde erfassten Meßwerte M_D der Dosis D und M_H der Äquivalentdosis H in Histogrammen dargestellt. Die Mittelwerte liegen bei $\langle M_D\rangle = 19\,\mathrm{nGy}$ und $\langle M_H\rangle = 62\,\mathrm{nSv}$, die Standardabweichungen bei $\sigma(M_D) = 2\,\mathrm{nGy}$ und $\sigma(M_H) = 28\,\mathrm{nSv}$. Der konventionell wahre Wert der Hintergrund-Dosisleistung liegt am Ort der Messung in der Größenordnung von $60\,\mathrm{nSvh^{-1}}$ bis $70\,\mathrm{nSvh^{-1}}$. Wenn man die durch α-Teilchen aus der Zerfallskette von ^{238}U erzeugte Dosisleistung berücksichtigt, liegt die gemessene Dosisleistung eher zu niedrig. Einer Erfassung niedriger Dosisleistungen steht eine derart niedrige Hintergrund-Dosisleistung jedenfalls nicht im Wege.

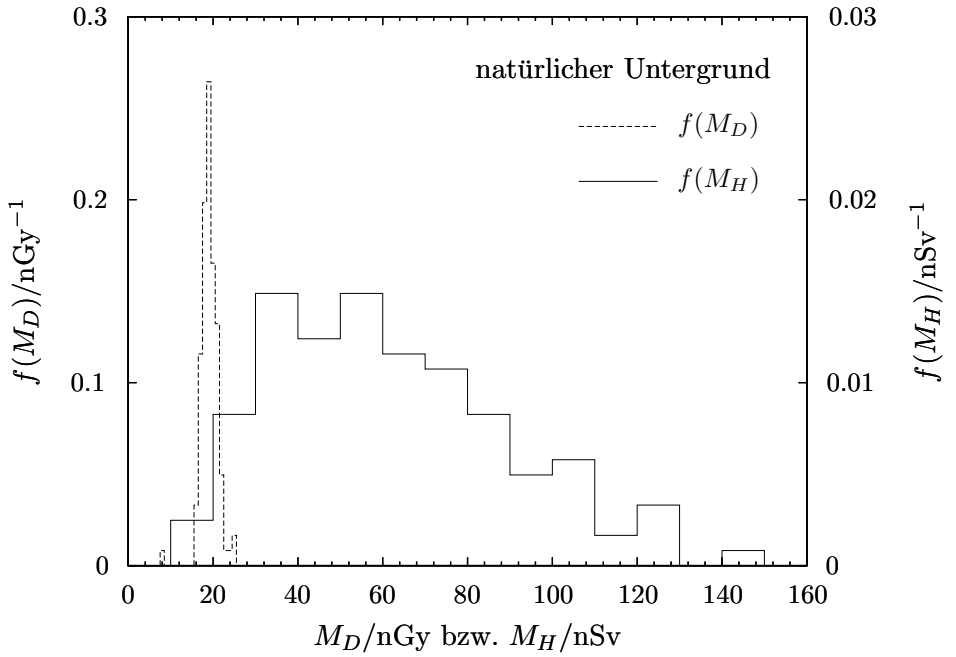

Abbildung 3.6: *Verteilungen $f(M_D)$ und $f(M_H)$ der Meßwerte M_D der Dosis und M_H der Äquivalentdosis bei 121 jeweils einstündigen Messungen des natürlichen Untergrunds.*

3.4 Kleine Dosen

Der Einfluß stochastischer Fluktuationen auf die Messung kleiner Dosen wurde in mehreren Meßreihen untersucht. Im Neutronenfeld einer ^{241}Am-Be(α,n)-Quelle mit Bleimantel (zur Verringerung des Photonenanteils) wurden 1000 Messungen[1] mit einem Detektor mit 24 Elementen (tepc24.2) durchgeführt. Der konventionell wahre Wert der Äquivalentdosis betrug für jede der Messungen $H_\mathrm{p}(10,\alpha) = 1.0\,\mu\mathrm{Sv}$. Abb. 3.7 zeigt die Wahrscheinlichkeitsdichte $f(M_H/H_\mathrm{p}(10,\alpha))$, $f(M_D/K)$ und die Verteilungsfunktionen $F(M_H/H_\mathrm{p}(10,\alpha))$, $F(M_D/K)$ der Meßwerte M_H der Personen-Äquivalentdosis und M_D der Energie-Dosis jeweils im Verhältnis zu ihrem konventionell wahren Wert. Als konventionell wahre Werte wurden von der GSF aus den Bestrahlungsbedingungen berechnete Werte der Personen-Äquivalentdosis $H_\mathrm{p}(10,\alpha)$ bzw. der Kerma K verwendet. Der Meßwert M_H der Personen-Äquivalentdosis wurde – wie auch sonst immer in dieser Arbeit – mit dem Qualitätsfaktor $Q(L)$ nach ICRP 60 und der Näherung $y \approx L$ aus den Spektren berechnet (s. Abschnitt 2.5.2 ab S. 61, Gl. 2.6, Gl. 2.8). Wiederum ist die Dosisleistung mit $\dot{H} = 15\,\mu\mathrm{Svh}^{-1}$ wesentlich größer als die des natürlichen Strahlungshintergrunds und dessen Einfluß somit vernachlässigbar.

[1] Die (unnötig) große Zahl ergab sich aus den Meßbedingungen.

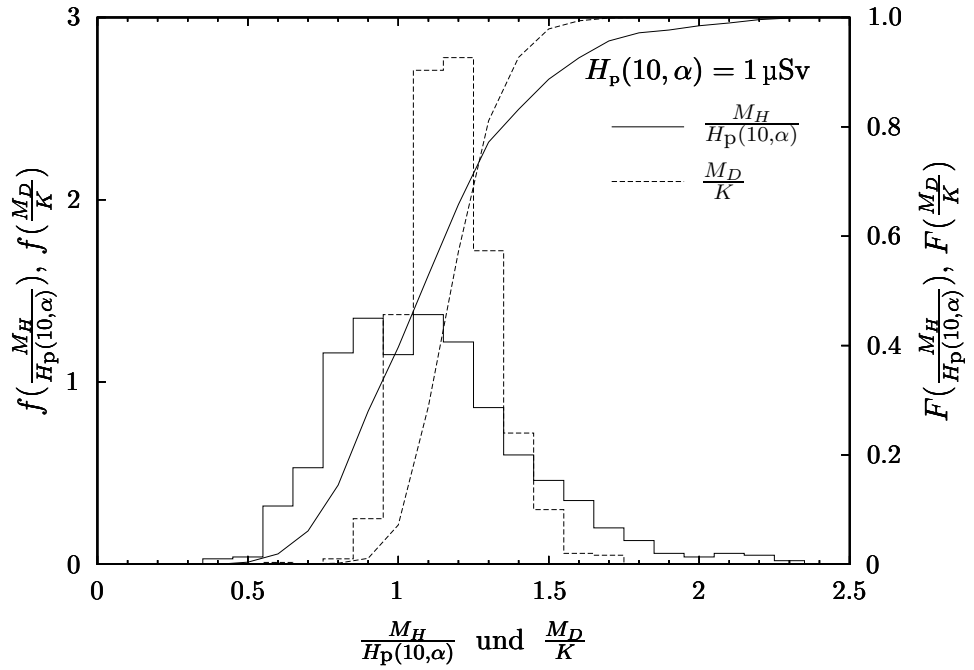

Abbildung 3.7: *Wahrscheinlichkeitsdichten $f(M_H/H_p(10,\alpha))$ und $f(M_D/K)$ und Verteilungsfunktionen $F(M_H/H_p(10,\alpha))$ und $F(M_D/K)$ des Verhältnisses $M_H/H_p(10,\alpha)$ des Äquivalentdosis-Meßwerts M_H zu seinem konventionell wahren Wert $H_p(10,\alpha)$ und des Verhältnisses M_D/K des Energiedosis-Meßwerts M_D zu seinem konventionell wahren Wert K bei 1000 Messungen im Neutronenfeld einer ^{241}Am-Be(α,n)-Quelle.*

Für die Verteilung von $R_H = M_H/H_p(10,\alpha)$ beträgt die Standardabweichung $\sigma(M_H) = 0.31$, während sie für die Verteilung von $R_D = M_D/K$ nur $\sigma(MD) = 0.14$ beträgt. Berechnet man die Meßwerte M_H der Personen-Äquivalentdosis mit dem Qualitätsfaktor $Q(L)$ nach ICRP 26, so beträgt die Standardabweichung der Verteilung von R_H $\sigma(M_H) = 0.25$. Dies rührt daher, daß der Qualitätsfaktor $Q(L)$ nach ICRP 60 (s. Abb. 1.2) im Vergleich zu dem nach ICRP 26 ein ausgeprägteres, scharfes Maximum aufweist. Fluktuationen im Bereich um dieses Maximum wirken sich stark auf den berechneten Meßwert der Personen-Äquivalentdosis aus.

Eine weitere Meßreihe wurde mit einem weiteren Detektor mit 24 Elementen (tepc24.3) durchgeführt. An der PTB wurde im Feld einer unmoderierten ^{252}Cf-Quelle eine Serie von zehn Messungen mit einer konventionell wahren Äquivalentdosis von je $H_p(10,\alpha) = 10\,\mu Sv$ durchgeführt. Wegen der Dosisleistung von $\dot{H}$ =1.47 mSvh^{-1} ist der Einfluß des natürlichen Strahlungshintergrunds auf diese Messungen wiederum vernachlässigbar gering. Für die Verhältnisse $R_H = M_H/H_p(10,\alpha)$ und $R_D = M_D/K$ betragen die Standardabweichungen $\sigma(R_H) = 0.10$ und $\sigma(R_D) = 0.066$.

Kapitel 4

Messungen in Neutronenfeldern

Wie bereits erwähnt, sind Neutronenfelder und gemischte Strahlenfelder mit Neutronenanteil die wichtigsten potentiellen Einsatzgebiete des hier beschriebenen TEPCs. Einerseits eignen sich TEPCs als mikrodosimetrische Detektoren prinzipbedingt für fast alle Arten von ionisierender Strahlung und damit insbesondere auch für Neutronen. Andererseits besteht gerade bei der Dosimetrie von Neutronenfeldern ein Bedarf an aktiven Personendosimetern, die noch nicht verfügbar sind.

Wichtigstes Ziel der nachfolgend beschriebenen Messungen war eine Bestimmung der Abhängigkeit des Ansprechvermögens des Detektors von der Energie und der relativen Richtung der eingestrahlten Neutronen. Diese wird in Abschnitt 4.2 dargestellt. Davor werden jedoch in Abschnitt 4.1 die mikrodosimetrischen Spektren gezeigt, aus denen die Dosismeßwerte berechnet wurden.

Alle nachfolgend beschriebenen Messungen in Neutronenfeldern wurden im Rahmen von gemeinsamen Meßkampagnen der Kooperationspartner des CEC-Vertrages „ANDO“ durchgeführt. Diese Bedingungen ermöglichten Messungen in einer relativ großen Anzahl verschiedener Neutronenfelder, ließen aber für die einzelne Gruppe nur knapp bemessene „Strahlzeiten“ zu. Bei einigen Messungen ist die „Statistik“ deshalb vergleichsweise schlecht. Vordringliches Ziel war aber nicht die Bestimmung möglichst exakter mikrodosimetrischer Spektren, da diese mit Rossi-Countern der klassischen Bauart besser gewonnen werden können und auch in allen Feldern schon wurden. Ziel war vielmehr eine erste, möglichst breit angelegte Charakterisierung der neuen TEPCs für ein Personendosimeter bzw. ein Ortsdosimeter. Entsprechend wurden nach Möglichkeit Messungen bei verschiedenen Einfallswinkeln des Strahlungsfeldes relativ zum Detektor auch dann durchgeführt, wenn dies zu Lasten der Statistik des einzelnen Spektrums ging.

Die Meßgröße eines Personendosimeters ist die Äquivalentdosis. Entsprechend liegt das Augenmerk auf dem Meßwert M_H der Äquivalentdosis bzw.

seinem Verhältnis R zum konventionell wahren Wert H der Äquivalentdosis,

$$R = \frac{M_H}{H}. \tag{4.1}$$

Die Anzahl der Ereignisse in jedem einzelnen Kanal eines ADCs und in jedem „Bin“ der diskreten mikrodosimetrischen Spektren ist statistischen Fluktuationen unterworfen, die relativ umso größer sind, je geringer die akkumulierte Dosis ist. Da der Meßwert M_H durch eine einfache gewichtete Integration bzw. Summation des mikrodosimetrischen Spektrums gewonnen wird (s. Gleichungen 2.7, 2.8), wirken sich die Fluktuationen der Anzahlen der Ereignisse in den einzelnen „Bins“, wie sie in den mikrodosimetrischen Spektren deutlich sichtbar sind, nur schwach auf den Meßwert M_H aus.

Für den konventionell wahren Wert wurden im Fall des für eine Verwendung in einem Personendosimeter vorgesehenen 12- oder 24-elementigen TEPCs die Äquivalentdosis $H_\mathrm{p}(10,\alpha)$ und im Falle des für eine Verwendung in einem Ortsdosimeter vorgesehenen 144-elementigen TEPCs die Äquivalentdosis $H^*(10)$ verwendet. Die Werte von $H_\mathrm{p}(10,\alpha)$ und $H^*(10)$ wurden für alle Messungen von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig mit einer Unsicherheit von wenigen Prozent bestimmt.

An der PTB wurden Messungen in quasi-monoenergetischen Neutronenfeldern mit Neutronenenergien E_n zwischen 71 keV und 14.8 MeV sowie an verschiedenen ^{252}Cf-Neutronenquellen mit breiten Energiespektren durchgeführt. An der Université Catholique de Louvain (UCL) in Louvain-la-Neuve (Belgien) wurden Messungen in quasi-monoenergetischen Neutronenfeldern mit einer Neutronenenergie $E_\mathrm{n} = 61$ MeV durchgeführt und am Institut de Protection et de Sureté Nucléaire (IPSN) in Cadarache (Frankreich) an drei verschiedenen Neutronenquellen (SIGMA, CANEL I, CANEL II) mit thermischen Neutronen bzw. mit breiten, „realistischen“ Neutronen-Energiespektren.

SIGMA ist ein homogener Graphit-Würfel mit einer Kantenlänge von 150 cm, in dessen Inneren sechs AmBe-Quellen (^{241}Am-Be(α,n)) mit einer Gesamtaktivität von ca. $5.9 \cdot 10^{11}$ Bq (16 Ci) angeordnet sind. Das Spektrum der Neutronen umfaßt fast ausschließlich thermische Neutronen mit Neutronenenergien zwischen 10 meV und 100 meV.

Bei CANEL erzeugen beschleunigte Deuterium-Kerne in einem Tritium-Target Neutronen mit einer Energie von $E_\mathrm{n} = 14.6$ MeV. Diese schnellen Neutronen erzeugen in einem ^{238}U-Konverter Spalt-Neutronen, die wiederum in einer 10 cm dicken hemisphärischen Schicht Eisen moderiert werden. Die Eisen-Hemisphäre befindet sich an einem Ende eines Polyethylen-Rohres, dessen anderes Ende zu dem Meßplatz hin offen ist. CANEL wird in zwei verschiedenen Konfigurationen betrieben, nämlich mit (CANEL II) oder ohne (CANEL I) ein zusätzliches 10 cm dickes Wasserfilter zwischen dem Polyethylen-Rohr und dem Meßplatz.

Das Neutronen-Spektrum von CANEL umfasst ähnlich wie das Spektrum an einem Kernreaktor zwei ausgeprägte Maxima zwischen 10 meV und 100 meV und zwischen 0.1 MeV und 1 MeV. Während bei CANEL I der Neutronenfluß im niederenergetischen Maximum um ca. ein Größenordnung kleiner ist als im hochenergetischen Maximum, beträgt dieses Verhältnis bei CANEL II ca. vier Größenordnungen.

Tabelle 4.1 zeigt eine Übersicht aller Felder. Die an der PTB erzeugten Strahlungsfelder sind teilweise in [12] beschrieben.

$\bar{E}_\mathrm{n}$ / MeV	σ_E	Erzeugung	Betreiber
0.071	5.7	^{7}Li($p_{1.95\,\mathrm{MeV}}$,n)	PTB
0.144	5.3	^{7}Li($p_{1.95\,\mathrm{MeV}}$,n)	PTB
0.565	5.3	^{7}Li($p_{2.35\,\mathrm{MeV}}$,n)	PTB
1.2	4.4	^{3}T($p_{2.06\,\mathrm{MeV}}$,n)	PTB
2.5		^{3}T($p_{3.31\,\mathrm{MeV}}$,n)	PTB
5.0	4.2	^{2}D($d_{2.44\,\mathrm{MeV}}$,n)	PTB
14.8	4.2	^{3}T($d_{237\,\mathrm{keV}}$,n)	PTB
61.0		^{7}Li($p_{62.9\,\mathrm{MeV}}$,n)	UCL
$\langle\bar{E}_\mathrm{n}\rangle_\Phi$ / MeV	$\langle\bar{E}_\mathrm{n}\rangle_H$ / MeV	Erzeugung	Betreiber
2.13	2.4	^{252}Cf	PTB
0.59	2.2	^{252}Cf, D_2O-Mod.	PTB
0.55	2.2	^{252}Cf, D_2O-Mod., Cd-Filter	PTB
therm.		SIGMA	
		CANEL I	IPSN
		CANEL II	IPSN
	4.4	^{241}Am-Be(α,n)	GSF

Tabelle 4.1: *Neutronenfelder, in denen die dargestellten Messungen durchgeführt wurden.[25]*

Neben den Ergebnissen der als Prototypen für Personen- bzw. Ortsdosimeter im Mittelpunkt dieser Arbeit stehenden Detektoren tepc24.3 und tepc144.2 sind im Folgenden auch Spektren von Detektoren tepc12 (zwölf Elemente in einer Ebene), tepc24.2 (direkter Vorläufer von tepc24.3) und tepc144.1 (direkter Vorläufer von tepc144.2, jedoch alle Elemente parallel) dargestellt.

4.1 Mikrodosimetrische Spektren

Wie erwähnt wurden, wann immer es zeitlich möglich war, Spektren bei mehreren verschiedenen Orientierungen des Detektors relativ zum Neutronenfeld

erfasst. Im Folgenden sind für jedes Neutronenfeld jeweils alle verfügbaren Spektren in einem Diagramm dargestellt. In den Legenden wurde versucht durch einfache Symbole die Orientierung des Detektors relativ zum Feld einfach identifizierbar zu machen. Diese Symbole sind so zu verstehen, daß die Neutronen jeweils horizontal von links einfallen. In Klammern ist dahinter jeweils der Winkel zwischen den Detektorelementen bzw. deren Anoden und der Richtung des Strahlungsfeldes angegeben. Die durch die Anordnung und Ausrichtung der Anoden der einzelnen Detektorelemente einer Schicht definierte Ebene wird im Folgenden als Detektorebene bezeichnet.

(90°) Die Detektorebene ist senkrecht zur Einfallsrichtung der Neutronen angeordnet.

(90°) Die Normale der Detektorebene ist gegenüber der Einfallsrichtung um 30° gekippt, wobei die Anoden senkrecht zur Einfallsrichtung der Neutronen angeordnet sind.

(90°) Die Normale der Detektorebene ist gegenüber der Einfallsrichtung um 60° gekippt, wobei die Anoden senkrecht zur Einfallsrichtung der Neutronen angeordnet sind.

(90°) Die Normale der Detektorebene ist gegenüber der Einfallsrichtung um 90° gekippt, die Detektorebene liegt also parallel zur Einfallsrichtung. Die Anoden sind senkrecht zur Einfallsrichtung der Neutronen angeordnet.

(60°) Die Normale der Detektorebene ist gegenüber der Einfallsrichtung um 30° gekippt, wobei die Anoden unter einem Winkel von 60° zur Einfallsrichtung der Neutronen angeordnet sind.

(30°) Die Normale der Detektorebene ist gegenüber der Einfallsrichtung um 60° gekippt, wobei die Anoden unter einem Winkel von 30° zur Einfallsrichtung der Neutronen angeordnet sind.

(0°) Die Normale der Detektorebene ist gegenüber der Einfallsrichtung um 90° gekippt, die Detektorebene liegt also parallel zur Einfallsrichtung. Die Anoden sind parallel zur Einfallsrichtung der Neutronen angeordnet.

Der Detektor wird also um zwei zueinander senkrechte Achsen gekippt. Bei der Kippung um die eine Achse (, , ,) sind die Anoden der Detektorelemente immer senkrecht zur Richtung des Strahlungsfeldes angeordnet. Deshalb ändert sich im Wesentlichen nur die mittlere Dicke der Materialschicht vor den Detektorelementen („Aufbauschicht“) bzw. die Tiefe im „Gewebe“. Wie den Spektren in Abschnitt 4.1.3 zu entnehmen ist, hat eine

Kippung um die erste Achse jedoch tatsächlich keine erkennbare Veränderung der mikrodosimetrischen Spektren zur Folge.

Bei der Kippung um die zweite Achse (, , ,) ändern sich darüber hinaus der Winkel zwischen den Anoden und der Richtung des Strahlungsfeldes und damit die Weglängen der (primären und sekundären) ionisierenden Teilchen im Detektor. Den Spektren in den Abschnitten 4.1.2 und 4.1.3 ist deutlich zu entnehmen, daß ein streifender Einfall der primären Strahlung auf die Detektorelemente gegenüber einem senkrechten Einfall eine Verschiebung der Spektren (auf der logarithmischen y-Skala) zur Folge hat.

Bei einem Winkel von 30° zwischen dem Strahlungsfeld und den Detektorelementen ( ) verlängern sich die Wege ungestreuter Teilchen des primären Strahlungsfeldes näherungsweise um einen Faktor $1/\cos(60°) = 2$. Die Verschiebung der mikrodosimetrischen Spektren ist jedoch erkennbar deutlich geringer. Wenn die primären Teilchen parallel zu den Detektorelementen einfallen ( ), ist die Weglänge der ungestreuten primären Teilchen gleich der Länge 20 µm des simulierten Gewebezylinders und damit 20 mal so lange wie dessen Durchmesser. Die mikrodosimetrischen Spektren sind jedoch näherungsweise nur um einen Faktor zwei verschoben. Diese Beobachtungen sind völlig plausibel, da in den mikrodosimetrischen Spektren enthaltenen Ionisationsereignisse nicht direkt durch die Neutronen des primären Strahlungsfeldes sondern durch Teilchen des sekundären Strahlungsfeldes (s. Abschnitt 1.3.2, S. 32), d. h. vor allem Protonen und von diesen erzeugte δ-Elektronen, hervorgerufen werden. Deren Richtung ist aber mit der Richtung des primären Neutronenfeldes nur schwach korreliert.

Wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben wurde, weist der tepc144.2 zwei Gruppen von je 72 Detektorelementen in sechs Ebenen auf, deren Anoden in zwei zueinander senkrechten Richtungen ausgerichtet sind. Bei der nachfolgenden Darstellung der Meßergebnisse werden die verschiedenen Orientierungen des Detektors tepc144.2 durch die beiden Winkel identifiziert, welche die Anoden der Detektorelemente der beiden Gruppen zur Richtung des Strahlungfeldes einnehmen.

45°/45° In der Normal-Ausrichtung des Detektors sind alle Anoden horizontal, d. h. in einer gemeinsamen Ebene mit der Richtung des Strahlungsfeldes ausgerichtet, und die Anoden der Detektorelemente beider Gruppen nehmen jeweils einen Winkel von 45° zur Richtung des Strahlungsfeldes ein.

60°/30° Alle Anoden sind horizontal ausgerichtet, und die Anoden der Detektorelemente nehmen Winkel von 60° bzw. 30° zur Richtung des Strahlungsfeldes ein.

75°/15° Alle Anoden sind horizontal ausgerichtet, und die Anoden der Detektorelemente nehmen Winkel von 75° bzw. 15° zur Richtung des Strahlungsfeldes ein.

90°/0° Alle Anoden sind horizontal ausgerichtet, und die Anoden der Detektorelemente der einen Gruppe sind senkrecht zur Einfallsrichtung des Strahlungsfeldes angeordnet, die der anderen Gruppe parallel.

47°/47°, 52°/52°, 60°/60°, 69°/69°, 79°/79° Der Detektor ist bezogen auf die Normal-Ausrichtung um 15°, 30°, 45°, 60° bzw. 75° um eine horizontale Achse, die zur Einfallsrichtung des Strahlungsfeldes senkrecht steht, gekippt. Alle Anoden nehmen Winkel von 47°, 52°, 60°, 69° bzw. 79° zur Richtung des Strahlungsfeldes ein.

90°/90° Gegenüber der Normal-Ausrichtung ist der Detektor um 90° um die horizontale Achse, die zur Einfallsrichtung des Strahlungsfeldes senkrecht steht, gekippt. Die Anoden aller Detektorelemente sind senkrecht zur Einfallsrichtung des Strahlungsfeldes angeordnet.

Nach den oben beschriebenen Beobachtungen zur Verschiebung von Spektren bei streifendem Einfall der Strahlung auf die Detektorelemente ist zu erwarten, daß die Orientierung des tepc144.2 einen noch geringeren Einfluss auf die erfassten Spektren hat. Dies ist in den Abbildungen des Abschnitts 4.1.5 tatsächlich erkennbar.

Verschiedentlich wird bei Neutronendosimetern die Anzahl der Neutronenereignisse pro mSv oder pro µSv als Maß für die statistische Sicherheit der Meßergebnisse angegeben. Dies ist für einen mikrodosimetrischen Detektor nicht ohne weiteres möglich, da (fast) jedes einzelne zum Spektrum beitragende Ereignis durch jeden beliebigen Bestandteil des primären Strahlungsfeldes erzeugt worden sein kann. Man kann allerdings bestimmten y-Intervallen innerhalb eines mikrodosimetrischen Spektrums bestimmte Wechselwirkungsereignisse zuordnen. Beispielsweise stammen Ereignisse mit wenigen $\mathrm{keV\,\mu m^{-1}}$ überwiegend von Photonen.

In den Abbildungen der nachfolgenden Abschnitte ist neben den mikrodosimetrischen Spektren $yd(y)$ auch eine Größe S als Funktion von y dargestellt. $S(y)$ ist die Anzahl der Ereignisse mit einer linealen Energie $y' \geq y$. Am sehr steilen Verlauf von $S(y)$ ist zu erkennen, daß eine Angabe über die Anzahl der „Neutronenereignisse“ in einem Detektor sehr stark von der bis zu einem gewissen Grad willkürlichen Schwelle y_{th} abhängt, oberhalb derer man ein Ereignis einer Wechselwirkung eines Neutrons zuordnet. Zur Quantifizierung der statistischen Genauigkeit von Dosismeßwerten sind deshalb andere Untersuchungen vorzuziehen, insbesondere die in Abschnitt 3.4 (S. 71) vorgestellte statistische Auswertung einer großen Anzahl von Messungen mit gleichen konventionell wahren Dosiswerten.

Sofern eine Festlegung auf eine Schwelle y_{th} trotzdem notwendig und sinnvoll erscheint, gibt die Größe $S(y_{\mathrm{th}})/H_{\mathrm{p}}(10,\alpha)$ bzw. $S(y_{\mathrm{th}})/H^{*}(10)$ in den Abbildungen der folgenden Abschnitte für jeden beliebigen Wert der Schwelle y_{th} an, wieviele Ereignisse mit einer linealen Energie $y \geq y_{\mathrm{th}}$ pro Dosiseinheit erfasst werden.

4.1.1 Spektren des tepc12

Die folgenden Spektren wurden im November 1997 mit dem tepc12 erfasst. Der Detektor war dabei in der Mitte einer der Neutronenquelle zugewandten Seite eines PMMA-Phantoms ($30 \times 30 \times 15\,\mathrm{cm}^3$) montiert. Die Dosen lagen überwiegend in der Größenordnung von 1 mSv bis 10 mSv, bei $E_\mathrm{n} = 71\,\mathrm{keV}$ und $E_\mathrm{n} = 144\,\mathrm{keV}$ ca. eine Größenordnung niedriger.

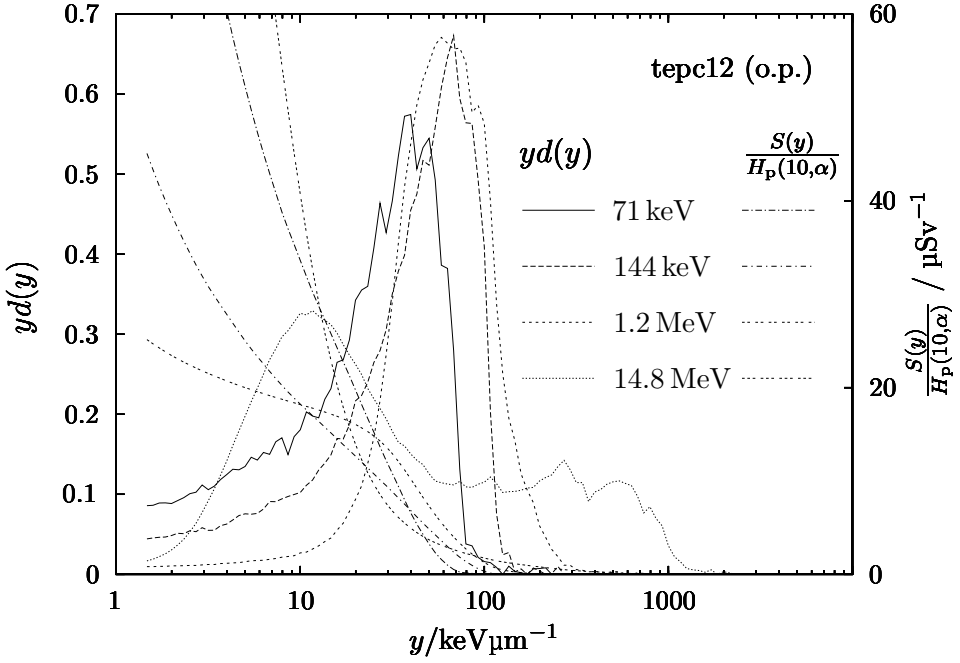

Abbildung 4.1: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc12 in monoenergetischen Neutronenfeldern.*

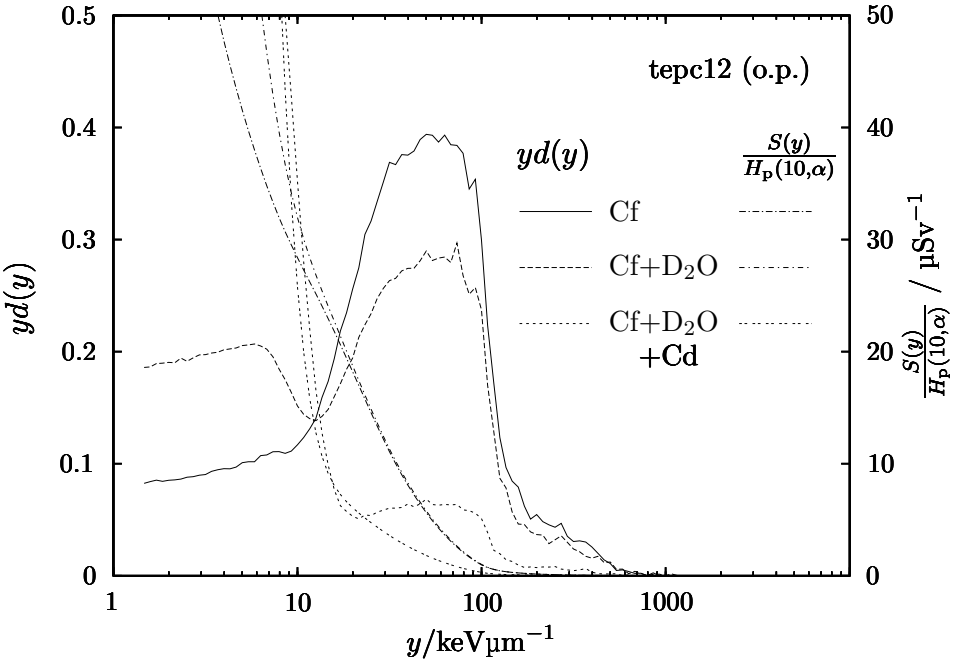

Abbildung 4.2: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc12 in Feldern von Neutronenquellen mit breiten Energiespektren.*

4.1.2 Spektren des tepc24.2

Die folgenden Spektren wurden im April, August und November 1998 mit dem tepc24.2 erfasst. Da die Meßzeiten in der Regel sehr knapp bemessen waren, lagen die Dosen jeweils in der Größenordnung von 1 mSv oder noch deutlich niedriger. Bei den Messungen, deren Ergebnisse im folgenden dargestellt sind, war der Detektor in der Mitte einer der Neutronenquelle zugewandten Seite eines PMMA-Phantoms ($30 \times 30 \times 15\,\mathrm{cm}^3$) angeordnet („on phantom“).

Fast alle Messungen wurden darüber hinaus auch „free in air“ (fa) ausgeführt, d. h. bei einer Aufstellung des Detektors frei im Raum und möglichst weit entfernt von anderer kondensierter Materie. Die bei diesen Messungen erfassten Spektren unterscheiden sich nur minimal von den im Folgenden dargestellten und sind deshalb selbst nicht dargestellt. Die Funktion $S(y)$ wurde jedoch sowohl für die Messungen auf dem Phantom (op) als auch für die Messungen „free in air“ (fa) angegeben, wobei $S_{\mathrm{op}}(y)$ bei den Messungen am Phantom im Verhältnis zur Personen-Äquivalentdosis $H_{\mathrm{p}}(10,\alpha)$ und $S_{\mathrm{fa}}(y)$ bei den Messungen „free in air“ im Verhältnis zur Umgebungs-Äquivalentdosis $H^*(10)$ angegeben wurde. Erkennbar ist der bei Messungen an einem Phantom deutlich höhere Anteil an niederenergetischen Ereignissen, die vor allem von im Phantom erzeugten Photonen herrühren.

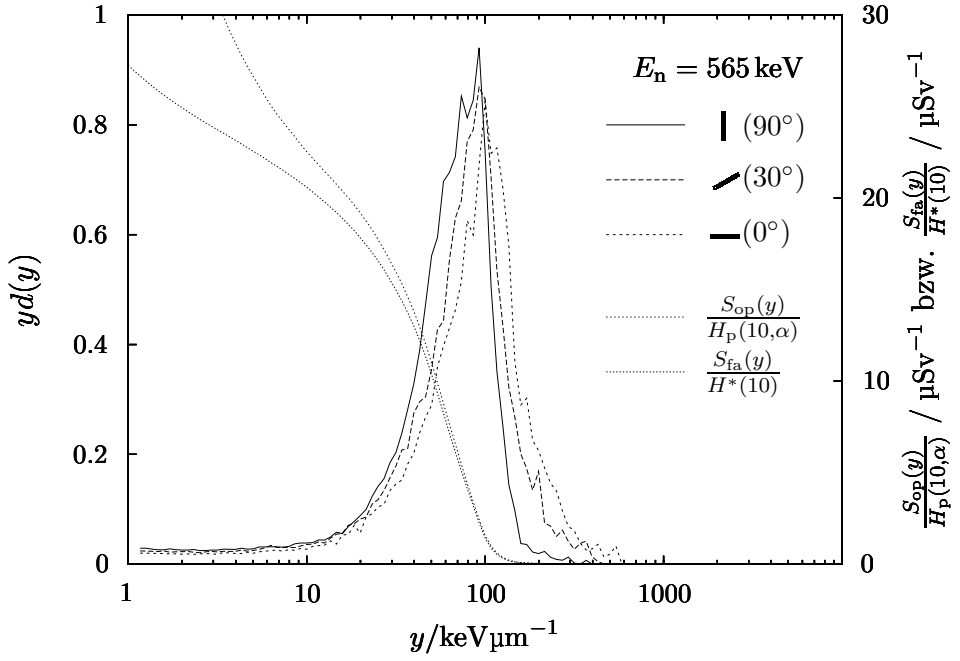

Abbildung 4.3: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc24.2 bei E_n = 565 keV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

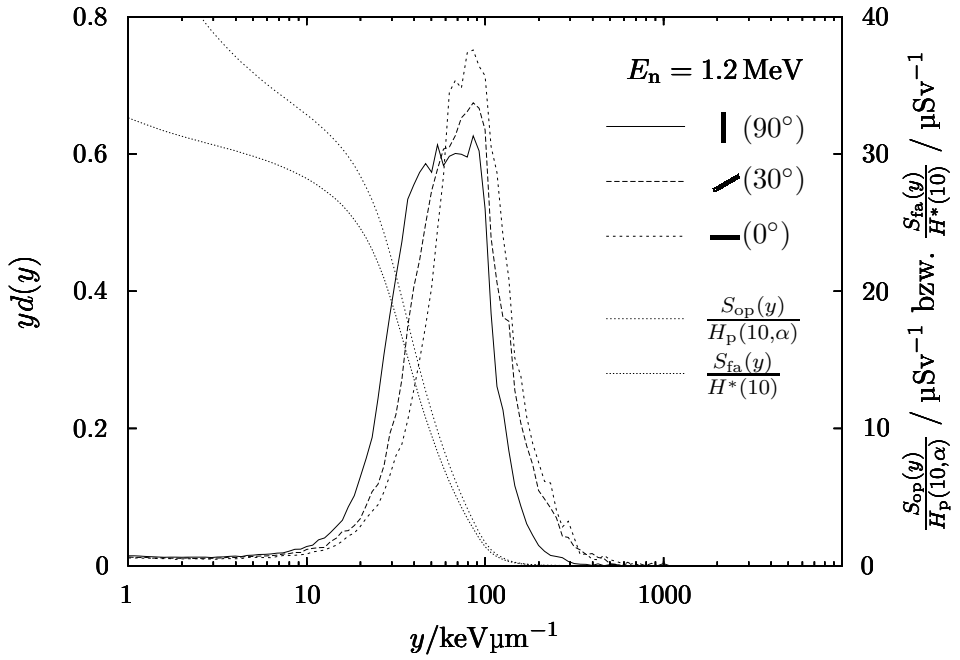

Abbildung 4.4: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc24.2 bei E_n = 1.2 MeV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

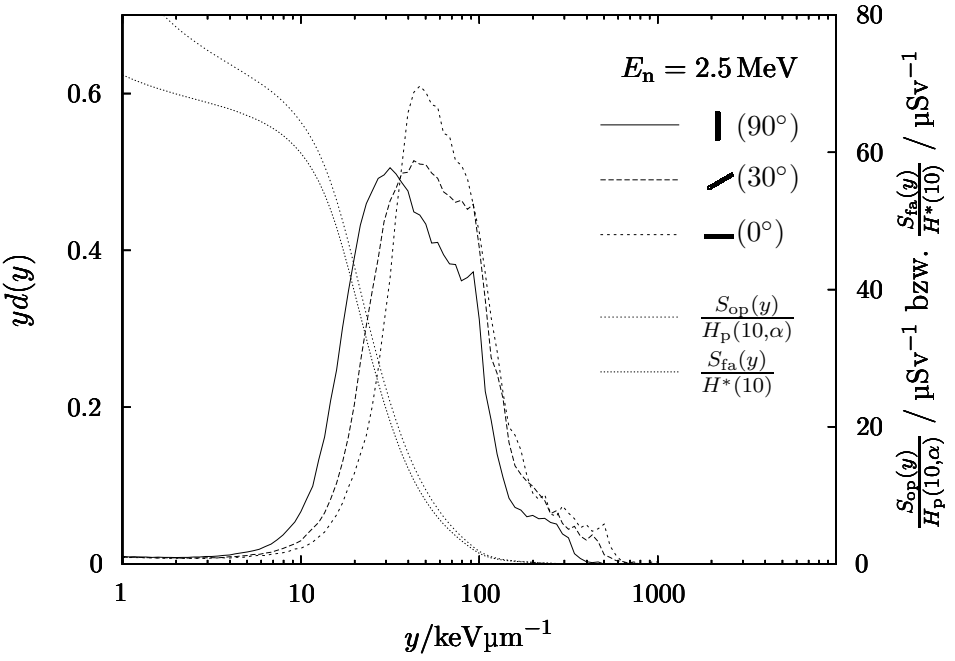

Abbildung 4.5: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc24.2 bei E_n = 2.5 MeV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

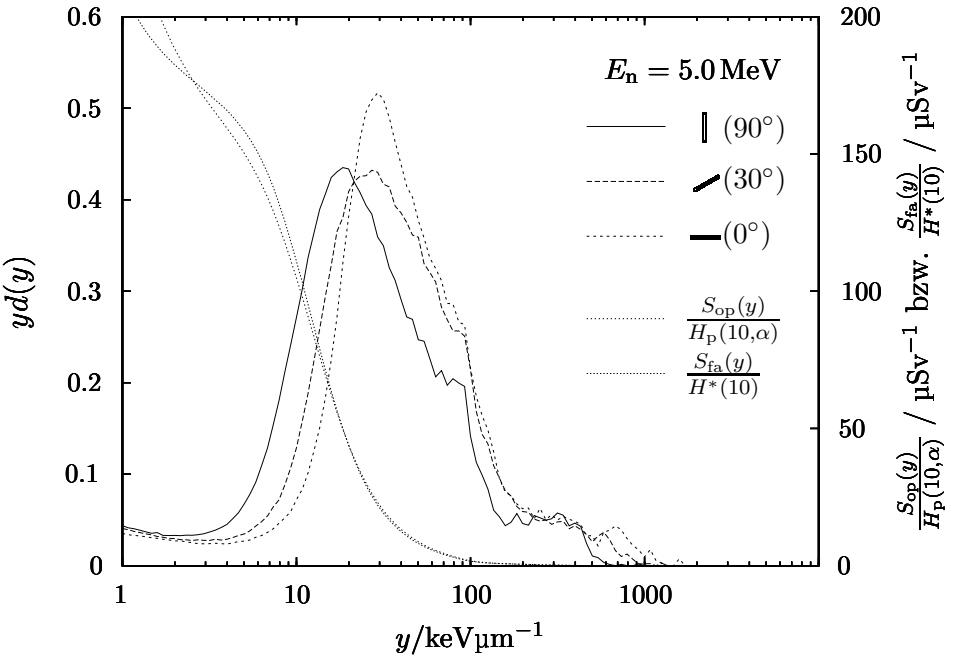

Abbildung 4.6: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc24.2 bei E_n = 5.0 MeV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

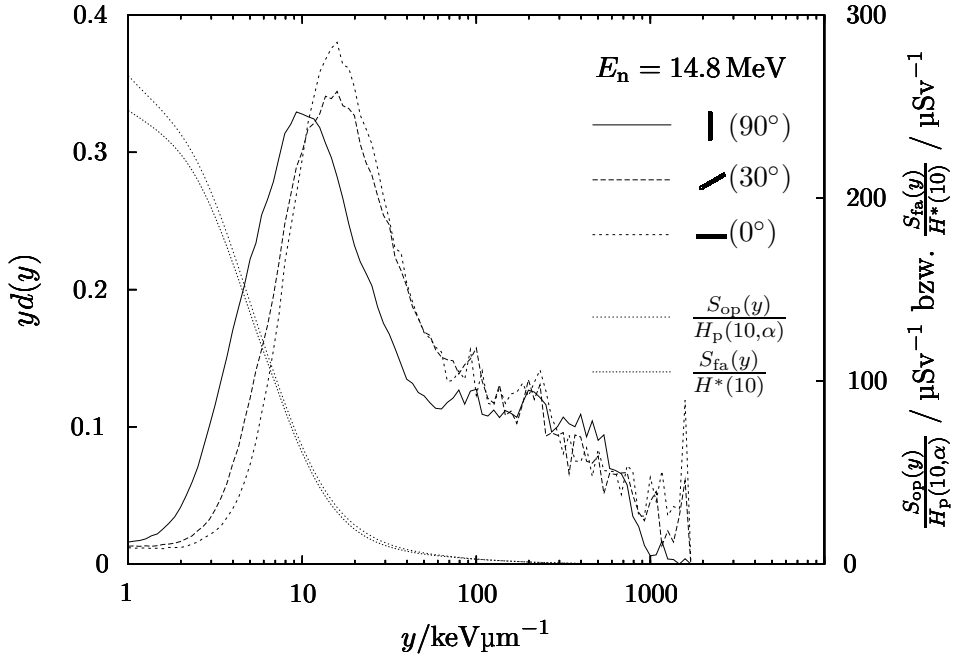

Abbildung 4.7: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc24.2 bei E_n = 14.8 MeV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

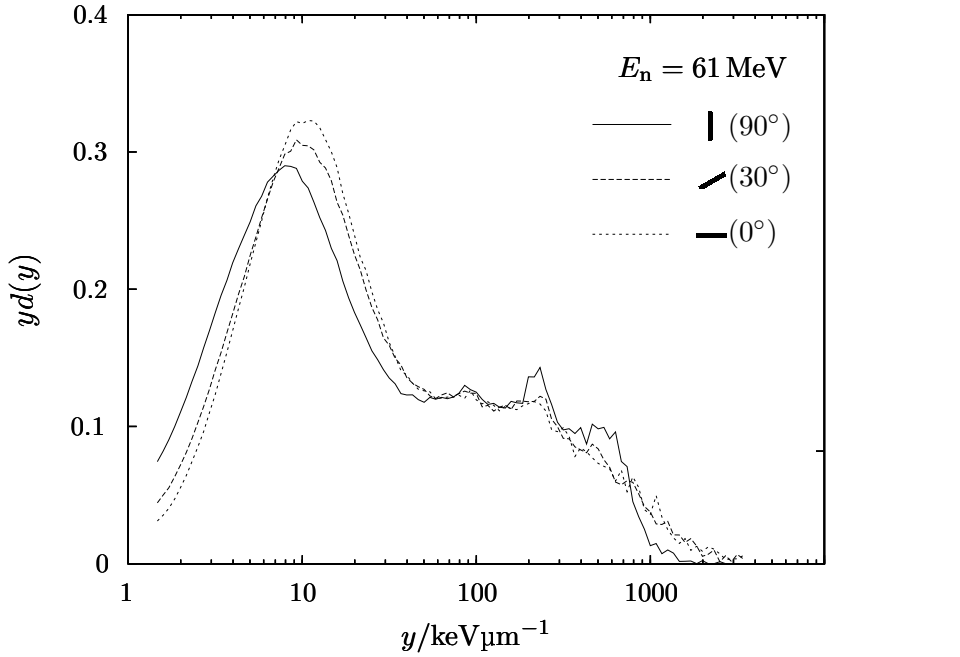

Abbildung 4.8: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc24.2 bei E_n =61 MeV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

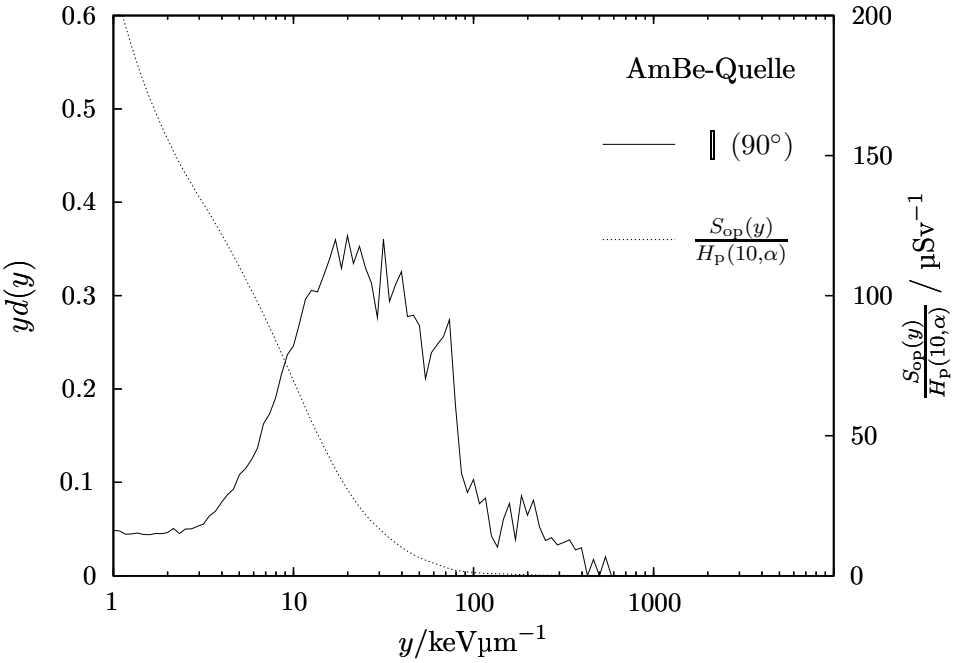

Abbildung 4.9: *Mikrodosimetrisches Spektrum des tepc24.2 im Feld einer AmBe-Quelle.*

4.1.3 Spektren des tepc24.3

Die folgenden Spektren wurden im Zeitraum März bis Mai 1999 mit dem tepc24.3 erfasst. Der Detektor war dabei in der Mitte einer der Neutronenquelle zugewandten Seite eines PMMA-Phantoms ($30 \times 30 \times 15\,\mathrm{cm}^3$) montiert. Da die Meßzeiten in der Regel sehr knapp bemessen waren, lagen die Dosen jeweils in der Größenordnung von 1 mSv. Die Spektren weisen deshalb starke statistische Fluktuationen auf. Damit trotzdem die bei verschiedenen Neutroneneinfallsrichtungen erfassten Spektren erkennbar sind, wurden die Spektren mit nur zehn Punkten bzw. Bins pro Dekade dargestellt.

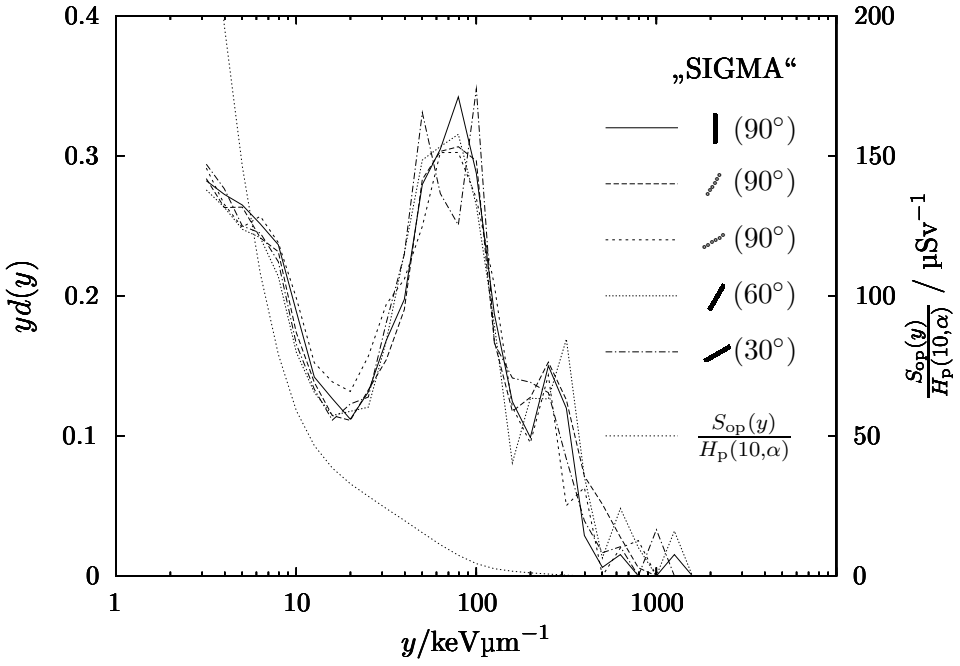

Abbildung 4.10: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc24.3 im Feld der Quelle SIGMA ($E_n = 25\,meV$) bei verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

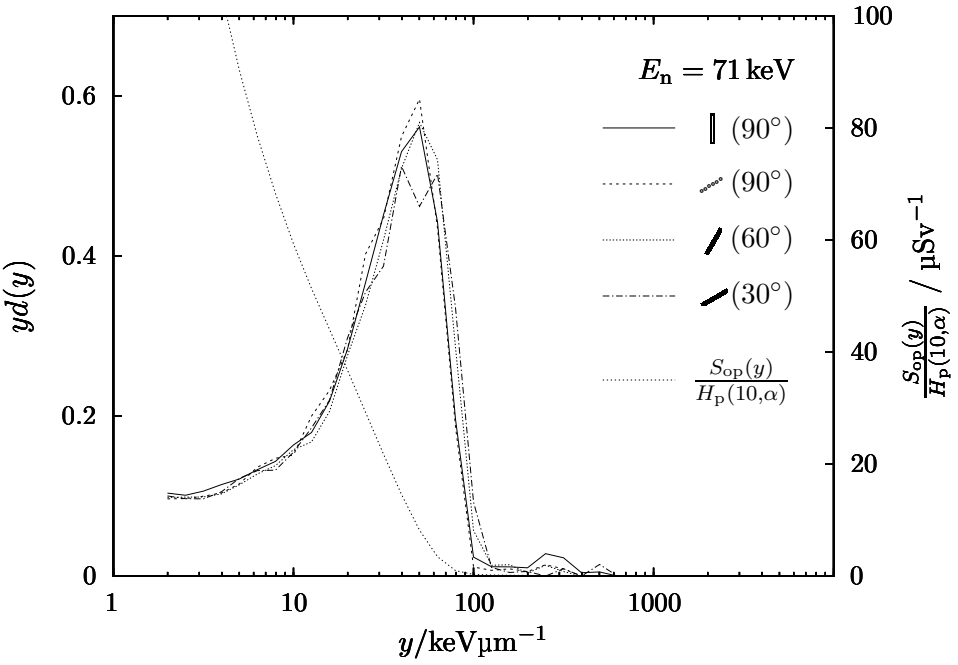

Abbildung 4.11: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc24.3 bei E_n = 71 keV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

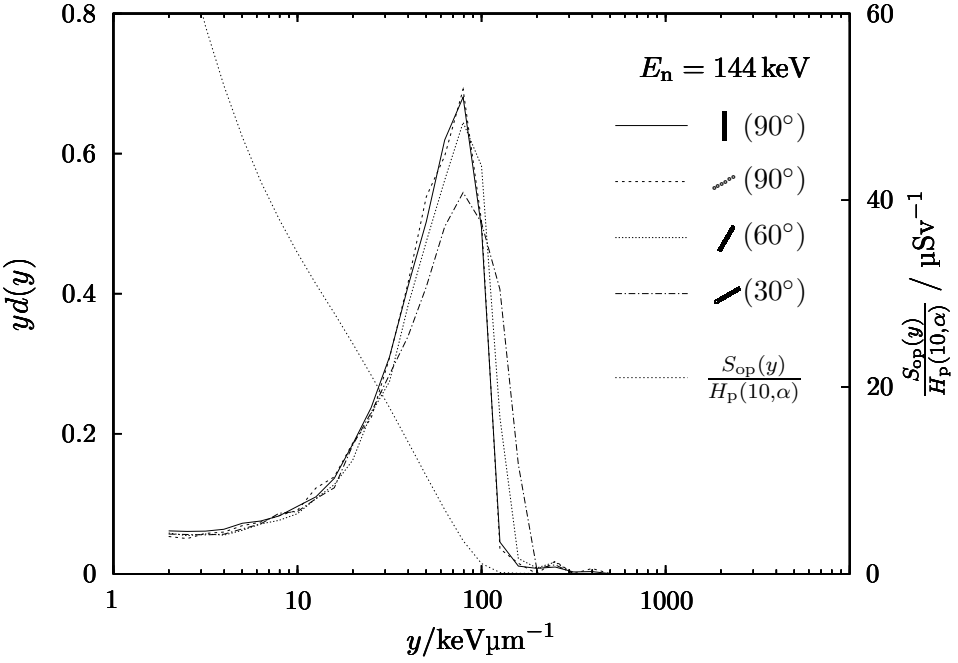

Abbildung 4.12: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc24.3 bei E_n = 144 keV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

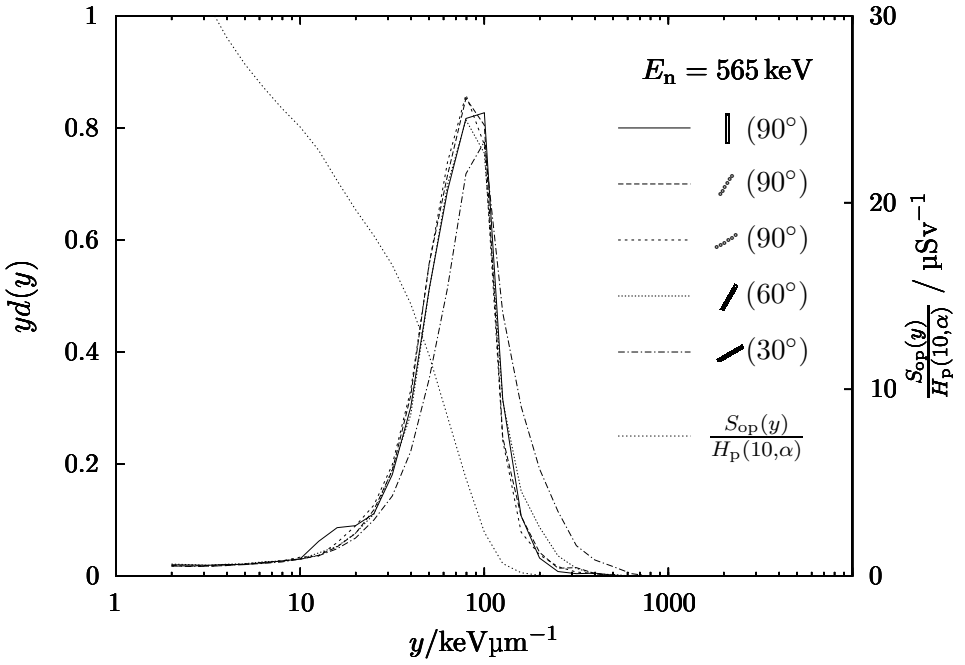

Abbildung 4.13: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc24.3 bei E_n = 565 keV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

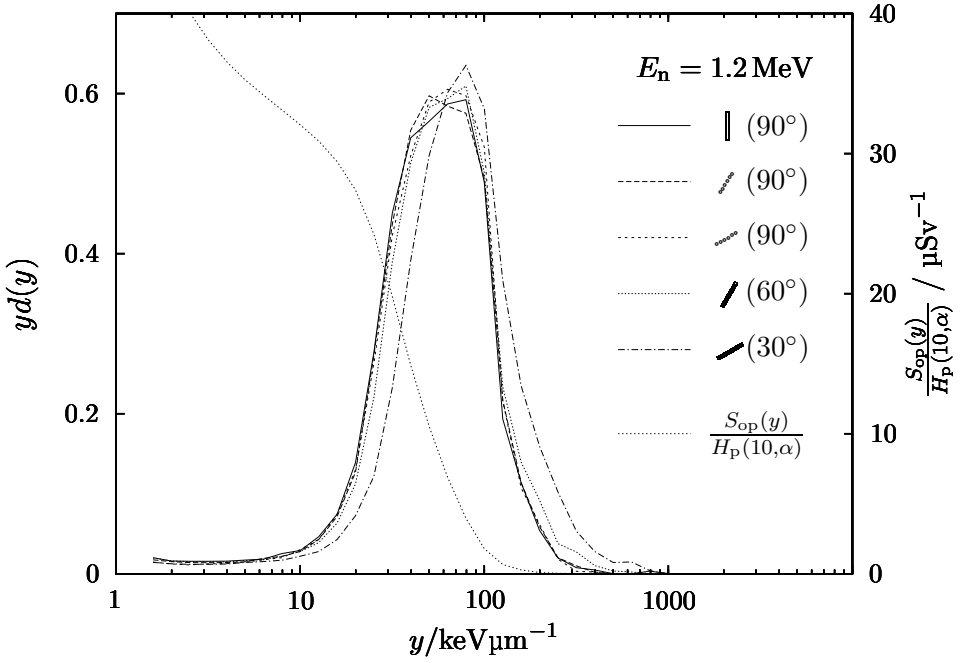

Abbildung 4.14: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc24.3 bei E_n = 1.2 MeV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

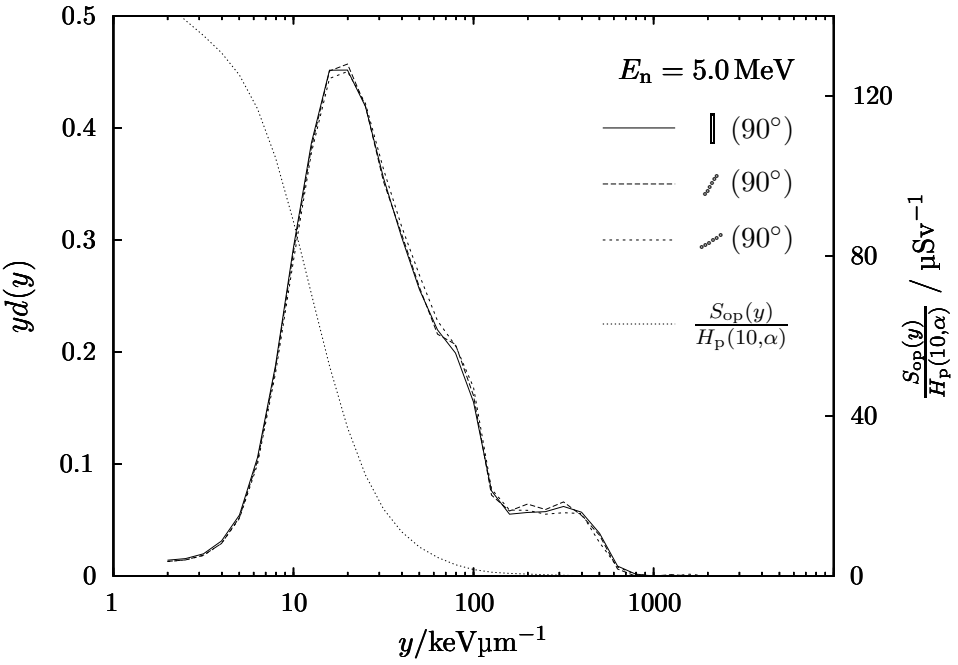

Abbildung 4.15: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc24.3 bei E_n = 5.0 MeV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

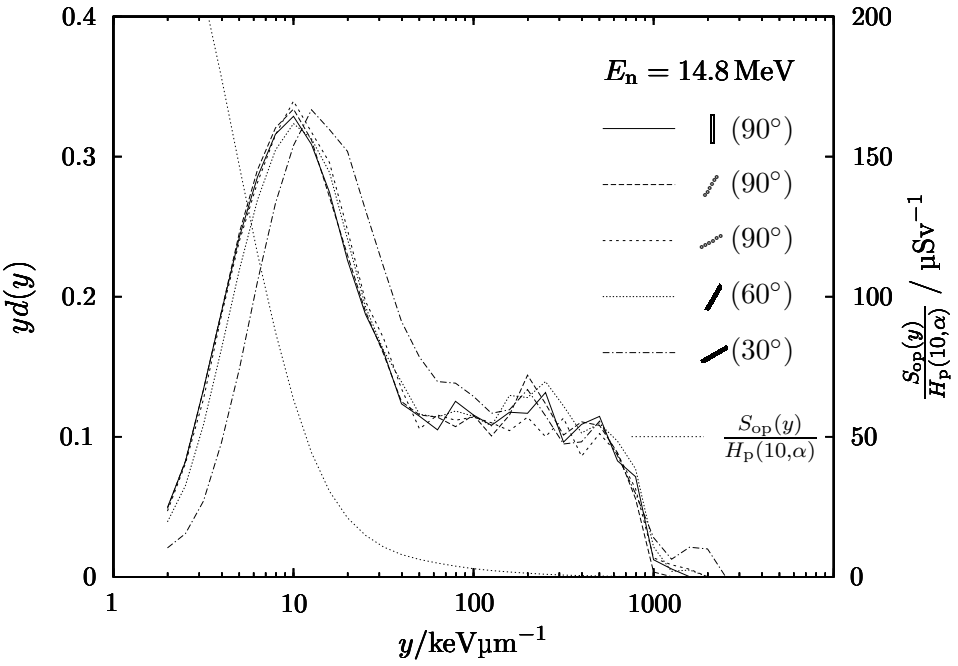

Abbildung 4.16: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc24.3 bei E_n = 14.8 MeV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

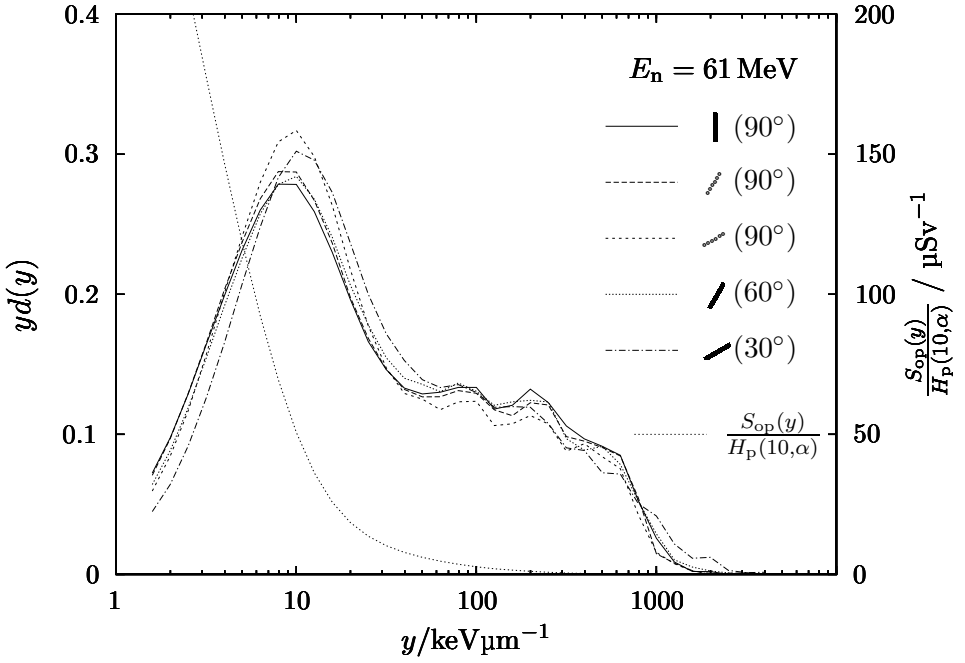

Abbildung 4.17: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc24.3 bei E_n = 61 MeV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

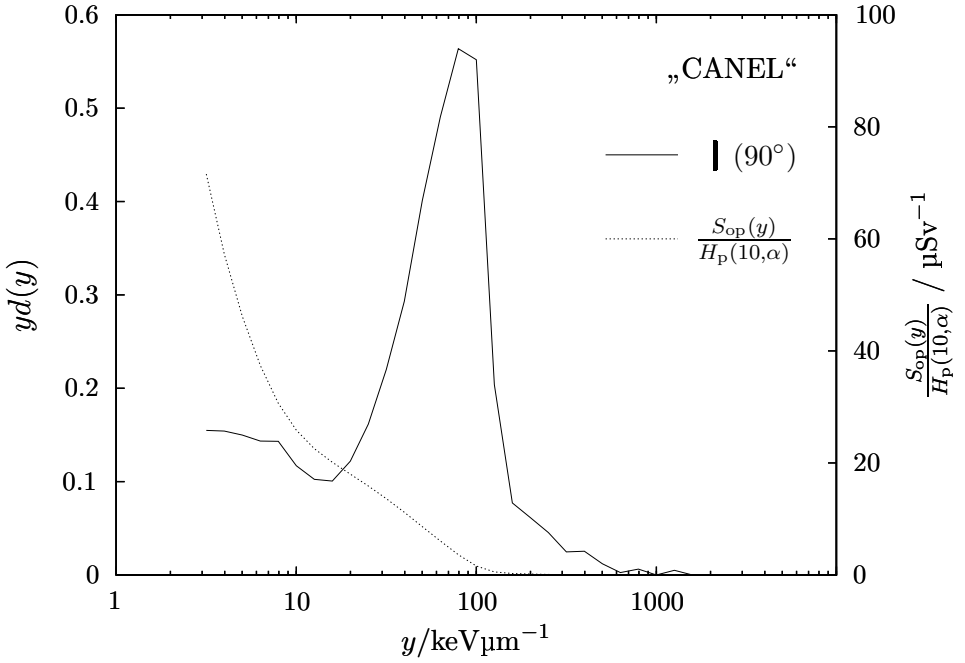

Abbildung 4.18: *Mikrodosimetrisches Spektrum des tepc24.3 im Feld der Quelle CANEL.*

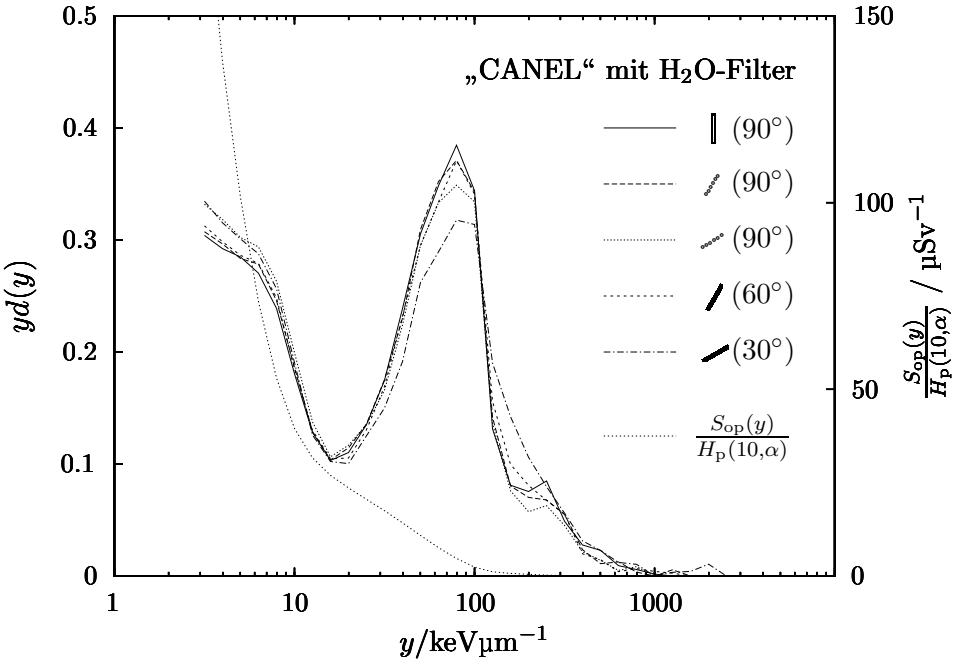

Abbildung 4.19: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc24.3 im Feld der Quelle CANEL II bei verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

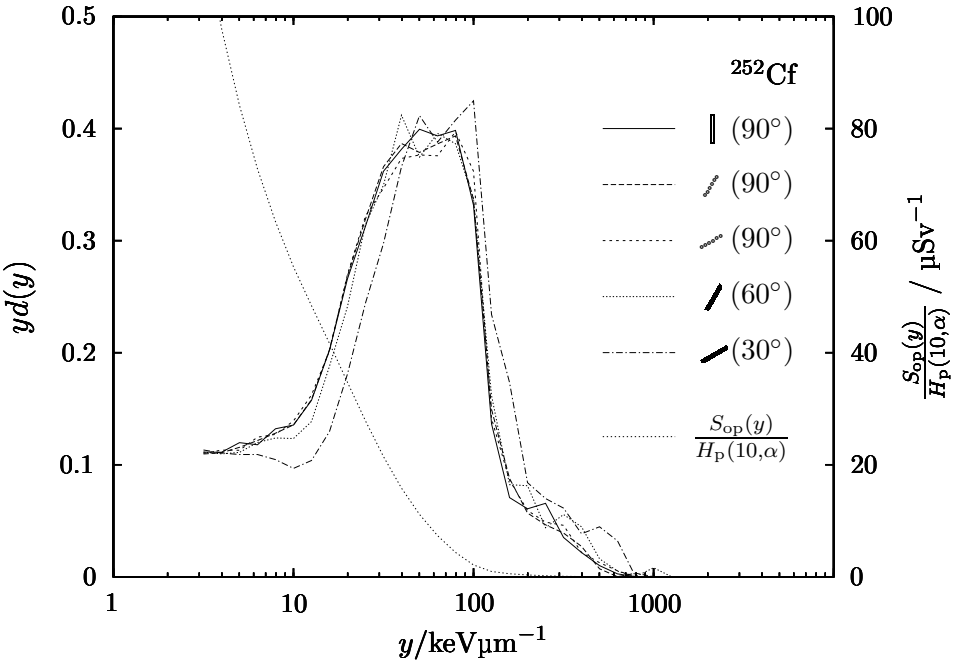

Abbildung 4.20: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc24.3 im Feld einer ^{252}Cf-Quelle bei verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

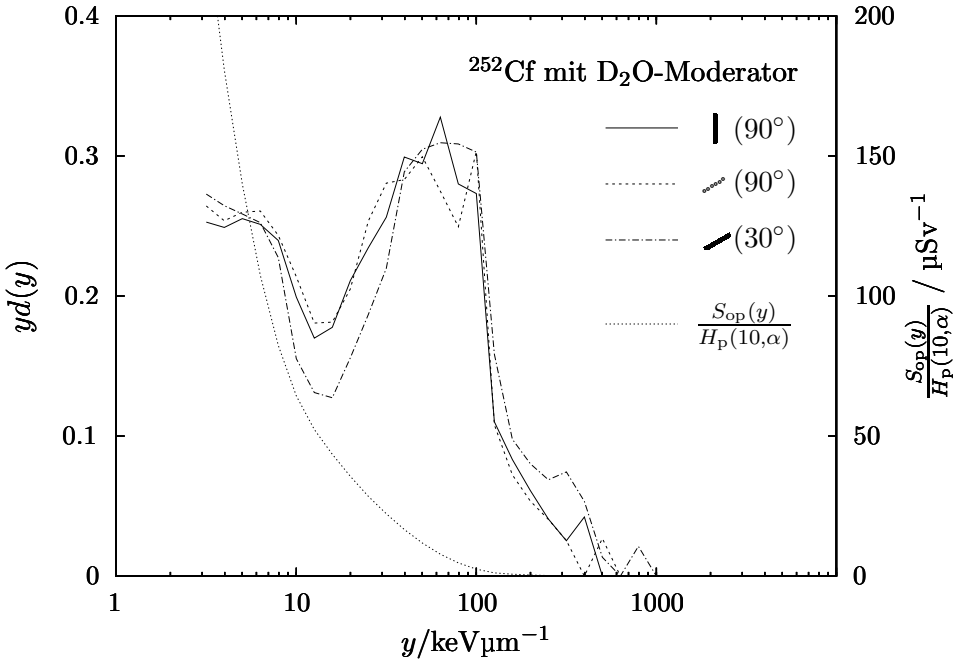

Abbildung 4.21: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc24.3 im Feld einer ^{252}Cf-Quelle bei verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

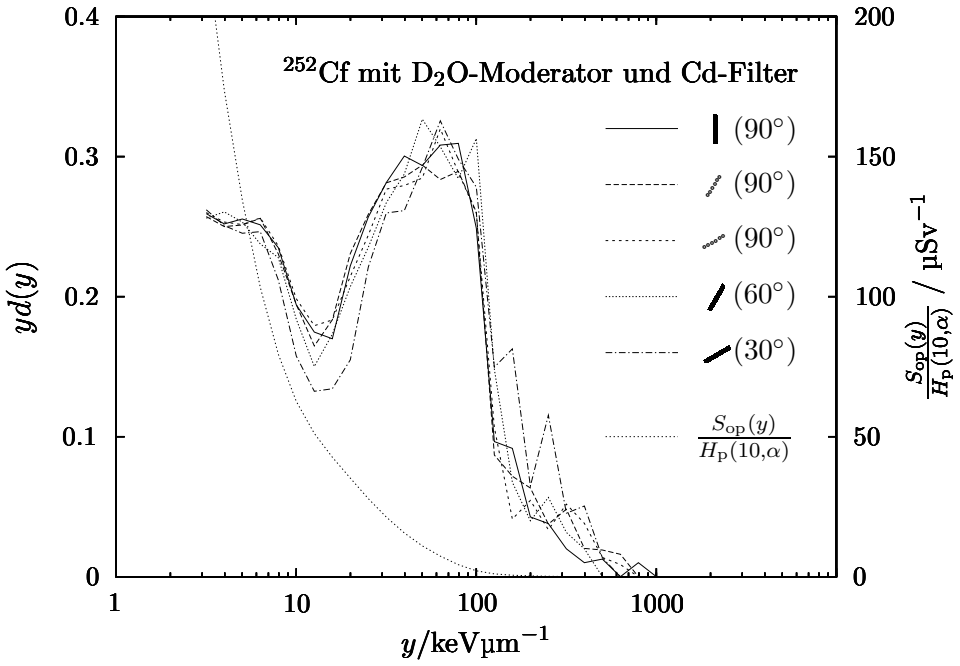

Abbildung 4.22: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc24.3 im Feld einer ^{252}Cf-Quelle bei verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

4.1.4 Spektren des tepc144.1

Die folgenden Spektren wurden im November 1997, im April und im November 1999 mit dem tepc144.1 erfasst. Der Detektor war dabei frei aufgestellt. Die Dosen lagen überwiegend in der Größenordnung von 1 mSv.

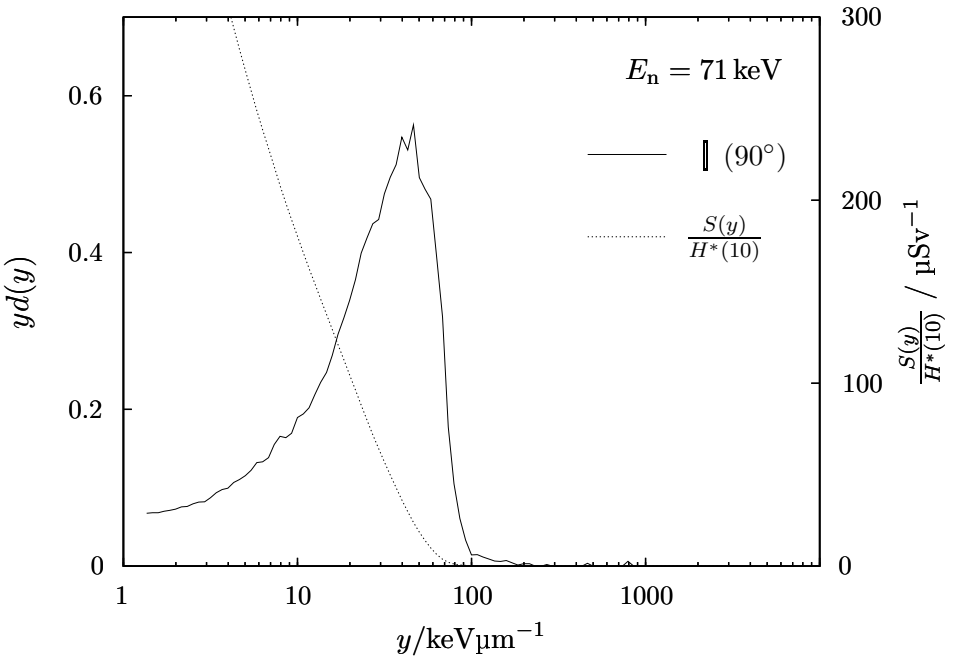

Abbildung 4.23: *Mikrodosimetrisches Spektrum des tepc144.1 bei* E_n = 71 *keV.*

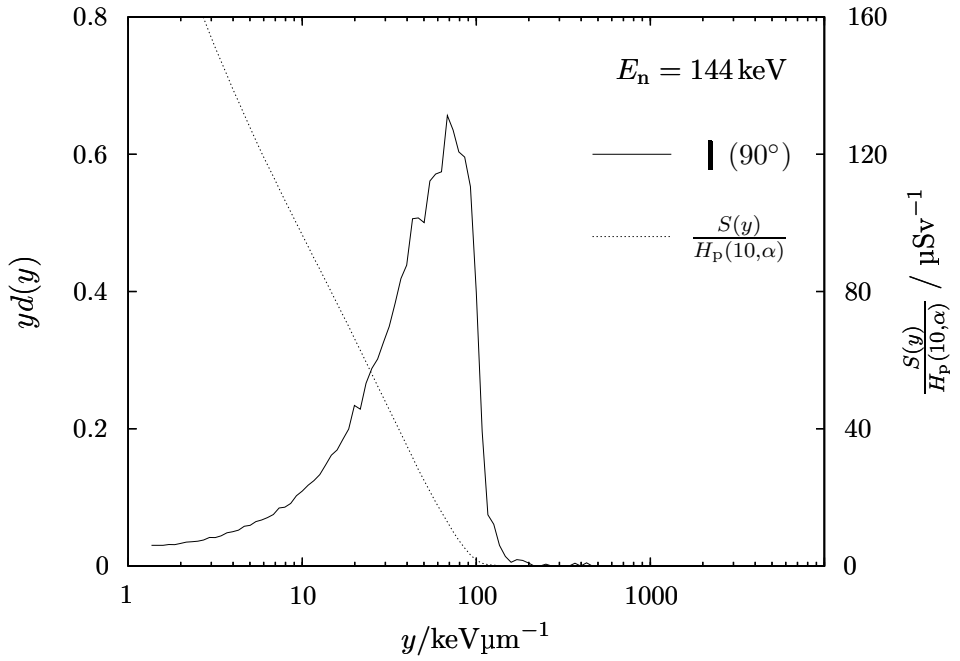

Abbildung 4.24: *Mikrodosimetrisches Spektrum des tepc144.1 bei E_n = 144 keV.*

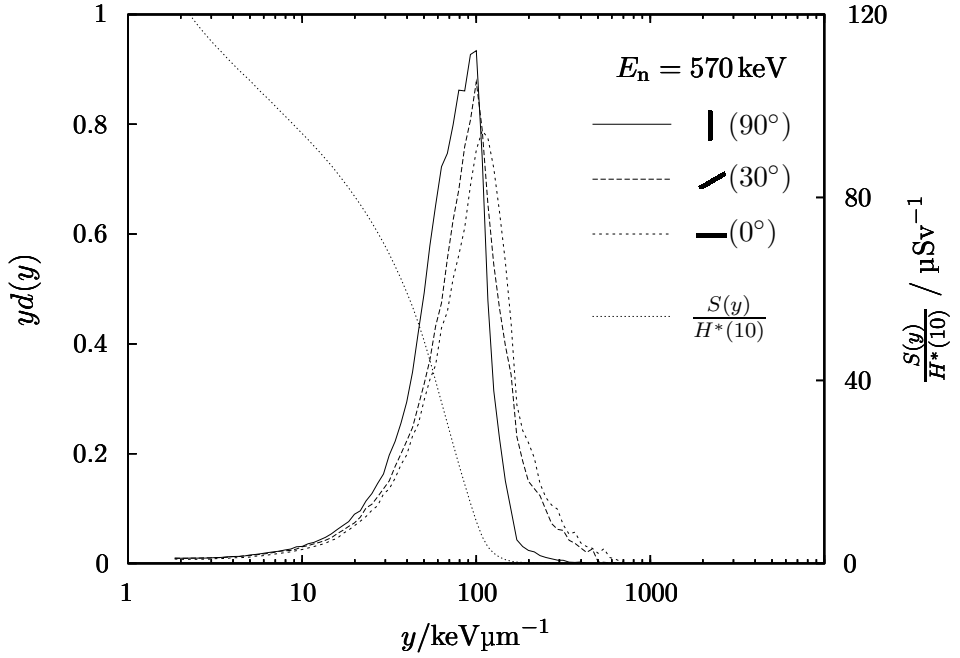

Abbildung 4.25: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc144.1 bei E_n = 570 keV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

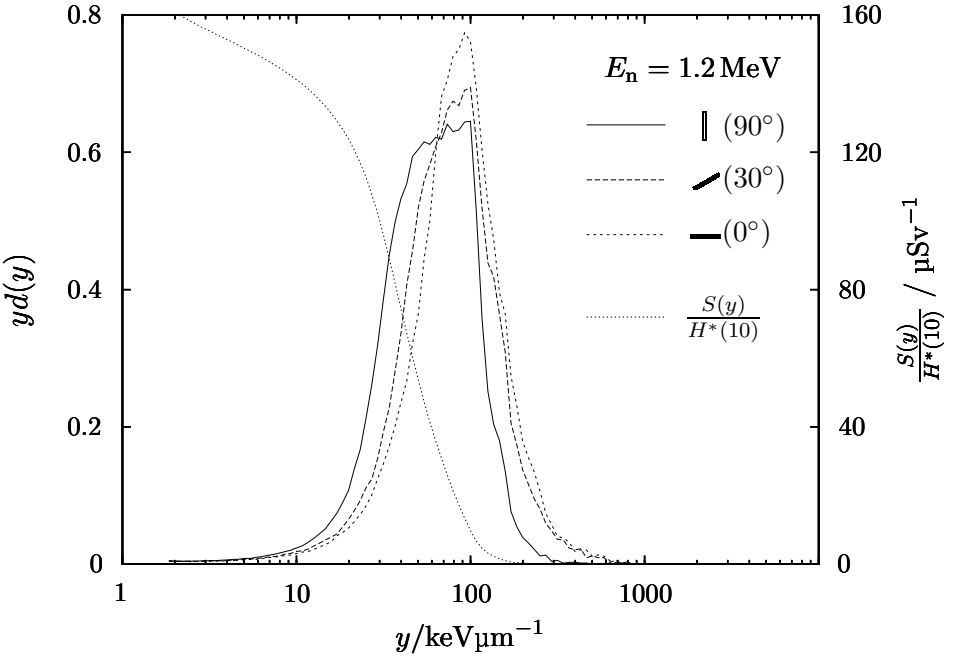

Abbildung 4.26: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc144.1 bei E_n = 1.2 MeV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

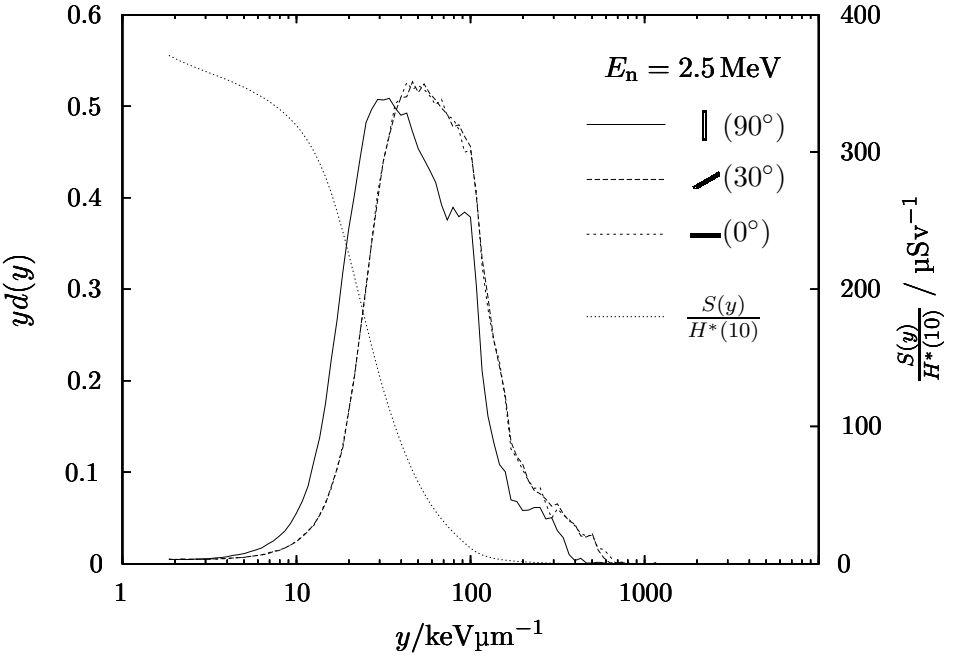

Abbildung 4.27: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc144.1 bei E_n = 2.5 MeV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

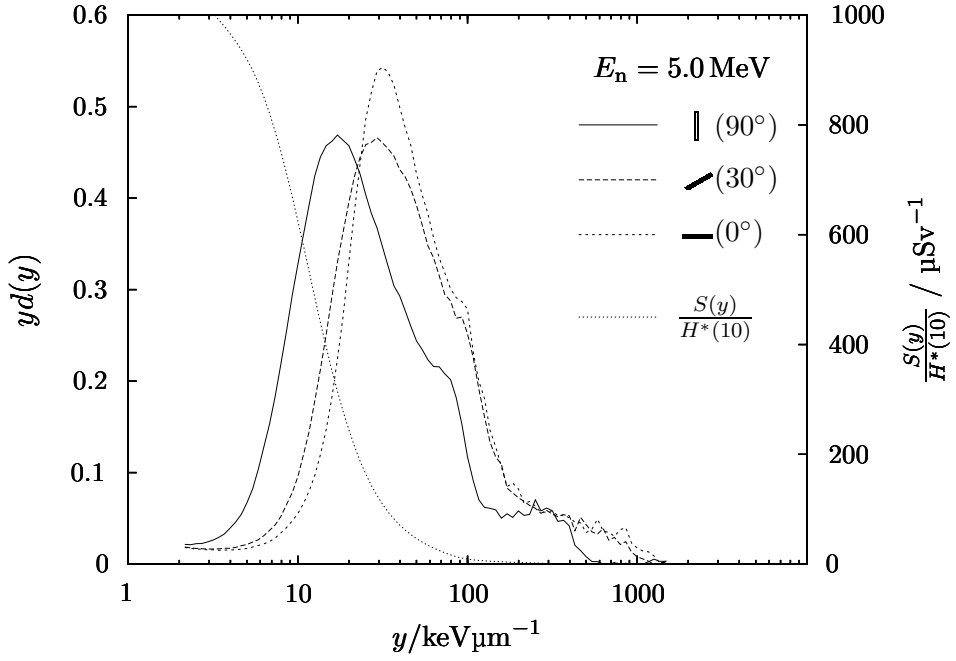

Abbildung 4.28: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc144.1 bei E_n = 5.0 MeV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

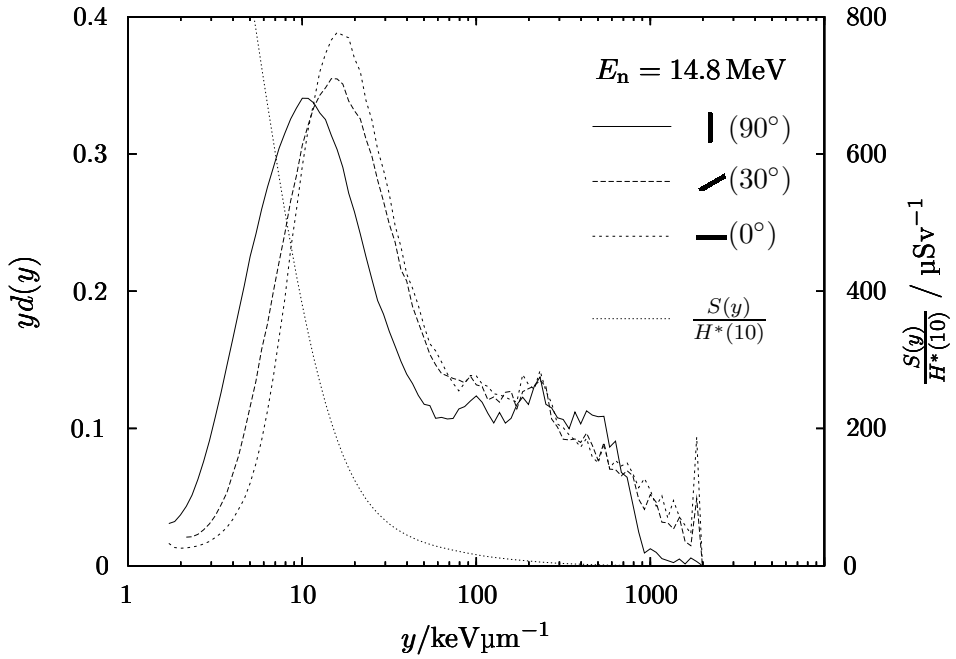

Abbildung 4.29: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc144.1 bei E_n = 14.8 MeV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 76) des Detektors.*

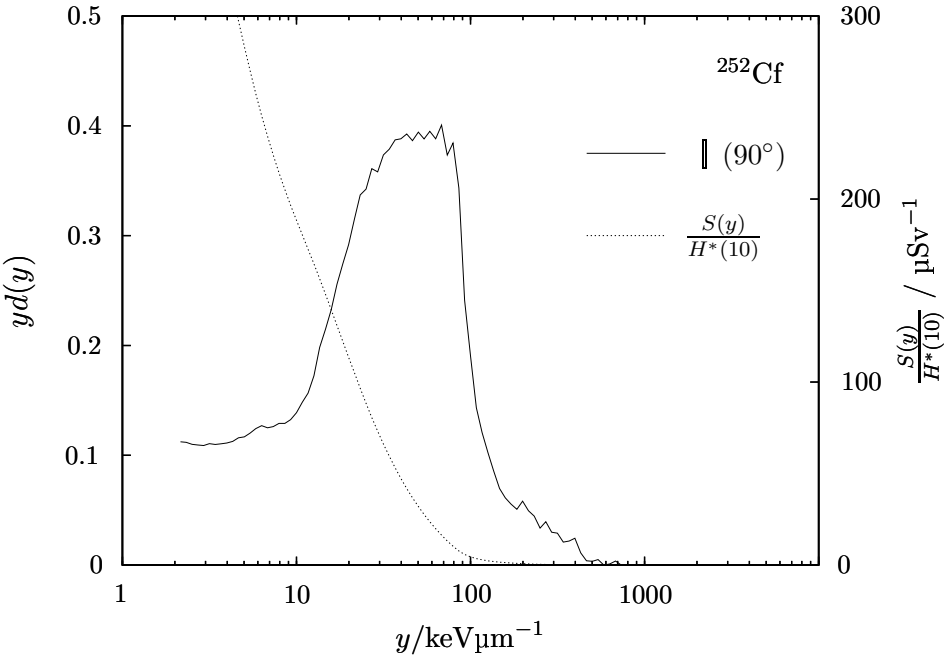

Abbildung 4.30: *Mikrodosimetrisches Spektrum des tepc144.1 im Feld einer ^{252}Cf-Quelle.*

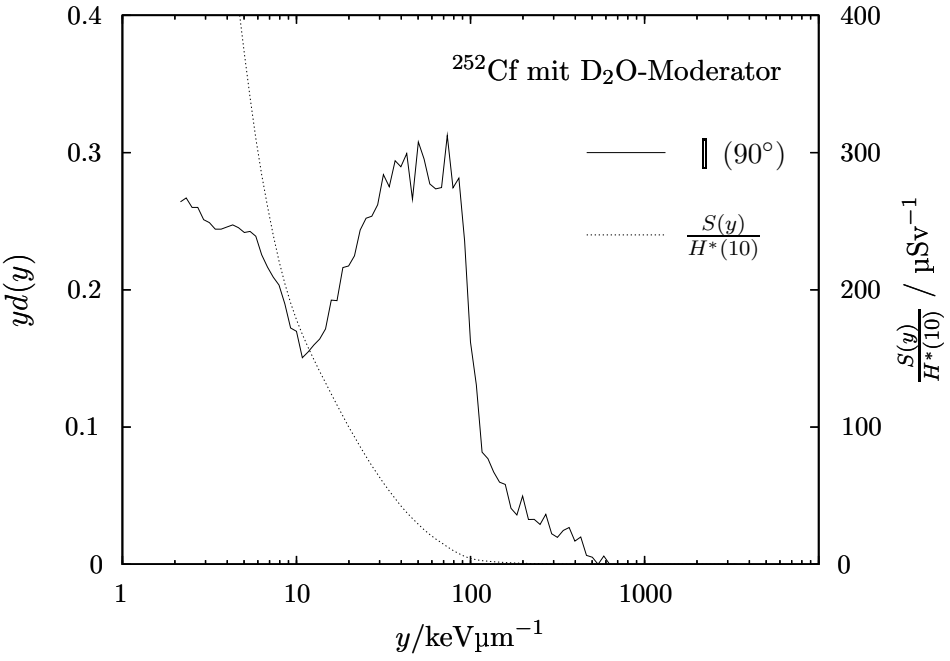

Abbildung 4.31: *Mikrodosimetrisches Spektrum des tepc144.1 im Feld einer ^{252}Cf-Quelle mit D_2O-Moderator.*

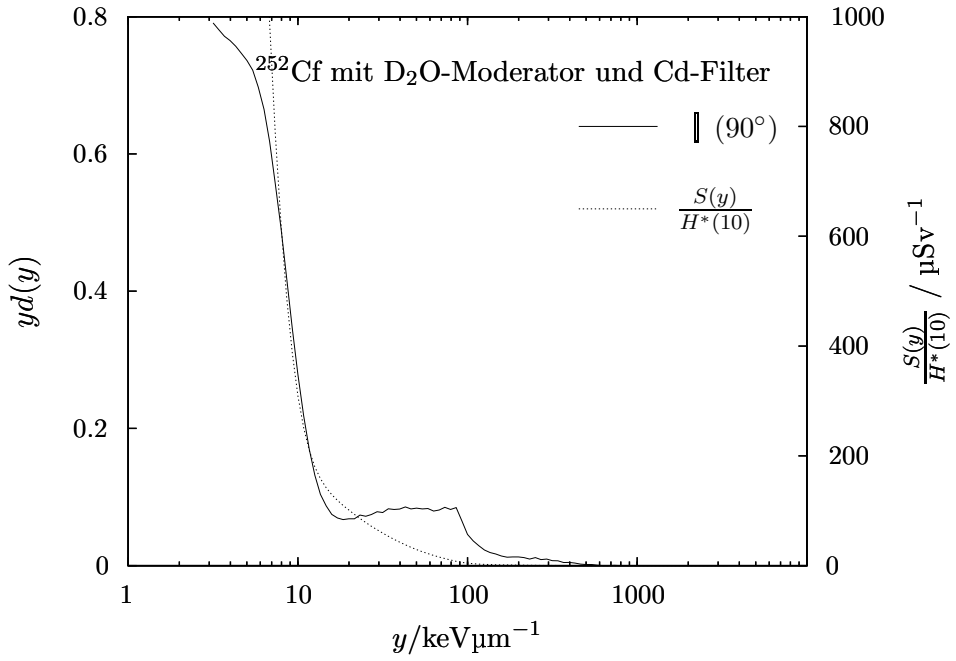

Abbildung 4.32: *Mikrodosimetrisches Spektrum des tepc144.1 im Feld einer ^{252}Cf-Quelle mit D_2O-Moderator und Cd-Filter.*

4.1.5 Spektren des tepc144.2

Die folgenden Spektren wurden im März, April und Mai 1999 mit dem tepc144.2 erfasst. Der Detektor war dabei frei aufgestellt. Die Dosen lagen überwiegend in der Größenordnung von 0.1 mSv.

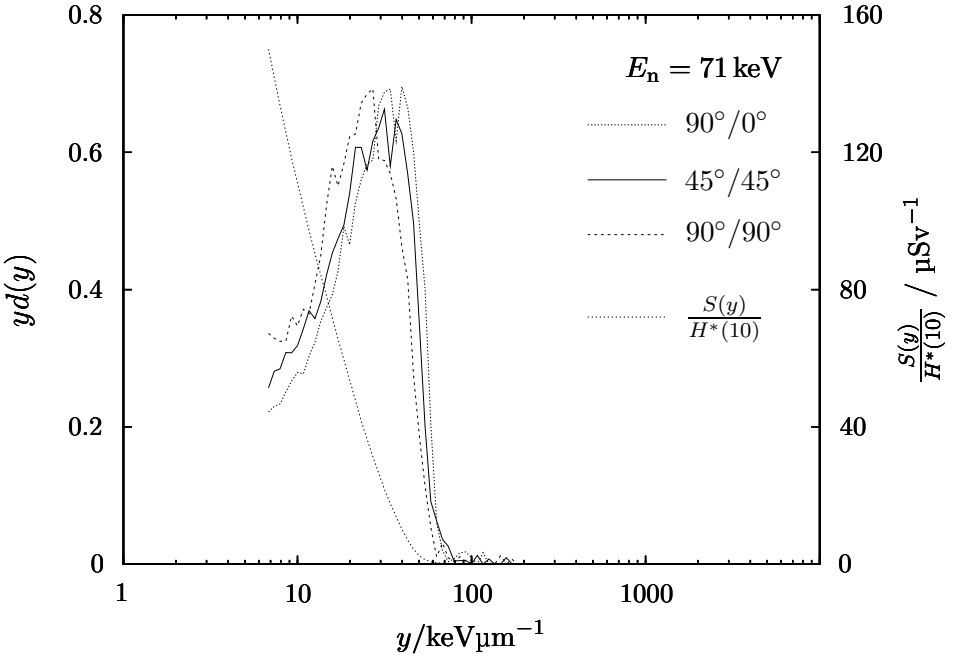

Abbildung 4.33: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc144.2 bei E_n = 71 keV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 77) des Detektors.*

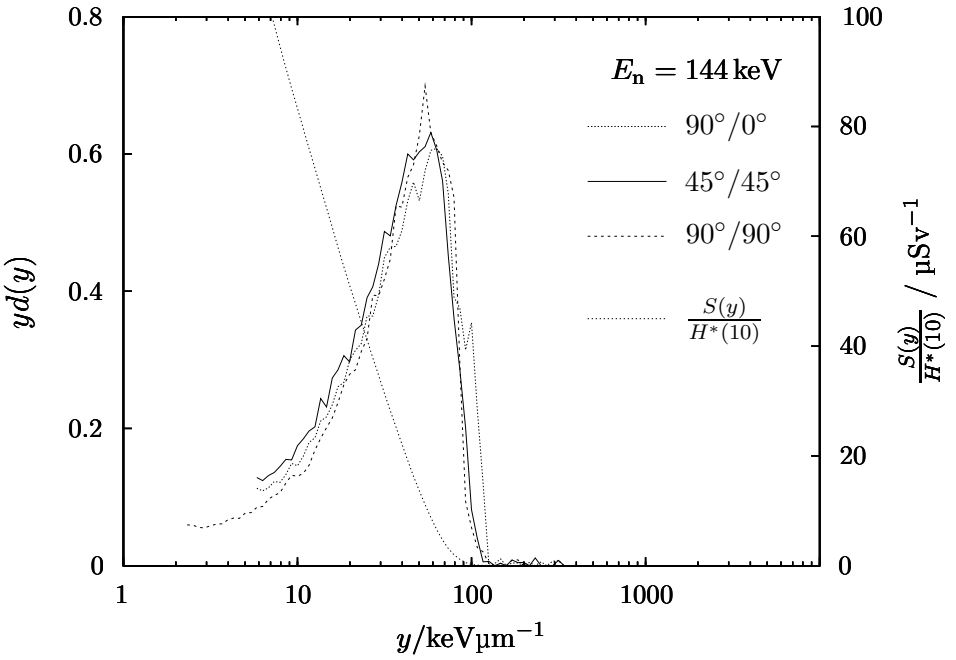

Abbildung 4.34: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc144.2 bei E_n = 144 keV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 77) des Detektors.*

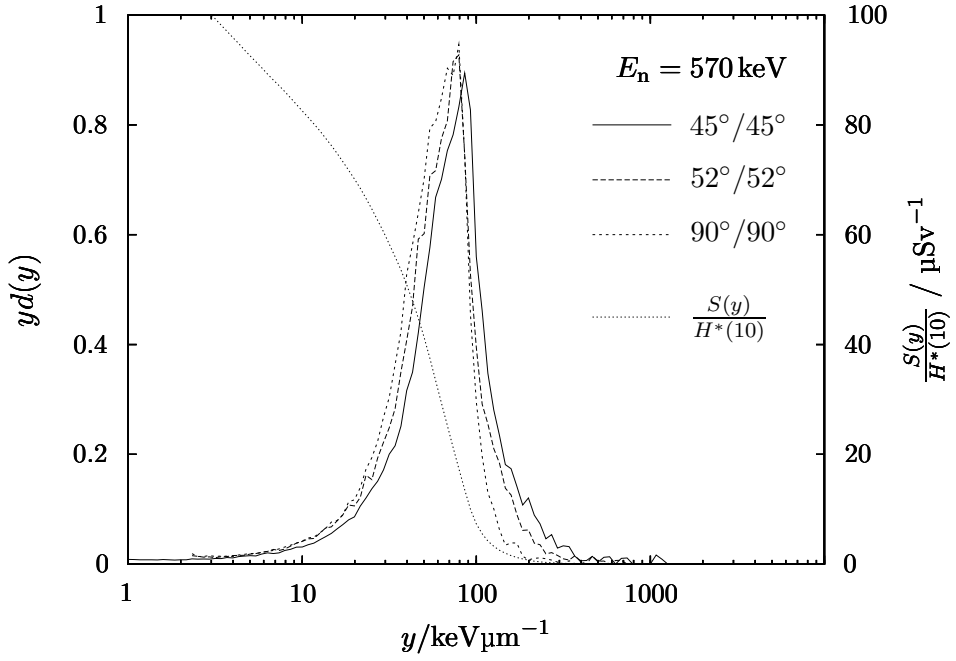

Abbildung 4.35: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc144.2 bei E_n = 570 keV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 77) des Detektors.*

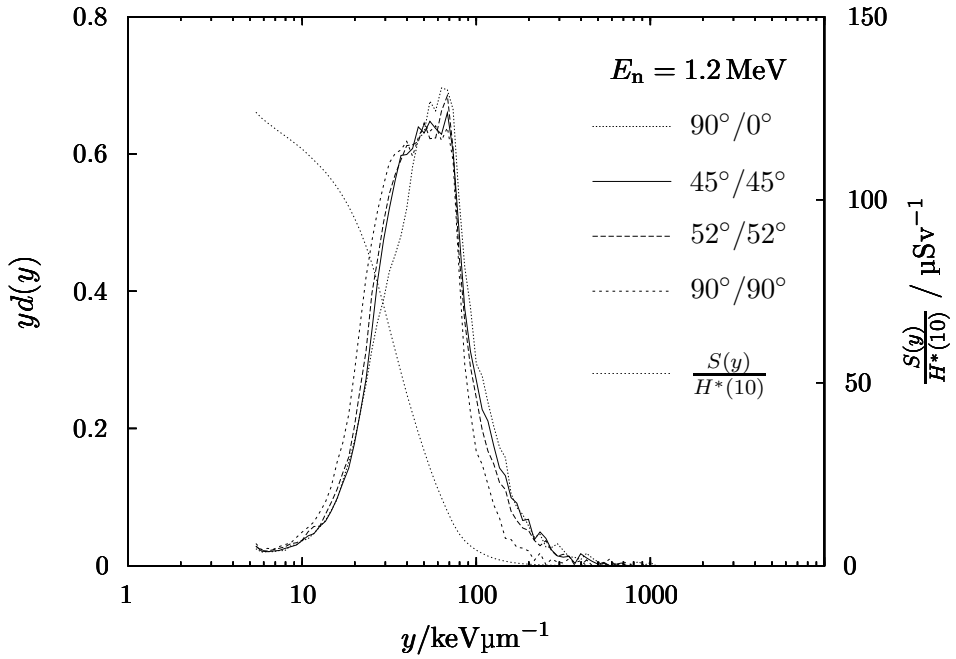

Abbildung 4.36: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc144.2 bei E_n = 1.2 MeV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 77) des Detektors.*

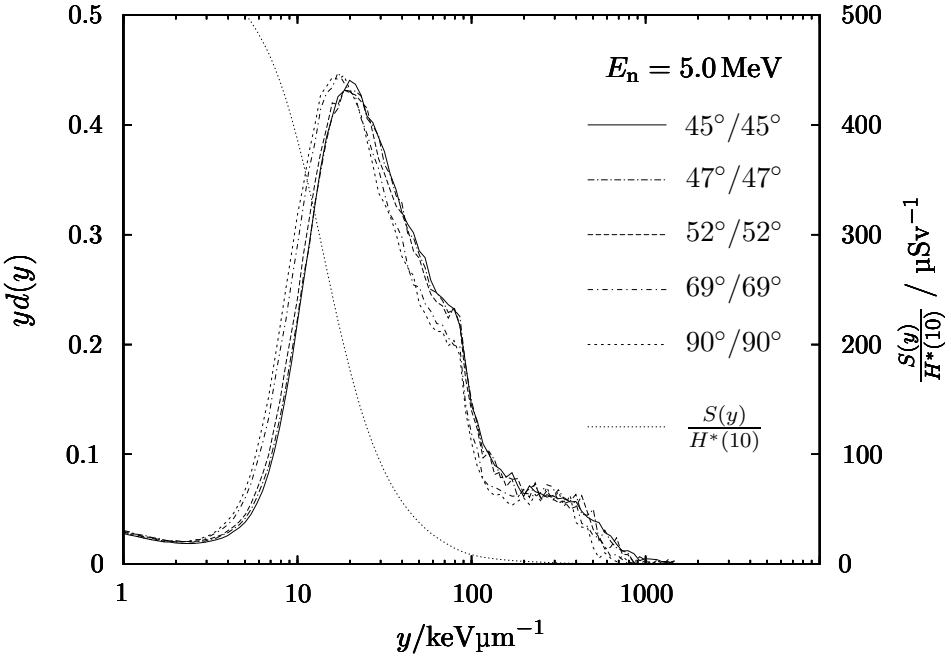

Abbildung 4.37: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc144.2 bei E_n = 5.0 MeV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 77) des Detektors.*

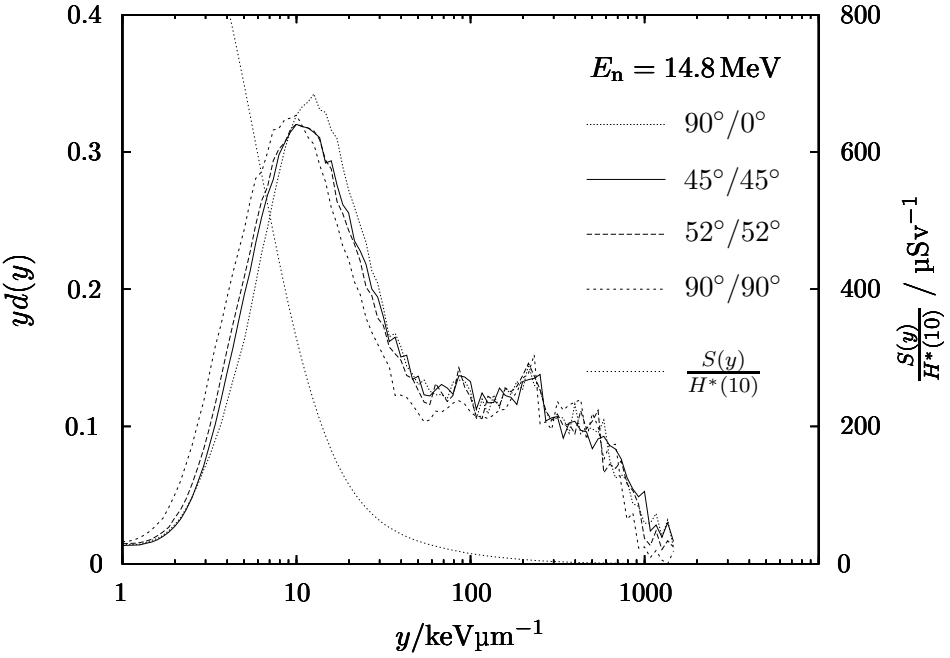

Abbildung 4.38: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc144.2 bei E_n = 14.8 MeV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 77) des Detektors.*

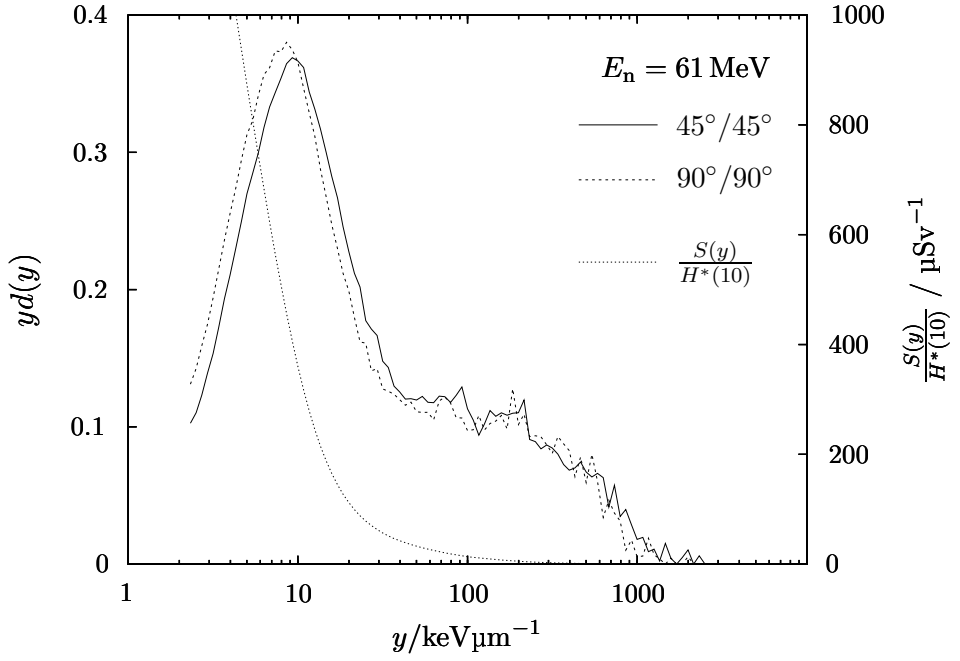

Abbildung 4.39: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc144.2 bei E_n = 61 MeV und verschiedenen Orientierungen (s. S. 77) des Detektors.*

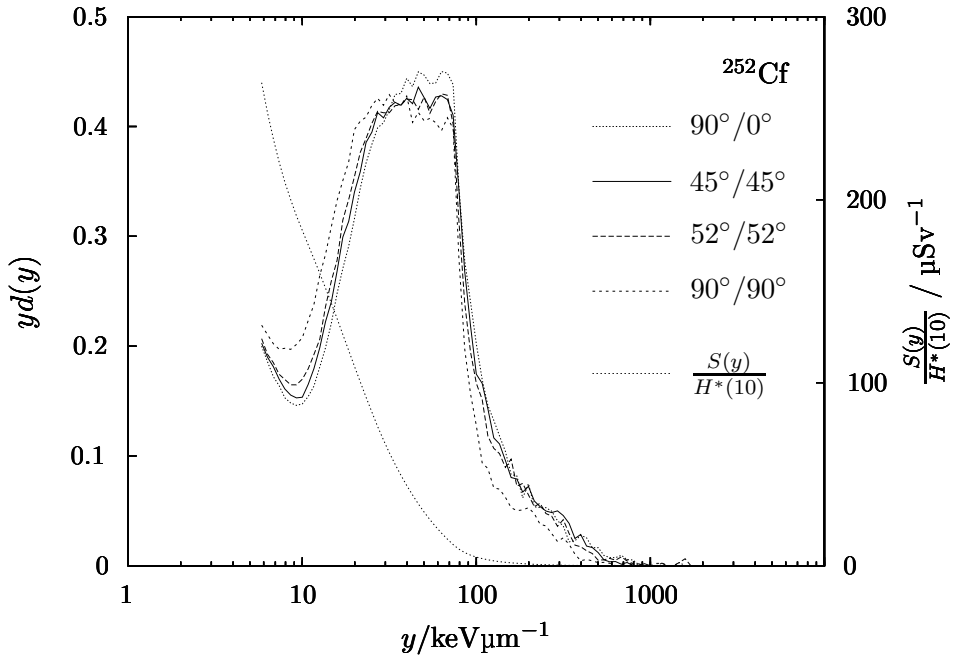

Abbildung 4.40: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc144.2 im Feld einer ^{252}Cf-Quelle bei verschiedenen Orientierungen (s. S. 77) des Detektors.*

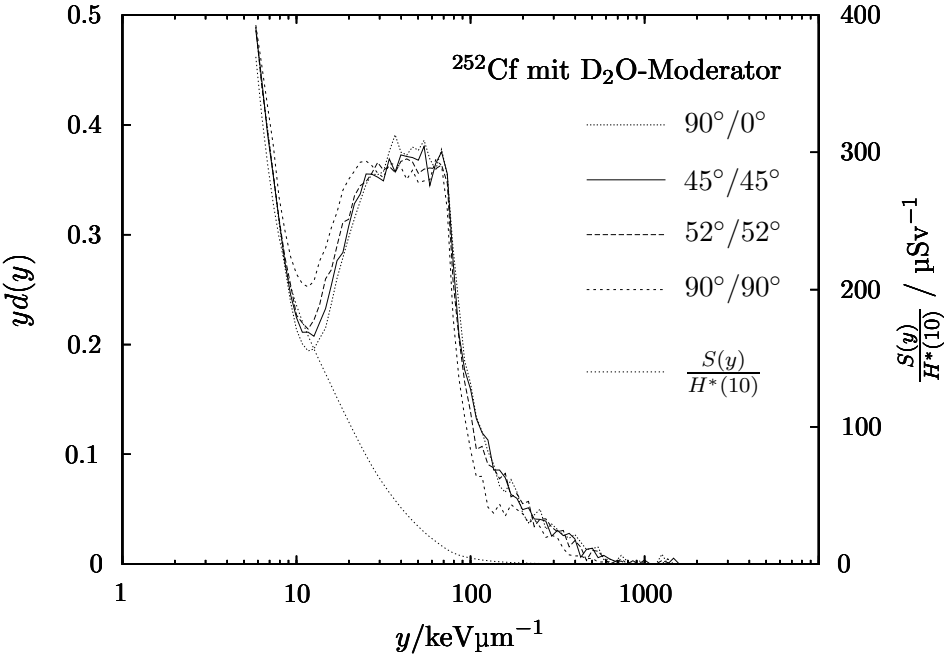

Abbildung 4.41: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc144.2 im Feld einer ^{252}Cf-Quelle bei verschiedenen Orientierungen (s. S. 77) des Detektors.*

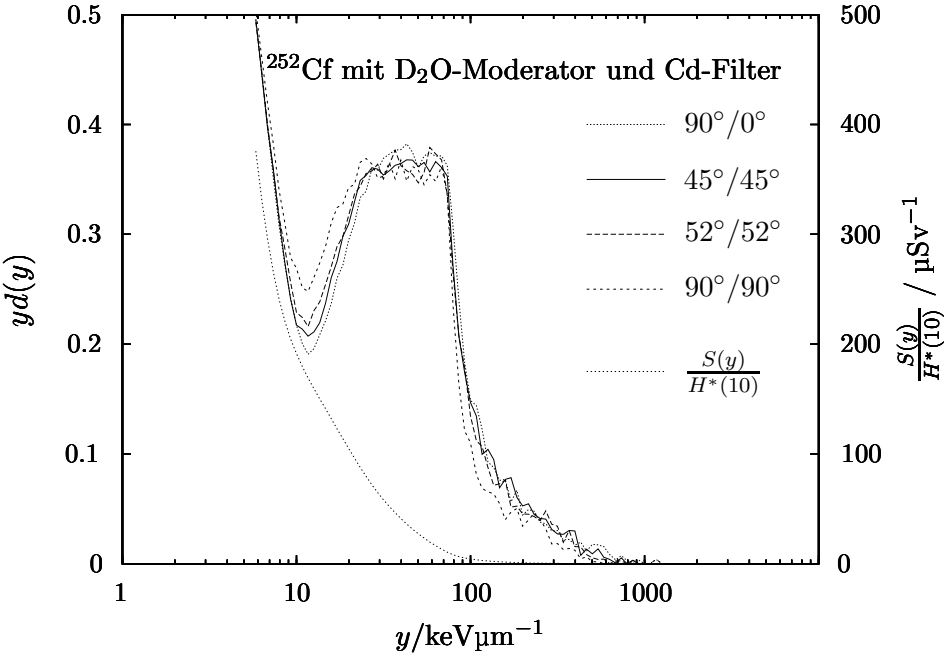

Abbildung 4.42: *Mikrodosimetrische Spektren des tepc144.2 im Feld einer ^{252}Cf-Quelle bei verschiedenen Orientierungen (s. S. 77) des Detektors.*

4.1.6 Vergleich der Spektren verschiedener Detektoren

Im Folgenden sind für einige Neutronenfelder die Spektren von verschiedenen Detektoren übereinandergelegt. Dabei wurden jeweils die Spektren mit senkrechtem Einfall des Neutronenfeldes auf die Detektorelemente und die Detektorebenen dargestellt.

Die Detektoren, deren Spektren dargestellt sind, unterscheiden sich nicht nur in der Anzahl der Detektorelemente und der Ebenen, in denen diese angeordnet sind (tepc12: 12 Elemente in einer Ebene; tepc24.2 und tepc24.3: 24 Elemente in zwei Ebenen; tepc144.1: 144 Elemente in zwölf Ebenen). Darüber hinaus unterscheiden sie sich in der Bauform der Gehäuse. Insbesondere weist der tepc24.2 ein relativ dickwandiges Aluminiumgehäuse mit einem massiven Schraubflansch auf, während tepc24.3 in einem dünnwandigen Aluminiumgehäuse angeordnet ist, das durch eine Klebung verschlossen ist.

Den nachfolgenden Abbildungen ist jedoch zu entnehmen, daß diese Unterschiede keinen erkennbaren Einfluss auf die Spektren haben. Der Versatz von Flanken in den Spektren um einige wenige Prozent entspricht dem zufälligen und unsystematischen Versatz, der selbst bei ein und demselben Detektor auftritt, wenn ein Spektrum zu verschiedenen Zeitpunkten mehrfach erfasst wird. Er ist ohne Weiteres mit Fluktuationen von Verstärkungsfaktoren und anderen Eigenschaften der Elektronik erklärbar.

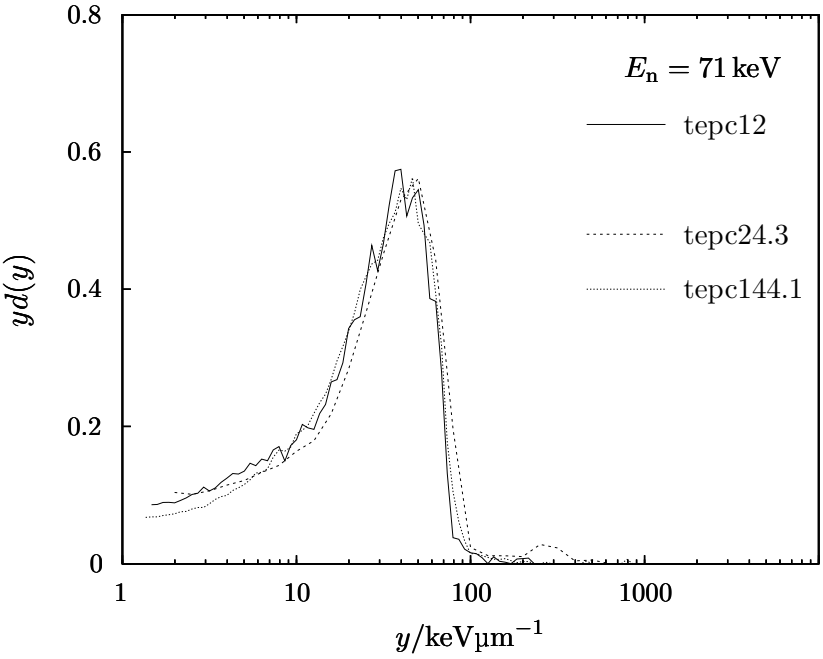

Abbildung 4.43: *Mikrodosimetrische Spektren verschiedener Detektoren bei $E_n = 71\,keV$.*

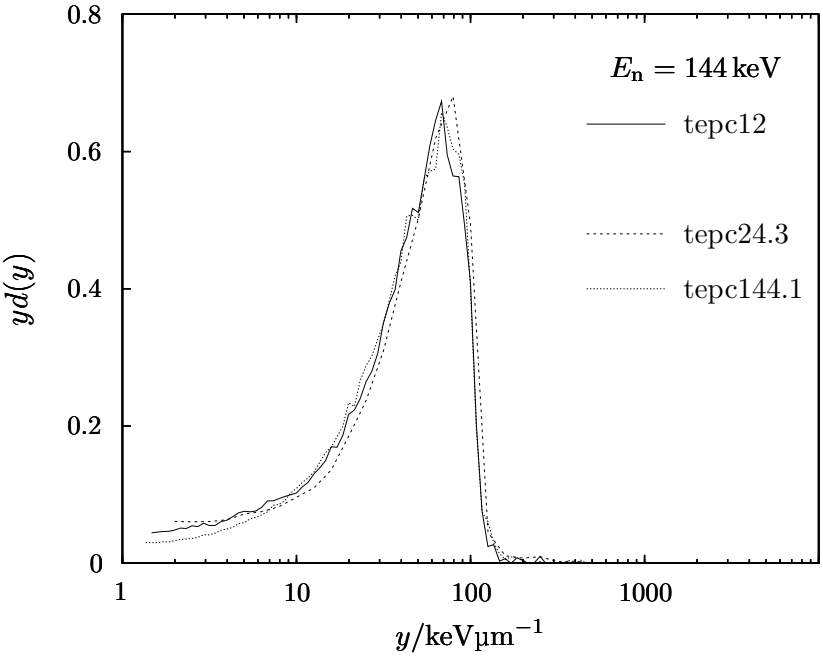

Abbildung 4.44: *Mikrodosimetrische Spektren verschiedener Detektoren bei $E_n = 144\,keV$.*

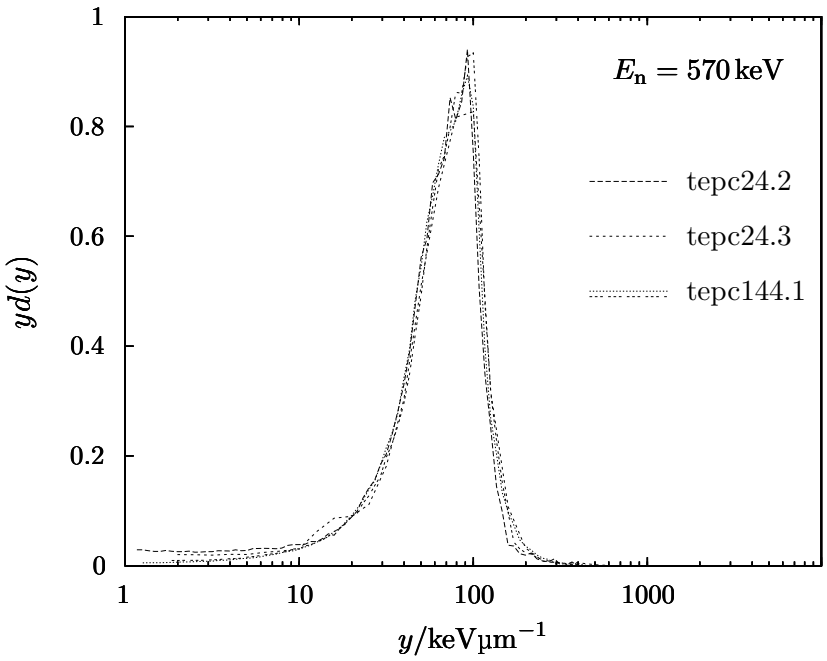

Abbildung 4.45: *Mikrodosimetrische Spektren verschiedener Detektoren bei $E_n = 570\,keV$.*

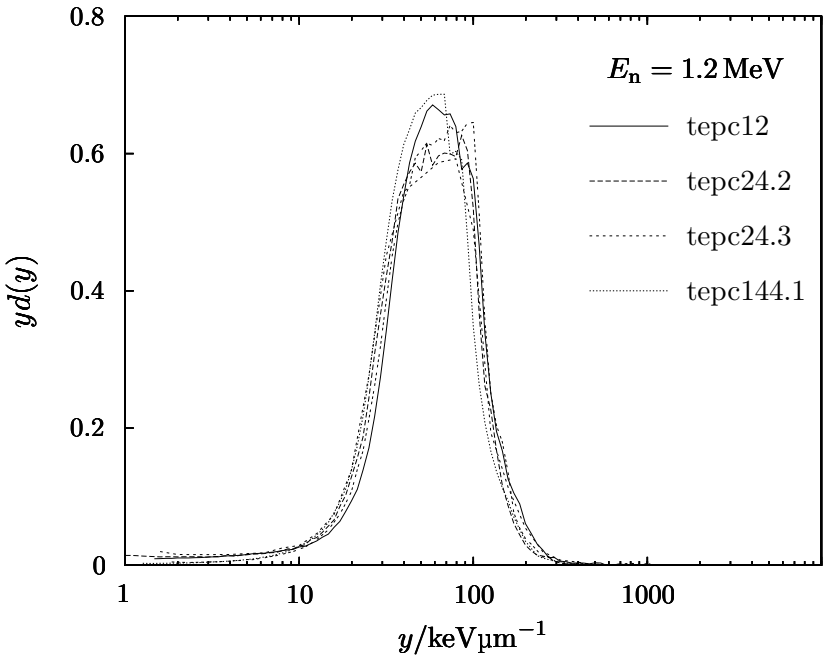

Abbildung 4.46: *Mikrodosimetrische Spektren verschiedener Detektoren bei $E_n = 1.2\,MeV$.*

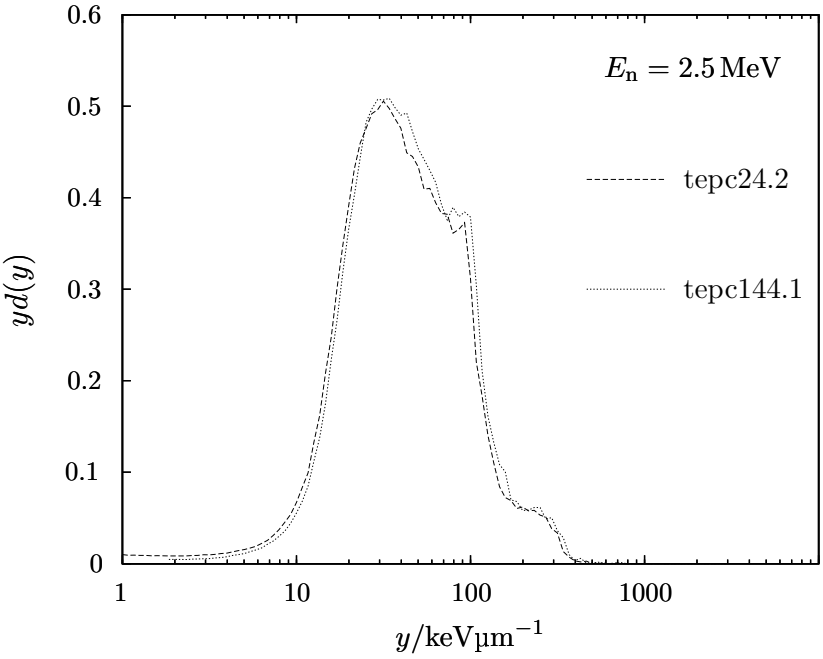

Abbildung 4.47: *Mikrodosimetrische Spektren verschiedener Detektoren bei $E_n = 2.5\,MeV$.*

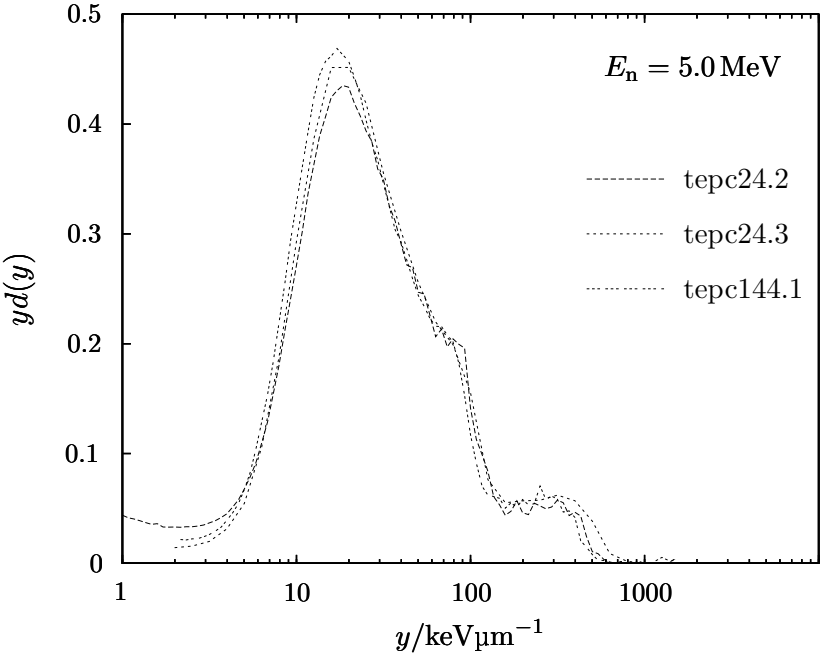

Abbildung 4.48: *Mikrodosimetrische Spektren verschiedener Detektoren bei $E_n = 5.0\,MeV$.*

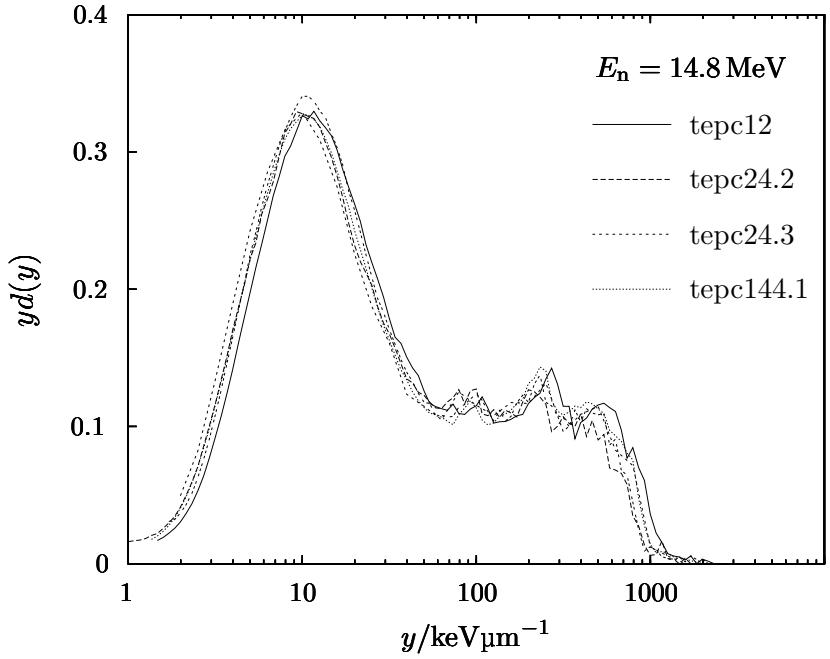

Abbildung 4.49: *Mikrodosimetrische Spektren verschiedener Detektoren bei $E_n = 14.8\,MeV$.*

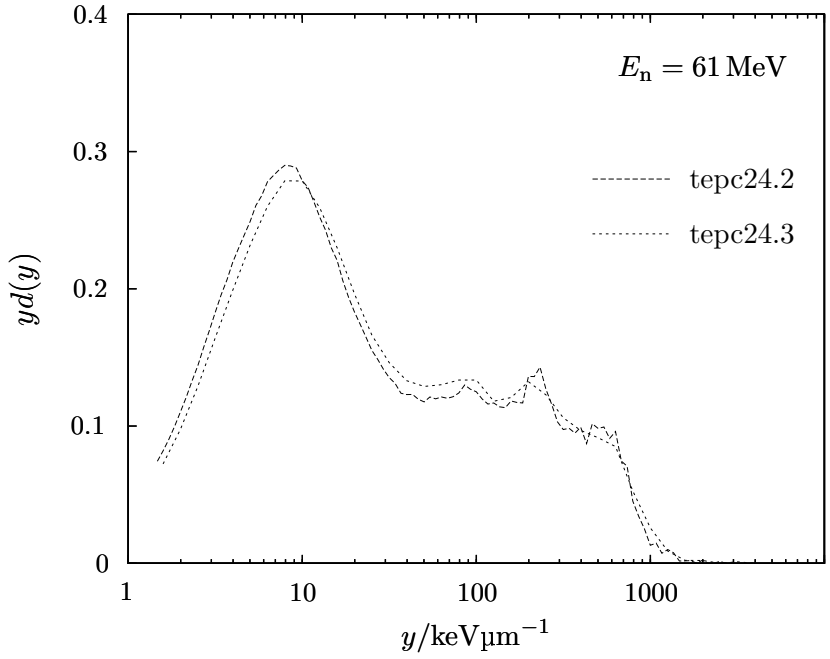

Abbildung 4.50: *Mikrodosimetrische Spektren verschiedener Detektoren bei $E_n = 61\,MeV$.*

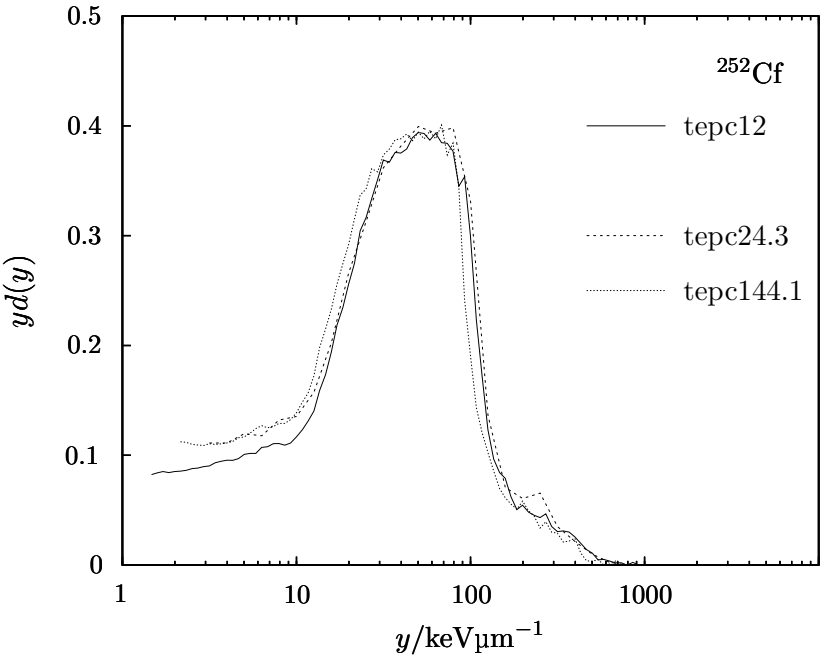

Abbildung 4.51: *Mikrodosimetrische Spektren verschiedener Detektoren im Feld einer ^{252}Cf-Quelle.*

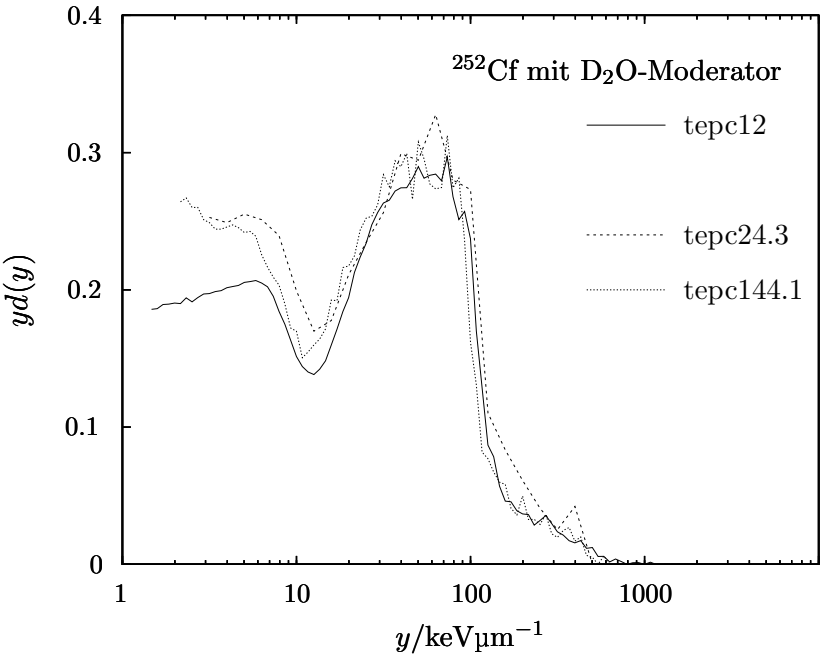

Abbildung 4.52: *Mikrodosimetrische Spektren verschiedener Detektoren im Feld einer ^{252}Cf-Quelle mit D_2O-Moderator.*

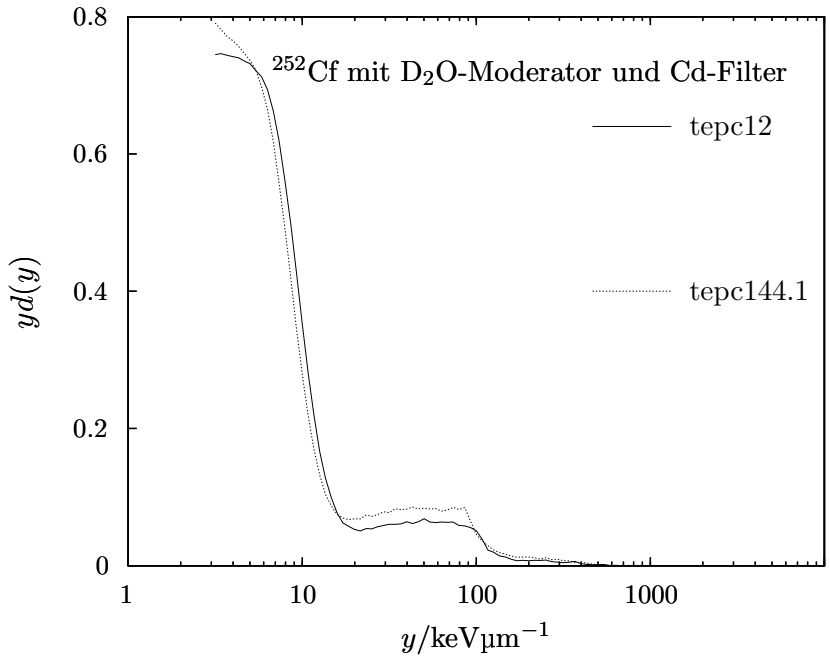

Abbildung 4.53: *Mikrodosimetrische Spektren verschiedener Detektoren im Feld einer ^{252}Cf-Quelle mit D_2O-Moderator und Cd-Filter.*

4.2 Äquivalentdosis-Ansprechverhalten

Im Folgenden ist für jeden Detektor die Abhängigkeit des Verhältnisses $R = M_H/H_{\mathrm{ref}}$ zwischen dem Meßwert M_H und dem konventionell wahren Wert H_{ref} von der Neutronenenergie E_{n} und von der Orientierung dargestellt. Für alle Messungen mit den Detektoren tepc12, tepc24.2 und tepc24.3 „on phantom“ wurde als konventionell wahrer Wert H_{ref} die Personen-Äquivalentdosis $H_{\mathrm{p}}(10, \alpha)$ eingesetzt. Für alle Messungen mit den Detektoren tepc144.1, tepc144.2 und tepc24.2 „free in air“ wurde als konventionell wahrer Wert H_{ref} die Umgebungs-Äquivalentdosis $H^*(10)$ eingesetzt.

Die Meßwerte der Äquivalentdosis und der Energiedosis wurden an einer AmBe-Quelle kalibriert, d. h. im Neutronenfeld einer AmBe-Quelle ist – von Fluktuationen abgesehen – das Verhältnis $R = M_H/H_{\mathrm{ref}} = 1$. Diese Kalibrierung wurde nur einmal, und zwar für den tepc24.2 vorgenommen. Für alle anderen Detektoren ergibt sich der Kalibrierfaktor aus dem Verhältnis ihrer sensitiven Gasmassen zu der des tepc24.2. Anders ausgedrückt verhalten sich die Dosiskalibrierfaktoren $\mathsf{c_D}$ (s. Gleichungen 2.7, 2.8 S. 62) für die verschiedenen Detektoren umgekehrt proportional zu den sensitiven Gasmassen.

Für tepc24.2 wurde R für zwei („on phantom“) bzw. drei („free in air“) verschiedene Orientierungen des Detektors relativ zur Einfallsrichtung der Neutronen erfasst. Für diese beiden Detektoren wurde R jeweils als Funktion der Neutronenenergie E_{n} dargestellt. Bei den anderen Detektoren wurde R darüber hinaus jeweils auch als Funktion der Orientierung des Detektors im Strahlungsfeld dargestellt.

Messungen im thermischen Neutronenfeld der Quelle SIGMA wurden mit tepc24.3 durchgeführt. Die Ergebnisse sind bei der Winkelabhängigkeit für die monoenergetischen Felder dargestellt. In den Neutronenfeldern der Quellen CANEL I und CANEL II wurde R für den tepc24.3 bestimmt, in den in Tabelle 4.1 aufgeführten ^{252}Cf-Quellen für tepc24.3 und tepc144.2. Diese Ergebnisse sind in separaten Abbildungen dargestellt.

Eines der wichtigsten Ergebnisse dieses Abschnitts ist in Abb. 4.57 (S. 113 zu finden. Es ist erkennbar, daß beim tepc24.3 R als Funktion der Neutronenenergie und der Orientierung des Detektors insgesamt nur um einen Faktor zwei variiert, wenn man die thermischen Neutronen außer acht läßt, sogar noch deutlich weniger. Dies ist gemessen an den Anforderungen des Strahlenschutzes und der Leistungsfähigkeit herkömmlicher Personendosimeter ein vollkommen befriedigender Wert. Bei senkrechtem Einfall des Strahlungsfeldes auf den Detektor variiert R in Abhängigkeit von der Neutronenenergie E_{n} sogar nur um ca. ein Drittel.

Ein weiteres wichtiges Ergebnis ist in Abb. 4.63 (S. 116) zu finden. Hier ist – gerade auch im Vergleich mit den Ergebnissen für den tepc144.1 auf der Seite davor – erkennbar, daß die Winkelabhängigkeit von R durch den Aufbau des tepc144.2 aus zwei Gruppen gegeneinander um 90° verdrehter

Elemente sehr weitgehend reduziert werden kann.

Bei Neutronenenergien $E_n \leq 71\,\mathrm{keV}$ nimmt R bei streifendem Einfall der Neutronen in der Regel zu. Im Gegensatz dazu nimmt R im thermischen Neutronenfeld der Quelle SIGMA bei streifendem Einfall ab. Dies ist auch im Feld der Quelle CANEL II der Fall, das überwiegend ebenfalls thermische Neutronen enthält. Für die ^{252}Cf-Quellen mit ihren relativ breiten Energiespektren ist die Winkelabhängigkeit sowohl bei tepc24.3 als auch bei tepc144.2 sehr gering. In der Praxis des Strahlenschutzes dürften Neutronenfelder mit breiten Energiespektren häufiger auftreten als solche mit schmalen. Insofern sind die Ergebnisse der ^{252}Cf-Quellen von größerer praktischer Relevanz als die der monoenergetischen Felder.

Die Energieabhängigkeit ist beim tepc144.2 (Abb. 4.62, S. 116) bei Neutronenenergien E_n ab ca. 0.5 MeV ähnlich gering wie im Fall des tepc24.3 (Abb. 4.57, S. 113). Bei niedrigeren Neutronenenergien nimmt R jedoch deutlich ab. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Durchdringungsfähigkeit der Neutronen und damit der Neutronenfluß in den von der Neutronenquelle enfernteren Detektorelementen abnehmen. Diese Erklärung wird auch durch einen Vergleich mit dem wesentlich dünneren tepc24.3 bestätigt, bei dem zwar bei niedrigen Neutronenenergien unterhalb von 0.5 MeV auch ein Rückgang von R zu verzeichnen ist, der jedoch wesentlich schwächer ausfällt.

Bei bekannter Neutronenenergie oder Neutronenenergien oberhalb von 0.5 MeV kann ein Detektor der Bauart des tec144.2 den Vorteil der schwachen Abhängigkeit von R von der Orientierung des Detektors ausspielen. Für eine Ausdehnung des Einsatzbereichs auf unbekannte Neutronenfelder, deren Neutronenenergien auch kleiner als 0.5 MeV sein können, könnte R verbessert werden, indem bei der Berechnung von M_H zusätzlich zum Qualitätsfaktor $Q(y)$ ein von der linealen Energie y abhängiger Korrekturfaktor verwendet wird, der Ereignisse mit kleiner linealer Energie y höher bewertet (vgl. [77]).

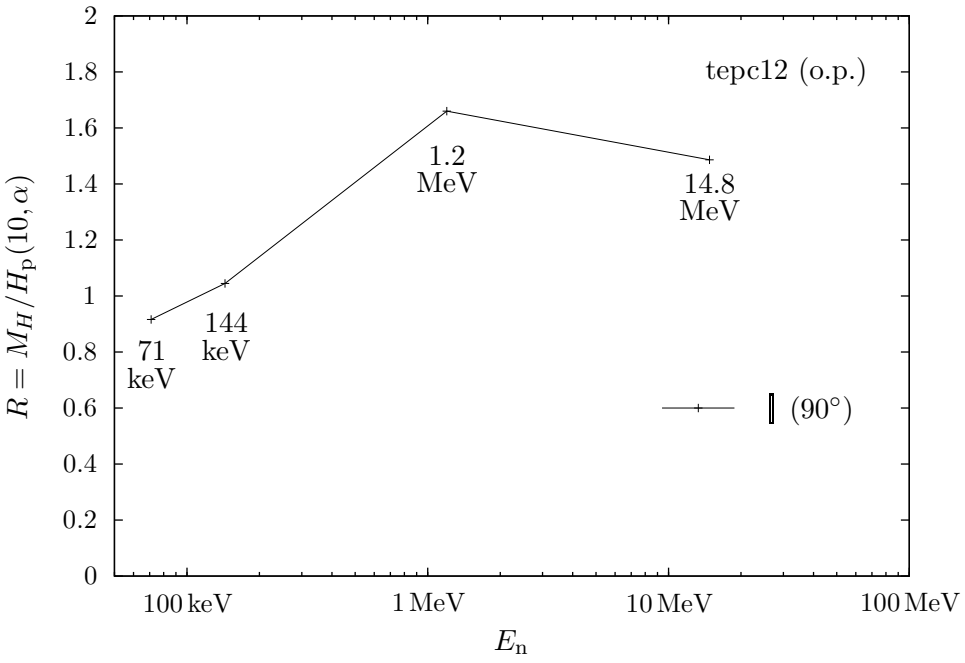

Abbildung 4.54: *Energieabhängigkeit des Äquivalentdosis-Ansprechverhaltens des tepc12 (o.p.).*

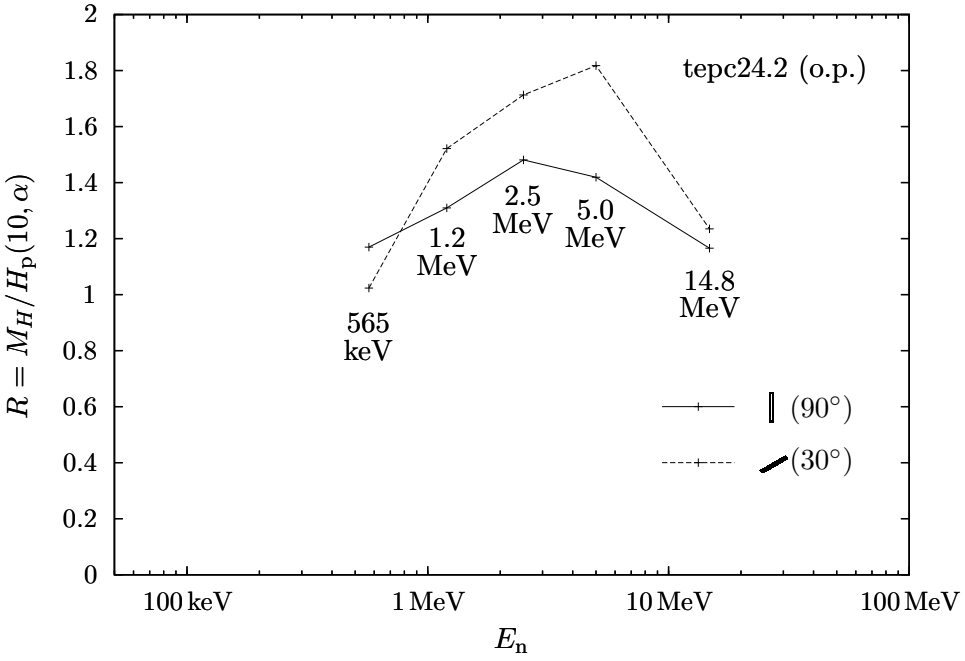

Abbildung 4.55: *Energieabhängigkeit des Äquivalentdosis-Ansprechverhaltens des tepc24.2 (o.p.).*

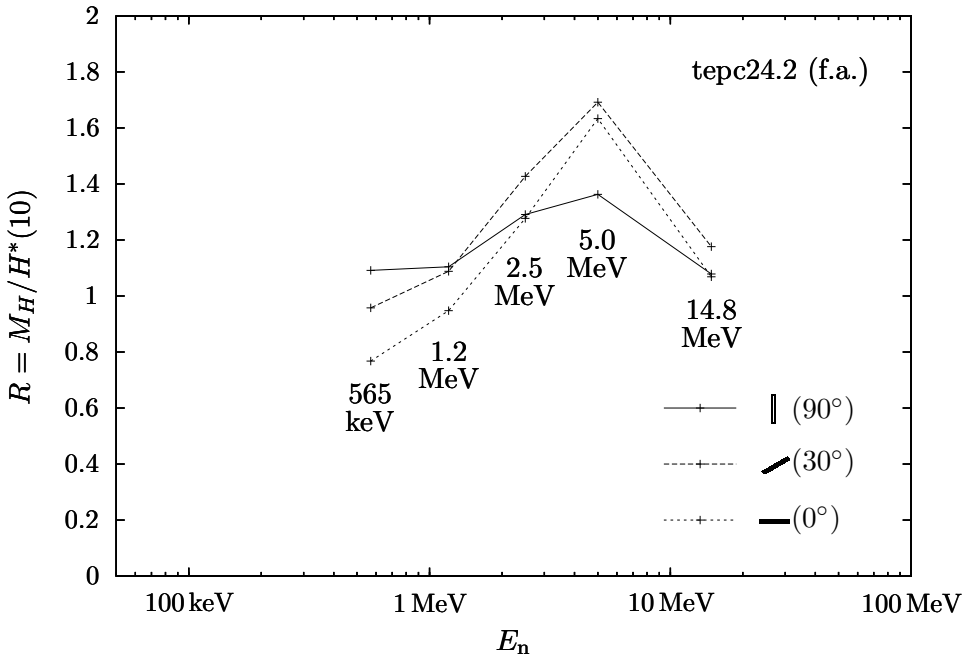

Abbildung 4.56: *Energieabhängigkeit des Äquivalentdosis-Ansprechverhaltens des tepc24.2 (f.a.).*

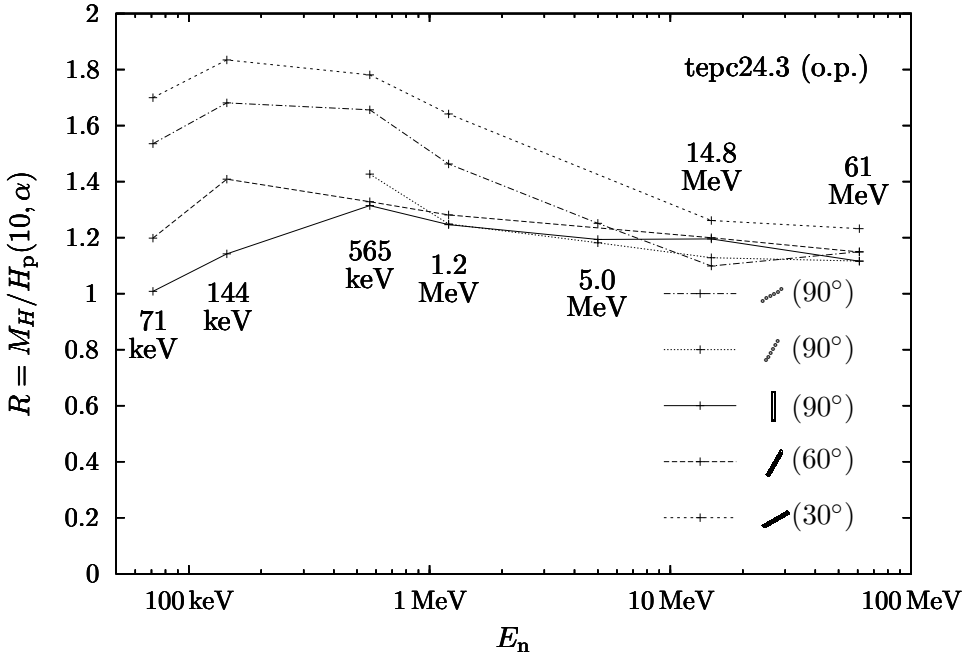

Abbildung 4.57: *Energieabhängigkeit des Äquivalentdosis-Ansprechverhaltens des tepc24.3 (o.p.).*

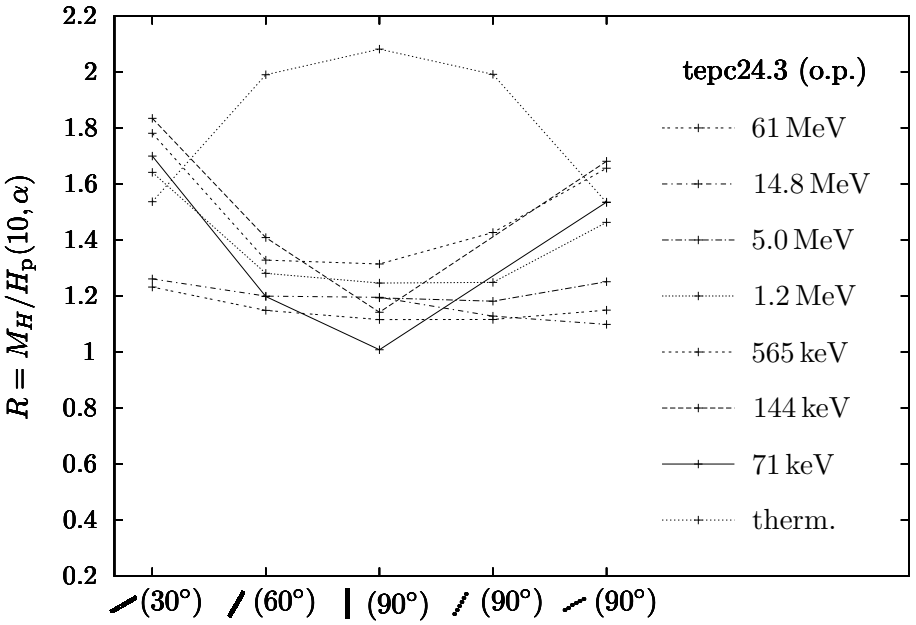

Abbildung 4.58: *Winkelabhängigkeit (s. S. 76) des Äquivalentdosis-Ansprechverhaltens des tepc24.3 (o.p.).*

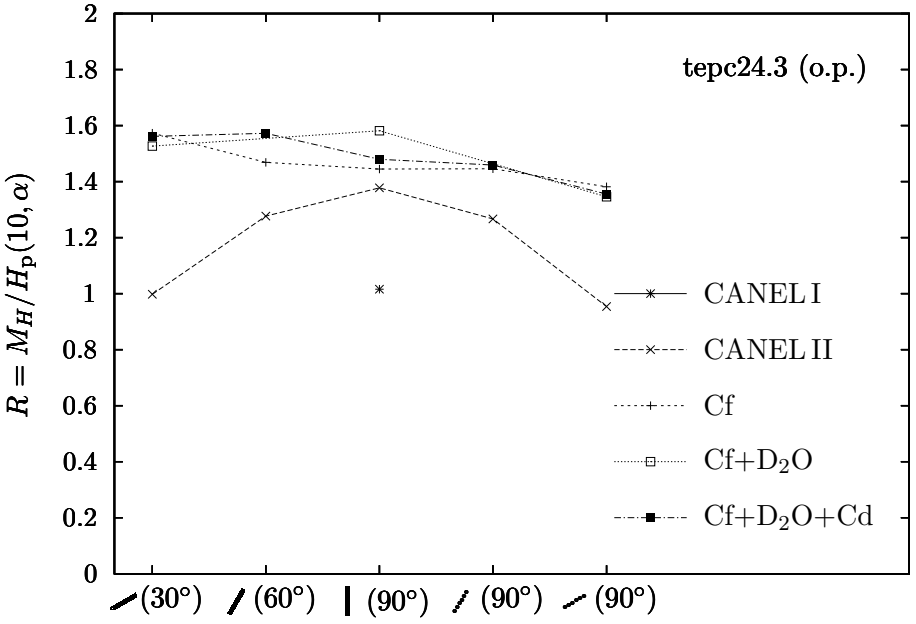

Abbildung 4.59: *Winkelabhängigkeit (s. S. 76) des Äquivalentdosis-Ansprechverhaltens des tepc24.3 (o.p.).*

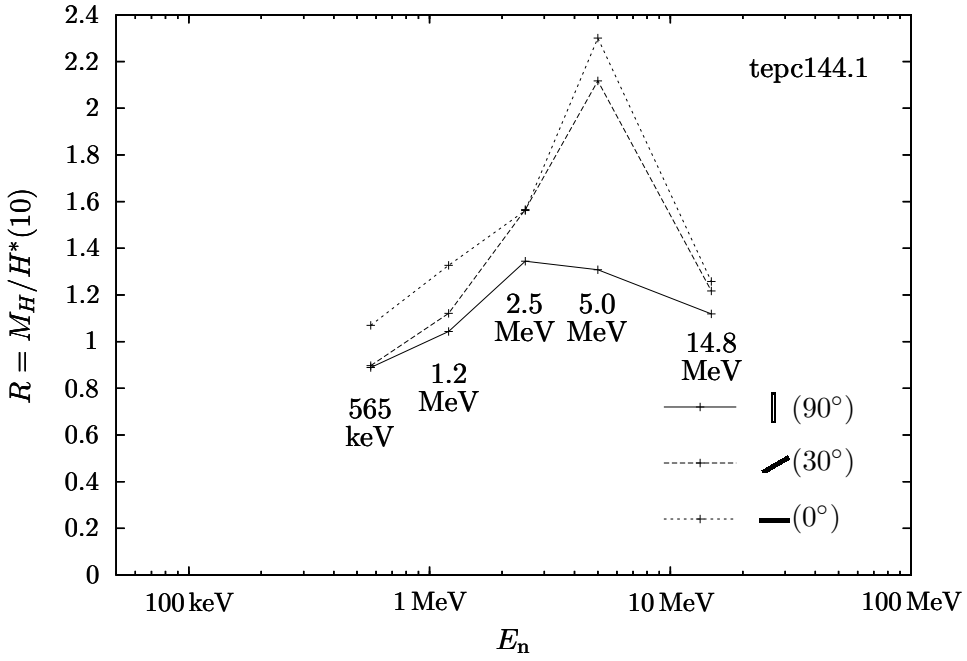

Abbildung 4.60: *Energieabhängigkeit des Äquivalentdosis-Ansprechverhaltens des tepc144.1.*

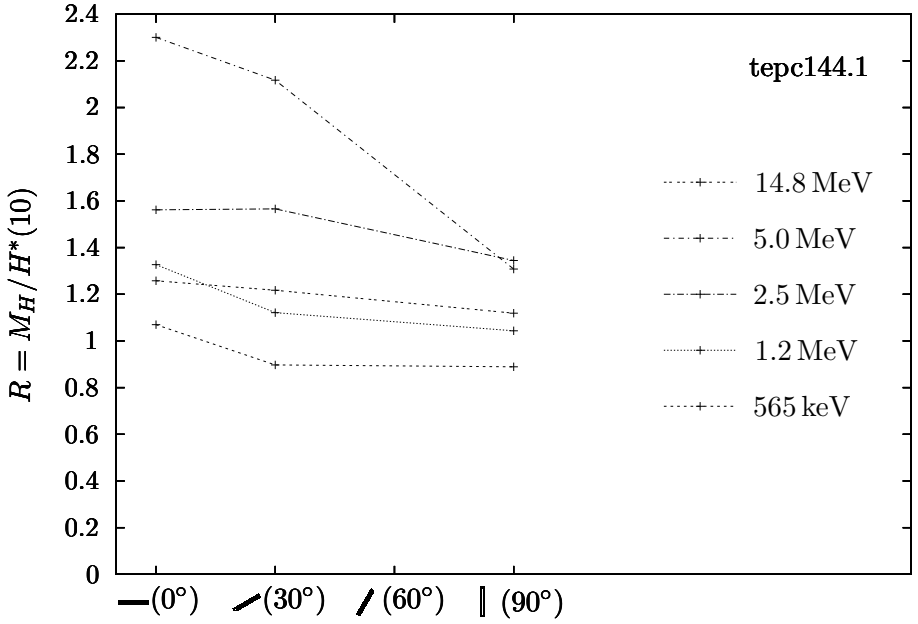

Abbildung 4.61: *Winkelabhängigkeit (s. S. 76) des Äquivalentdosis-Ansprechverhaltens des tepc144.1.*

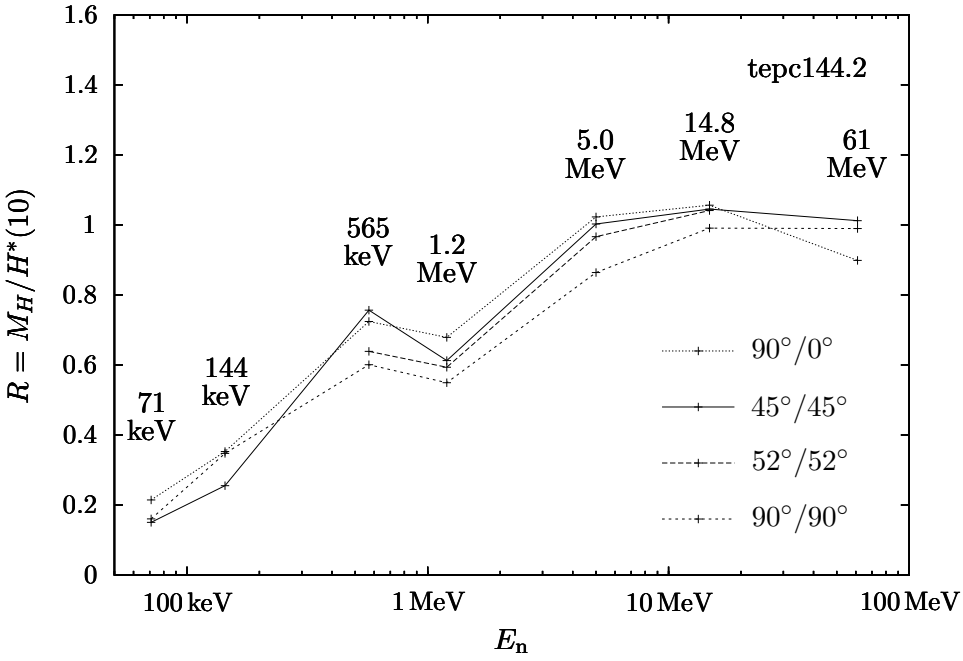

Abbildung 4.62: *Energieabhängigkeit des Äquivalentdosis-Ansprechverhaltens des tepc144.2.*

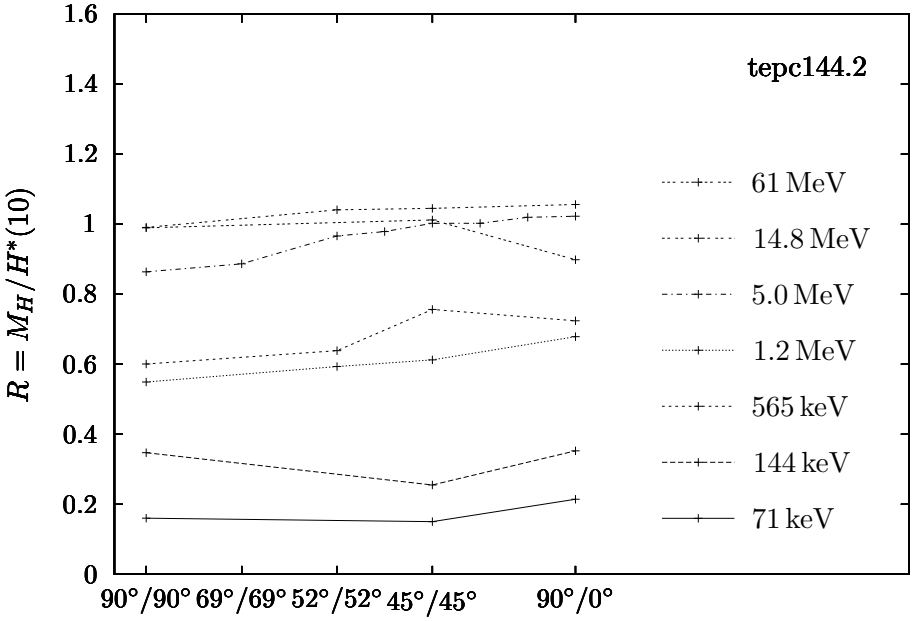

Abbildung 4.63: *Winkelabhängigkeit (s. S. 77) des Äquivalentdosis-Ansprechverhaltens des tepc144.2.*

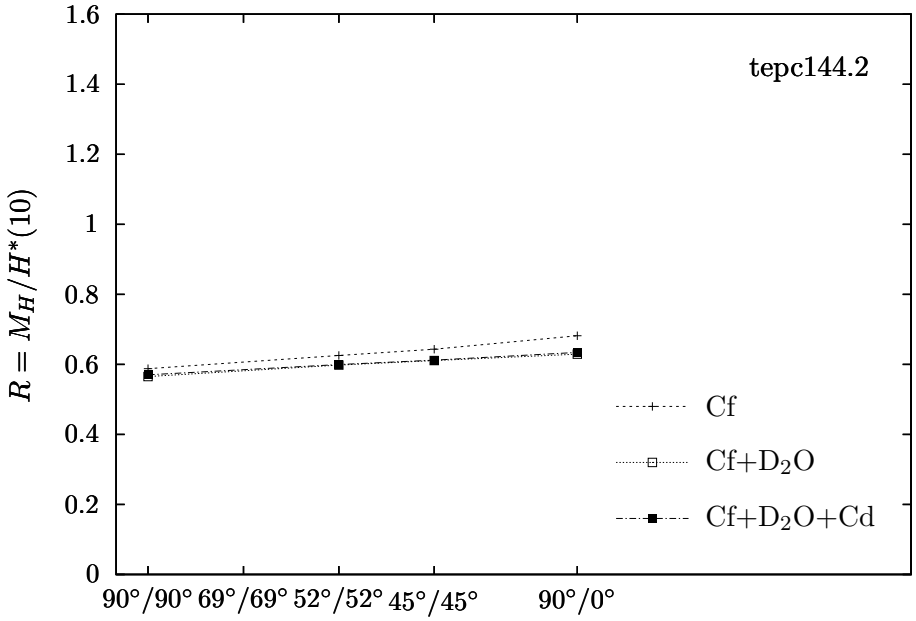

Abbildung 4.64: *Winkelabhängigkeit (s. S. 77) des Äquivalentdosis-Ansprechverhaltens des tepc144.2 in den Feldern von Neutronenquellen mit breitem Energiespektrum.*

Zusammenfassung

Der gewebeäquivalente Proportionalzähler ist *der* Detektor zur Erfassung mikrodosimetrischer Spektren. Aufgrund des besonderen Informationsgehalts mikrodosimetrischer Spektren ist er damit gleichzeitig der einzige Detektor, der mit einer einzigen Messung eine umfassende Erfassung derjenigen Eigenschaften eines Strahlenfeldes ermöglicht, die seine Wirkung auf lebendes Gewebe bestimmen. Dies prädestiniert den TEPC für einen Einsatz im Strahlenschutz, ganz besonders dann, wenn nicht nur die Dosisleistung sondern auch die Strahlenqualität unbekannt ist. Aufgrund praktischer Nachteile herkömmlicher Bauarten war seine Verwendung jedoch bislang im wesentlichen auf wissenschaftliche Anwendungen beschränkt.

Die in der vorliegenden Arbeit in Kapitel 2 beschriebene völlig neue Konstruktion überwindet diese praktischen Nachteile. Vor allem aufgrund der ungewöhnlichen Geometrie der sensitiven Gasvolumina mussten die Eigenschaften von Detektoren dieser neuen Bauart jedoch erst noch sorgfältig empirisch erfasst werden.

Die in den vorangehenden Kapiteln 3 und 4 dargestellten Ergebnisse belegen, daß die neue Bauart die besonderen Vorteile des TEPC als mikrodosimetrisches Meßgerät weitestgehend erhält ohne dessen praktische Nachteile zu übernehmen.

- Umfangreiche Messungen in zahlreichen Neutronenfeldern zeigen, daß das Äquivalentdosis-Ansprechverhalten in Abhängigkeit von der Energie und dem Einfallswinkel der Neutronen nur verhältnismäßig wenig variiert. Im Fall des für ein Personendosimeter geeigneten flachen Detektors mit 24 Elementen beträgt das Verhältnis zwischen dem maximalen und dem minimalen „Response“ nur ca. zwei.

- Für den für ein Ortsdosimeter geeigneten Detektor mit 144 Elementen ist dieses Verhältnis etwas größer. Es konnte jedoch eine ausgezeichnete Richtungsunabhängigkeit des Ansprechverhaltens festgestellt werden.

- Die Gasverstärkung ist über viele Monate stabil. Dies ermöglicht einen Betrieb über entsprechend lange Zeiträume ohne das Erfordernis eines Austauschs der Gasfüllung oder einer Nachkalibrierung. Damit ist insbesondere auch keine interne Strahlenquelle zur Kalibrierung nötig,

wodurch der Aufbau vereinfacht und die Eignung für ein Personendosimeter verbessert oder überhaupt erst geschaffen werden.

- Messungen des natürlichen Untergrunds zeigen, daß auch kleine und kleinste Dosen und Dosisleistungen, wie sie im Strahlenschutz relevant sind, von dem „Rauschen“ der Elektronik nicht überdeckt werden.

- Messungen mit sehr kleinen Dosen zeigen, daß selbst Dosen von 1 µSv noch mit einer für die Belange des Strahlenschutzes sehr befriedigenden statistischen Genauigkeit erfaßt werden.

Gleichzeitig weisen die Detektoren einen einfachen Aufbau auf, der die Fertigung gegenüber herkömmlichen TEPCs erheblich vereinfacht. Da weder eine Helix noch „field electrodes“ erforderlich sind, ist die Erzeugung einer weiteren Hochspannung nicht erforderlich, und die Empfindlichkeit gegenüber Erschütterungen oder Schall ist deutlich reduziert.

Im Verhältnis zur Größe des Detektors ist seine Nachweisempfindlichkeit wesentlich größer als die eines herkömmlichen TEPC. Die beschriebene hohe Empfindlichkeit, d. h. die Fähigkeit auch sehr kleine Dosen mit ausreichender Genauigkeit zu erfassen, geht deshalb mit einem geringen Volumen und einer geringen Masse des Detektors einher.

Der modulare Aufbau ermöglicht eine Anpassung des Detektors, insbesondere seiner Nachweisempfindlichkeit, an die Erfordernisse bei Anwendungen auf unterschiedlichen Gebieten in einem weiten Bereich. Dies wurde durch die Realisierung flacher Detektoren mit 12 oder 24 Elementen für einen Einsatz in einem Personendosimeter und näherungsweise kubischer Detektoren mit 144 Elementen für einen Einsatz in einem Ortsdosimeter bewiesen.

Für Messungen in Neutronenfeldern und gemischten Strahlungsfeldern ist der neue TEPC geradezu prädestiniert. Sie stellen jedoch nur *eine* Anwendung von Personendosimetern mit dem neuen TEPC dar. Da für diese Strahlenfelder bislang keine aktiven Personendosimeter existierten, werden sie auch eine besonders wichtige Anwendung sein. Die Beschränkung dieser Arbeit auf Neutronendosimetrie ist jedoch keine originäre Restriktion des Detektors oder des ihm zugrundeliegenden Prinzips; sie ist Folge der Ausrichtung des die beschriebene Arbeit finanzierenden CEC-Contracts FI4P-CT95-0024 „Advanced methods of active neutron dosimetry for individual monitoring and radiation field analysis“. Das Prinzip des gewebeäquivalenten mikrodosimetrischen Proportionalzählers ist jedoch sehr viel allgemeiner zur Dosimetrie geeignet. Lediglich für Strahlung, die in den Detektor nicht eindringt, wie α- oder niederenergetische β-Strahlung, ist der TEPC nicht geeignet.

Man kann nicht unbedingt erwarten, daß die gute Energieabhängigkeit der Äquivalentdosis-Antwort bei einer Erweiterung der Anwendung auf andere Strahlungsarten ungemindert erhalten bleibt. Grundlegende Probleme sind aber aufgrund des mikrodosimetrischen Detektorprinzips nicht zu erwarten.

Zu den nächsten Schritten zählen also Testmessungen in anderen Strahlungsfeldern. Besondere praktische Bedeutung haben dabei vor allem Photonen, die Bestandteil praktisch aller für den Strahlenschutz relevanten Strahlenfelder sind.

Der Prototyp des auf dem beschriebenen TEPC basierenden Personendosimeters hat einen sehr fortgeschrittenen Entwicklungsstand erreicht. Der Schritt zum Industrieprodukt steht jedoch noch aus. Es wäre deshalb wünschenswert das Gerät möglichst bald an einen kompetenten Industriepartner zu übergeben, der es bis zur Serienreife weiterentwickelt und kommerziell verfügbar macht.

Literaturverzeichnis

[1] W. G. Alberts, E. Dietze, S. Guldbakke, H. Kluge, and H. Schuhmacher. International intercomparison of TEPC systems used for radiation protection. *Radiat. Prot. Dosim.*, 29(1–2):47–53, 1989.

[2] W. G. Alberts et al. *Advanced Methods of Active Neutron Dosimetry for Individual Monitoring and Radiation Field Analysis (ANDO).* PTB-Bericht N-39. Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, 1999.

[3] E. Anachkova, A. M. Kellerer, and H. Roos. Calibrating and testing tissue equivalent proportional counters with ^{37}Ar. *Radiat. Environ. Biophys.*, 33:353–364, 1994.

[4] E. Anachkova, H. Roos, E. Nekolla, and A. M. Kellerer. Effect of wire eccentricity on the performance of cylindrical proportional counters. *Radiat. Environ. Biophys.*, 34:245–249, 1995.

[5] R. E. Apfel. The superheated drop detector. *Nucl. Instrum. Methods*, 162:603–608, 1979.

[6] G. D. Badhwar. The radiation environment in low-earth orbit. *Radiat. Res.*, 148:S3–S10, 1997.

[7] G. D. Badhwar, A. Konradi, L. A. Braby, W. Atwell, and F. A. Cucinotta. Measurements of trapped protons and cosmic rays from recent shuttle flights. *Radiat. Prot. Dosim.*, 52(1–4):439–445, 1994.

[8] M. Balzhäuser. *Herstellung und Charakterisierung von Halbleiterdetektorsystemen zur Personendosimetrie in gemischten Neutronen-Gamma-Feldern.* Dissertation, RWTH Aachen, 1998.

[9] J. Barthe, J. M. Bordy, M. Mourgues, T. Lahaye, B. Boutruche, and P. Segur. New devices for individual neutron dosimetry. *Radiat. Prot. Dosim.*, 54(3–4):365–368, 1994.

[10] D. T. Bartlett, R. J. Tanner, and D. J. Thomas. Active neutron personal dosemeters – a review of current status. *Radiat. Prot. Dosim.*, 86(2):107–122, 1999.

[11] R. Beaujean, J. Kopp, and G. Reitz. Active dosimetry on recent space flights. *Radiat. Prot. Dosim.*, 85(1–4):223–226, 1999.

[12] J. Böhm, W. G. Alberts, K. L. Swinth, C. G. Soares, J. C. McDonald, I. M. G. Thompson, and H.-M. Kramer. ISO recommended reference radiations for the calibration and proficiency testing of dosemeters and dose rate meters used in radiation protection. *Radiat. Prot. Dosim.*, 86(2):87–105, 1999.

[13] J. Booz. Development of dose equivalent meters based on microdosimetric principles. *Radiat. Environ. Biophys.*, 23:155–170, 1984.

[14] J. Booz and H. G. Menzel. Microdosimetric counters in radiation protection. *Radiat. Prot. Dosim.*, 9 (3):135–253, 1984.

[15] J. M. Bordy, J. Barthe, B. Boutruche, and P. Ségur. A new proportional counter for individual neutron dosimetry. *Radiat. Prot. Dosim.*, 54(3–4):369–372, 1994.

[16] J.-F. Bottollier-Depois, Q. Chau, P. Bouisset, G. Kerlau, L. Plawinski, and L. Lebaron-Jacobs. Assessing exposure to cosmic radiation during long-haul flights. *Radiat. Res.*, 153:526–532, 2000.

[17] R. S. Caswell, J. J. Coyne, and M. L. Randolph. Kerma factors for neutron energies below 30 MeV. *Radiat. Res.*, 83:217–254, 1980.

[18] R. S. Caswell, J. J. Coyne, and M. L. Randolph. Kerma factors of elements and compounds for neutron energies below 30 MeV. *Int. J. Appl. Radiat. Isot.*, 33:1227–1262, 1982.

[19] A. Cauchy. Mémoire sur la rectification des courbes et la quadrature des surfaces courbes. In *Oevres Complètes*, Band 2. Gauthier Villard, Paris, 1908.

[20] M. J. Clark, J.-L. Chartier, B. R. L. Siebert, and M. Zankl. Comparison of personal dose equivalent and effective dose. *Radiat. Prot. Dosim.*, 78(2):91–99, 1998.

[21] S. Deme, G. Reitz, I. Apáthy, I. Héjja, E. Láng, and I. Fehér. Doses due to the south atlantic anomaly during the EUROMIR '95 mission measured by an on board TLD system. *Radiat. Prot. Dosim.*, 85(1–4):301–304, 1999.

[22] F. d'Errico. Fundamental properties of superheated drop (bubble) detectors. *Radiat. Prot. Dosim.*, 84(1–4):55–62, 1999.

[23] B. Dörschel and L. Herforth. *Neutronen-Personendosimetrie.* Physikalische Reihe, Band 7. Birkhäuser, Basel, 1979.

[24] W. A. Glass and L. A. Braby. A wall-less detector for measuring energy deposition spectra. *Radiat. Res.*, 39:230–240, 1969.

[25] S. Guldbakke, S. Dietz, H. Kluge, and D. Schlegel. PTB neutron fields for the calibration of neutron sensitive devices. In W. Koelzer and R. Maushart, Hrsg., *Strahlenschutz: Physik und Meßtechnik*, Band 1, Seiten 240–247. TÜV Rheinland, Köln, 1994.

[26] C. G. Hanna, D. H. W. Kirkwood, and B. Pontecorvo. High multiplication proportional counters for energy measurements. *Phys. Rev.*, 75:985–986, 1949.

[27] G. Hartmann, H. G. Menzel, and H. Schuhmacher. Different approaches to determine effective quality factors and dose equivalent using the Rossi counter. In G. Burger and H. G. Ebert, Hrsg., *Fourth symposium on neutron dosimetry*, EUR 7448 EN. CEC, 1981.

[28] ICRP. *Report of the Task Group on Reference Man.* ICRP Publication 23. Pergamon, Oxford, 1975.

[29] ICRP. *1990 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection.* ICRP Publication 60. Pergamon, Oxford, 1991. Annals of the ICRP volume 21 (1–3).

[30] ICRP. *Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation.* ICRP Publication 74. Pergamon / Elsevier, 1996. Annals of the ICRP volume 26 (3–4).

[31] ICRP. *Relative Biological Effectiveness (RBE), Quality Factor (Q), And Radiation Weighting Factor (wR).* ICRP Publication 92. Elsevier, 2004.

[32] ICRU. *Physical Aspects of Radiation.* ICRU Report 10b. Bethesda, Maryland, 1964.

[33] ICRU. *Average Energy Required to Produce an Ion Pair.* ICRU Report 31. Bethesda, Maryland, 1979.

[34] ICRU. *Microdosimetry.* ICRU Report 36. Bethesda, Maryland, 1983.

[35] ICRU. *Tissue Substitutes in Radiation Dosimetry and Measurement.* ICRU Report 44. Bethesda, Maryland, 1989.

[36] ICRU. *Measurement of Dose Equivalent from External Photon and Electron Radiations.* ICRU Report 47. Bethesda, Maryland, 1992.

[37] ICRU. *Quantities and Units in Radiation Protection Dosimetry.* ICRU Report 51. Bethesda, Maryland, 1993.

[38] ICRU. *Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation.* ICRU Report 60. Bethesda, Maryland, 1998.

[39] H. Ing, R. A. Noulty, and T. D. McLean. Bubble detectors—a maturing technology. *Radiat. Meas.*, 27:1–11, 1997.

[40] R. G. Jaeger and W. Hübner, Hrsg. *Dosimetrie und Strahlenschutz.* Georg Thieme Verlag, Stuttgart, 1974.

[41] J. Kahilainen. The direct ion storage dosemeter. *Radiat. Prot. Dosim.*, 66(1–4):459–462, 1996.

[42] A. M. Kellerer. An assessment of wall effects in microdosimetric measurements. *Radiat. Res.*, 47:377–386, 1971.

[43] A. M. Kellerer. Considerations on the random traversal of convex bodies and solutions for general cylinders. *Radiat. Res.*, 47:359–376, 1971.

[44] A. M. Kellerer. Criteria for the equivalence of spherical and cylindrical proportional counters in microdosimetry. *Radiat. Res.*, 86:277–286, 1981.

[45] A. M. Kellerer. Chord-length distributions and related quantities for spheroids. *Radiat. Res.*, 98:425–437, 1984.

[46] A. M. Kellerer. Fundamentals of microdosimetry. In K. R. Kase, Bjärngard, and F. H. Attix, Hrsg., *The Dosimetry of Ionizing Radiation*, Band 1, Seiten 76–162. Academic Press, Orlando, 1985.

[47] A. M. Kellerer. Risk estimates for radiation-induced cancer – the epidemiological evidence. *Radiat. Environ. Biophys.*, 39:17–24, 2000.

[48] H. Klein. Workplace radiation field analysis. *Radiat. Prot. Dosim.*, 70(1–4):225–234, 1997.

[49] P. Kliauga, H. H. Rossi, and G. Johnson. A multi-element proportional counter for radiation protection measurements. *Health Phys.*, 57(4):631–636, 1989.

[50] A. Kosunen, E. Vartiainen, H. Hyvönen, E. Rantanen, and J. Kahilainen. Testing of a TLD and a Direct Ion Storage (DIS) dosemeter for use as a personal dosemeter. *Radiat. Prot. Dosim.*, 66(1–4):29–32, 1996.

[51] A. Kunz, P. Pihet, E. Arend, and H. G. Menzel. An easy-to-operate portable pulse-height analysis system for area monitoring with tepc in radiation protection. *Nucl. Instrum. Methods*, A299:696–701, 1990.

[52] A. W. Kunz. *Entwicklung eines Meßgerätes zur Dosimetrie in gemischten Neutronen-Photonenstrahlenfeldern unter Anwendung eines gewebeäquivalenten Niederdruckproportionalzählers.* Dissertation, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, 1991.

[53] C. M. Lederer and V. S. Shirley. *Table of isotopes.* Wiley, New York, 1978.

[54] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments.* Springer, Berlin, 1994.

[55] B. J. Lewis, P. Tume, L. G. I. Bennett, M. Pierre, A. R. Green, T. Cousins, B. E. Hoffarth, T. A. Jones, and J. R. Brisson. Cosmic radiation exposure on canadian-based commercial airline routes. *Radiat. Prot. Dosim.*, 86(1):7–24, 1999.

[56] U. Mäder. Chord length distributions for circular cylinders. *Radiat. Res.*, 82:454–466, 1980.

[57] T. Mayer-Kuckuk. *Kernphysik.* Teubner, Stuttgart, 1992.

[58] J. C. McDonald, J. E. Tanner, R. D. Stewart, R. Michel, M. K. Murphy, and R. J. Traub. Effect of phantom size and composition on neutron dosemeter reading. *Radiat. Prot. Dosim.*, 59(4):263–268, 1995.

[59] H. G. Menzel, L. Lindborg, T. Schmitz, H. Schuhmacher, and A. J. Waker. Intercomparison of dose equivalent meters based on microdosimetric techniques: Detailed analysis and conclusions. *Radiat. Prot. Dosim.*, 29(1–2):55–68, 1989.

[60] H. Reich, Hrsg. *Dosimetrie ionisierender Strahlung.* Teubner, Stuttgart, 1990.

[61] H. H. Rossi. Multi-element dosimeters for radiation protection measurements. *Health Phys.*, 44:403–405, 1983.

[62] H. H. Rossi. Development of microdosimetric counters, past, present and future. *Radiat. Prot. Dosim.*, 9(3):161–168, 1984.

[63] H. H. Rossi and G. Failla. Neutron dosimetry. In O. Glaser, Hrsg., *Medical Physics*, Seiten 603–607. Year Book Publishers, Inc., Chicago, 1956.

[64] H. H. Rossi and W. Rosenzweig. A device for the measurement of dose as a function of specific ionisation. *Radiology*, 64:404–411, 1955.

[65] H. H. Rossi and M. Zaider. *Microdosimetry and Its Applications.* Springer, Berlin, 1996.

[66] T. Schmitz, A. J. Waker, P. Kliauga, and H. Zoetelief (Hsg.). Design, construction and use of tissue equivalent proportional counters. *Radiat. Prot. Dosim.*, 62(4), 1995. EURADOS Report.

[67] U. J. Schrewe, H. J. Brede, P. Pihet, and H. G. Menzel. On the calibration of tissue-equivalent proportional counters with built-in α particle sources. *Radiat. Prot. Dosim.*, 23(1–4):249–252, 1988.

[68] H. Schuhmacher. Tissue-equivalent proportional counters in radiation protection dosimetry: expectations and present state. *Radiat. Prot. Dosim.*, 44(1–4):199–206, 1992.

[69] H. Schuhmacher, W. G. Alberts, H. G. Menzel, and G. Bühler. Dosimetry of low-energy neutrons using low-pressure proportional counters. *Radiat. Res.*, 111:1–13, 1987.

[70] W. Seelmann-Eggebert, G. Pfennig, H. Münzel, and H. Klewe-Nebenius. *Nuklidkarte*. Kernforschungszentrum Karlsruhe, 5. Auflage, 1981.

[71] R. F. Shonka, J. E. Rose, and G. Failla. Conducting plastic equivalent to tissue, air and polystyrene, 1958.

[72] D. Srdoč. Experimental technique of measurement of microscopic energy distribution in irradiated matter using Rossi counters. *Radiat. Res.*, 43:302–319, 1970.

[73] D. Srdoč and A. Sliepčevič. Carbon dioxide proportional counters: Effects of gaseous impurities and gas purification methods. *Internat. J. Appl. Radiat. Isot.*, 14:481–488, 1963.

[74] Zur Strahlung bei Castor-Transporten, Band 41 der Berichte der Strahlenschutzkommision (SSK) des Bundesministeriums für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit, 1997.

[75] Ermittlung der durch kosmische Strahlung verursachten Strahlenexposition des fliegenden Personals – Vorschlag zur Umsetzung des § 103 StrlSchV, Band 35 der Berichte der Strahlenschutzkommision des Bundesministeriums für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit, 2003.

[76] Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlen (Strahlenschutzverordnung – StrlSchV) i. d. Fassung vom 20. Juli 2001.

[77] G. C. Taylor. An analytical correction for the TEPC dose equivalent response problem. *Radiat. Prot. Dosim.*, 61(1–3):67–70, 1995.

[78] R. J. Traub, J. C. McDonald, and M. K. Murphy. Determination of photon backscatter from several calibration phantoms. *Radiat. Prot. Dosim.*, 74(1–2):13–20, 1997.

[79] F. Verhaegen and A. Poffijn. Air crew exposure on long-haul flights of the belgian airlines. *Radiat. Prot. Dosim.*, 88(2):143–148, 2000.

[80] D. E. Watt. *Quantities for Dosimetry of Ionizing Radiations in Liquid Water*. Taylor & Francis, London, 1996.

[81] C. Wernli. Dosimetric characteristics of a novel personal dosemeter based on direct ion storage. *Radiat. Prot. Dosim.*, 66(1–4):23–28, 1996.

[82] C. Wernli, A. Fiechtner, and J. Kahilainen. The direct ion storage dosemeter for the measurement of photon, beta and neutron dose equivalent. *Radiat. Prot. Dosim.*, 84(1–4):331–334, 1999.

[83] N. Yoshizawa, O. Sato, S. Takagi, S. Furihata, S. Iwai, T. Uehara, S. Tanaka, and Y. Sakamoto. External radiation conversion coefficients using radiation weighting factor and quality factor for neutron and proton from 20 MeV to 10 GeV. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 35(12):928–942, 1998.

[84] M. Zaider, M. J. Bardash, and J. Ladik. Solid state microdosimetry. *Radiat. Prot. Dosim.*, 85(1–4):443–446, 1999.

Lebenslauf

Name:	Stephan Wimmer
geboren:	am 4. Juli 1969 in München
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Familienstand:	verheiratet, 1 Kind, geboren 1992
Schulbildung:	1976-1980 Grundschule in München 1980-1989 Gymnasium in München
Wehr-/Zivildienst:	Juni 1989 - Sept. 1990
Studium:	Allgemeine Physik November 1990 bis Februar 1997 an der Technischen Universität München
Diplomarbeit:	Halbleiterphysik
„Lehrerfahrung“:	Tutorübungen in theoretischer Physik, Praktikumsbetreuung in Experimentalphysik
wissenschaftl. Arbeit:	Mai 1997 bis Juni 2000 am Strahlenbiologischen Institut der Ludwig-Maximilians-Universität München
gewerbl. Rechtsschutz:	seit Juli 2000 Ausbildung zum Patentanwalt, seit 2004 Zugelassener Vertreter vor dem Europäischen Patentamt

Danke . . .

. . . allen, die mir bei der Entstehung dieser Dissertation in den vergangenen Jahren zur Seite standen, mir ihr Vertrauen schenkten und wertvolle Anregungen gaben, insbesondere

- Prof. Dr. A. M. Kellerer und Dr. H. Roos für ihr Vertrauen, die hervorragende und freundliche Betreuung, das intensive und kritische Interesse und wegweisende Diskussionen in allen Phasen;
- Dipl. Ing. Elmar Arend (Uni Saarbrücken) und Dipl. Ing. Martin Raabe (jetzt Siemens AG) für die fruchtbare und freundschaftliche Zusammenarbeit;
- Dir. und Prof. W. Alberts, Dr. H. Schuhmacher, Dr. R. Nolte, Dr. V. Dangendorf, Dr. U. Schrewe, Dr. S. Guldbakke (alle PTB Braunschweig) für ausgezeichnete Meßbedingungen, perfekte Organisation, wichtige Hilfestellungen und Gespräche;
- Dr. F. M. Wagner für die Aktivierung von ^{37}Ar für das beschriebene Kalibrierverfahren;
- Dipl. Phys. Peter Quicken, Dipl. Phys. Mark Wegener und allen anderen Kollegen für die gute und offene Atmosphäre;

€ den Bürgern der Europäischen Union für die Finanzierung des CEC-Contracts FI4P-CT95-0024;

♡ ganz besonders meiner Frau Michaela und meinem Sohn Daniel für ihre Geduld . . . !

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig und nur mit den angegebenen Quellen verfaßt habe.

München, im Sommer 2005