

KfK 3726
März 1984

**Dosisbestimmung durch
gleichzeitiges Messen der
Radon/Thoronkonzentration und
der Gleichgewichtsfaktoren in
Luft mit Hilfe eines passiven
Dosimeters**

M. Urban
Hauptabteilung Sicherheit

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Hauptabteilung Sicherheit

KfK 3726

Dosisbestimmung durch gleichzeitiges Messen der
Radon-/Thoronkonzentration und der Gleichgewichtsfaktoren
in Luft mit Hilfe eines passiven Dosimeters*

Manfred Urban

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

*von der Fakultät für Elektrotechnik der Universität Karlsruhe (TH)
genehmigte Dissertation

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

ZUSAMMENFASSUNG

Verantwortlich für eine zivilisatorisch bedingte Erhöhung der internen Strahlenexposition ist die Inhalation des Edelgases Radon und seiner kurzlebigen Zerfallsprodukte. Ein billiges über längere Zeit integrierendes Dosimeter zur Messung sowohl der Konzentrationen der Edelgasisotope als auch der Gleichgewichtsfaktoren wurde entwickelt. Das Meßverfahren basiert auf der Messung eines α -Energiespektrums mit Hilfe eines Kernspurdetektors in einem Dosimetergehäuse und der Anwendung eines neu erstellten mathematischen Modells mit dessen Hilfe aus dem gemessenen Spektrum die gesuchten Größen berechnet werden. Um das Dosimeter zu testen, wurde eine kleine Meßreihe in Wohnhäusern durchgeführt.

DOSE ESTIMATION BY SIMULTANEOUS MEASUREMENT OF THE RADON/THORON CONCENTRATION AND THE EQUILIBRIUM FACTORS IN AIR USING A PASSIVE DOSEMETER

ABSTRACT

Responsible for an increased radiation exposure is the inhalation of radon and its short lived daughters. A time integrating passive dosimeter was developed to determine the concentrations of the radon isotopes as well as their equilibrium factors. The alpha energy spectrum inside a dosimeter is measured by means of a nuclear track detector. The concentrations in air und the equilibrium factors are calculated by using a new mathematical dosimeter model. A small pilot study in houses was done to test the dosimeter.

Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
1 NATÜRLICHE STRAHLENBELASTUNG DES MENSCHEN DURCH RADON, THORON UND DEREN KURZLEBIGEN ZERFALLSPRODUKTE	1
1.1 Radon und Thoron in der Umgebung des Menschen	1
1.2 Bestimmung der Strahlenbelastung durch Inhalation	2
1.2.1 Das ICRP-Konzept	2
1.2.2 Inhalation von Radon und Thoron	2
1.2.3 Inhalation der kurzlebigen Zerfallsprodukte	4
1.2.4 Vergleich der Dosisanteile der Edelgase und deren kurzlebigen Zerfallsprodukte	5
1.3 Zu messende Größen	7
2 MESSVERFAHREN, MODELL	10
2.1 Derzeitige Meßverfahren für Radon, Thoron und deren Zerfallsprodukte in Luft	10
2.2 Mathematisches Modell	11
2.3 Dosimeter mit Kernspurdetektor, Geometrie des Dosimeters	23
2.4 Verallgemeinerte Widerstände und Speicher	26
2.4.1 Teilchenaustausch zwischen Umgebungsluft und Dosimeter, Diffusionswiderstand	26
2.4.2 Anlagerung freier Zerfallsprodukte an Aerosole	29
2.4.3 Oberflächendeposition von Zerfallsprodukten im Dosimeter	34
2.4.4 Desorption von Zerfallsprodukten von Aerosolen durch Rückstoßenergie	36
2.5 Bestimmung des Ansprechverhaltens für verschiedene α -Energien im Dosimeter	37

	<u>Seite</u>	
2.6	Vergleich berechneter und gemessener α -Energiespektren am Ort der Detektorfolie im Dosimeter	40
2.7	Getrennte Messung von Radon und Thoron in Diffusionskammern mit Hilfe verschiedener Diffusionsmembrane	42
3	NACHWEIS VON α -TEILCHEN MIT KERNSPURDETEKTOREN DURCH ELEKTROCHEMISCHES ÄTZVERFAHREN	45
3.1	Detektormaterialien	45
3.2	Elektrochemisches Ätzverfahren	46
3.3	Ätzapparatur zur Auswertung großer Serien	47
3.4	Ätzen verschiedener α -Energiebereiche	51
3.5	Kernspurdurchmesser als Maß für die α -Energie	54
3.5.1	Energieverlust von α -Teilchen als Funktion des Ortes im Detektor	54
3.5.2	Bestimmung der α -Energie aus Kernspurdurchmessern	59
3.5.2.1	Trennung von Mehrfachkernspuren	59
3.5.2.2	Einfluß des Einfallswinkels auf den Kernspurdurchmesser	63
3.5.2.3	Transformation Größenklasse in Energieklasse	65
3.5.2.4	Detektorwirkungsgrad für verschiedene α -Energien	66
4	DOSIMETERAUSWERTUNG	67
4.1	Berechnung der Konzentration von Radon, Thoron und der Gleichgewichtsfaktoren	67
4.1.1	Die Gleichungsfehlerkovarianzmatrix	71
4.1.2	Die Parameterkovarianzmatrix, Schätzfehler	72
4.2	Bestimmung der Konzentration von Radon und Thoron bei Verwendung einer Diffusionskammer	73
4.3	Automatische Auswertung geätzter Kernspurdetektoren	73
4.4	Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse	76

	<u>Seite</u>	
5	MESSERGEBNISSE AUS WOHNHÄUSERN	78
	5.1 Radon- bzw. Thoronkonzentration	78
	5.2 Mittlerer Gleichgewichtsfaktor	79
	5.3 Unterschiede bei der Bestimmung der Dosis aus alleiniger Radonmessung im Vergleich zur Berücksichtigung von Thoron und den Zerfallsprodukten	80
6	ZUSAMMENFASSUNG	82
	LISTE DER ABBILDUNGEN	85
	LISTE DER TABELLEN	88
	LITERATUR	89
	ANHANG	
A 1	Zerfallsreihen, Begriffe, Definitionen	A 1
A 1.1	Die natürlichen Zerfallsreihen	A 1
A 1.2	Potentielle α -Energiekonzentration	A 4
A 1.3	Gleichgewichts-äquivalente Radon-/Thoronkonzentrationen, Gleichgewichtsfaktoren	A 7
A 1.4	Konversionsmatrix: Nuklidkonzentration in Gleichgewichtsfaktor bzw. Aktivitätskonzentration	A 8
A 2	Bestimmung des Energiespektrums für einen kreisförmigen Detektor bei Volumen- oder Flächenquellen unter Ver- wendung der Monte-Carlo-Methode	A 9
A 2.1	Ort des Zerfalls, Richtung und Restenergie des α -Teilchens	A 12
A 2.2	Ansprechwahrscheinlichkeit, Abbruchkriterium	A 15
A 2.3	Die Matrix <u>A</u> : Ansprechwahrscheinlichkeit	A 16

1 Natürliche Strahlenbelastung des Menschen durch Radon, Thoron und deren kurzlebigen Zerfallsprodukte

1.1 Radon und Thoron in der Umgebung des Menschen

Die natürliche Strahlenexposition des Menschen ist durch zwei Strahlungskomponenten bedingt, der Bestrahlung von außen durch kosmische Strahlung und durch Strahlung der natürlichen Radionuklide der Umwelt sowie der Bestrahlung von innen durch Inhalation natürlicher Radionuklide mit der Atemluft und durch Ingestion mit Nahrungsmitteln und Trinkwasser. Zivilisatorische Einflüsse führen oft zu einer Erhöhung. Verantwortlich für eine deutliche Erhöhung der Inhalationsdosis ist das Edelgas Radon. Es hat drei Isotope mit den Massenzahlen 222, 220 und 219. Sie entstehen in den Zerfallsreihen von ^{238}U , ^{232}Th und ^{235}U . Die Halbwertszeiten sind 3,8 d, 56 s und 4 s (vgl. A 1). Da natürliches Uran zu ca. 99 % aus ^{238}U und nur zu ca. 0,7 % aus ^{235}U besteht, ist ^{219}Rn von untergeordneter Bedeutung.

Die Konzentration von Radon (^{222}Rn), Thoron (^{220}Rn) und deren kurzlebigen Zerfallsprodukten in Luft ist starken räumlichen und zeitlichen Schwankungen unterworfen. In Häusern hängt sie ab vom Radiumgehalt der Baumaterialien und von der Raumbelüftung. Ein Teil der durch den Zerfall von ^{226}Ra bzw. ^{224}Ra gebildeten Edelgase gelangt durch Diffusion in die Luft. Dabei spielt die Durchlässigkeit der Baumaterialien eine wesentliche Rolle. Weitere Quellen können Wasser und Erdgas sowie der geologische Untergrund sein. Im Freien besteht ein zusätzlicher Einfluß durch meteorologische Parameter.

Die Radon-Konzentration steigt sehr stark mit sinkender Luftaustauschrate an. Energiesparmaßnahmen haben in letzter Zeit zu einer ständigen Verringerung der Luftwechselraten in Häusern beigetragen. Die Zerfallsprodukte von Radon sind Schwermetalle und liegen als freie Atome, überwiegend aber an Aerosole angelagert, in Luft vor. Durch Deposition an Oberflächen kommt es zu einer Abreicherung der Zerfallsprodukte, so daß nie radioaktives Gleichgewicht zwischen Radon und seinen Zerfallsprodukten in Wohnraumlufte erreicht wird. Im Freien stellt sich nur in einiger Höhe über dem Erdboden annähernd Gleichgewicht ein.

1.2 Bestimmung der Strahlenbelastung durch Inhalation

1.2.1 Das ICRP-Konzept

Die International Commission on Radiological Protection (ICRP) geht in ihren neuen Empfehlungen /IC 77/ von dem bisherigen Konzept des kritischen Organs ab, bei dem nur das Organ betrachtet wurde, was am höchsten strahlungsgefährdet ist, während die anderen Organe vernachlässigt wurden. Das neue Konzept der effektiven Äquivalentdosis berücksichtigt auch die anderen Organe entsprechend deren Gefährdung. Die effektive Äquivalentdosis wurde folgendermaßen definiert:

$$H_E = \sum_T w_T H_T \quad \text{mit} \quad \sum_T w_T = 1 \quad (1.1)$$

Dabei wird über alle risikorelevanten Körperorgane summiert. H_T ist dabei die mittlere Äquivalentdosis des Organs T, w_T der zugehörige Wichtigkeitsfaktor. Für α -Strahlung wird von der ICRP ein Qualitätsfaktor von 20 empfohlen. Bei der Berechnung der Aktivitätsverteilung im menschlichen Körper infolge von Inhalation radioaktiver Stoffe wird im allgemeinen das von einer ICRP-Arbeitsgruppe entwickelte "Compartment Modell" /ICRP 66/ (Abb. 1) zugrunde gelegt. Daraus geht hervor, daß der Atemtrakt in drei Bereiche unterteilt wird, die sich hinsichtlich ihrer anatomischen und funktionellen Eigenschaften unterscheiden, den nasalen Bereich (N), den tracheobronchialen Bereich (T-B) und den pulmonären Bereich (P). Dabei werden unterschiedliche Retentions- und Ausscheidungsprozesse für die Edelgase sowie deren aerosolförmige, kurzlebige Zerfallsprodukte berücksichtigt.

1.2.2 Inhalation von Radon und Thoron

Aufgrund ihrer Edelgaseigenschaften werden Radon und Thoron im Gewebe nicht chemisch gebunden. Die Aktivitätsaufnahme ist durch die Löslichkeit im Körpergewebe begrenzt, die von der Radon- bzw. Thoronkonzentration der Umgebungsluft abhängt /Ja 80/. Dabei spielen die Aufnahme aus der Luft in das Blut, die Verteilung über die Blutbahn, die Diffusion vom Blut in die Zellflüssigkeit und der radioaktive Zerfall während des

Transports eine Rolle. Die Aufnahme in das Blut geschieht über die Lunge. Da die mittlere Zirkulationszeit ca. 1 min beträgt, ist auch für Thoron mit dem Erreichen der Sättigungslöslichkeit im Blut zu rechnen. Die Aufnahme von Radon aus dem Blut ins Körpergewebe geschieht mit Halbwertszeiten von Minuten bis Stunden. Für Radon wird die Sättigungslöslichkeit erreicht, während Thoron durch die kurze radioaktive Halbwertszeit nur in der Lunge von Bedeutung ist. Die Inhalation von Radon führt zu einer gleichmäßigen Dosisverteilung im Körper mit Ausnahme der Lunge und des Fettgewebes, bedingt durch die hohe Radonlöslichkeit, und im Falle von Thoron auch in den Nieren und an den Knochenoberflächen, bedingt durch die Aufnahme von ^{212}Pb aus dem Blut in die Knochen und von ^{212}Bi in die Nieren. ^{214}Pb und ^{214}Bi zerfallen durch die kürzere radioaktive wie biologische Halbwertszeit überwiegend im Atemtrakt. In Tab. 1/1 sind die effektiven Äquivalentdosisraten für die Inhalation von Radon bzw. Thoron angegeben.

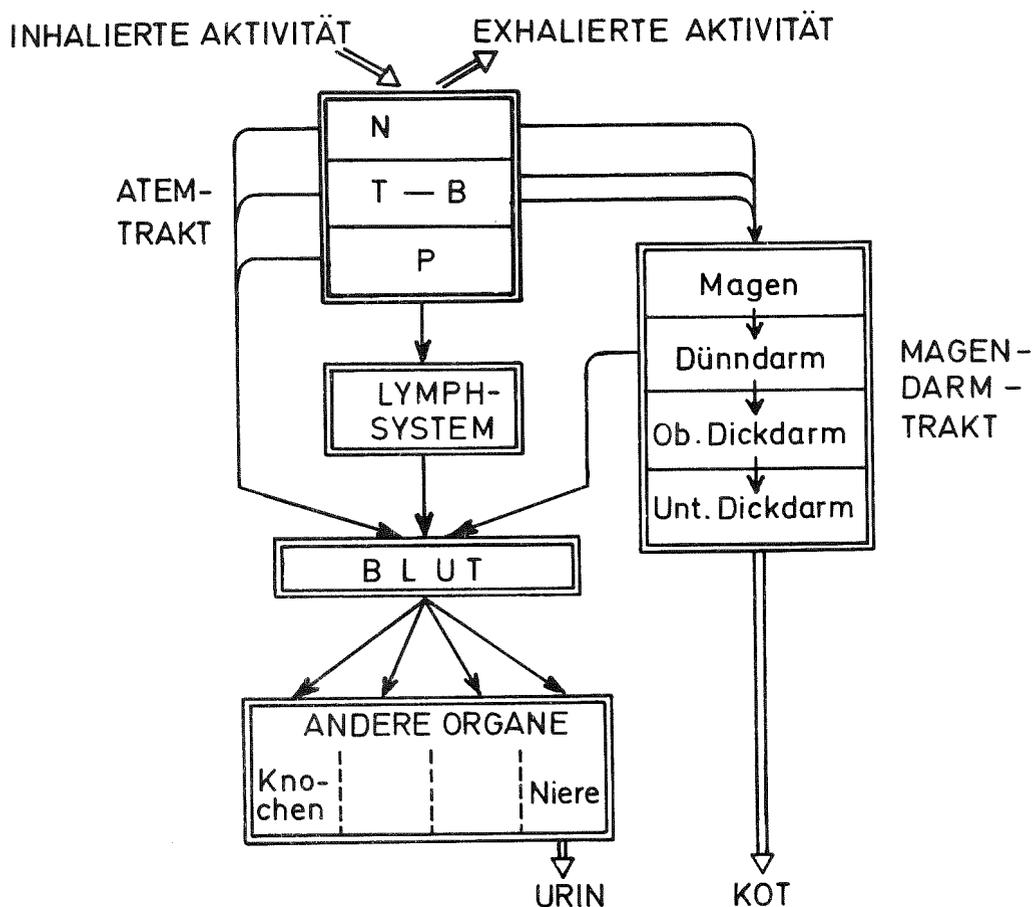


Abb. 1/1: Das Compartment-Modell des menschlichen Körpers für die Verteilung inhalierter radioaktiver Stoffe

Tab. 1/1: Effektive Äquivalentdosisraten für die Inhalation von Radon und Thoron nach Jacobi /Ja 80/

Organ	effektive Äquivalentdosisrate $10^{-10} \text{ Sv h}^{-1} / \text{Bq m}^{-3}$	
	^{222}Rn	^{220}Rn
gesamter Körper	1,70	1,10
Lunge	0,90	0,70
Niere	0,06	0,14
Knochen	0,03	0,12
andere Organe	0,74	0,11

1.2.3 Inhalation der kurzlebigen Zerfallsprodukte

Die Aufnahme von kurzlebigen Zerfallsprodukten von Radon und Thoron in den Körper ist wegen der Schwermetalleigenschaften grundsätzlich verschieden von der Aufnahme der Edelgase. Die Zerfallsprodukte werden abgeschieden und dadurch angereichert. Da die Depositionswahrscheinlichkeit im Atemtrakt u. a. abhängt von der Teilchengröße, unterscheiden sich die aerosolgebundenen Zerfallsprodukte von den freien Atomen oder Ionen und werden daher getrennt betrachtet.

Nach ihrer Abscheidung werden die Zerfallsprodukte von den im Atemtrakt ablaufenden Transportvorgängen erfaßt. Dabei kommt es entweder zu einer Anreicherung über das Blut oder zu einer Anreicherung in den Magen, hervorgerufen durch den durch die Ciliarbewegung in den Bronchien verursachten Schleimtransport und anschließendem Verschlucken. Da die biologische Halbwertszeit sehr viel größer als die radioaktive Halbwertszeit ist, zerfällt mit Ausnahme des ^{212}Pb und ^{212}Bi der größte Teil der kurzlebigen Zerfallsprodukte im Atemtrakt. Tab. 1/2 gibt die biologischen Halbwertszeiten für die Anreicherung über das Blut an. Das Lungenkrebsrisiko wird nicht durch die Dosis für die gesamte Lunge, sondern durch die Dosisverteilung in der Lunge bestimmt. Deshalb ist eine getrennte Analyse der Dosisanteile im bronchialen und im pulmonären Bereich der Lunge notwendig.

Tab. 1/2: Biologische Halbwertszeiten von Po, Pb, Bi, Abreicherung aus der Lunge über das Blut nach Jacobi /Ja 80/

Element	Halbwertszeit		
	biologische	radioaktive	
Po	6 h	^{218}Po 3 min	^{214}Po 160 μs
		^{216}Po 0,1 s	^{212}Po 0,3 μs
Pb	6 h	^{214}Pb 28 min	
		^{212}Pb 10 h	
Bi	15 min	^{214}Bi 19 min	
		^{212}Bi 60 min	

1.2.4 Vergleich der Dosisanteile der Edelgase und deren kurzlebigen Zerfallsprodukte

Die aerosolförmigen kurzlebigen Zerfallsprodukte sind in Luft aufgrund von Deposition an Oberflächen im allgemeinen nie im Gleichgewicht mit Radon bzw. Thoron. Es ist deshalb sinnvoll, einen Gleichgewichtsfaktor F zu definieren

$$F = \frac{c_{p\text{FP}}}{c_{p\text{Rn}}} \quad (1.2).$$

Dabei bedeutet $c_{p\text{FP}}$ die potentielle α -Energiekonzentration der kurzlebigen Zerfallsprodukte von Radon und $c_{p\text{Rn}}$ die potentielle α -Energiekonzentration von Radon im Gleichgewicht mit seinen kurzlebigen Zerfallsprodukten (vgl. A 1.3). Um die Dosisanteile der Edelgase mit den Zerfallsprodukten vergleichen zu können, wird in Abb. 1/2 die effektive Äquivalentdosis als Funktion des Gleichgewichtszustandes dargestellt. Es wird dabei sowohl die effektive Äquivalentdosis als auch die Dosis in den beiden kritischen Lungenbereichen, den Basalzellen im Bronchialbereich

und dem pulmonären Bereich angegeben. Beide Bereiche werden mit dem Wichtungsfaktor 0,06 bei der Ermittlung der effektiven Äquivalentdosis berücksichtigt. Vergleicht man in Abb. 1/2 die effektive Äquivalentdosis der Zerfallsprodukte mit der effektiven Äquivalentdosis des Edelgases Radon, wird deutlich, daß der Anteil von Radon an der Dosis nur im Bereich der Gleichgewichtsfaktoren $< 0,1$ eine Rolle spielt. Kurzzeitmessungen der Gleichgewichtsfaktoren in Häusern ergaben Werte zwischen 0,1 und 0,8 bei einem Medianwert von 0,3 /Wi 79, Fo 81/. Die Dosiswerte sind Mittelwerte für Teilchendurchmesser im Bereich von 0,2 bis 0,3 μm /Ja 80/.

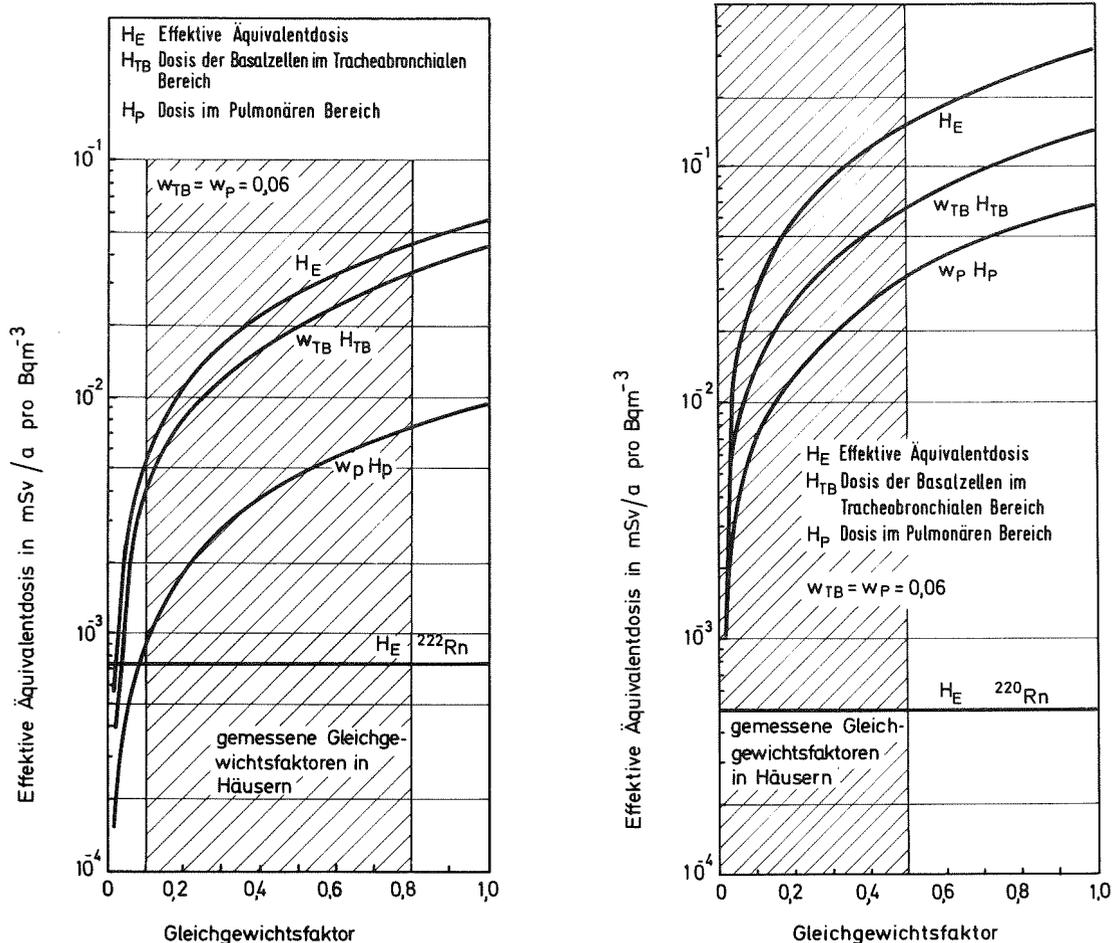


Abb. 1/2: Einfluß des Gleichgewichtszustandes von Radon bzw. Thoron und deren kurzlebigen Zerfallsprodukte in Häusern auf die effektive Äquivalentdosis der Bewohner

Der Einfluß des Gleichgewichtszustandes von Thoron und dessen kurzlebigen Zerfallsprodukten auf die Dosis ist ähnlich wie bei Radon bei der Ermittlung der Dosis nur von untergeordneter Bedeutung. Für Thoron-Zerfallsprodukte liegen nur sehr wenige Messungen von Gleichgewichtsfaktoren in Häusern vor. Diese Messungen ergeben einen Streubereich von 0,01 bis 0,5 mit einem Häufigkeitsmaximum bei 0,05 /UN 82/. Wegen der kleinen radioaktiven Halbwertszeit von ^{216}Po (0,15 s) besteht immer Gleichgewicht mit Thoron (55 s). Aus diesem Grund wird bei der Dosisermittlung ^{216}Po zusammen mit Thoron behandelt. Bei der Ermittlung der Dosis für die Zerfallsprodukte überwiegt der Anteil von ^{212}Pb den von ^{212}Bi um den Faktor 10.

Bei gleicher inhalierter potentieller α -Energie beträgt die Dosis für Thoron-Zerfallsprodukte nur ca. 1/3 der Dosis von Radon-Zerfallsprodukten. Kurzzeitmessungen der potentiellen α -Energiekonzentration in ca. 100 Häusern ergaben für Radon-Zerfallsprodukte einen Medianwert von $3,5 \cdot 10^{-8} \text{ Jm}^{-3}$, für Thoron-Zerfallsprodukte einen Medianwert von $3,1 \cdot 10^{-8} \text{ Jm}^{-3}$ (Ur 81). Die Messungen haben auch ergeben, daß in einigen Häusern der Anteil der Thoron-Zerfallsprodukte den Anteil der Radon-Zerfallsprodukte bis zum Faktor 2 übersteigt. Aus diesem Grund muß für eine realistische Dosisabschätzung in Häusern auch der Anteil der Thoron-Zerfallsprodukte berücksichtigt werden.

1.3 Zu messende Größen

In einem abgeschlossenen Raum werden über mehrere Tage die Radon- und die Radon-Zerfallsproduktkonzentrationen kontinuierlich gemessen. Durch eine künstliche Quelle wird eine mittlere Konzentration von $3,3 \text{ kBqm}^{-3}$ Radon in Luft eingestellt. Mit Hilfe von SF_6 -Spurengas und eines Infrarotabsorptionsphotometers wird der Luftaustausch zwischen Raum und Außenluft kontrolliert. Die Austauschrate beträgt 0,09 bis $0,11 \text{ h}^{-1}$. In Abb. 1/3 ist der zeitliche Verlauf der Radon- und der Zerfallsproduktkonzentration sowie der daraus resultierende Gleichgewichtsfaktor dargestellt. Bei einer Temperatur im Bereich von 18 °C bis 27 °C und einer relativen Luftfeuchte von 40 % bis 60 % stellt sich ein mittlerer Gleichgewichtsfaktor von 0,24 ein. Am 12. Tag nach Beginn der Messungen

werden in diesem Raum mehrere Zigaretten in bestimmten Zeitabständen geraucht. Bedingt durch das mehrfache Öffnen des Raumes fällt die Radonkonzentration um $1/3$ ab, während gleichzeitig die potentielle α -Energiekonzentration leicht ansteigt. Dadurch erhöht sich der Gleichgewichtsfaktor um den Faktor 2,5 auf 0,6. Dies ist auf die Erhöhung der Aerosolkonzentration durch den Zigarettenrauch zurückzuführen. Wird in dem Raum nicht mehr geraucht, so stellt sich der ursprüngliche Zustand wieder ein.

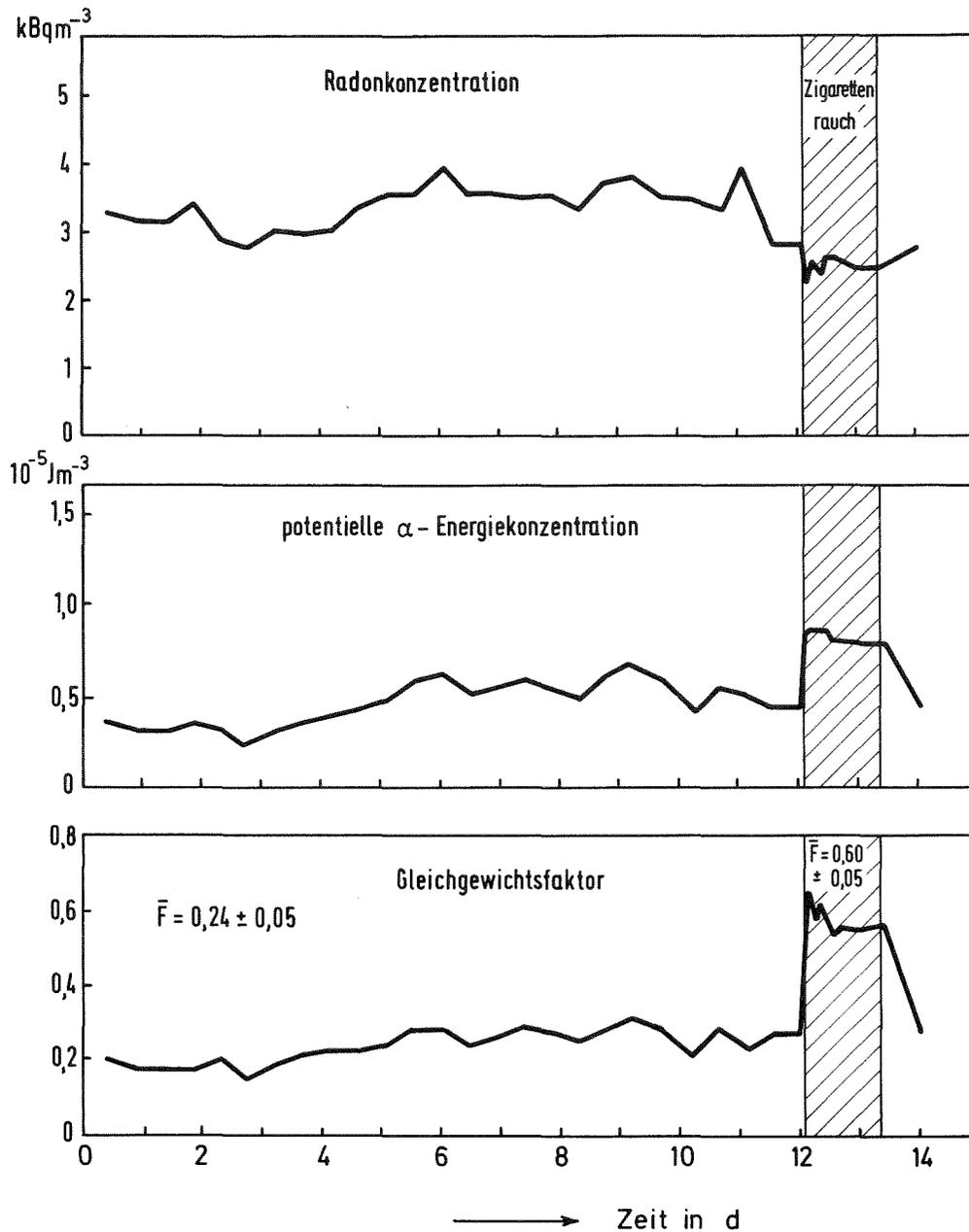


Abb. 1/3: Einfluß von Zigarettenrauch auf den Gleichgewichtszustand zwischen Radon und dessen kurzlebigen Zerfallsprodukten

Wird eine Meßreihe zur Ermittlung der Strahlenbelastung der Bevölkerung durch Inhalation von Radon und Thoron sowie deren Zerfallsprodukte durchgeführt, so ist es daher von entscheidender Bedeutung, die Zerfallsprodukte und nicht die Edelgase selbst über einen bestimmten Zeitraum zu messen. Werden nur die meßtechnisch einfacher zu erfassenden Edelgase gemessen und zur Dosisermittlung Annahmen über den Gleichgewichtszustand gemacht, so sind im Einzelfall Fehler bis zu einer Größenordnung bei der Dosisberechnung möglich.

Es ist Ziel der Arbeit, ein einfaches, kostengünstiges und für Breitenmessungen geeignetes Dosimeter zu entwickeln, um die Konzentrationen von Radon, Thoron und deren kurzlebigen Zerfallsprodukte in Luft integrierend zu messen.

2 Meßverfahren, Modell

2.1 Derzeitige Meßverfahren für Radon, Thoron und deren Zerfallsprodukte in Luft

Derzeit gebräuchliche Meßverfahren lassen sich in zwei große Gruppen unterteilen, aktive und passive Meßverfahren. Aktive Meßverfahren benötigen zum Betrieb eine externe Energieversorgung, sie arbeiten überwiegend mit Pumpen und Auswertelektronik. Passive Meßverfahren arbeiten ohne Energieversorgung, haben keine beweglichen Teile oder Elektronik und benutzen als Detektoren überwiegend Thermolumineszenzdetektoren ($\text{CaSO}_4:\text{Dy}$, LiF) oder Kernspurdetektoren (Cellulosenitrat, Polycarbonat). Detaillierte Gegenüberstellungen der wichtigsten Eigenschaften, Vor- und Nachteile der einzelnen Verfahren sind in der Literatur zu finden /Ur 81b, Wi 83/.

Ein Hauptnachteil der Thermolumineszenzdetektoren (TLD) ist die vergleichsweise geringe Empfindlichkeit für α -Teilchen gegenüber der Empfindlichkeit für β - und γ -Strahlen. Da zur Auswertung die Anzahl der registrierten α -Teilchen von Bedeutung ist, muß ein zweiter, abgeschirmter TLD zur Differenzbildung verwendet werden. Kernspurdetektoren, die für Radondosimeter verwendet werden, sind hauptsächlich Cellulosenitratfolien (LR 115, CN 80) sowie Polycarbonatfolien (MAKROFOL, LEXAN, CR 39). Diese Detektoren sind unempfindlich für β - und γ -Strahlung.

Es werden prinzipiell zwei Arten von Radondosimetern unterschieden, Diffusionskammern und sogenannte offene Detektoren. Diffusionskammern bestehen aus einem mit einem Filter abgeschlossenen Behälter mit einem Detektor im Innern. Radon diffundiert durch das Filter in das Innere des Behälters, in der Luft befindliche Radonzerfallsprodukte werden durch das Filter zurückgehalten. Der Detektor registriert α -Teilchen des Radonzerfalls sowie der Zerfälle der im Dosimeter entstandenen Zerfallsprodukte. Dieses Verfahren wird seit einigen Jahren eingesetzt und zeichnet sich durch gute Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse aus. Häufig werden offene Detektoren verwendet, um eine Aussage über die Radonkonzentration in Luft zu machen. Es wird ein Detektor ohne Gehäuse exponiert, der alle α -Teilchen aus einem bestimmten Volumenbereich und die

α -Teilchen von auf seiner Oberfläche deponierten Radonzerfallsprodukten registriert. Dabei ist i. a. nur eine Aussage über die Brutto- α -Aktivität ohne nuklidspezifische Trennung möglich, wenn der Gleichgewichtszustand zwischen Radon und seinen Zerfallsprodukten in Luft nicht bekannt ist. Eine Aussage über die Anteile von Radon, Thoron oder deren Zerfallsprodukte ist nicht möglich.

2.2 Mathematisches Modell

Eine Trennung von Radon, Thoron und deren Zerfallsprodukte ist nur möglich durch getrenntes Auswerten bestimmter α -Energiegruppen. Radon allein kann durch eine Diffusionskammer einfach bestimmt werden. Ein Diffusionswiderstand ermöglicht eine quantitative Trennung von Thoron durch dessen kurze Halbwertszeit im Vergleich zu Radon. Thoron kann in einer Diffusionskammer nur zusammen mit Radon gemessen werden. Eine Messung der Thoronkonzentration ist daher eine Differenzmessung. Schwierig ist dabei, ein geeignetes Filtermaterial zu finden, welches Thoron zu einem hohen Anteil durchdiffundieren läßt, gleichzeitig aber Zerfallsproduktaerosole zurückhält. Ein mathematisches Modell für eine derartige Diffusionskammer (Abb. 2/1) muß berücksichtigen:

- den Diffusionsvorgang von Radon und Thoron durch das Filter in das Kammerinnere,
- die Trennung von Zerfallsprodukten und Aerosolen durch das Filter und
- den Diffusionsvorgang und die Oberflächendeposition der in der Diffusionskammer entstandenen Zerfallsprodukte.

Ein Dosimeter für Zerfallsprodukte (Abb. 2/2) darf kein Filter aufweisen, um einen Aerosolaustausch mit dem Dosimeterinneren zu ermöglichen. Durch das Dosimetergehäuse muß der vom Detektor erfaßte Raumwinkelbereich so eingeschränkt werden, daß eine Trennung der einzelnen Zerfallsprodukte durch deren unterschiedliche α -Energien möglich wird. Ein Dosimetermodell für Zerfallsprodukte muß berücksichtigen:

- den Austausch von Radon, Thoron und deren Zerfallsprodukte zwischen Umgebung und Dosimeter,
- die Anlagerung "freier" Zerfallsprodukte an Aerosole im Dosimeter und
- die Oberflächendeposition freier und aerosolgebundener Zerfallsprodukte im Dosimeter.

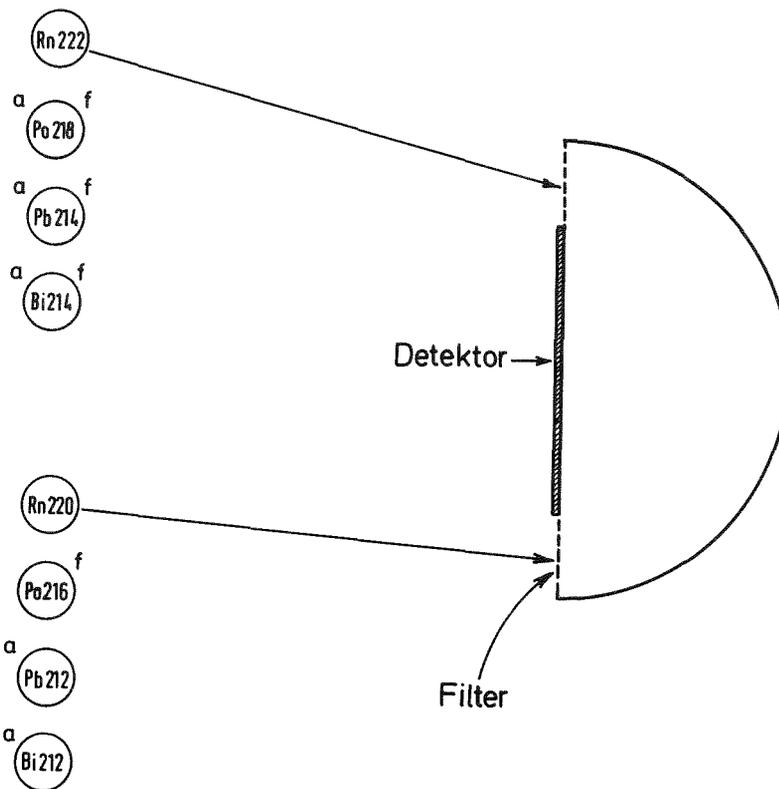


Abb. 2/1: Schematische Darstellung einer Diffusionskammer
 a: aerosolgebundene, f: freie Zerfallsprodukte

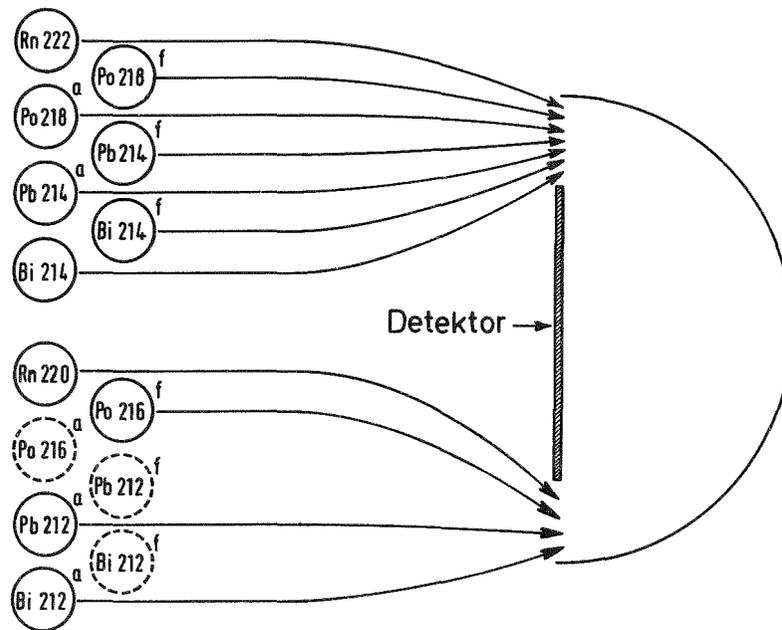


Abb. 2/2: Schematische Darstellung eines offenen Dosimeters

Es wurden bisher verschiedene Versuche unternommen, ein mathematisches Modell zu erstellen und Empfindlichkeiten zu berechnen. Wegen mathematischer Schwierigkeiten wurden nur einfache Geometrien wie Zylinder und nur Diffusionskammern unter vereinfachenden Annahmen berechnet. Fleischer /Fl 78/ machte einen Ansatz, um die Spurenproduktionsrate auf einem Kernspurdetektor als Funktion der Teilchendichten N_i in Luft für eine zylindrische Diffusionskammer zu berechnen. Es wurde unterschieden zwischen der Spurenproduktionsrate ρ_i^V aus dem Volumenbereich v

$$\rho_i^V = \int_v \frac{N_i \lambda_i}{4\pi r^2} \sin \phi \, dV \quad (2.1)$$

und der Spurenproduktionsrate ρ_i^F aus den Oberflächenbereichen A (Abb. 2/3).

$$\rho_i^F = \int_A \frac{n_i \lambda_i}{4\pi r^2} \sin \phi \, dA \quad (2.2).$$

Dabei bedeutet:

i : Nuklid

$i = 1$: ^{222}Rn

$i = 4$: ^{220}Rn

$i = 7$: ^{212}Po

$i = 2$: ^{218}Po

$i = 5$: ^{216}Po

$i = 3$: ^{214}Po

$i = 6$: ^{212}Bi

N_i : Anzahl Atome pro Luftvolumeneinheit

λ_i : Zerfallskonstante

r : Radius

Ortskoordinaten

ϕ : Winkel

dV : Volumenelement

n_i : Anzahl Atome pro Oberflächeneinheit

dA : Oberflächenelement

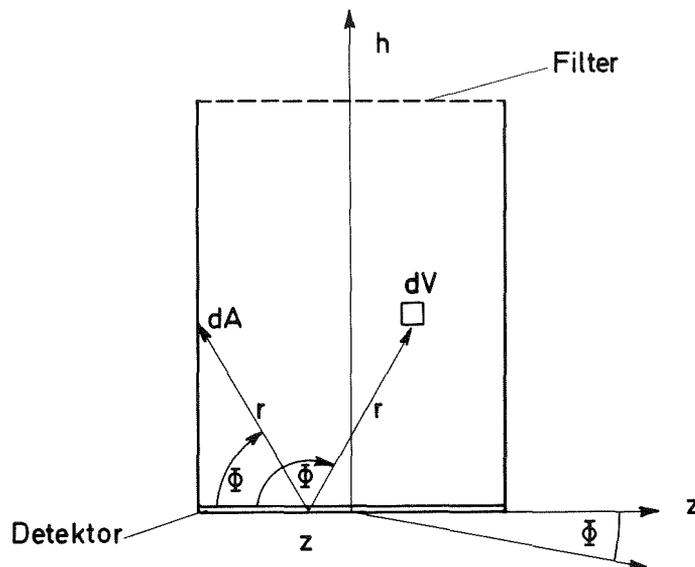


Abb. 2/3: Schnitt durch zylindrische Diffusionskammer nach Fleischer /Fl 78/

Dabei wird angenommen, Radon, Thoron und ^{216}Po liegen nur als Volumenquelle vor, die Zerfallsprodukte nur als Flächenquelle. Alle Zerfallsprodukte sind an den Innenwänden des Dosimeters abgeschieden.

Um ein möglichst empfindliches Dosimeter zu bekommen, müßten folgende Funktionen optimiert werden:

$$\sum_{i=1}^3 \tilde{\rho}_{\text{Rn},i} \rightarrow \max \quad \text{für Radon} \quad (2.3)$$

$$\sum_{i=4}^7 \tilde{\rho}_{\text{Tn},i} - \sum_{i=1}^3 \tilde{\rho}_{\text{Rn},i} \rightarrow \max \quad \text{für Thoron} \quad (2.4).$$

Dabei bedeutet:

$$\tilde{\rho}_i = \rho_i^{\text{V}} + \rho_i^{\text{F}}.$$

Diese Bedingungen müßten für verschiedene Dosimetergeometrien wie Zylinder, Kegel und Kugel angewendet werden. Nicht ohne weiteres berücksichtigt werden kann dabei die Bestimmung der Zerfallsproduktkonzentrationen in Luft.

Ein weiterer Versuch, die Empfindlichkeit einer zylindrischen Diffusionskammer zu berechnen und mit gemessenen Werten zu vergleichen, unternahm Sadiq u. a. /Sa 81/. Die gemessenen Empfindlichkeiten weichen zum Teil erheblich von den berechneten ab.

Eine mathematische Modellbildung für ein Dosimeter ist immer möglich mittels Bilanzgleichungen unter Berücksichtigung phänomenologischer Beziehungen. Nachteilig zu sein scheint bei dieser Vorgehensweise eine ge-

wisse Unübersichtlichkeit bei der Aufstellung der Differentialgleichungen. Mehr Einblick in das strukturelle Verhalten gibt die Netzwerkmethode, bei der das zu beschreibende System in einzelne Systemelemente zerlegt und deren Verkoppelung graphisch in Form eines Diagramms dargestellt wird. Die Netzwerkstruktur stellt eine begriffliche Trennung der Energiespeicher und entropieerzeugender Elementarprozesse einerseits, deren energetische Verkoppelung andererseits dar. Die Grundelemente sind daher verallgemeinerte Speicher und Widerstände, andere gibt es nicht. Diese Methode soll bei der folgenden Erstellung eines mathematischen Modells für das Dosimeter angewandt werden.

In Abb. 2/4 ist das Modell schematisch dargestellt. Eine Diskussion verschiedener denkbarer Dosimetergeometrien ist nur mit einem hohen mathematischen Aufwand durch komplizierte, oft nur numerisch lösbare Integrale möglich. Aus diesem Grund werden verschiedene Geometrien durch ein stochastisches Modell erfasst und durch Monte-Carlo-Simulation auf einem Rechner simuliert.

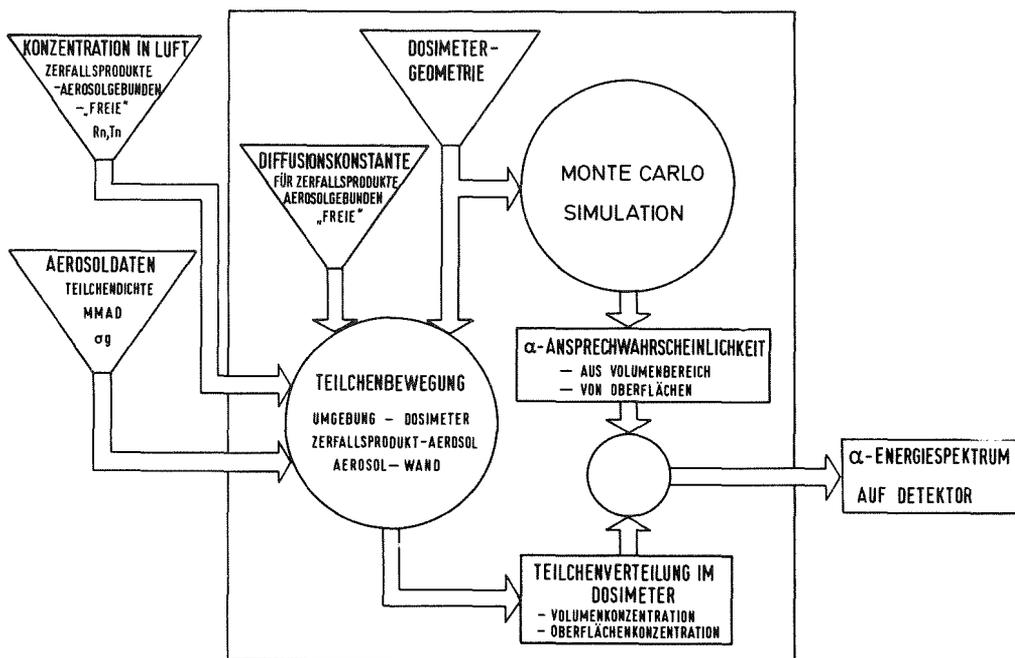
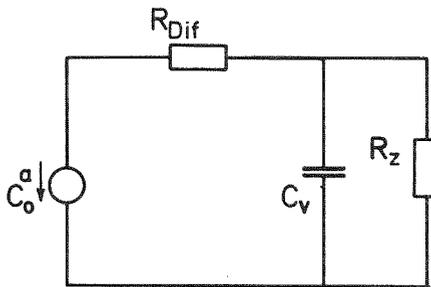


Abb. 2/4: Schematische Darstellung des Dosimetermodells

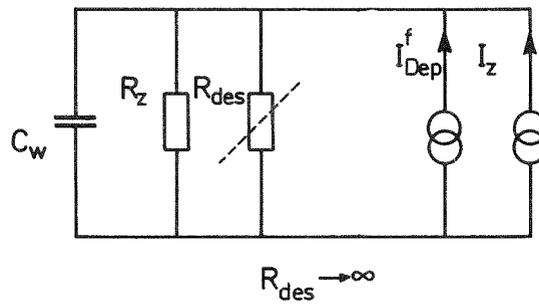
Das Dosimeter wird zunächst in zwei Teilsysteme aufgespalten, die Diffusionskammer für die Edelgase und das offene Dosimeter für die Edelgase und deren kurzlebigen Zerfallsprodukte.

Abb. 2/5 zeigt das verallgemeinerte Netzwerk für Radon oder Thoron und ein Zerfallsprodukt in einer Diffusionskammer. Da das Dosimetervolumen sehr viel kleiner als das Umgebungsvolumen, z. B. ein Wohnraum, ist, kann die Umgebungsluft im verallgemeinerten Netzwerk als ideale Spannungsquelle c_O^a aufgefaßt werden. Die Spannung ist dabei die Raumluftkonzentration von Radon bzw. Thoron. Die Edelgase diffundieren durch das Filter in das Dosimeterinnere. Das Filter stellt einen endlichen Diffusionswiderstand R_{Dif} dar. Die ebenfalls in der Raumluft vorhandenen Radon- und Thoron-Zerfallsprodukte sowie andere nicht radioaktive Aerosole werden durch das Filter quantitativ zurückgehalten. Der zugehörige Diffusionswiderstand wäre deshalb ∞ . Aus diesem Grund werden im Diffusionskammermodell Aerosole nicht berücksichtigt. Das Dosimeter selbst wird durch einen verlustbehafteten Kondensator C_v beschrieben. Der Zerfall von Radon bzw. Thoron im Dosimeter ist dabei durch den Verlustwiderstand R_z verwirklicht. Für die im Dosimeter durch den Edelgaszerfall entstandenen Zerfallsprodukte sind zwei Bereiche zu unterscheiden, der Volumenbereich und der Oberflächenbereich. Im Volumenbereich wird die Wandabscheidung der als freie Atome oder Ionen vorliegenden Zerfallsprodukte durch den Depositionswiderstand R_{Dep}^f beschrieben. Vereinfachend wird die Aerosolkonzentration in der Diffusionskammer als Null angenommen, so daß eine Anlagerung freier Zerfallsprodukte an Aerosole vernachlässigt werden kann. Der Vorgängerzerfall wird durch die ideale Stromquelle I_z berücksichtigt. Für den Oberflächenbereich wird angenommen, daß einmal deponierte Zerfallsprodukte sich nicht wieder von der Oberfläche trennen können bzw. einmal getrennte Teilchen, z. B. durch α -Rückstoß, sofort wieder deponiert werden. Der Desorptionwiderstand R_{Des} ist folglich sehr hoch und wird vernachlässigt. Für den Volumenbereich ist aus diesem Grund die gesteuerte Stromquelle I_{Des} zu vernachlässigen. Der Anteil der Zerfallsprodukte, die sich an Oberflächen abscheiden, wird durch die Stromquelle I_{Dep} berücksichtigt. Diese Beschreibung wiederholt sich für alle Zerfallsprodukte, was zu einem System gekoppelter Netze führt.

Radon / Thoron (Volumenbereich)



Radon / Thoron-Zerfallsprodukte an Oberflächen



„freie“ Radon / Thoron-Zerfallsprodukte (Volumenbereich)

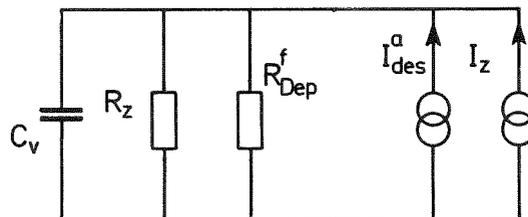
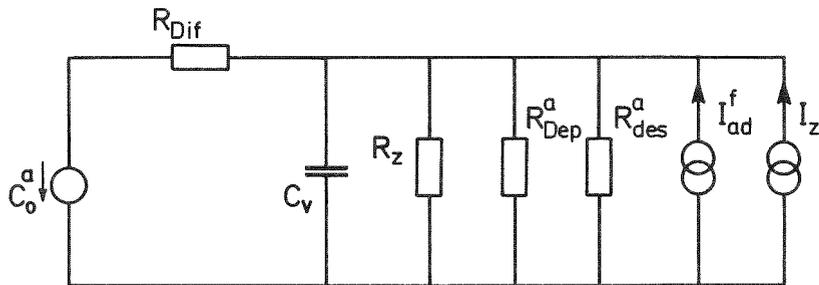


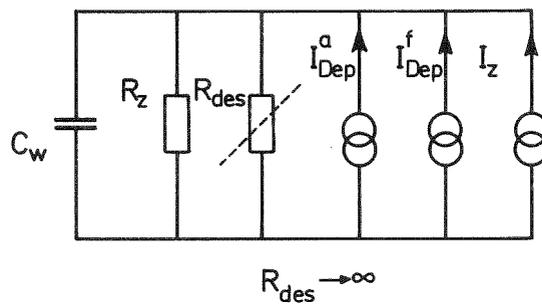
Abb. 2/5: Verallgemeinertes Netzwerk für Radon und ein Zerfallsprodukt in einer Diffusionskammer

Im Gegensatz zur Diffusionskammer zur Bestimmung der Konzentration von Radon und Thoron ist das offene Dosimeter nicht durch ein Filter abgeschlossen, um einen Austausch von Zerfallsprodukten und anderen Aerosolen zwischen Umgebungsluft und Dosimeterinnerem zu ermöglichen. Das Dosimeter registriert also Radon, Thoron sowie deren aerosolgebundenen und freien Zerfallsprodukte. In Abb. 2/6 ist das verallgemeinerte Netzwerk für ein Zerfallsprodukt in einem offenen Dosimeter dargestellt. Die Beschreibung durch ein verallgemeinertes Netzwerk muß für jedes einzelne Zerfallsprodukt durchgeführt werden, jeweils für an Aerosole gebundene Zerfallsprodukte und freie Zerfallsprodukte. Dies führt zu einem System gekoppelter Netze. Auch hier können wie beim Radon- bzw. Thorondosimeter aus den gleichen Gründen die Konzentrationen der Zerfallsprodukte in der Umgebungsluft als ideale Quellen c_{io}^f , c_{io}^a dargestellt werden. Der Austausch zwischen Umgebungsluft und Dosimeter erfolgt durch Diffusion, berücksichtigt durch einen Diffusionswiderstand $R_{Dif,i}^a$, $R_{Dif,i}^f$. Das Dosimeter selbst wird wiederum durch einen verlustbehafteten Kondensator C_v , der radioaktive Zerfall im Dosimeter durch einen Verlustwiderstand R_z realisiert. Das Dosimeter registriert α -Teilchen ohne Unterschied, ob die Zerfälle an der Dosimeterinnenwand oder im Volumenbereich des Dosimeters stattfinden. Der Austausch von Aerosolen mit der Umgebungsluft wird entscheidend durch den Konzentrationsgradienten Dosimeter-Umgebungsluft beeinflusst. Die im Dosimeter ständig stattfindende Abreicherung der Aerosolkonzentration durch Oberflächendeposition wird durch einen weiteren Verlustwiderstand R_{Dep}^a , R_{Dep}^f berücksichtigt. Im Netzwerk für freie Zerfallsprodukte muß ferner die ständig stattfindende Aerosolanlagerung von freien Zerfallsprodukten in Form eines weiteren Verlustwiderstandes R_{Des}^a berücksichtigt werden. Die durch Desorption beim α -Zerfall von angelagerten oder an Oberflächen deponierten Zerfallsprodukten entstehenden freien Folgeprodukte werden durch eine zusätzlich gesteuerte Stromquelle I_{Des} berücksichtigt. Die Anlagerung freier Zerfallsprodukte an Aerosole wird durch den Verlustwiderstand R_{ad}^f bzw. die gesteuerte Stromquelle I_{ad} beschrieben, der Vorgängerzerfall durch die Widerstände R_z bzw. die gesteuerten Stromquellen I_z .

Aerosolgebundene Radon / Thoron-Zerfallsprodukte (Volumenbereich)



Radon / Thoron-Zerfallsprodukte (Oberflächenbereich)



„freie“ Radon / Thoron-Zerfallsprodukte (Volumenbereich)

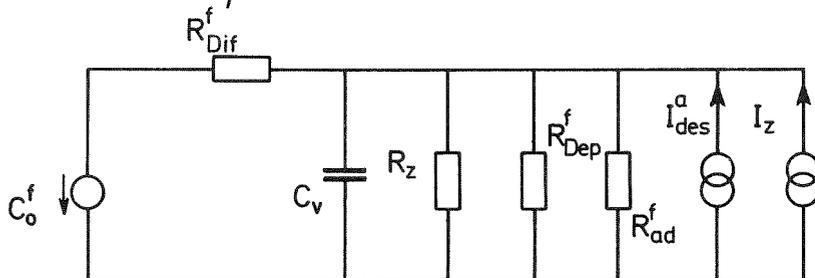


Abb. 2/6: Verallgemeinertes Netzwerk für ein Zerfallsprodukt in einem offenen Dosimeter

Für die gesteuerten Stromquellen gelten folgende Beziehungen:

$$I_{Z,i}^{a,f} = \frac{1}{R_{Z,i-1}^{a,f}} c_{i-1}^{a,f}$$

$$I_{ad,i} = \frac{1}{R_{ad,i}^f} c_i^f \quad (2.5)$$

$$I_{Des,i+1} = \frac{1}{R_{Des,i}^a} c_i^a$$

Dabei bedeutet:

c_i : Teilchenkonzentration des Nuklides i innerhalb des Dosimeters

a : an Aerosol angelagert

f : frei, nicht an Aerosol angelagert

$R_{Dif,i}^{a,f}$: Diffusionswiderstand

$R_{Z,i}^{a,f}$: Verlustwiderstand durch Zerfall des Nuklids i

$R_{Dep}^{a,f}$: Verlustwiderstand durch Oberflächendeposition

$R_{Des,i}^a$: Verlustwiderstand durch Desorption bei α -Zerfall

$R_{ad,i}^f$: Verlustwiderstand durch Aerosolanlagerung freier Zerfallsprodukte

Damit erhält man im Frequenzbereich für die Teilchenkonzentration des Nuklids i , angelagertes Zerfallsprodukt im Dosimeter

$$C_i^a(s) = \frac{R}{sRC_v + 1 + R/R_{Dif}^a} \left(\frac{1}{R_{z,i-1}^a} \cdot C_{i-1}^a(s) + \frac{1}{R_{ad,i}^f} C_i^f(s) \right) + \frac{R/R_{Dif}^a}{sRC_v + 1 + R/R_{Dif}^a} C_{io}^a(s) \quad (2.6)$$

$$\text{mit } R = R_{z,i}^a \quad // \quad R_{Dep}^a \quad // \quad R_{Des}^a$$

und entsprechend für die Teilchenkonzentration des Nuklids i , freies Zerfallsprodukt im Dosimeter

$$C_i^f(s) = \frac{R}{sRC_v + 1 + R/R_{Dif}^f} \left(\frac{1}{R_{z,i-1}^f} \cdot C_{i-1}^f(s) + \frac{1}{R_{Des,i}^a} C_i^a(s) \right) + \frac{R/R_{Dif}^f}{sRC_v + 1 + R/R_{Dif}^f} C_{io}^f(s) \quad (2.7)$$

$$\text{mit } R = R_{z,i}^f \quad // \quad R_{Dep}^f \quad // \quad R_{ad,i}^f$$

Nach Lösung des Differentialgleichungssystems im Frequenzbereich und anschließender Rücktransformation in den Zeitbereich erhält man das Gleichungssystem für die Teilchendichte c_i im Dosimeter:

$$\underline{c} = \underline{S} \cdot \underline{c}_0 \quad (2.8)$$

als Ausgangsgröße des Modells.

2.3 Dosimeter mit Kernspurdetektor, Geometrie des Dosimeters

Das Ansprechverhalten eines Detektorquellensystems ist direkt proportional dem vom Detektor erfaßten Raumwinkelbereich der Anordnung. Aus diesem Grund sollen verschiedene Dosimetergeometrien bezüglich des maximal möglichen Raumwinkels untersucht werden. Es werden kegelförmige Dosimeter mit beliebigem Öffnungswinkel und beliebiger Höhe sowie Halbkugeln betrachtet. Der maximal mögliche Raumwinkelbereich für eine derartige Detektorquellenanordnung beträgt 2π .

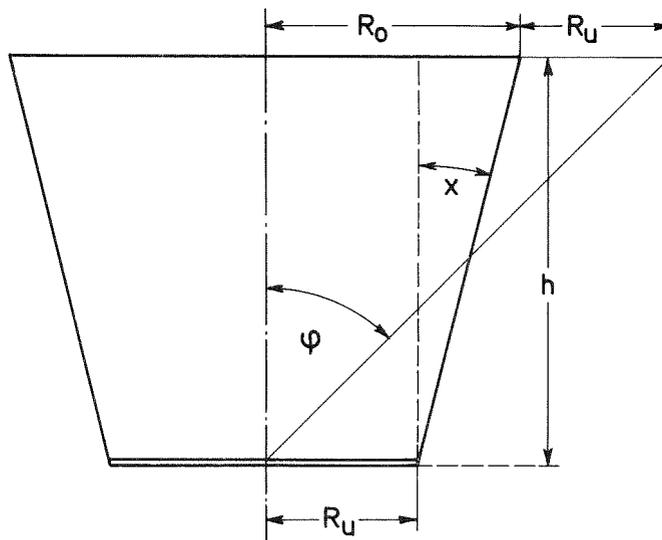


Abb. 2/7: Kegelstumpfförmiges Dosimeter

Der maximal mögliche Raumwinkelbereich für die kegelstumpfförmige Anordnung (s. Abb. 2/7) ist /Wi 66/

$$\eta_{\max} = 0,5(1 - \cos \phi_{\max})$$

mit

(2.9)

$$\cos \phi_{\max} = \left(2 \frac{R_U}{h} + \tan x \right)^2 + 1)^{-1/2}$$

Dabei bedeutet:

- η_{\max} : maximal möglicher Raumwinkelbereich
- R_U : Radius am Detektor
- R_O : Radius an der gegenüberliegenden Seite
- h : Höhe
- x : Neigungswinkel der Seitenwand

In Abb. 2/8 ist der erfaßte Raumwinkelbereich für ein kegelstumpfförmiges Dosimeter als Funktion der Höhe des Dosimeters und des Neigungswinkels der Seitenwand dargestellt. Dabei ist die Höhe mit dem Radius R_U normiert, so daß die Abbildung für alle möglichen Radien R_U und einer bis zu dem fünffachen Radius entsprechenden Höhe gültig ist. In Abb. 2/8 ist der Radius $R_U = 1$. Der Neigungswinkel x variiert von -60° bis $+60^\circ$. Der Winkel $x = 0$ entspricht einer zylindrischen Form. Positiver Neigungswinkel bedeutet, der Detektor befindet sich auf der Seite mit dem größeren Radius.

Der für diese Form günstigste Raumwinkelbereich wird für eine Anordnung mit geringer Höhe und positivem Neigungswinkel erreicht.

Ein halbkugelförmiges Dosimeter erreicht als einzige Geometrie neben einem offenen, nicht durch einen Volumenbereich begrenzten Detektor annähernd den maximalen Raumwinkelbereich von 2π bzw. 0,5. Aus diesem Grund läßt ein halbkugelförmiges Dosimeter gegenüber allen

vergleichbaren kegelstumpfförmigen Dosimetern die größte zu erreichende Empfindlichkeit erwarten. Für das zu entwerfende Dosimeter wird daher eine halbkugelförmige Geometrie gewählt.

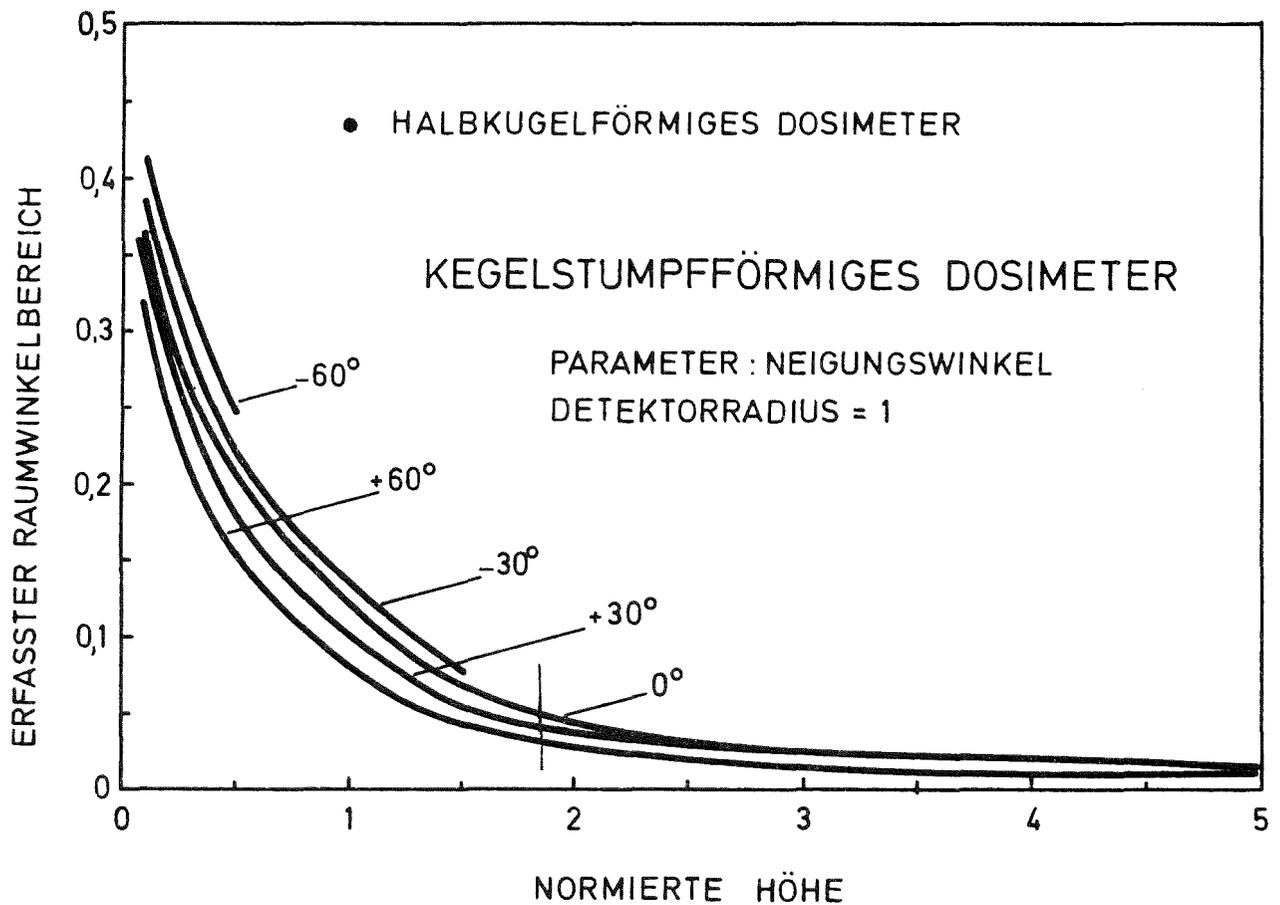


Abb. 2/8: Erfasster Raumwinkelbereich für kegelstumpfförmige Dosimeter als Funktion der normierten Höhe und des Neigungswinkels der Seitenwand

2.4 Verallgemeinerte Widerstände und Speicher

2.4.1 Teilchenaustausch zwischen Umgebungsluft und Dosimeter, Diffusionswiderstand

Radon, Thoron und die Zerfallsproduktaerosole gelangen durch Diffusion in das Dosimeter. Der Diffusionsvorgang kann durch das erste Fick'sche-Gesetz beschrieben werden. Der Diffusionsstrom pro Flächeneinheit i_D ist proportional dem Konzentrationsgradienten von der Umgebungsluft zum Dosimeterinneren:

$$i_D = - D \text{ grad } c \quad (2.10).$$

Dabei bedeutet:

- D: Diffusionskonstante des Teilchens
 c: Konzentration in Luft.

Der Konzentrationsgradient ist

$$\text{grad } c = \frac{c_i^a - c_i}{d} \quad (2.11)$$

Dabei bedeutet:

- c_i^a : Konzentration des Teilchens i in der Umgebungsluft
 c_i : Konzentration des Teilchens i im Dosimeter
 d: Länge der Diffusionsstrecke zwischen Umgebung und Dosimeterinnerem.

Durch Multiplikation der Flächenstromdichte mit der Eintrittsfläche A und durch einen Vergleich mit dem Ohm'schen Gesetz erhält man den Diffusionswiderstand $R_{\text{Dif},i}^{a,f}$.

$$R_{\text{Dif},i}^{a,f} = \frac{d}{D_i^{a,f} \cdot A} \quad i = 0, \dots, 4 \quad (2.12)$$

Das EingangsfILTER der Diffusionskammer scheidet Zerfallsprodukte quantitativ ab. Nur Radon und Thoron können durch das Filter diffundieren. In diesem Fall ist der Diffusionswiderstand $R_{\text{Dif},i}$ gleich ∞ für alle $i \neq 0$. Die Diffusionskonstante bei $R_{\text{Dif},0}$ ist die Diffusionskonstante für die Edelgase im Filtermaterial.

Das offene Dosimeter ermöglicht einen Austausch von Zerfallsprodukten und inaktiven Aerosolen zwischen dem Dosimeterinneren und der Umgebungsluft. Die Diffusionswiderstände unterscheiden sich für Edelgase, aerosolgebundene und freie Zerfallsprodukte. Für die Diffusionskonstanten sind in der Literatur zum Teil sehr unterschiedliche Werte zu finden. In Tab. 2/1 sind einige Literaturwerte zusammengefaßt. Im folgenden werden die von Jacobi /Ja 62/ angegebenen Werte für Diffusionskonstanten verwendet.

Tab. 2/1: Diffusionskonstanten von Radon und dessen kurzlebigen Zerfallsprodukten in Luft

Nuklid	Diffusionskonstante		Bemerkung	Quelle
	Mittelwert cm^2s^{-1}	Streubereich cm^2s^{-1}		
E D E L G A S E				
^{222}Rn	0,054			Ja 62
^{220}Rn	0,1			Bu 81
NICHT AEROSOLGEBUNDENE ZERFALLSPRODUKTE				
$^{218}\text{Po}, ^{214}\text{Po}$ $^{214}\text{Bi}, ^{216}\text{Po}$	0,054		unangelagerte Zerfallsprodukte	Ja 62
^{218}Po	0,1		nach kinet. Gastheorie	Bu 81
	0,045			We 14
	0,054			Ch 56
	0,047		15 % r. F.	Ra 68
	0,035		35 % r. F.	
	0,085		> 20 % r. F.	Th 70
	0,053		sehr trocken	
freie Ionen	0,05			Bi 71
AEROSOLGEBUNDENE ZERFALLSPRODUKTE				
$^{212}\text{Pb}, ^{212}\text{Bi}$	$6,7 \cdot 10^{-6}$ $6 \cdot 10^{-6}$	$2 \dots 10 \cdot 10^{-6}$	theoretisch gemessen	Ja 62
$^{214}\text{Pb}, ^{214}\text{Bi}$	$13 \cdot 10^{-6}$ $12 \cdot 10^{-6}$	$4 \dots 25 \cdot 10^{-6}$	theoretisch gemessen	

2.4.2 Anlagerung freier Zerfallsprodukte an Aerosole

Die Anlagerungsrate von freien Zerfallsprodukten an Aerosole in Luft hängt im wesentlichen ab vom Teilchengrößenspektrum der Aerosole, deren Zusammensetzung, der Teilchendichte, der relativen Luftfeuchte, der Temperatur und der Radonkonzentration. Die Anlagerung an Aerosole wird durch drei verschiedene Theorien beschrieben abhängig von der Aerosolteilchengröße /Fu 64, Ho 80/. Für den Bereich der Teilchendurchmesser kleiner als 0,05 μm erfolgt die Beschreibung durch die kinetische Gastheorie, für den Bereich größer als 0,5 μm durch Diffusion und für den Bereich dazwischen durch eine Kombination von beiden.

Bei der Anwendung der kinetischen Gastheorie werden folgende Annahmen gemacht:

- Aerosole und Zerfallsproduktatome sind Kugeln,
- Aerosole und Zerfallsproduktatome führen unabhängig voneinander Stöße mit Luftmolekülen aus.

Der Anlagerungskoeffizient $\beta(r)$ ist

$$\beta(r) = \pi (r_{\text{Fp}} + r)^2 \sqrt{\bar{v}_{\text{Fp}}^2 + \bar{v}^2} \quad (2.13).$$

Dabei bedeutet:

- \bar{v}_{Fp} : die mittlere thermische Geschwindigkeit des Zerfallsproduktatoms
 r_{Fp} : dessen Radius
 \bar{v} : die mittlere Geschwindigkeit des Aerosols
 r : dessen Radius.

Nimmt man an, daß der Aerosolradius erheblich größer ist als der Radius des Zerfallsproduktatoms $r \gg r_{\text{Fp}}$ und daß die mittlere Geschwindigkeit des Zerfallsproduktatoms sehr viel größer ist als die des Aerosols $\bar{v}_{\text{Fp}} \gg \bar{v}$, kann man den Anlagerungskoeffizienten $\beta(r)$ vereinfachen zu

$$\beta(r) = \pi r^2 \bar{v}_{\text{FP}} \quad (2.14).$$

Die mittlere, thermische Geschwindigkeit des Zerfallsproduktatoms ist

$$\bar{v}_{\text{FP}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_{\text{FP}}}} \quad (2.15).$$

Bei 20 °C hat ein ^{218}Po -Atom die Geschwindigkeit $v = 1,83 \cdot 10^4$ cm/s, ein ^{214}Pb -Atom die Geschwindigkeit $v = 1,85 \cdot 10^4$ cm/s. Die Masse eines ^{218}Pb -Atoms ist die 218fache Masse eines ^1H -Atoms ($1,660 \cdot 10^{-27}$ kg), d. h. $m_{^{218}\text{Po}} = 3,62 \cdot 10^{-25}$ kg.

Dabei bedeutet:

- T: absolute Temperatur
 k: Boltzmannkonstante
 m_{FP} : Masse des Zerfallsprodukts.

Der Anlagerungskoeffizient $\beta(r)$ ist im Bereich $2r < 0,05 \mu\text{m}$ proportional der mittleren thermischen Geschwindigkeit des Zerfallsproduktatoms und proportional dem Quadrat des Aerosolradius.

Für Aerosoldurchmesser $2r > 0,5 \mu\text{m}$ werden folgende Annahmen gemacht:

- es besteht ein Konzentrationsgradient von Zerfallsproduktatomen von einem Gebiet entfernt vom Aerosol zur Aerosoloberfläche,
- der Aerosolradius muß groß sein gegen die mittlere freie Weglänge λ_s der Zerfallsproduktatome.

In diesem Fall ist der Anlagerungskoeffizient $\beta(r)$

$$\beta(r) = 4 \pi r D_{\text{FP}}^f \quad (2.16).$$

Der Anlagerungskoeffizient $\beta(r)$ ist in diesem Aerosolgrößenbereich proportional dem Radius des Aerosols.

Für Aerosoldurchmesser im Bereich von $0,05 \mu\text{m} < 2r < 0,5 \mu\text{m}$ werden folgende Annahmen gemacht:

- die Diffusionskonstante beschreibt den Bereich außerhalb einer imaginären Fläche im Abstand einer mittleren freien Weglänge λ_S von der Aerosoloberfläche,
- die kinetische Gastheorie beschreibt den Bereich innerhalb dieser imaginären Fläche unter der Annahme, daß innerhalb dieses Bereiches die Zerfallsproduktkonzentration konstant und gleich der Konzentration auf der Fläche am Ort $r+\lambda_S$ ist.

Der Anlagerungskoeffizient $\beta(r)$ wird beschrieben durch

$$\beta(r) = \frac{4\pi \bar{v}_{Fp} r^2 (r+\lambda_S) D_{Fp}^f}{4 D_{Fp}^f (r+\lambda_S) + r^2 \bar{v}_{Fp}} \quad (2.17).$$

Ist die mittlere freie Weglänge $\lambda_S \ll r$, so kann die Gleichung 2.17 vereinfacht werden zu

$$\beta(r) = \frac{\pi r^2 \bar{v}_{Fp}}{1 + \frac{\bar{v}_{Fp}}{4D_{Fp}^f}} \quad (2.18).$$

Der Radius des atmosphärischen Aerosols ist annähernd logarithmisch normal verteilt mit einem Medianwert r_m und einem Streufaktor σ . Mit der Anzahl der Aerosole pro Volumen mit einem Radius im Bereich $r \dots r + dr$

$$n(r)dr = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{1}{r} e^{-\frac{(\ln r - r_m)^2}{2\sigma^2}} \quad (2.19)$$

kann die Anlagerungsrate X von Zerfallsproduktatomen an Aerosole bestimmt werden:

$$X = N \left\{ \int_0^{0,025 \mu\text{m}} \pi r^2 \bar{v}_{FP} n(r) dr + \int_{0,025 \mu\text{m}}^{0,25 \mu\text{m}} \frac{\pi r^2 \bar{v}_{FP}}{1 + \frac{\bar{v}_{FP}}{4D_{FP}^f}} n(r) dr + \int_{0,25 \mu\text{m}}^{\infty} 4\pi D_{FP}^f r n(r) dr \right\} = N \cdot \bar{\beta} \quad (2.20).$$

Es ist N die Anzahl an Aerosolen pro Luftvolumen. Das Häufigkeitsmaximum der Teilchendurchmesser des natürlichen Aerosols liegt im Bereich $0,05 \mu\text{m}$ bis $0,5 \mu\text{m}$ /UN 77/. In Tab. 2/2 werden einige mittlere Anlagerungskoeffizienten aus der Literatur angegeben. Feuchtigkeitsschwankungen im Bereich 30 - 80 % relative Feuchte verursachen Schwankungen der Anlagerungsrate von ca. 100 % /Po 79/.

Der Verlustwiderstand R_{ad}^f berücksichtigt die Abnahme der Konzentration nicht-aerosolgebundener Zerfallsprodukte durch Anlagerung an Aerosole. Er hängt ab von der Aerosoldichte und deren Größenverteilung

$$R_{ad}^f = \frac{N}{X} = \frac{1}{\beta} \quad (2.21).$$

Tab. 2/2: Aerosolkonzentration, Größenverteilung, Anlagerungskoeffizient von freien Zerfallsprodukten an Aerosole

Teilchendichte	Teilchendurchmesser Medianwert Log. Normalverteilung	Streifaktor σ_g	Anlagerungsrate	Autor
cm^{-3}	10^{-6} m		cm^3/s	
WOHNRAUM - NICHTRAUCHER				
$\sim 10^4$				Ja 72
			$1,25 \cdot 10^{-6}$	Po 78
$0,5-2 \cdot 10^4$			$1,4 \cdot 10^{-6}$	Wi 79
$3 \cdot 10^4$	0,05	2	$8,3 \cdot 10^{-7}$	Kn 79
WOHNRAUM - RAUCHER				
$6-15 \cdot 10^4$			$1,3 \cdot 10^{-6}$	Wi 79
IM FREIEN				
$3 \cdot 10^4$				Mo 63
			$6,0 \cdot 10^{-7}$	Po 78

2.4.3 Oberflächendeposition von Zerfallsprodukten im Dosimeter

Die Deposition von freien und aerosolgebundenen Zerfallsprodukten an den Innenoberflächen des Dosimeters hängt ab von der Temperatur, der relativen Feuchte, dem Verhältnis von Oberfläche zu Volumen und der Aerosolgrößenverteilung. Fuchs /Fu 64/ beschreibt die Abnahme der Aerosolkonzentration $n(t)$ in einer Hohlkugel mit dem Radius r_k wie folgt:

$$n(t) = n_0 \frac{6}{\pi} \sum_{y=1}^{\infty} \frac{1}{y^2} e^{-\frac{\pi^2 D_{Fp}^{f,a} y^2}{r_k^2} t} \quad (2.22).$$

Dabei ist n_0 die Aerosolkonzentration zur Zeit $t = 0$. Da die Summe schnell konvergiert, kann Gleichung 2.22 in erster Näherung durch

$$n(t) = n_0 e^{-\frac{\pi^2 D_{Fp}^{f,a}}{r_k^2} t} \quad (2.23)$$

ersetzt werden. Die Zeitkonstante τ der Abnahme ist

$$\tau = R_{Dep}^{f,a} V = \frac{r_k^2}{\pi^2 D_{Fp}^{f,a}} \quad (2.24).$$

Dabei ist V das Dosimetervolumen. Der Verlustwiderstand für die Wandabscheidung von freien bzw. aerosolgebundenen Zerfallsprodukten ist damit

$$R_{Dep}^{f,a} = \frac{1}{\frac{2}{3} \pi^3 r_k D_{Fp}^{f,a}} \quad (2.25).$$

Die Aerosolkonzentration in einer Diffusionskammer ist durch das EingangsfILTER sehr klein. Aus diesem Grund liegen die im Dosimeter neu entstandenen Zerfallsprodukte überwiegend als freie, nicht aerosolgebundene Teilchen vor. Abb. 2/9 läßt erkennen, daß der größte Teil der Zerfallsprodukte in einer kleinen Diffusionskammer an den Oberflächen abgetrennt ist. Bedingt durch die weit kleinere Diffusionskonstante für aerosolgebundene Zerfallsprodukte sind diese überwiegend im Volumenbereich zu erwarten.

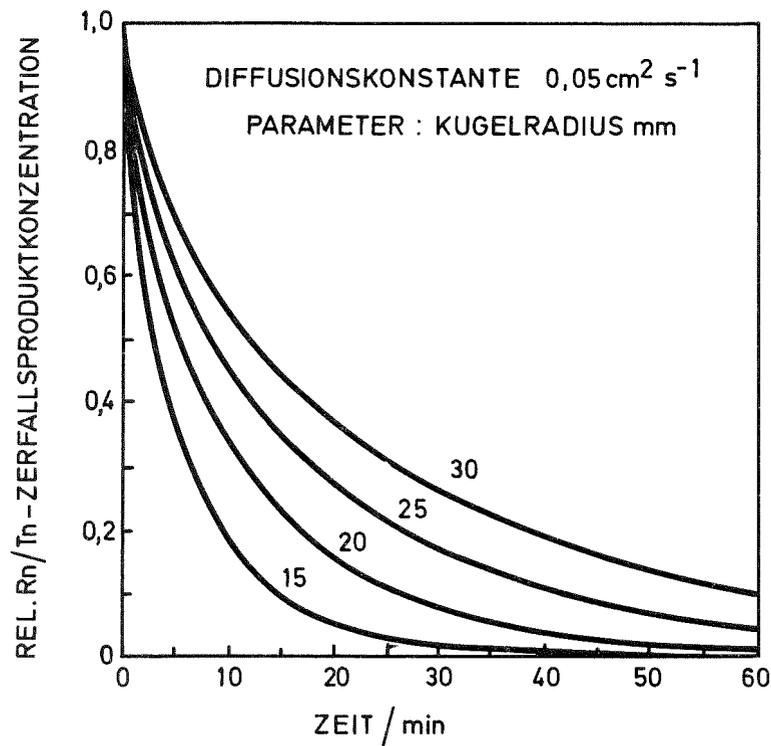


Abb. 2/9: Abnahme der Konzentration nicht-aerosolgebundener Radon- bzw. Thoron-Zerfallsprodukte in kugelförmigen Dosimetern durch Wandabscheidung

2.4.4 Desorption von Zerfallsprodukten von Aerosolen durch Rückstoßenergie

Beim α -Zerfall des ^{218}Po -Atoms beträgt die Rückstoßenergie des Nachfolgers ^{214}Pb 112 keV entsprechend einer Reichweite von 120 μm in Luft bzw. 0,14 μm innerhalb eines natürlichen Aerosols (Wasser) /Me 76/. Mercer beschreibt die Wahrscheinlichkeit für die Trennung des ^{214}Pb -Atoms durch α -Rückstoß unter Annahme kugelförmiger Aerosolteilchen durch

$$P_{\text{Des}} = 0,5 \left(1 + \frac{\rho}{2r} \right) \quad (2.26).$$

Dabei ist r der Aerosolradius und ρ die Rückstoßreichweite des ^{214}Pb -Atoms im Aerosol. Für natürliche, logarithmisch normal verteilte Aerosole ist die Trennungswahrscheinlichkeit /Me 76/

$$P_{\text{Des}} = \int_0^{\infty} \left(1 + \frac{\rho}{2r} \right) n(r) dr \quad (2.27).$$

Mercer und Stowe /Me 71/ ermittelten experimentell eine Trennungswahrscheinlichkeit $P = 0,83$. Aus Gleichung (2.19) erhält man für Aerosole mit einem Medianwert der Größenverteilung $r_m = 0,2 \mu\text{m}$ und einem Streufaktor $\sigma = 3$ für die Desorptionswahrscheinlichkeit $P = 0,81 \pm 0,07$ /Me 76/.

Der β -Zerfall von ^{214}Pb hat eine maximale Energie von 0,65 MeV. Das entstehende ^{214}Bi -Atom erhält dabei eine Rückstoßenergie von 2,7 eV, was kaum eine Trennung vom Aerosol ermöglicht.

Die Desorption ist nur bei ^{210}Po von Bedeutung. Der Desorptionsstrom I_{Des} ist:

$$I_{\text{Des}} = V P_{\text{Des},1} \lambda_1 c_1 \quad (2.28)$$

$$P_{\text{Des},i} = 0 \text{ für alle } i \neq 1.$$

Für alle anderen Zerfälle ist $I_{\text{Des}} = 0$. Daraus erhält man den Desorptionswiderstand R_{Des}

$$R_{\text{Des},1} = \frac{1}{P_{\text{Des},1} \lambda_1 V} \quad (2.29)$$

$$R_{\text{Des},i} \rightarrow \infty \text{ für alle } i \neq 1.$$

2.5 Bestimmung des Ansprechverhaltens für verschiedene α -Energien im Dosimeter

Die Ansprechwahrscheinlichkeit P ist definiert als Anzahl der α -Teilchen n_α , die den Detektor erreichen und registriert werden, pro Anzahl der α -Zerfälle $n_{\alpha\text{max}}$ im gesamten Raumwinkelbereich 4π .

$$P = \frac{n_\alpha}{n_{\alpha\text{max}}} \quad (2.30)$$

Die Ansprechwahrscheinlichkeit muß für alle auftretenden α -Energien ermittelt werden. Dabei muß unterschieden werden, ob der Zerfall im Volumbereich des Dosimeters oder an einer Oberfläche stattfindet. Um das mathematische Modell allgemein gültig für alle denkbaren Dosimetergeometrien zu halten und komplizierte Integrationen zu vermeiden, wird die

Monte-Carlo-Methode verwendet. Ein stochastisches Modell ermöglicht die Bestimmung des Ansprechverhaltens auf einem Rechner auf einfache Art. Dabei werden innerhalb einer vorgegebenen Geometrie α -Zerfälle simuliert. Ein Zufallszahlengenerator ermittelt Ort und Richtung des α -Zerfalls im Dosimeter. Über die Reichweite von der simulierten α -Energie in Luft wird ermittelt, ob und mit welcher Restenergie das α -Teilchen auf den Detektor auftrifft. Das Verhältnis der den Detektor erreichenden α -Teilchen zu der Anzahl der simulierten α -Zerfälle ist somit die gesuchte Ansprechwahrscheinlichkeit. Eine genaue Beschreibung des stochastischen Modells und der Simulation ist im Anhang A 2 zu finden.

Die ermittelten Ansprechwahrscheinlichkeiten werden in Form der Matrix \underline{A} im Modell berücksichtigt. Das Matrizelement $A_{i,j}$ beschreibt die Wahrscheinlichkeit, mit der ein α -Teilchen mit der Anfangsenergie E_j mit einer Restenergie E_i auf den Detektor auftrifft. Dabei stehen im oberen Teil der Matrix \underline{A} die Wahrscheinlichkeiten für einen Zerfall im Volumenbereich, im unteren Teil für einen Zerfall an Oberflächen.

Das α -Energiespektrum \underline{J} für den Detektor erhält man mit Gl. 2.8

$$\underline{J} = \underline{A} \underline{c} = \underline{A} \underline{S} \underline{c}_0 \quad (2.31).$$

In Abb. 2/10 sind die ermittelten Ansprechwahrscheinlichkeiten für 50 Energieklassen auf neun konzentrischen Kreisringen mit je 1 mm Breite für eine halbkugelförmige Diffusionskammer mit 15 mm Kugelradius angegeben. Für Radon sind die beiden Grenzspektren keine Oberflächendeposition der Zerfallsprodukte und 100 % Oberflächendeposition der Zerfallsprodukte sowie ein typischer Bereich dazwischen dargestellt. Bei Thoron ist wegen der kurzen Halbwertszeit von ^{216}Po dessen Oberflächendeposition unwahrscheinlich, während ^{212}Pb und ^{212}Bi durch die relativ lange Halbwertszeit zu 100 % an Oberflächen deponiert vorliegen. Das untere Bild zeigt die entsprechenden Ansprechwahrscheinlichkeiten für Thoron.

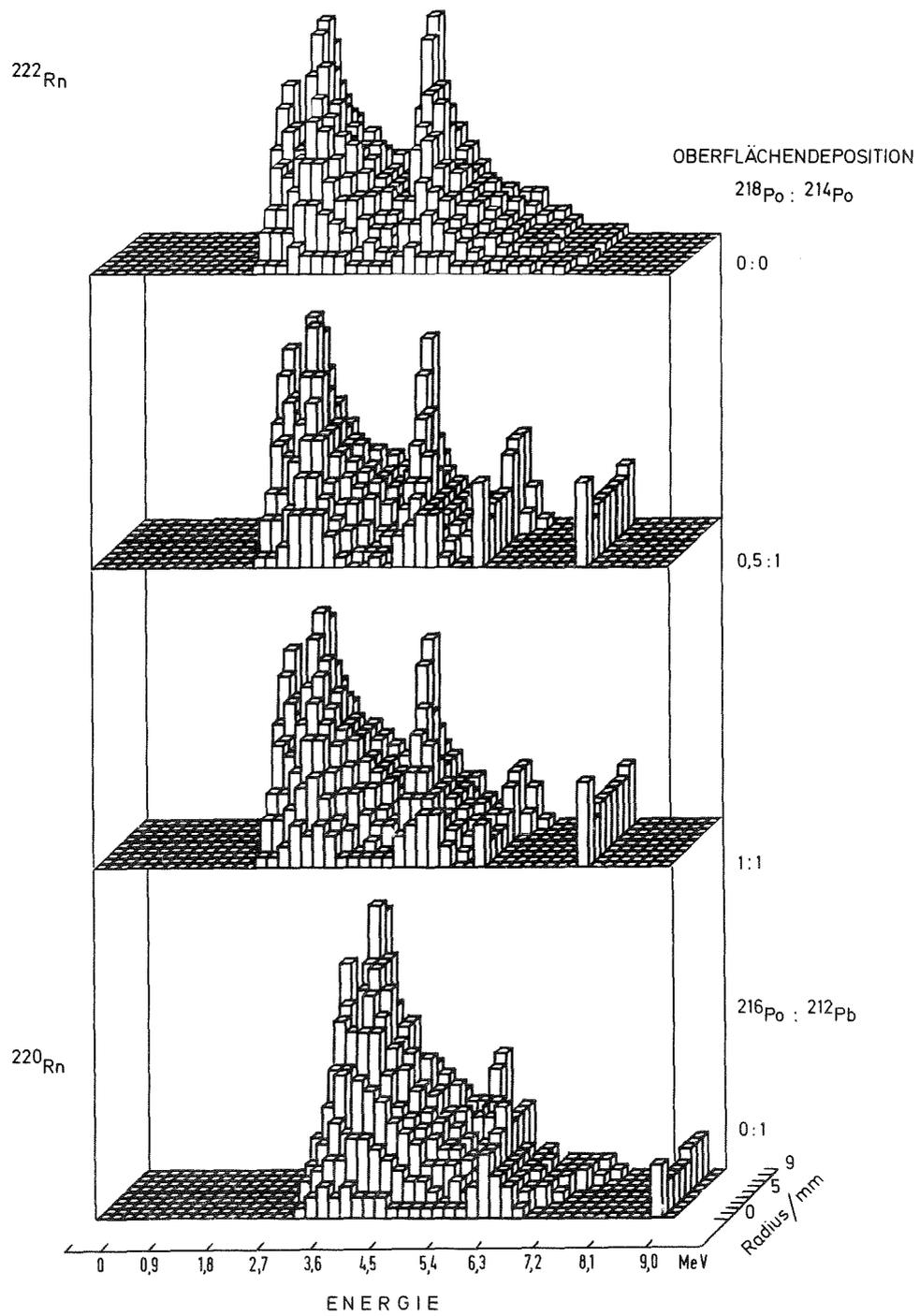


Abb. 2/10: Radondiffusionskammer: Halbkugel 30 mm Durchmesser. Energiespektren als Funktion des Anteils an Oberflächen deponierter Zerfallsprodukte im Dosimeter

2.6 Vergleich berechneter und gemessener α -Energiespektren am Ort der Detektorfolie im Dosimeter

Zur Überprüfung des mathematischen Modells wurde das Energiespektrum im Dosimeter mit einem Oberflächensperrschichtdetektor gemessen. Parallel dazu wurden mit aktiven Meßverfahren die Radonkonzentration und der Gleichgewichtsfaktor bestimmt. In Abb. 2/11 ist die Dosimeter-Detektoranordnung dargestellt. Um die gleiche Geometrie wie bei einem Kernspurdetektor zu erhalten, wurde der Halbleiterdetektor mit einer dünnen, leitenden Folie überzogen. Durch den Zwischenraum zwischen Detektoroberfläche und Folie wird zusätzlich eine Diffusionskammer gebildet, so daß das gemessene Spektrum eine Überlagerung des Dosimeterspektrums und des Diffusionskammerspektrums darstellt. Dabei ist das Dosimeterspektrum durch die Luftschicht zwischen Halbleiteroberfläche und Folie und durch die Folie um 2,2 MeV gegenüber dem Diffusionskammerspektrum verschoben. In Abb. 2/11 sind die einzelnen berechneten Spektren, deren Summenspektrum sowie das gemessene Spektrum dargestellt.

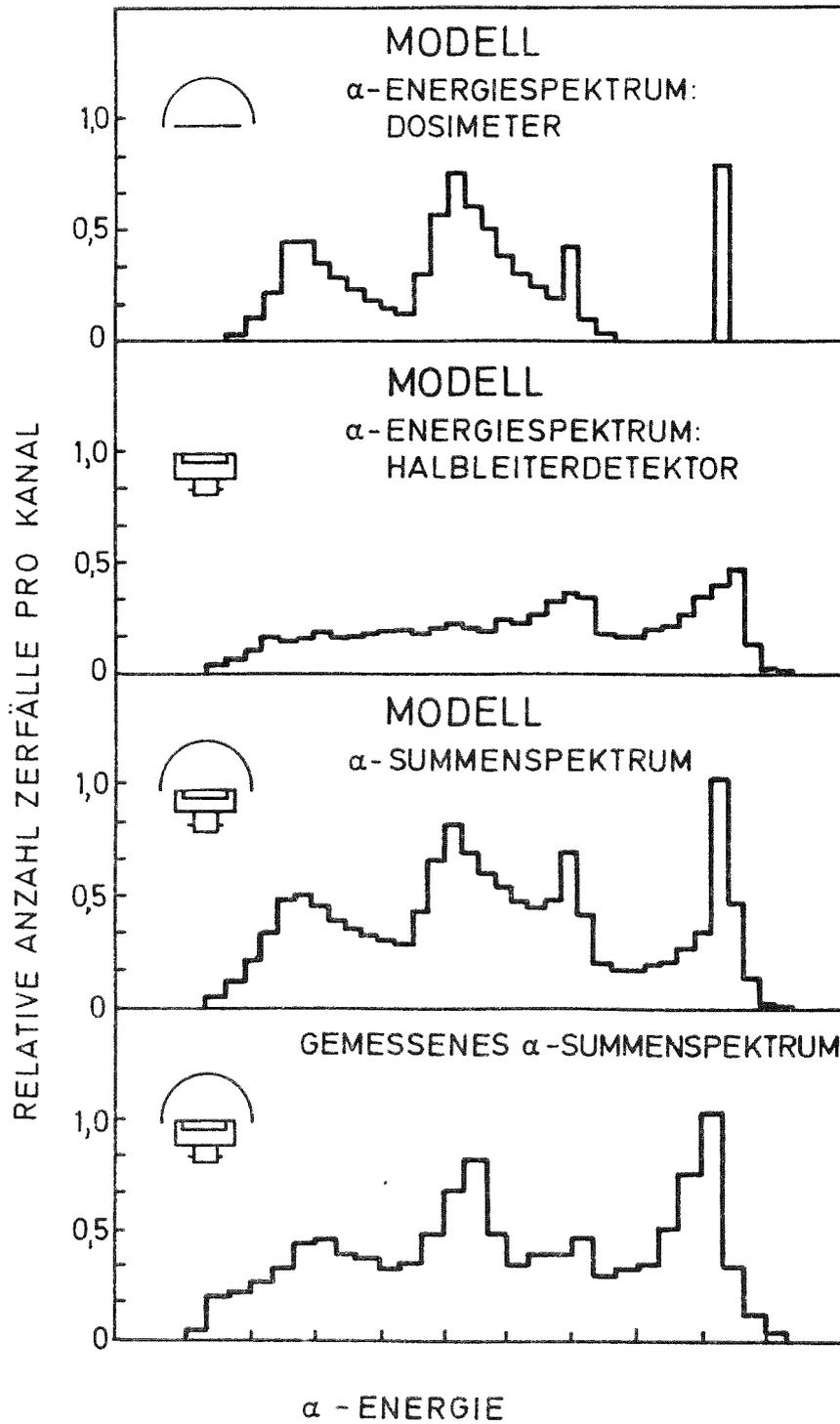


Abb. 2/11: Vergleich zwischen berechnetem und gemessenem Spektrum

2.7 Getrennte Messung von Radon und Thoron in Diffusionskammern mit Hilfe verschiedener Diffusionsmembrane

Eine Möglichkeit zur Trennung von Radon und Thoron im Dosimeter besteht in der Verwendung unterschiedlicher Diffusionsmembrane als Diffusionswiderstände. Durch die unterschiedlichen Halbwertszeiten von 55,6 s für Thoron und 3,8 h für Radon ist es möglich, eine Membran auszuwählen, daß nahezu 100 % des Radons, aber nur 1 % des Thorons in das Dosimeter gelangen können. Zur Ermittlung des Thoronanteils in der Umgebungsluft muß dann eine Differenzmessung durchgeführt werden.

Aus der Sprungantwort (Gl. (2.32)) läßt sich direkt das Konzentrationsgefälle zwischen Dosimeter und Umgebungsluft im stationären Zustand (Gl. (2.33)) ermitteln. Ist $c_0(t)$ der zeitliche Verlauf der Radonkonzentrationen der Umgebungsluft und ist $\sigma(t)$ der Einheitssprung zur Zeit t erhält man für den zeitlichen Verlauf der Radonkonzentration im Dosimeter $c(t)$:

$$c_0(t) = c_0 \sigma(t)$$

$$c(t) = c_0 \frac{1}{1 + \frac{Vd\lambda_0}{AD}} (1 - e^{-\left(\frac{AD}{Vd} + \lambda_0\right) t}) \quad (2.32).$$

Und für den stationären Zustand $t \rightarrow \infty$:

$$c(t \rightarrow \infty) = c_0 \frac{1}{1 + \frac{Vd\lambda_0}{AD}} \quad (2.33).$$

In Abb. 2/12 ist die relative Radon- bzw. Thoronkonzentration Dosimeter zu Umgebungsluft im stationären Zustand als Funktion der Diffusionskonstante in der Membran und der Membrandicke angegeben.

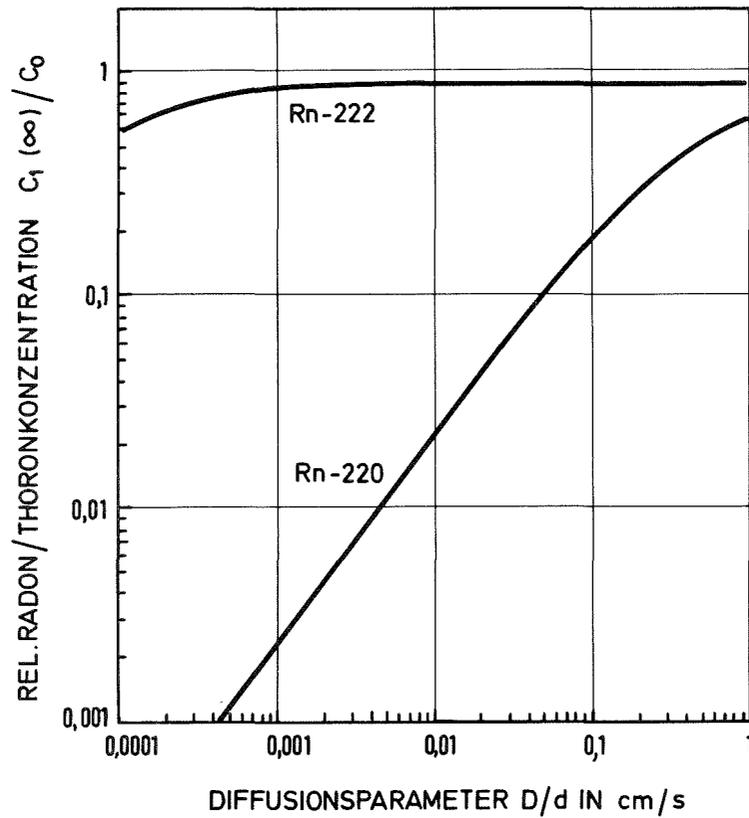


Abb. 2/12: Relative Radon- bzw. Thoronkonzentration im stationären Zustand als Funktion der Diffusionskonstante D in der Membran und der Membrandicke d

In Tab. 2/3 sind einige Diffusionskonstanten für verschiedene Membranmaterialien aus der Literatur angegeben.

Tab. 2/3: Diffusionskonstanten für Radon in Kunststoffen

Filtermaterial	Handelsname	Dicke	Diffusions-	Quelle
		cm	konstante	
			cm ² /s	
Polyäthylen	-	0,010	$330 \cdot 10^{-10}$	
Polycarbonat	POKALON	0,014	$3 \cdot 10^{-10}$	
Celluloseacetat	TRIAFOL	0,007	$7 \cdot 10^{-11}$	
Cellulosetriacetat	TRIAFOL	0,006	$11 \cdot 10^{-11}$	eigene Messung
Polymethacrylester	PLEXIGLAS	0,098	$5 \cdot 10^{-10}$	
Polytetrafluoräthylen	TEFLON	0,050	$20 \cdot 10^{-10}$	
Naturgummi	-	0,005	$6 \cdot 10^{-6}$	
	Mylar	0,002	$8 \cdot 10^{-10}$	
Polyvinylchlorid	PVC	0,053	$5 \cdot 10^{-8}$	Gi 82
Cellulosenitrat	-	0,002	$1 \cdot 10^{-7}$	
Polyester	-	0,002	$2 \cdot 10^{-9}$	

Zur getrennten Bestimmung der Konzentrationen von Radon und Thoron in Luft ist die gleichzeitige Exposition von zwei Dosimetern nötig. Ein Dosimeter erhält eine Membran, die den Thoronanteil im Dosimeter auf kleine Werte reduziert, das andere Dosimeter erhält eine Membran, die einen möglichst hohen Thoronanteil im Dosimeter erlaubt. Mit der Annahme, daß das erste Dosimeter nur für Radon empfindlich ist, läßt sich durch Differenzbildung der beiden Dosimeterergebnisse der Thoronanteil bestimmen. Ein derartiges Meßverfahren eignet sich jedoch nur bedingt zur Messung von Thoron. Bei Verwendung der meisten gängigen Membrane kann wegen des großen Konzentrationsgefälles zwischen Umgebungsluft und Dosimeterinnerem nur eine hohe Thoronkonzentration über lange Expositionszeit integriert bestimmt werden. Das Trennungsvermögen ist gleichzeitig abhängig von der Höhe der Radonkonzentration.

3. Nachweis von α -Teilchen mit Kernspurdetektoren durch elektrochemisches Ätzverfahren

3.1 Detektormaterialien

Ein schweres geladenes Teilchen verursacht entlang seiner Bahn in einem elektrisch nicht-leitenden Festkörper eine feine Spur von beschädigtem Material. Diese Störungen im Gefüge des Isolators werden als Kernspuren bezeichnet. Der Durchmesser dieser Kernspuren beträgt ca. $5 - 10 \cdot 10^{-9}$ m /Fl 69/. Diese Störungen reagieren schneller als ungeschädigte Bereiche des Isolators mit bestimmten Lösungsmitteln, was dazu benutzt wird, in einem Ätzvorgang die Kernspuren als konische oder zylindrische Löcher auf $1 - 30 \cdot 10^{-6}$ m zu vergrößern. In Abb. 3/1 ist dieser Vorgang zu verschiedenen Zeiten dargestellt. Ein Isolator ist dann als Kernspurdetektor geeignet, wenn die Oberflächenätzgeschwindigkeit v_B erheblich kleiner ist als die Kernspurätzgeschwindigkeit v_T . Die Ätzgeschwindigkeiten sind abhängig vom Material des Detektors sowie der Zusammensetzung des Lösungsmittels und der Temperatur.

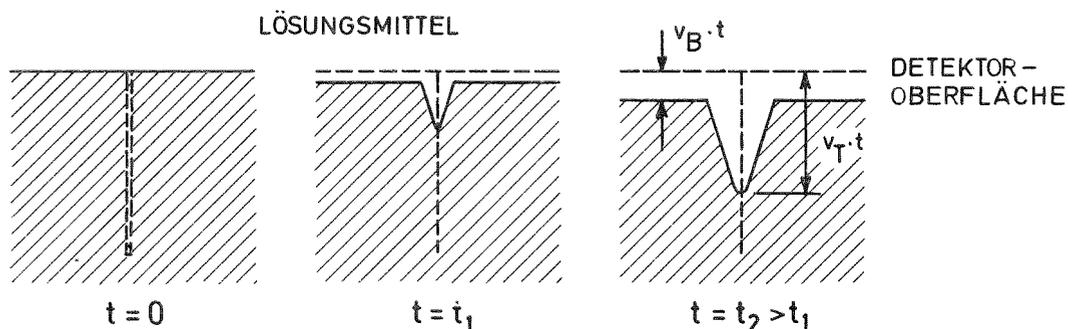


Abb. 3/1: Form geätzter Kernspuren nach verschiedenen Ätzzeiten

Verschiedene schwere, stark ionisierende Teilchen verursachen unterschiedliche Schädigungen im Isolator. Dadurch wird es möglich, anhand der Kernspur das verursachende Teilchen zu identifizieren. Gleichzeitig werden leichte, nur schwach ionisierende Teilchen, wie β -Strahlen, nicht registriert. Je nach Art der Auswertung des Kernspurdetektors können z. B. mit Hilfe eines Elektronenmikroskopes 10^{11} Spuren/cm² ausgewertet werden.

Ein als Kernspurdetektor geeignetes Material sollte folgende Eigenschaften haben:

- Hohe Empfindlichkeit für das zu untersuchende Teilchen
- Unempfindlichkeit für leichte Teilchen, Photonen
- Optische Transparenz
- Hohe Stabilität für Kernspuren, kein Fading

Zur Zeit sind ca. 150 verschiedene Kernspurdetektormaterialien bekannt /Fl 75/. Die am häufigsten verwendeten Detektormaterialien sind Zellulosenitrat- und Polykarbonatfolien. Das derzeit bekannte empfindlichste Detektormaterial ist Alyldiglykolkarbonat (CR 39). Sehr häufig verwendet wird ebenfalls das Polymerisat von Dioxidiphenylpropan und Carbonylchlorid (MAKROFOL). Im Gegensatz zu CR 39 zeichnet sich MAKROFOL durch gleichmäßige Qualität verschiedener Produktionschargen und durch einen sehr kleinen Nulleffekt aus. MAKROFOL wird als Industriefolie in großen Mengen produziert. CR 39 kann derzeit noch nicht in ausreichender Qualität in großen Mengen hergestellt werden, einzelne Detektoren weisen Dickenschwankungen bis zum Faktor 2 auf. Die Nulleffektspurendichte ist um mehr als den Faktor 10 höher als bei MAKROFOL. Damit wird der Vorteil der höheren Empfindlichkeit von CR 39 gegenüber MAKROFOL aufgehoben. Das Signal-Rauschverhältnis ist trotz der geringeren Empfindlichkeit bei MAKROFOL besser. Nicht zuletzt wegen der hohen Sprödigkeit von CR 39 und damit wegen der schwierigen Handhabung in großen Serien wird für das Dosimeter MAKROFOL als Detektormaterial verwendet. Eine Verbesserung der Empfindlichkeit des Dosimeters könnte CR 39 als Detektormaterial ergeben, wenn dessen Qualität verbessert wird.

3.2 Elektrochemisches Ätzverfahren

Durch Anlegen eines elektrischen Wechselfeldes während des Ätzvorgangs wird es möglich, die Kernspuren weiter so zu vergrößern, daß diese ohne optische Hilfsmittel mit dem Auge zu sehen sind /To 70/. Ein derartiges elektrochemisches Ätzverfahren ist von Vorteil, wenn eine begrenzte Anzahl von Kernspuren auf einer größeren Fläche auszuwerten ist. Bei chemisch geätzten Kernspuren ist es nötig, mehrere Teilflächen im Mikroskop bei Vergrößerungen bis zu 500fach und mehr auszuwerten. Ein elektroche-

misches Ätzverfahren ist jedoch im Gegensatz zum chemischen Ätzverfahren auf Spurendichten bis 3 000 Kernspuren pro cm^2 begrenzt. Bei höher bestrahlten Detektoren kommt es durch Überlappungen von Kernspuren zu einem Sättigungseffekt.

Elektrochemische Ätzverfahren werden derzeit überwiegend zum Nachweis von α -Teilchen und neutroneninduzierten Rückstoßkernen eingesetzt. Da bei der Verwendung eines Kernspurdetektors zur Messung der Radon- bzw. Thoronkonzentration in Häusern und im Freien bei Expositionszeiten bis zu einem Jahr nur einige Hundert Kernspuren pro cm^2 zu erwarten sind, wird ein elektrochemisches Ätzverfahren angewendet.

Der elektrochemische Ätzvorgang wird von einer Reihe von Parametern beeinflusst, wie elektrische Feldstärke, Frequenz, Lösungsmittelzusammensetzung, Temperatur, Art des Detektormaterials, Ätzzeit usw. Tommasino gibt eine Übersicht über die bei einem elektrochemischen Ätzverfahren stattfindenden Vorgänge /To 81/. Durch Eindringen von leitendem Lösungsmittel entlang der Kernspur in das isolierende Detektormaterial verhalten sich die Kernspuren wie elektrisch leitende Nadeln. Die elektrische Feldstärke an der Spitze dieser Nadeln erreicht einige MV/cm im Gegensatz zu kV/cm im übrigen Detektor. Durch molekulare Relaxationsprozesse werden mechanische Spannungen im Bereich einer Kernspur erzeugt. Diese Spannungen verursachen feine Risse, sogenannte 'trees', im Detektormaterial /To 81/. Das Phänomen des "Electrochemical Treeing" ist bislang noch nicht genau geklärt /He 83/. Das Eindringen des Lösungsmittels in diese feinen Risse bewirkt einen verstärkten Ätzvorgang und somit eine Vergrößerung der Kernspuren bis zu 200 μm Durchmesser. Eine weitere Vergrößerung der Kernspur durch längere Ätzzeit ist begrenzt durch die Tiefe der Kernspur bzw. die Dicke des Detektors. Es besteht die Gefahr eines Kurzschlusses durch Durchätzen einer Kernspur.

3.3 Ätzapparatur zur Auswertung großer Serien

Das zur Auswertung der Kernspurdetektoren benötigte Ätzsystem besteht aus zwei Komponenten, einem Niederfrequenzgenerator für sinusförmige Wechselspannungen bis 2 000 V_{eff} und 10 kHz sowie einer Ätzzelle. In der Literatur sind mehrere Lösungsvorschläge für Ätzzellen zu finden

/To 81/. Diese sind alle für gleichzeitiges Auswerten von wenigen Detektorfolien, meist nur zwei, entwickelt und damit nicht geeignet für die Auswertung von Großserien. Ein Vorteil des Dosimeters ist die Einsatzmöglichkeit in großen Serien. Aus diesem Grund wird ein Ätzensystem benötigt, das bei einfacher Handhabung einen hohen Durchsatz von Detektorfolien erlaubt.

Die entwickelte Ätzzelle besteht aus zwei Teilen, dem Ätzpaket und dem Rahmen. Zwischen jeweils zwei Platten mit Dichtungen (Abb. 3/2) werden zwei Detektoren eingelegt. Elf Ätzplatten für insgesamt 20 Detektorfolien werden mit einer Spindel zwischen zwei Druckplatten zu einem Ätzpaket zusammengepreßt (Abb. 3/3). Zum Anlegen der Wechselspannung wird das Ätzpaket in einen Rahmen gehängt (Abb. 3/4). Mit Hilfe von Federkontakten sind die einzelnen Elektroden über Schmelzsicherungen mit dem Generator verbunden. Die Sicherungen verhindern im Falle eines Kurzschlusses zwischen zwei Kammern durch Abschalten einer Elektrode den Ausfall des Ätzensystems und damit den Verlust der gesamten 20 Detektoren. In diesem Fall sind nur zwei der Elektrode benachbarte Detektoren verloren. Kurzschlüsse können durch Undichtigkeit, Zerschlagen des Detektors oder Durchätzen einer Kernspur auftreten. Die beobachtete Ausfallrate ist $< 1 \%$. Als Material für die Ätzzellen wird PVC verwendet, die Dichtungen sind aus weichem PVC, die Elektroden und übrigen Metallteile aus Edelstahl.

Schnitt C-D

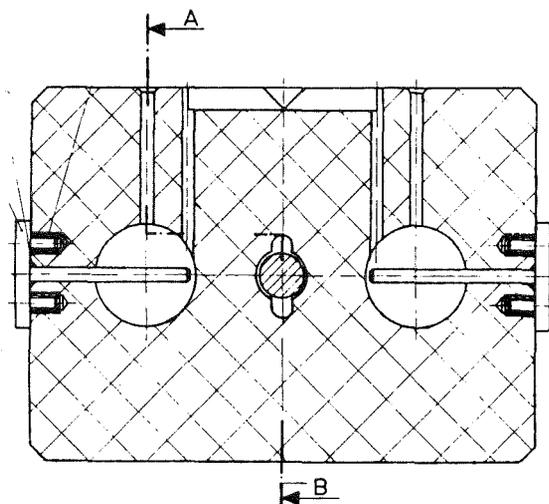


Abb. 3/2: Schnitt durch Ätzplatte

Schnitt A-B

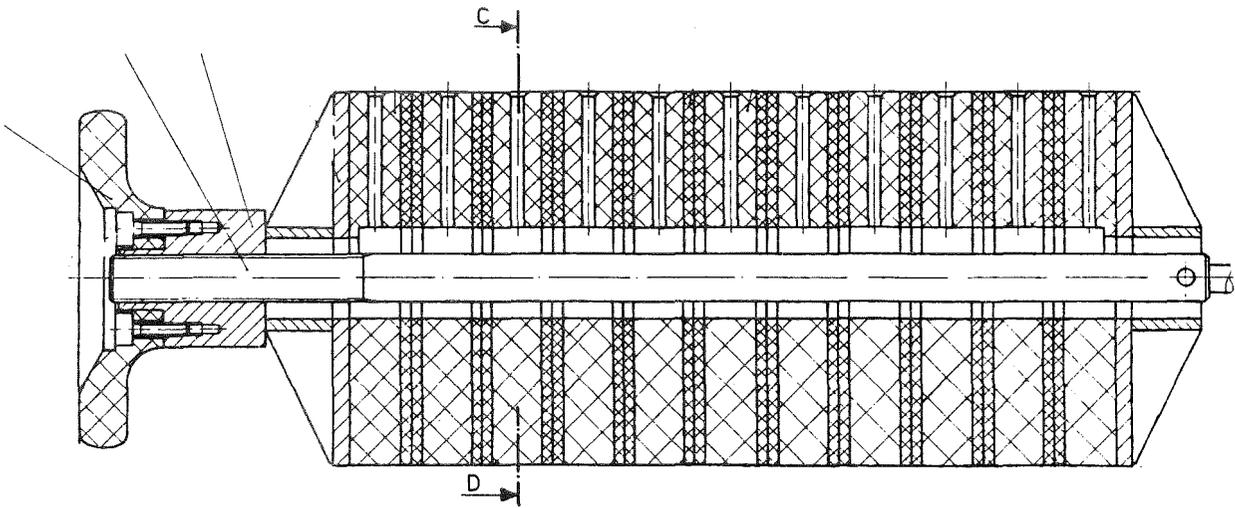


Abb. 3/3: Schnitt durch Ätzpaket

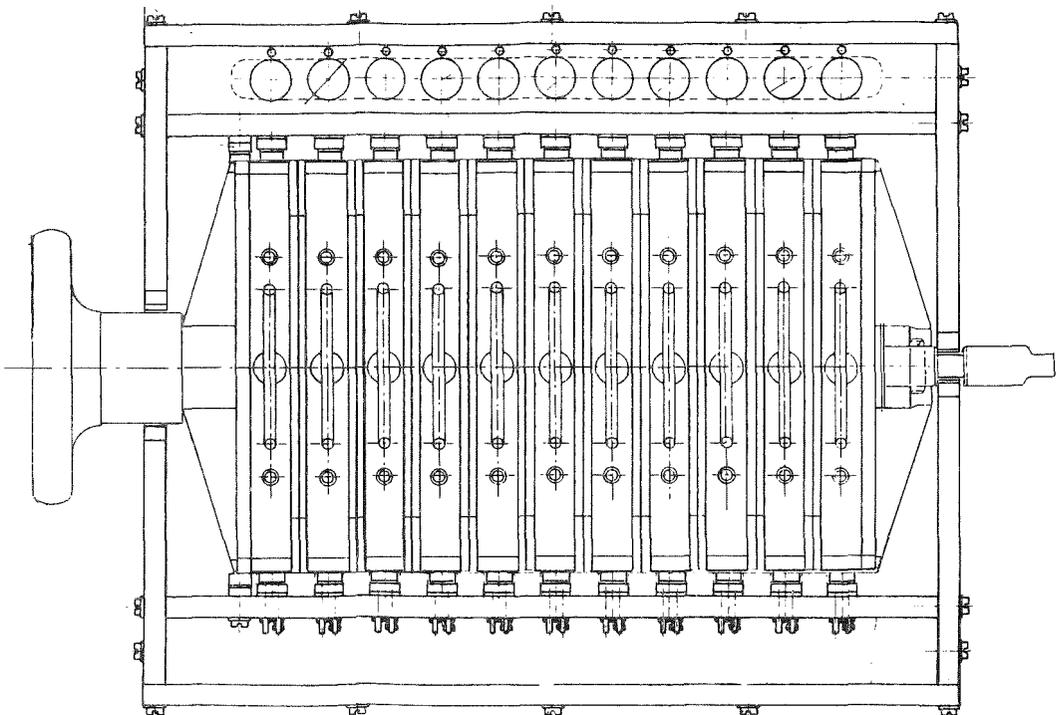


Abb. 3/4: Ätzpaket im Rahmen

Um einen korrekten Verlauf des Ätzzvorgangs zu gewährleisten, werden bei der Routineauswertung die wichtigsten Parameter Spannung, Strom, Frequenz sowie die Temperaturen im Lösungsmittel und im Elektrolyt kontinuierlich gemessen (Abb. 3/5). Zur Messung der Temperaturen werden zwei Pt-100-Meßfühler verwendet. Während die Temperaturen und die Frequenz konstant bleiben, nehmen Strom und Spannung leicht zu. Dies wird verursacht durch eine Änderung der Kapazität der Ätzzelle während des Ätzzvorgangs durch die ständig wachsende Kernspuren. Die Ausgangsspannung des Ätzzgenerators ist leider nicht stabilisiert.

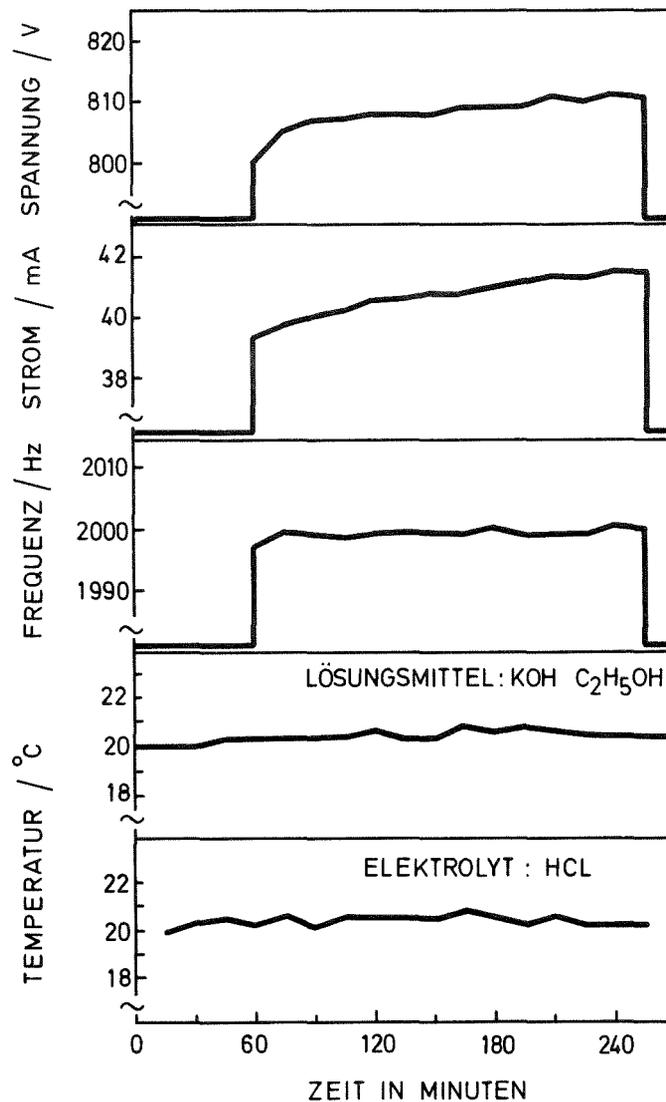


Abb. 3/5: Zeitlicher Verlauf der bei der elektrochemischen Ätzzung wichtigen Parameter Spannung, Strom, Frequenz und Temperatur während eines Ätzzvorgangs

3.4 Ätzen verschiedener α -Energiebereiche

Wird vor dem elektrochemischen Ätzzvorgang ein chemischer Ätzzschritt ausgeführt, erreicht man eine beträchtliche Reduzierung der Untergrundspuren /Ha 78/. Dieser Vorätzgang entfernt eine bestimmte Schichtdicke gleichmäßig von der Oberfläche des Detektors. Dadurch wird verhindert, daß kleine Oberflächenbeschädigungen beim elektrochemischen Ätzzvorgang Spuren ergeben, die nicht von Kernspuren zu unterscheiden sind. Gegenüber einem reinen elektrochemischen Ätzzschritt wird so das Signal-Rausch-Verhältnis erheblich verbessert.

Gleichzeitig kann durch diesen Vorätzschritt der ausgewertete α -Energiebereich zu höheren Energien verschoben werden /Ha 79/. Die abgeätzte Schichtdicke und damit der erfaßte Energiebereich hängen ab von der Zusammensetzung des Lösungsmittel, der Temperatur und der Vorätzzeit. In Tab. 3/1 werden die gemessenen Oberflächengeschwindigkeiten v_B für verschiedene Lösungsmittelzusammensetzungen und verschiedene Temperaturen angegeben.

Tab. 3/1: Gemessene Oberflächenätzgeschwindigkeit v_B von MAKROFOL bei verschiedenen Temperaturen und Lösungsmittelmischungsverhältnissen

Temperatur °C	Mischungsverhältnis des Lösungsmittels 6 N KOH : C ₂ H ₅ OH in Vol. %		
	80 : 20	50 : 50	20 : 80
20	1 $\mu\text{m/h}$	2 $\mu\text{m/h}$	3 $\mu\text{m/h}$
35	2,5 $\mu\text{m/h}$	5 $\mu\text{m/h}$	9 $\mu\text{m/h}$
50	7 $\mu\text{m/h}$	9 $\mu\text{m/h}$	14 $\mu\text{m/h}$

Das Mischungsverhältnis KOH:C₂H₅OH = 80:20 weist die kleinste Oberflächenätzgeschwindigkeit v_B auf, so daß im untersuchten Bereich für Vorätzzeiten von 15 bis 90 Minuten die abgeätzte Schichtdicke an der Oberfläche nur geringfügig im Vergleich zur Reichweite der α -Teilchen

zunimmt. In Tab. 3/2 werden für die einzelnen Lösungsmittel und Temperaturen die erfaßten Energiebereiche angegeben. Eine deutliche Verschiebung des Energiebereichs erfolgt bei hohen Ätzgeschwindigkeiten v_B , d. h. bei 50 % oder 80 % Alkoholanteil am Lösungsmittel und bei hohen Temperaturen. Die Energiebereiche wurden ermittelt durch Bestrahlung von Detektorfolien mit α -Teilchen der Energien 1.0 MeV bis 5.0 MeV in 0,5-MeV-Schritten. Mit Hilfe zweier Blenden und verschiedenen Abständen zwischen Quelle und Detektor wurden die α -Teilchen ^{241}Am auf eine maximale Abweichung von der mittleren Energie von 0,1 MeV kollimiert.

Die Vergrößerung einer Kernspur durch elektrochemisches Ätzverfahren hängt entscheidend ab von der elektrischen Feldstärke entlang der Kernspur. Der günstigste Verlauf der Feldstärke für eine Vergrößerung wird bei senkrechtem Auftreffwinkel des α -Teilchens, d. h. bei einer Kernspur parallel zur Richtung des elektrischen Feldes im Detektor erreicht. Daraus ergibt sich eine Richtungsabhängigkeit des Ansprechvermögens. In Abb. 3/6 ist eine typische Abhängigkeit für die Empfindlichkeit vom Einfallswinkel angegeben.

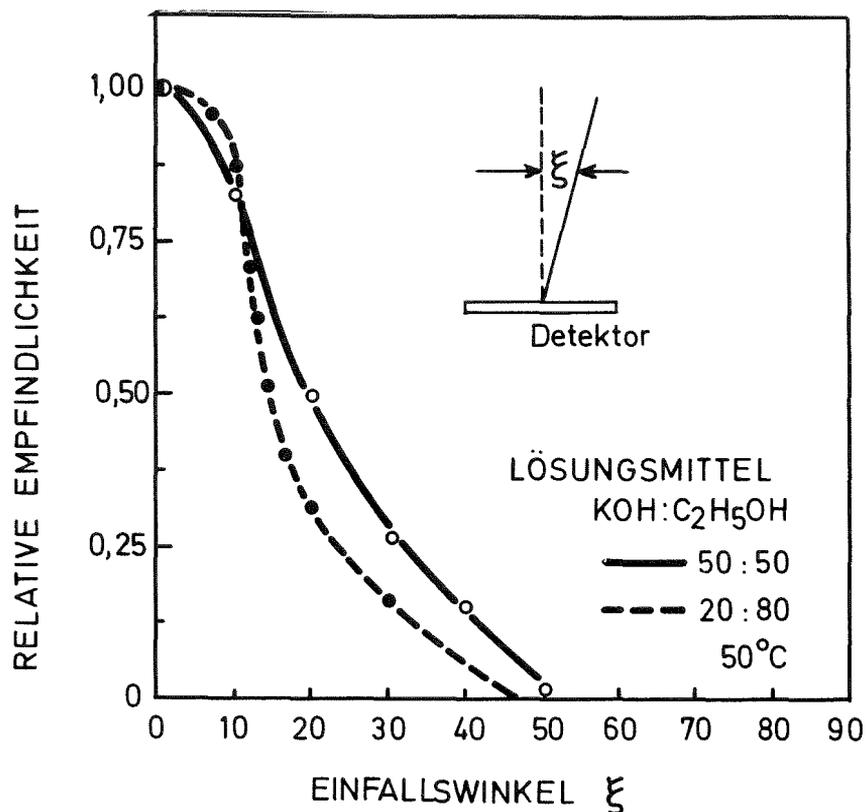


Abb. 3/6: Relative α -Empfindlichkeit von MAKROFOL bei verschiedenen Einfallswinkeln

Tab. 3/2: Einfluß von Temperatur, Vorätzzeit und Zusammensetzung des Lösungsmittels auf den erfaßten α -Energiebereich

Temperatur	Vorätzzeit	α -Energiebereich						in MeV
		Lösungsmittelgemisch KOH : C ₂ H ₅ OH : Vol. %						
		80 : 20		50 : 50		20 : 80		
		E _{min}	E _{max}	E _{min}	E _{max}	E _{min}	E _{max}	
°C	min	MeV	MeV	MeV	MeV	MeV	MeV	
20	15	<1,0	2,5	<1,0	3,0	1,5	3,0	
	30	<1,0	2,5	1,5	3,0	1,5	3,0	
	45	<1,0	2,5	1,5	3,0	2,0	4,0	
	60	1,5	3,0	2,0	3,5	2,5	4,0	
	75	1,5	3,0	2,0	3,5	2,5	4,0	
	90	1,5	3,0	2,0	3,5	2,5	4,0	
35	15	<1,0	3,0	<1,0	3,0	1,5	3,0	
	30	1,5	3,0	1,5	3,0	1,5	3,5	
	45	1,5	3,0	1,5	3,0	1,5	3,5	
	60	1,5	3,0	2,0	3,5	1,5	3,5	
	75	1,5	3,0	2,0	3,5	2,0	4,0	
	90	2,0	3,5	2,0	4,0	2,5	4,5	
50	15	1,5	3,0	1,5	4,0	2,5	4,0	
	30	1,5	3,0	2,0	4,0	2,5	4,0	
	45	2,0	3,5	2,5	4,5	3,0	4,5	
	60	2,0	3,5	3,0	4,5	3,5	>5,0	
	75	2,5	4,0	3,0	>5,0	4,0	>5,0	
	90	3,0	4,5	3,5	>5,0	4,5	>5,0	

Bei einer Ätztemperatur von 20 °C und einem Alkoholanteil von 20 % am Lösungsmittel verschiebt sich der erfaßte Energiebereich von <1 bis 2 MeV auch mit zunehmender Vorätzzeit nur unwesentlich. Der für die Dosimeterauswertung günstige Energiebereich reicht von 2 bis 4 MeV (vgl. Kap. 2.5 und Kap. 3.6).

3.5 Kernspurdurchmesser als Maß für die α -Energie

Durch geeignete Wahl der abgeätzten Schichtdicke während des Vorätzgangs werden verschiedene α -Energiebereiche erfaßt. Innerhalb dieser Energiebereiche ist der Kernspurdurchmesser ein Maß für die Energie des α -Teilchens /So 79/.

3.5.1 Energieverlust von α -Teilchen als Funktion des Ortes im Detektor

Die Reichweite von α -Teilchen in Luft ist /Na 70/:

$$\left(\frac{R}{\text{cm}}\right)_{\text{Luft}} = 0,32 \left(\frac{E}{\text{MeV}}\right)^{3/2} \quad (3.1).$$

Mit Luft als Referenzmaterial erhält man für die Reichweite in anderen Stoffen:

$$\left(\frac{R}{\text{cm}}\right) = \frac{A}{\rho} \left(\frac{R}{\text{cm}}\right)_{\text{Luft}} \quad (3.2).$$

Dabei ist A das Atomgewicht und ρ die Dichte in g/cm^3 des neuen Stoffes /Si 66/. Für den Kernspurdetektor MAKROFOL aus Polycarbonat erhält man mit einem mittleren Atomgewicht von 11,5 und einer Dichte von $1,16 \text{ g}/\text{cm}^3$ für die Reichweite:

$$\left(\frac{R}{\text{cm}}\right)_{\text{MAKROFOL}} = 3,2 \cdot 10^{-4} \left(\frac{E}{\text{MeV}}\right)^{3/2} \quad (3.3).$$

Die α -Reichweite in MAKROFOL ist ca. 1 ‰ der Reichweite in Luft. In Abb. 3/7 ist die Reichweite von α -Teilchen als Funktion der Energie angegeben, in cm für Luft und in 10^{-3} cm für MAKROFOL.

Der Energieverlust geladener Teilchen, die sich durch ein Wechselwirkungsmaterial bewegen, erfolgt vorwiegend durch Ionisation. Die dabei abgegebene Energie ist umgekehrt proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit des Teilchens. Da nur α -Teilchen mit Energien kleiner 10 MeV auftreten, ist eine nichtrelativistische Betrachtungsweise möglich. Der Energieverlust dE eines α -Teilchens längs des Weges ds durch Ionisation oder Anregung des Wechselwirkungsmaterials ist /Si 66/:

$$-\frac{dE}{ds} = \frac{4\pi z^2 e_0^2}{m v^2} N_C Z \ln\left(\frac{2mv^2}{I}\right) \quad (3.4).$$

Dabei bedeutet:

ze_0 :	Ladung des α -Teilchens (He, $z = 2$)
e_0 :	Elementarladung
m :	Elektronenmasse
v :	Geschwindigkeit des α -Teilchens
I :	Ionisationsenergie
N_C :	Anzahl der Atome pro Volumen Wechselwirkungsmaterial
Z :	Ordnungszahl.

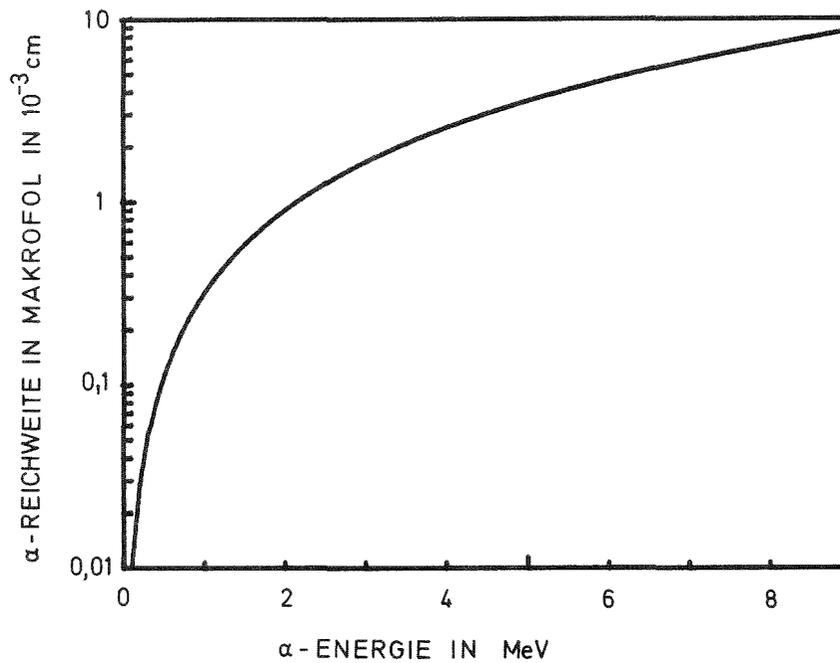


Abb. 3/7: Mittlere Reichweite für α -Teilchen in MAKROFOL

Ist E_0 die Anfangsenergie, M die Masse des α -Teilchens und $\Delta E(x)$ die bis zum Ort x abgegebene Energie, erhält man für die Geschwindigkeit des Teilchens:

$$v^2(x) = \frac{2}{M} (E_0 - \Delta E(x)) \quad (3.5).$$

Normiert man die differentielle Änderung der Energie (Gl. (3.4)) mit deren Maximalwert und ersetzt man die Geschwindigkeit in Gleichung (3.4) durch die Beziehung (3.5) erhält man

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{1 - \frac{\Delta E(x_{\max})}{E_0}}{1 - \frac{\Delta E(x)}{E_0}} = \frac{\ln \left(\frac{4m}{MI} \left(1 - \frac{\Delta E(x)}{E_0} \right) \right)}{\ln \left(\frac{4m}{MI} \left(1 - \frac{\Delta E(x_{\max})}{E_0} \right) \right)} \quad (3.6).$$

Dabei ist x_{\max} der Ort der maximalen differentiellen Energieabgabe. Die maximale Energieabgabe erfolgt kurz vor Bahnende.

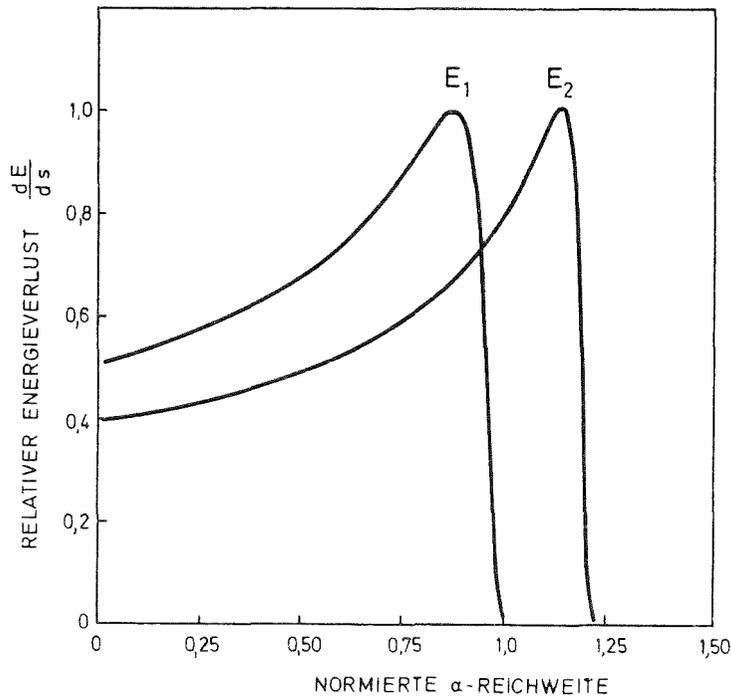


Abb. 3/8: Relativer Energieverlust dE/dx längs eines Wegelementes für verschiedene α -Energien E_i, E_j

Der nach der Ätzung zu erwartende Kernspurdurchmesser d hängt ab von dem Durchmesser der Störung im Gefüge des Detektormaterials in dem durch die Ätzung erfaßten Abstand von der Detektoroberfläche und damit von der Energieabgabe in diesem Bereich. In Abb. 3/8 sind die relativen Energieverluste längs eines Wegelementes für zwei verschiedene Anfangsenergien nach Gleichung (3.6) dargestellt. Je größer die Anfangsenergie des α -Teilchens, um so größer ist der Abstand zwischen der Detektoroberfläche und dem Ort des maximalen Energieverlustes. Damit ist im Abstand s von der Detektoroberfläche der differentielle Energieverlust:

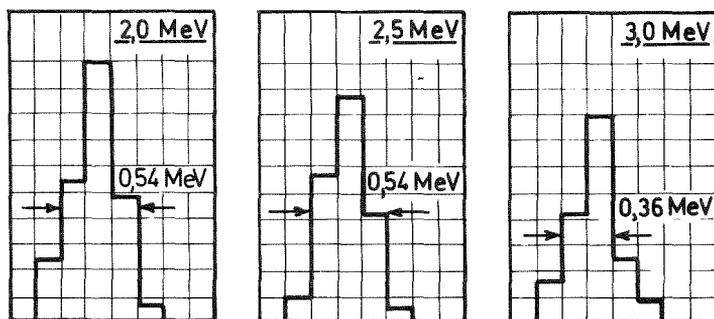
$$\frac{dE}{ds} (E_1, s) > \frac{dE}{ds} (E_2, s) \quad \text{mit } E_1 < E_2 \quad (3.7)$$

und der Kernspurdurchmesser nach Beendigung des Ätzvorgangs:

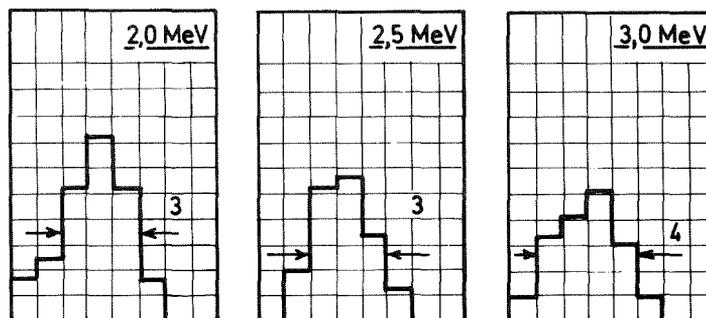
$$d(E_1) > d(E_2) \quad (3.8).$$

Durch den Zusammenhang zwischen Kernspurdurchmesser und α -Energie wird es möglich, mit Kernspurdetektoren α -Spektren zu messen.

In Abb. 3/9 werden die mit einem Halbleiterdetektor aufgenommenen α -Energiespektren den Kernspurgrößenspektren gegenübergestellt.



α -ENERGIESPEKTREN (Halbleiterdetektor)



GRÖSSENSPEKTREN (Kernspurdetektor)

Abb. 3/9: Vergleich des α -Energiespektrums kollimierter α -Teilchen mit dem Spektrum der Kernspurdurchmesser bei verschiedenen α -Energien (50 °C, 80 % 6 N KOH + 20 % C₂H₅OH, PE: 1 h, ECE: 1 h, 800 V_{eff}, 2 kHz)

3.5.2 Bestimmung der α -Energie aus Kernspurdurchmessern

Zur Ermittlung einer Energiegrößenkalibrierkurve werden mehrere Detektoren mit kollimierten α -Teilchen verschiedener Energien bestrahlt und parallel mit den Detektorfolien geätzt. Aus den bekannten α -Energiespektren wird zusammen mit den gemessenen Kernspurgrößenspektren eine Energiekalibrierkurve berechnet. Bei der Bestrahlung der Detektoren mit kollimierten α -Teilchen sollten aus zählstatistischen Gründen genügend Kernspuren erzielt werden. Bei großer Spurendichte treten jedoch verstärkt Spurenüberlappungen auf, die bei der Auswertung als eine große Kernspur gewertet werden. Zusätzlich treten Nulleffektspuren als Störung auf.

3.5.2.1 Trennung von Mehrfachkernspuren

Um eine eindeutige Aussage über den Zusammenhang zwischen Kernspurgröße und α -Energie machen zu können, müssen sich überlappende Kernspuren als solche erkannt und berücksichtigt werden. Das Größenspektrum von Kernspuren von kollimierten α -Teilchen läßt sich in erster Näherung durch eine Gaußverteilung beschreiben, wenn nur einfache Kernspuren vorliegen. Mit zunehmender Spurendichte treten immer mehr sich überlappende Kernspuren auf. Ein solches Größenspektrum läßt sich durch Überlappung mehrerer Gaußverteilungen annähern. Zusätzlich sind dem Größenspektrum nicht strahlungsinduzierte Kernspuren, sogenannte Nulleffektspuren, überlagert. Die Anzahl der Kernspuren in der Größenklasse i ist:

$$Y_i = \sum_{j=1}^p A_j f_{ij} + e_i \quad (3.9).$$

Dabei bedeutet:

- Y_i : Anzahl der Kernspuren in der Größenklasse i
- p : Anzahl der Mehrfachüberlappungen
- A_j : Anzahl der j -fach überlappenden Kernspuren
- f_{ij} : Funktionswert der Gaußdichtefunktion für j -Überlappung der Größenklasse i
- e_i : Nulleffektspurenzahl in der Größenklasse i (Rauschen)

Die Identifizierung der einzelnen Gaußverteilungen im gemessenen Größenspektrum geschieht durch Korrelation des gemessenen Spektrums mit einem gaußverteilten Einheitsspektrum /Bl 69/. Für die Klasse τ des Korrelationsspektrums erhält man:

$$g_{\tau} = \sum_{t=0}^{N-1-\tau} f_{\tau} Y_{t+\tau} \quad (3.10).$$

Dabei bedeutet:

- g_{τ} : Anzahl der Kernspuren in der Klasse τ des Korrelationsspektrums
- f_{τ} : Anzahl der Kernspuren in der Klasse t des gaußverteilten Einheitsspektrums
- $Y_{t+\tau}$: Anzahl der Kernspuren in der Klasse $(t+\tau)$ des gemessenen Größenspektrums
- N : Anzahl der Klassen des gemessenen Spektrums

Subtrahiert man vom Kanal $t+\tau$ des gemessenen Größenspektrums in Gleichung (3.10) den über die Breite der Gaußverteilung des Einheitsspektrums von m Kanälen gemittelten Kanalinhalt A_{τ} der benachbarten Kanäle des Größenspektrums, erhält man eine bessere Identifizierungsmöglichkeit. Die Lage der einzelnen Gaußverteilungen ist durch die Bereiche mit Kanalgehalten > 0 im Korrelationsspektrum gegeben. Da die Kanalhalte im gemessenen Spektrum statistische Größen sind, ergibt die zusätzliche Subtraktion der einfachen Streubreite des gemittelten Kanalinhalt A_{τ} eine weitere Verbesserung /Bl 69/. Das Korrelationsspektrum wird damit:

$$g_{\tau} = \sum_{t=1}^M f_t (Y_{t+\tau} - A_{\tau} - \sqrt{A_{\tau}}) \quad (3.11)$$

$$\text{mit } A_{\tau} = \frac{1}{M} \sum_{n=\tau}^{\tau+M} Y_n$$

In Abb. 3/10 sind die einzelnen Spektren gemessenes Größenspektrum, gaußverteilttes Einheitsspektrum, sowie der die Lage der einzelnen überlagerten Gaußverteilungen beschreibende positive Teil des Korrelationspektrums dargestellt.

Das Maximum des Korrelationsspektrums sind in dem Kanal des Maximums des Einheitspeaks verschoben gegenüber der Lage der Maxima der einzelnen Gaußverteilungen des Ausgangsspektrums. Die Integrale A_j und die Breiten σ_j der einzelnen Gaußverteilungen werden mit Hilfe des Modells in Gleichung (3.9) bestimmt. Zur einfacheren Berechnung wird die Gleichung (3.9) durch lineare Taylorpolynome um die Punkte A_{j0} , σ_{j0} ersetzt. Dabei ist A_{j0} das auf den Kanalinhalt des j -ten Maximums normierte Integral des Einheitsspektrums und σ_{j0} dessen Streubreite:

$$A_{j0} = Y_{(K_{0j})} \sum_{i=1}^N f_{ji} \quad (3.12).$$

Die Gleichung des linearisierten Modells ist:

$$Y_i = \sum_{j=1}^p \frac{\delta Y_i}{\delta A_j} (A_{j0}, \sigma_{j0}) (A_j - A_{j0}) + \frac{\delta Y_i}{\delta \sigma_j} (A_{j0}, \sigma_{j0}) (\sigma_j - \sigma_{j0}) \quad (3.13).$$

Aus dem gemessenen Größenspektrum werden mit dem Minimum-Varianzschätzverfahren (vgl. Kap. 4.1) die gesuchten Integrale A_j und die Halbwertsbreiten σ_j berechnet. In Abb. 3/11 ist das gemessene Spektrum dem mit Hilfe des Modells (Gl. (3.13)) berechneten Spektrum gegenübergestellt.

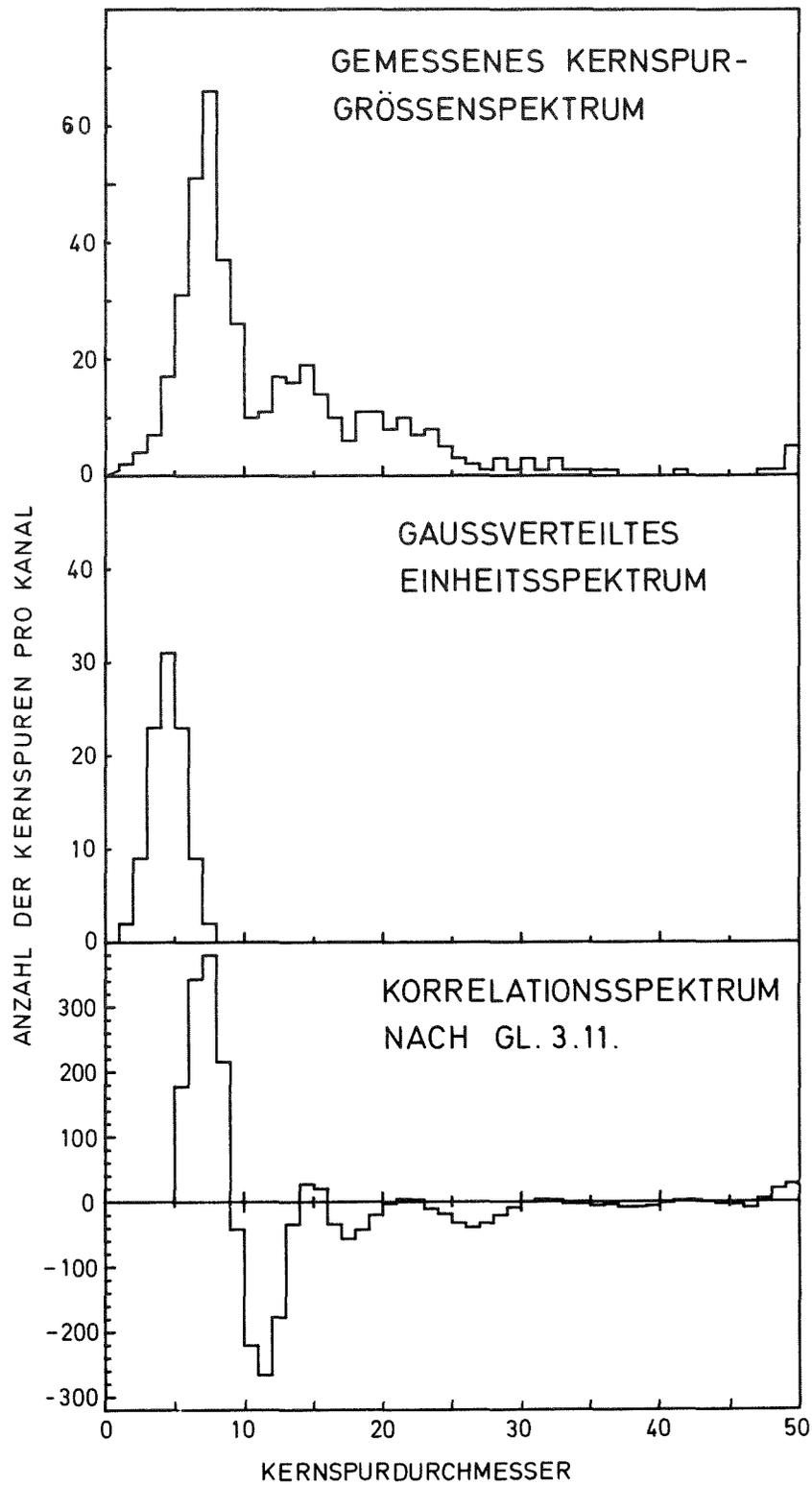


Abb. 3/10: Auffinden der Kernspurgrößenverteilungen von Einfach- und Mehrfachkernspuren durch Korrelation des gemessenen Spektrums mit einem gaußverteilten Einheitsspektrum

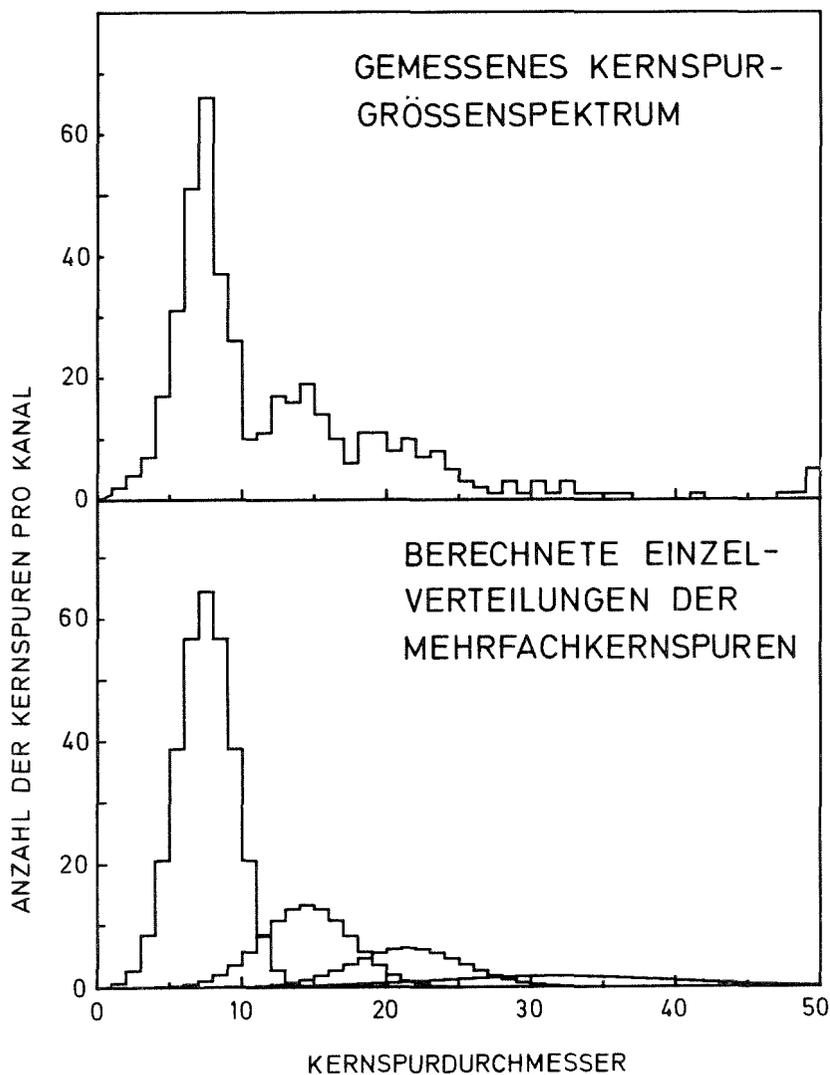


Abb. 3/11: Vergleich des gemessenen Spektrums mit dem mit Hilfe des Modells (Gl. (3.9)) berechneten Spektrum

3.5.2.2 Einfluß des Einfallswinkels auf den Kernspurdurchmesser

Wie das Ansprechvermögen ist auch der Kernspurdurchmesser abhängig vom Einfallswinkel des α -Teilchens. In Abb. 3/12 ist der auf senkrechtem Einfall normierte Kernspurdurchmesser für eine α -Energie von 2 MeV als Funktion des Einfallswinkels für die beiden möglichen Lösungsmittelzusammensetzungen mit 50 % bzw. 80 % Alkoholanteil angegeben.

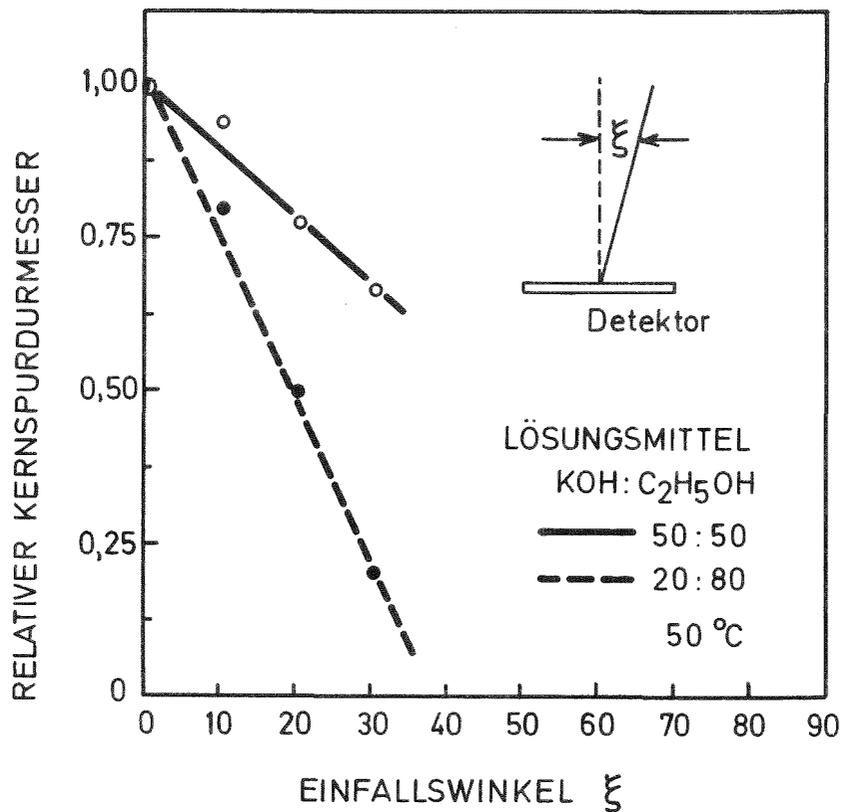


Abb. 3/12: Einfluß des Einfallswinkels ξ auf den Kernspurdurchmesser

Bei der Transformation der Kernspurdurchmesser in α -Energie muß daher der Einfallswinkel berücksichtigt werden. Dabei wird angenommen, daß die einzelnen Nuklide homogen im Volumenbereich oder an Oberflächen verteilt sind. Um dies sicherzustellen und um den Einfluß nicht kontrollierbarer Oberflächenladungen des Kernspurdetektors auf das Abscheideverhalten der teilweise elektrisch geladenen Zerfallsprodukte auszuschließen, wird der Detektor mit einer leitenden aluminisierten Folie überzogen. Damit hat der gesamte Innenbereich des Dosimeters das gleiche elektrische Potential. Mit der weiteren Annahme, daß der Emissionswinkel des α -Teilchens gleichverteilt ist, wird die Wahrscheinlichkeit für einen bestimmten Einfallswinkel im Monte-Carlo-Modell zusammen mit der Ansprechwahrscheinlichkeit unter Berücksichtigung des kritischen Einfallswinkels erfaßt. Aufgrund des besseren Ansprechvermögens und des geringeren Einflusses des Einfallswinkels auf den Kernspurdurchmesser wird zur Ätzung der Dosimeter ein Mischungsverhältnis von KOH:C₂H₅OH = 50:50 verwendet.

3.5.2.3 Transformation Größenklasse in Energieklasse

Zur Transformation der einzelnen Klassen des gemessenen Größenspektrums in die zur Auswertung benötigten Energieklassen werden die Maxima der Größenverteilung der nicht überlappenden Kernspuren der energiekalibrierten Detektorfolien verwendet. Die Lage der Maxima als Funktion der Energie der α -Teilchen wird durch ein Polynom angenähert und in Abb. 3/13 zusammen mit den Gleichungsfehlern dargestellt.

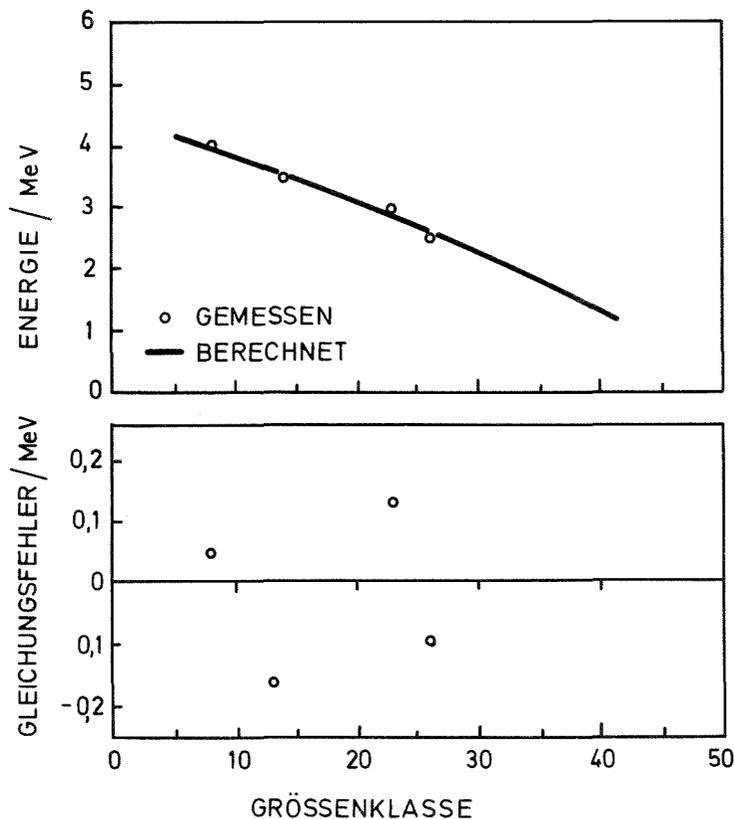


Abb. 3/13: α -Energie als Funktion des Kernspurdurchmessers für senkrechten Einfallswinkel angenähert aus den Meßwerten durch ein Polynom zweiten Grades und die zugehörigen Gleichungsfehler

Unter der Annahme eines linearen Zusammenhanges zwischen Kernspurdurchmesser und Einfallswinkel bei gleichen α -Energien (vgl. Abb. 3/12) wird der zur Größenklasse j gehörende Einfallswinkel für die Energieklasse i ermittelt. Mit Berücksichtigung der Wahrscheinlichkeit $p_{\xi}(E)$ für den

Einfallswinkel ξ und dem relativen Ansprechvermögen $\eta_{\xi}(E)$ erhält man für das Matrizelement

$$T_{j,i} = \begin{cases} p_{\xi}(E)\eta(E) & \text{für } \xi < \xi_{\text{krit}} \\ 0 & \text{für } \xi > \xi_{\text{krit}} \end{cases} \quad (3.14).$$

Dabei ist ξ_{krit} der kritische Einfallswinkel.

3.5.2.4 Detektorwirkungsgrad für verschiedene α -Energien

Mit Hilfe der parallel zu den auszuwertenden Dosimeterfolien geätzten, energiekalibrierten Detektorfolien werden die Detektorwirkungsgrade für verschiedene α -Energien bei jeder Auswertung neu ermittelt. Dadurch werden die Einflüsse durch einen nicht exakt reproduzierbar geätzten Energiebereich auf die Auswertung vermieden. Die Matrix \underline{H} enthält in der Hauptdiagonalen die einzelnen Wirkungsgrade der α -Energieklassen des Spektrums. Diese werden aus den experimentell bestimmten Wirkungsgraden mit Hilfe eines Lagrange'schen Interpolationspolynoms /Br 73/ berechnet.

$$\eta(E) = \sum_{i=1}^n L_i(E) \eta(E_i) \quad (3.15).$$

$$\text{mit } L_i(E) = \frac{\prod_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n (E - E_j)}{\prod_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n (E_i - E_j)}$$

Das Matrizelement H_{ij} wird mit der Energieklassenbreite ΔE :

$$H_{ij} = \eta(i \cdot \Delta E) \delta_{ij} \quad (3.16).$$

4 Dosimeterauswertung

Die Dosimeter werden in einer beliebigen Atmosphäre Radon, Thoron und kurzlebige Zerfallsprodukte für eine bestimmte Zeit exponiert. Die Auswertung der Kernspurdetektoren geschieht nach dem in Abb. 4/1 dargestellten Schema. Zusammen mit den im Dosimeter bestrahlten Detektorfolien werden Detektorfolien, die mit verschiedenen Energien kollimierter α -Teilchen bestrahlt wurden, als Referenzdetektoren geätzt. Die Kernspurgrößenspektren beider Bestrahlungsarten werden gemessen und verglichen. Daraus wird das α -Energiespektrum auf den Detektoren aus den Dosimetern ermittelt. Mit Hilfe des Dosimetermodells werden daraus die gesuchten Größen in der Umgebungsluft berechnet.

4.1 Berechnung der Konzentration von Radon, Thoron und der Gleichgewichtsfaktoren

Zur Berechnung des Ergebnisvektors \underline{u} der Konzentration von Radon und Thoron sowie der Gleichgewichtsfaktoren der kurzlebigen Zerfallsprodukte aus dem gemessenen Kernspurgrößenvektor \underline{d} wird das Minimum-Varianz-Parameterschätzverfahren verwendet. Die Ausgangsgleichung ist

$$\underline{d} = \underline{X} \underline{u} + \underline{e} \quad (4.1)$$

Dabei bedeutet:

\underline{X} : Beobachtungsmatrix
 \underline{e} : Gleichungsfehlervektor.

Die Beobachtungsmatrix \underline{X} (Gl. 4.2) setzt sich aus den in Abb. 4/2 angegebenen Einzelkomponenten zusammen

$$\underline{X} = \underline{T} \underline{H} \underline{A} \underline{S} \underline{G} \quad (4.2)$$

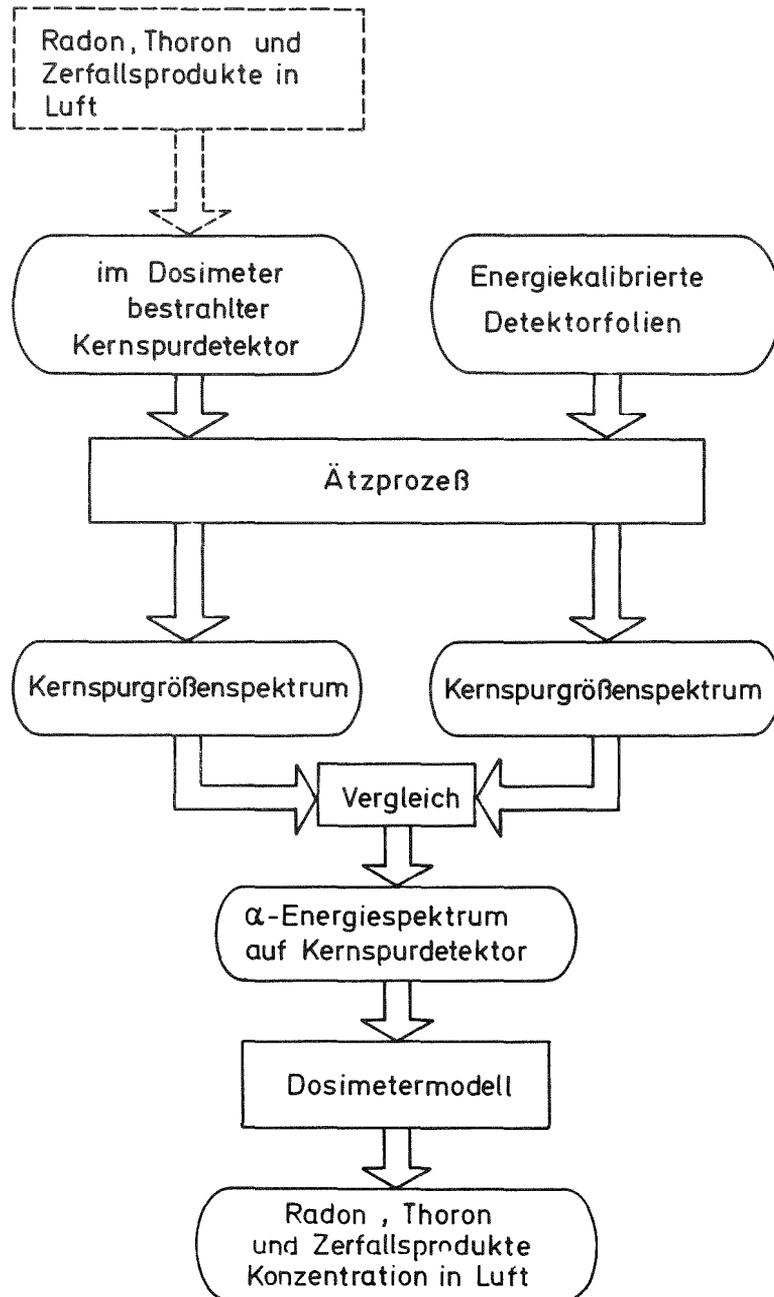


Abb. 4/1: Schematischer Verlauf der Dosimetrauswertung

Dabei bedeutet:

- T: Transformationsmatrix Kernspurdurchmesser - α -Energie
H: Korrekturmatrix für unterschiedliche Detektorwirkungsgrade einzelner α -Energien
A: Matrix der Ansprechwahrscheinlichkeiten für die einzelnen Nuklide im Dosimeter
S: Matrix der Teilchentransportvorgänge (vgl. Kap. 2.2.1)
G: Konversionsmatrix: Nuklidkonzentration-Gleichgewichtsfaktor bzw. Aktivitätskonzentration (Gl. (A 1.8))

Die Beobachtungsmatrix \underline{X} enthält in der i -ten Zeile die Koeffizienten aller gesuchten Parameter für die Kernspurgrößenklasse i , in der j -ten Spalte die Koeffizienten des gesuchten Parameters j für alle Kernspurgrößenklassen. Aus Gleichung (4.1) erhält man für den Schätzwert des Ergebnisvektors $\hat{\underline{u}}$:

$$\hat{\underline{u}} = (\underline{X}^T \underline{V}_e^{-1} \underline{X})^{-1} \underline{X}^T \underline{V}_e^{-1} \underline{d} \quad (4.3).$$

Dabei ist \underline{V}_e die Gleichungsfehlerkovarianzmatrix.

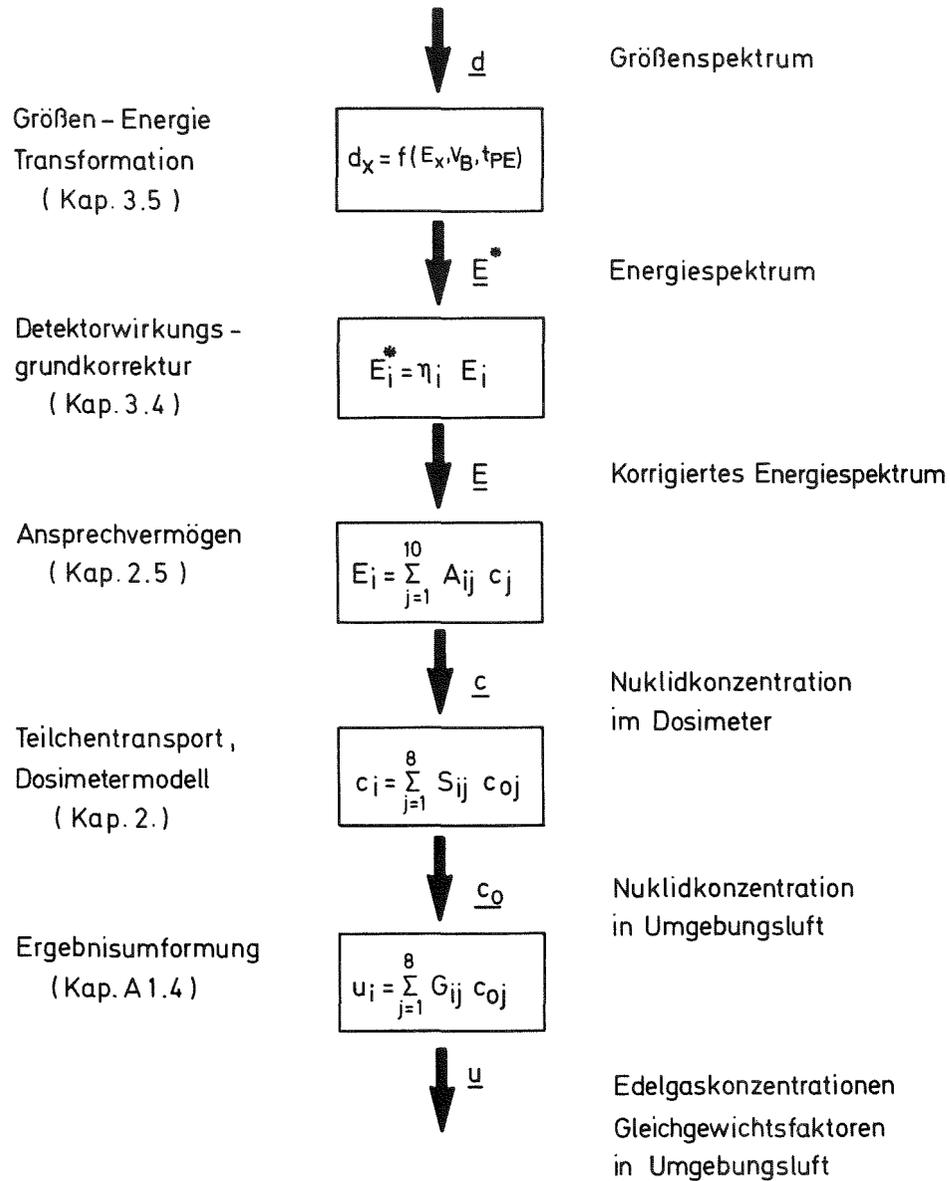


Abb. 4/2: Blockschaltbild der Auswertung

4.1.1 Die Gleichungsfehlerkovarianzmatrix

Der statistische Zählfehler beim Zählen von N Kernspuren ist:

$$\sigma^2 = N \text{ bzw. } \sigma = \sqrt{N} \quad (4.4).$$

Die auf α -Teilchen zurückzuführende Spurendichte ist

$$n = \frac{N}{A} - \frac{N_0}{A_0} \quad (4.5).$$

Dabei sind N die in der Fläche A des Detektors gezählten Spuren und N_0 die in der Fläche A_0 gezählten Nulleffektspuren. Für die Varianz der Spurendichte n erhält man mit dem Fehlerfortpflanzungsgesetz:

$$\sigma_n = \sqrt{\frac{1}{A^2} \sigma^2 + \frac{1}{A_0^2} \sigma_0^2} \quad (4.6).$$

Da die einzelnen Elemente des Kernspurgrößenklassenvektors d_i unterschiedliche Spurendichten aufweisen, erhält man eine unterschiedliche Varianz für jedes Vektorelement. Sind die beiden Gleichungsfehler e_i und e_k statistisch unabhängig, erhält man für das i, k-te Element der Gleichungsfehlerkovarianzmatrix:

$$V_{e_i, k} = E \{e_i e_k\} = \sigma_i \delta_{ik} \quad (4.7).$$

Dabei ist $E \{e_i e_k\}$ der Erwartungswert, σ_i gegeben durch die Gleichung 4.6 und das δ_{ik} das Kroneckersymbol mit $\delta_{ik} = 1$, wenn $i = k$ und $\delta_{ik} = 0$, wenn $i \neq k$. Die Kovarianzmatrix ist eine Diagonalmatrix mit den Varianzen der einzelnen Größenmessungen in der Hauptdiagonalen.

4.1.2 Die Parameterkovarianzmatrix V_u Schätzfehler

Als Gütemaß für das angewandte Schätzverfahren wird die Parametervarianz angesehen. Die Parameterkovarianzmatrix V_u ist:

$$\underline{V}_u^{\wedge} = E\{(\underline{\hat{u}} - \underline{u})(\underline{\hat{u}} - \underline{u})^T\} \quad (4.8).$$

Mit Gleichung (4.1) und \underline{V}_e erhält man

$$\underline{V}_u^{\wedge} = (\underline{X}^T \underline{V}_e^{-1} \underline{X})^{-1} \quad (4.9).$$

Die Hauptdiagonale dieser Matrix enthält die Varianzen der gesuchten Konzentrationen bzw. Gleichgewichtsfaktoren, die Nebendiagonalen die Kovarianzen. Als Gesamtfehler der Messung Δu_i wird

$$\Delta u_i = 2 \sigma_{u_i} = 2 V_{u_{ij}}^{\wedge} \delta_{ij} \quad (4.10)$$

angenommen.

4.2 Bestimmung der Konzentration von Radon und Thoron bei Verwendung einer Diffusionskammer

Soll das Dosimeter als Personendosimeter zur Überwachung von Bergarbeitern eingesetzt werden, können durch hohe Staubbelastung Probleme bei der Anwendung offener Dosimeter auftreten. Um dennoch eine Abschätzung der Strahlenbelastung durchführen zu können, kann es sinnvoll sein, Diffusionskammern, d. h. geschlossene Dosimeter, zur Bestimmung der Edelgaskonzentrationen zu verwenden. Nachteilig bei der Anwendung des in Kap. 2.6 beschriebenen möglichen Verfahrens waren Unempfindlichkeit für Thoron sowie die Notwendigkeit von zwei getrennten Diffusionskammern.

Analog zu der in Kap. 4.1 beschriebenen Auswertung für Edelgase und Zerfallsprodukte kann eine Auswertung nur für Edelgase durchgeführt werden. Die Konversionsmatrix \underline{G} in Gleichung (4.2) reduziert sich dabei von einer 7×4 auf eine 7×2 Matrix, dabei werden die Zeilen 2 und 4 gelöscht. Der Ergebnisvektor \underline{u} in Gleichung (4.3) enthält noch zwei Elemente, die gesuchten Edelgaskonzentrationen. Im mathematischen Dosimetermodell wird der Diffusionswiderstand zwischen Umgebungsluft und Dosimeterinnerem (vgl. Kap. 2.3.1) durch den Diffusionswiderstand der Filtermembran ersetzt. Für Zerfallsprodukte wird der Widerstand in diesem Fall unendlich groß.

4.3 Automatische Auswertung geätzter Kernspurdetektoren

Zur Auswertung der geätzten Kernspurdetektoren steht ein Bildauswertegerät, MICROVIDEOMAT II, der Fa. Carl Zeiss, Oberkochen, zur Verfügung. Eine Videokamera an einem Stativ für Makroaufnahmen tastet das Bild des Kernspurdetektors ab. Die rauhen Oberflächen der elektrochemisch geätzten Kernspuren reflektieren unregelmäßig einen Teil des Lichtes und lassen deshalb im Durchlicht die Kernspuren dunkel auf hellem Untergrund erscheinen. Das Auswertegerät besitzt u. a. eine interne Zählroutine für Partikel. Eine einzustellende Grauwertschwelle bestimmt, ab welcher Graustufe Teilflächen des Bildes als Partikel zu zählen sind bzw. zum Untergrund gehören.

Die Steuerung des Auswertevorgangs und die Datenübernahme geschieht durch einen HP 9835 Tischrechner. Die optimale Grauwertschwelle zur Trennung Kernspur-Untergrund wird zu Beginn jeder Auswertung automatisch ermittelt. In Abb. 4/3 ist das Ablaufschema dargestellt. Als Gütekriterium wird der Quotient zwischen Standardabweichung der Kernspuranzahl aus mehreren Einzelmessungen und der mittleren Kernspuranzahl verwendet. Das Minimum bei einer Mindestanzahl erkannter Kernspuren ergibt die beste Grauwertschwelle. Zusammen mit der Erhöhung der Grauwertschwelle wird von dem Auswertegerät eine Kontrastverbesserung durchgeführt. Dies kann bei Einstellung eines zu hohen Grauwertes dazu führen, daß zwei benachbarte Kernspuren zu einer Fläche im Bild verschmelzen. Die Streuung der Einzelmessungen bei einer bestimmten Grauwerteinstellung ist ein Maß für das dem Bild überlagerte Rauschen. Durch Anheben der Schwelle wird das Rauschen unterdrückt und die Reproduzierbarkeit der Einzelmessung erhöht. Der Quotient als Gütekriterium berücksichtigt beide gegenläufige Effekte. Durch schrittweise Verkleinerung der Kernspuren und Zählen wird die Summenhäufigkeit in den einzelnen Größenklassen gemessen und das Kernspurgrößenspektrum berechnet.

Die gemessenen Größenverteilungen der einzelnen, auszuwertenden Kernspurdetektoren, sowohl energiekalibrierte als auch im Dosimeter bestrahlte, werden gespeichert und nach Ende der Auswertung nach dem in Kap. 3.5 und Kap. 4.1 beschriebenen Verfahren abgearbeitet.

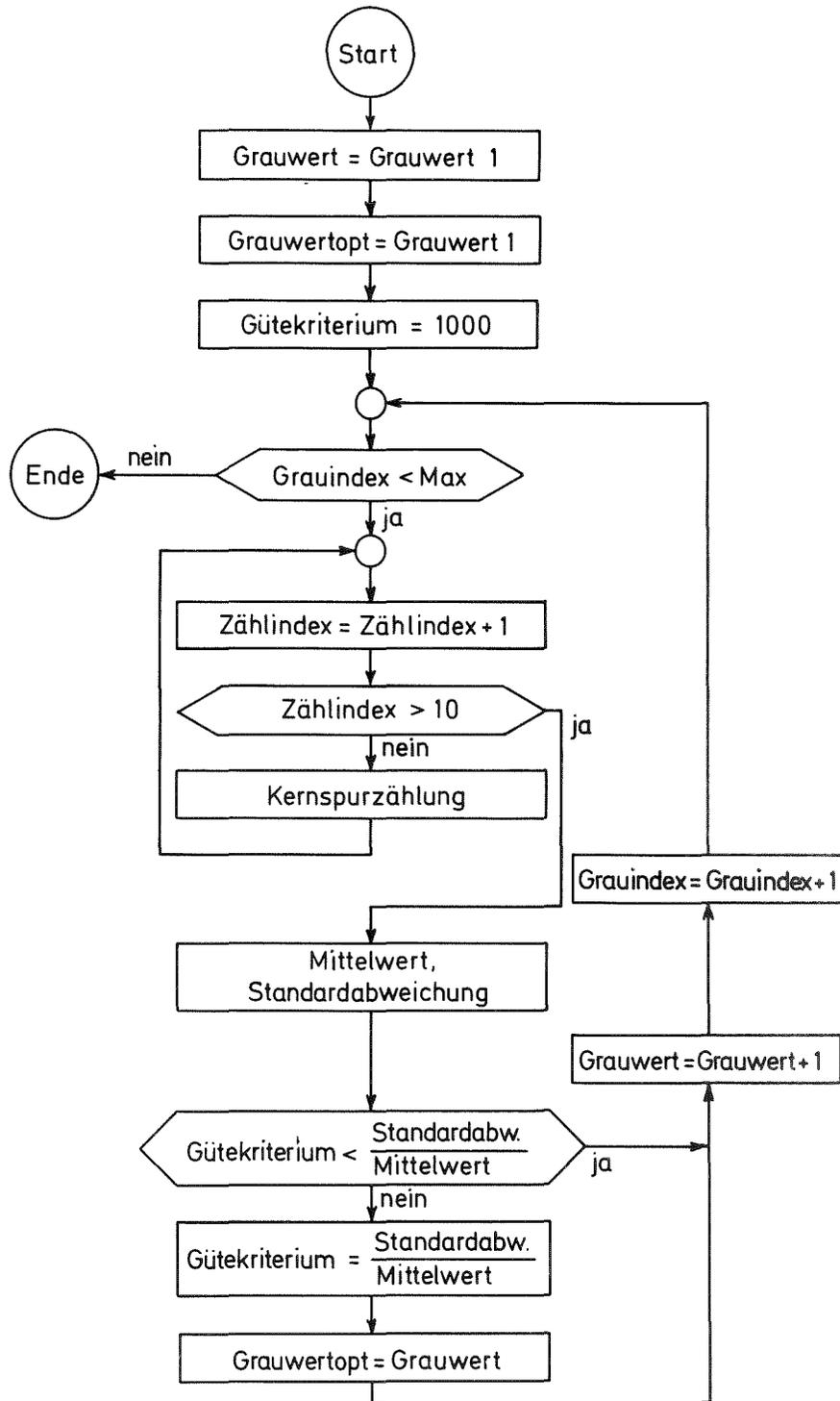


Abb. 4/3: Ablaufdiagramm zur Einstellung des optimalen Grauwerts bei der automatischen Kernspurauswertung

4.4 Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse

Durch das Messen der Kernspurdichte in verschiedenen Größenintervallen ist die Bestimmung der Konzentration von Radon, Thoron und den Zerfallsprodukten mit einem statistischen Meßfehler behaftet. Entsprechend dem Zählfehler ist zu erwarten, daß mit zunehmender Exposition, d. h. Anzahl von Kernspuren pro Größenintervall, der Fehler bis zu einer bestimmten Grenze abnimmt. Für jeweils vier Dosimeter, die zusammen unter gleichen Bedingungen in Wohnräumen exponiert werden, wurde für die einzelnen zu messenden Größen die Standardabweichung als Maß für den statistischen Fehler bestimmt. Die relative Standardabweichung für die beiden Edelgasisotope (Abb. 4/4) zeigt das erwartete Verhalten, erreicht jedoch einen Sättigungswert bei ca. 10 %, was auf systematische Fehler z. B. bei der Ätzung zurückzuführen ist.

Keine systematische Abnahme mit zunehmender Exposition ist für die Zerfallsprodukte (Abb. 4/4.) bei den wenigen durchgeführten Messungen zu erkennen. Eine mögliche Ursache dafür könnte das unterschiedliche Verhalten von Edelgasen und Aerosolen in Luft sein. Da die Dosimeter in einem Raum verteilt exponiert werden, ist ein Einfluß des Expositionsortes im Raum auf die Zerfallsproduktkonzentration in der Luft und damit auf das Meßergebnis nicht auszuschließen. Dies kann von Raum zu Raum verschieden sein, was eine Streuung von 50 % oder 10 % bei annähernd gleicher Exposition bewirken kann.

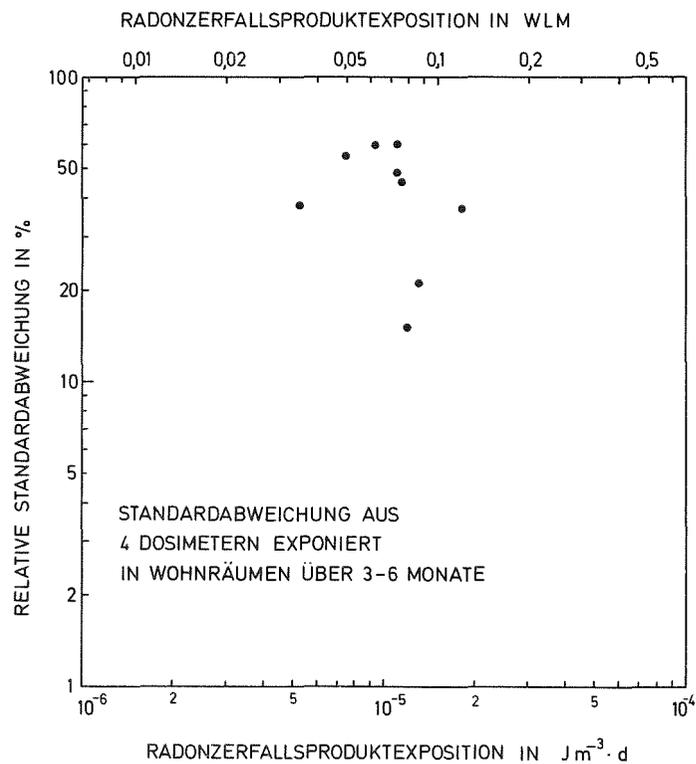
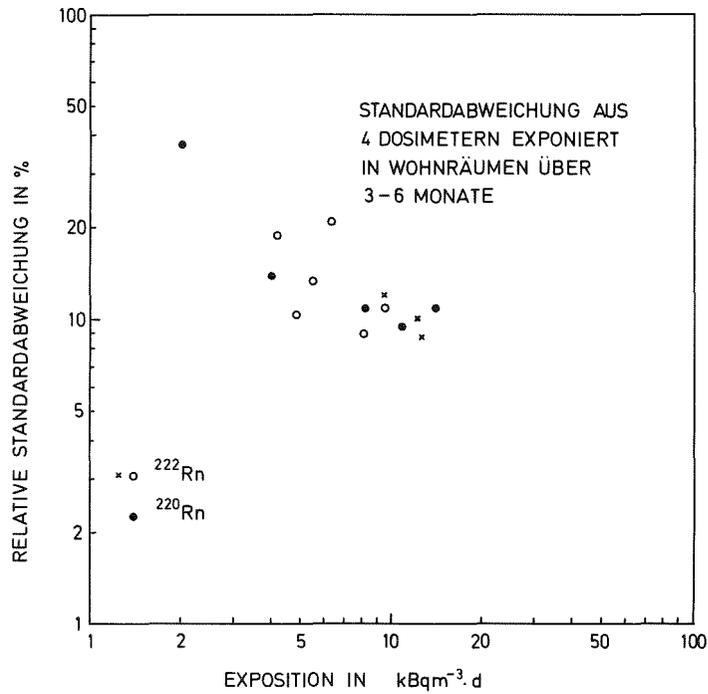


Abb. 4/4: Gemessene relative Standardabweichung für Radon, Thoron und Zerfallsprodukte in Räumen in Abhängigkeit von der Exposition

5 Meßergebnisse aus Wohnhäusern5.1 Radon- bzw. Thoronkonzentration

Um das Dosimeter zu testen, wurde eine kleine Meßreihe in insgesamt 12 Wohnräumen durchgeführt. Die Summenhäufigkeitsverteilung der ermittelten Radon- und Thoronkonzentration ist in Abb. 5/1 dargestellt. Der 50 % Wert für beide Isotope liegt bei 50 Bq m^{-3} . Die Streubreite der Thoronkonzentration ist größer als die der Radonkonzentration.

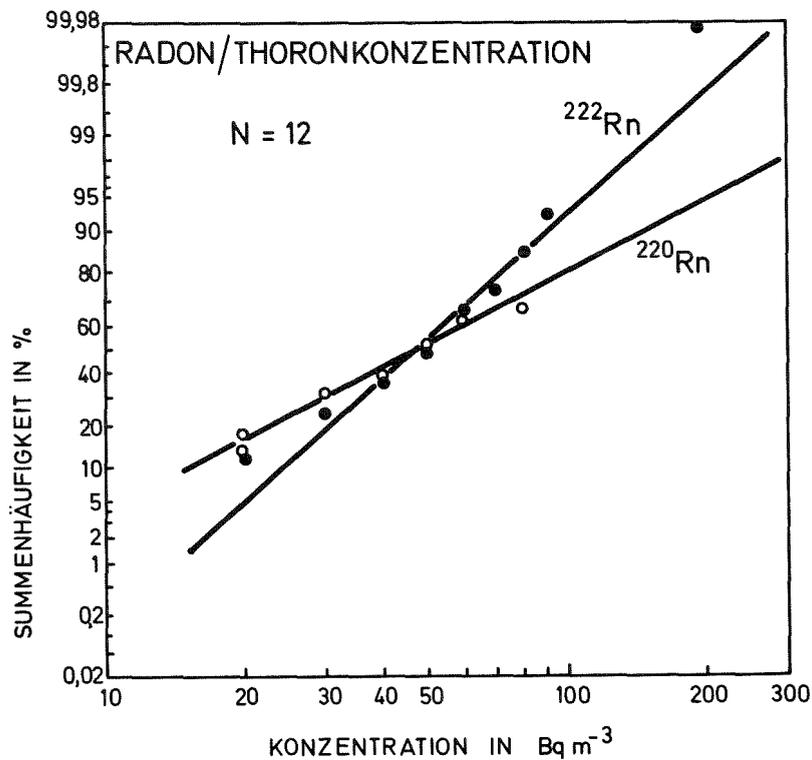


Abb. 5/1: Summenhäufigkeit der Radon- und Thoronkonzentration in Wohnräumen

Zusammen mit den Dosimetern wurde je eine Radondiffusionskammer exponiert, wie sie bei bundesweiten Erhebungsmessungen verwendet wird /Ur 81a,b/. Die Expositionszeiten variierten im Bereich von 3 bis 6 Monaten. Die ermittelten Radonkonzentrationen beider Meßverfahren sind in Abb. 5/2 gegenübergestellt. Dabei waren die Radonkonzentrationen gemessen mit der Diffusionskammer ohne Diskriminierung des Thoronanteils

bis zu ca. 30 % verschieden von denen des Thoron und Zerfallsprodukte messenden Dosimeters. Eine Ursache dafür könnte ein fälschlicherweise als Radon interpretierter Thoronanteil in der Diffusionskammer sein.

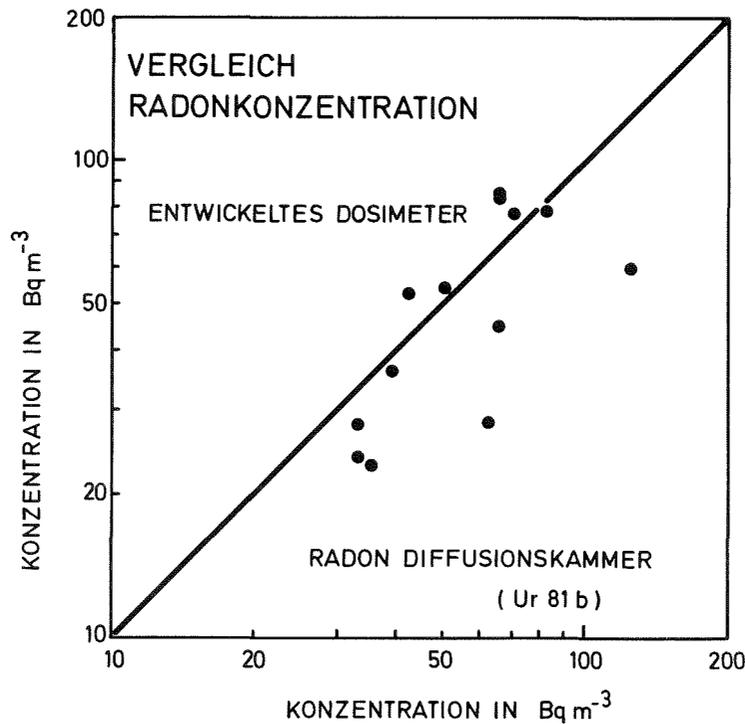


Abb. 5/2: Vergleich der Radonkonzentration des Dosimeters mit der der Diffusionskammer /Ur 81b/

5.2 Mittlerer Gleichgewichtsfaktor

Zusammen mit der Radon- und Thoronkonzentration wurde der integrierte, mittlere Gleichgewichtsfaktor zwischen den Edelgasisotopen und deren kurzlebigen Zerfallsprodukten bestimmt. Der Gleichgewichtsfaktor für Thoronzerfallsprodukte konnte in keiner der 15 Messungen ermittelt werden. Eine mögliche Ursache hierfür könnte der hohe Abreicherungsgrad für Thoronzerfallsprodukte in der Raumluft sein. Literaturwerte für den Gleichgewichtsfaktor liegen im Bereich 0,01 bis 0,4 mit einem Mittelwert von 0,05 /UN 82/.

Die Verteilung der Gleichgewichtsfaktoren für Radon und dessen Zerfallsprodukte ist in Abb. 5/3 dargestellt. Mittelt man über alle 12 Messungen, erhält man einen Gleichgewichtsfaktor von 0,3. Dieser stimmt überein mit dem in ca. 200 Kurzzeitmessungen ermittelten Gleichgewichtsfaktor /Wi 79, Fo 81/. Daß dennoch eine generelle Annahme eines mittleren Gleichgewichtsfaktors von $F = 0,3$ zu erheblichen Fehlern bei der Dosisabschätzung im Einzelfall führen kann, deutet eine zweite Spitze der Verteilung bei $F = 0,7$ an. Ein Grund dafür könnte im Falle von Raucherwohnungen eine erhöhte Aerosolkonzentration im Raum sein (vgl. Abb. 1/3).

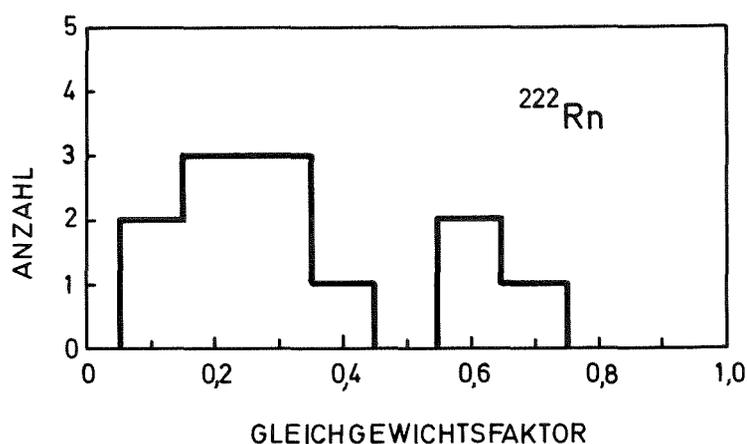


Abb. 5/3: Häufigkeitsverteilung der ermittelten integrierten Gleichgewichtsfaktoren

5.3 Unterschiede bei der Bestimmung der Dosis aus alleiniger Radonmessung im Vergleich zur Berücksichtigung von Thoron und den Zerfallsprodukten

Die Unsicherheit bei der Annahme eines mittleren Gleichgewichtsfaktor bei der Dosisermittlung wurde durch Abb. 1/2 aufgezeigt. Aus diesem Grund ist in Abb. 5/4 die effektive Äquivalentdosis für die Einzelmessungen für alleinige Radonmessung und die Annahme eines mittleren Gleichgewichtsfaktors der Dosis bei Messung der Radon-, Thoron- und Zerfallsproduktkonzentration gegenübergestellt. Dabei zeigt sich, daß ein Gleichgewichtsfaktor von $F = 0,3$ eine Unsicherheit bis zum Faktor 2,5 bei den wenigen Einzelmessungen ergeben kann. Dies ist besonders dann im

Einzelfall von Bedeutung, wenn eine höhere Radonkonzentration durch eine geringe Luftaustauschrate verursacht wird. In diesem Fall ist zusätzlich eine höherer Gleichgewichtsfaktor λ ⁷⁹ und damit eine Unterschätzung der Dosis möglich.

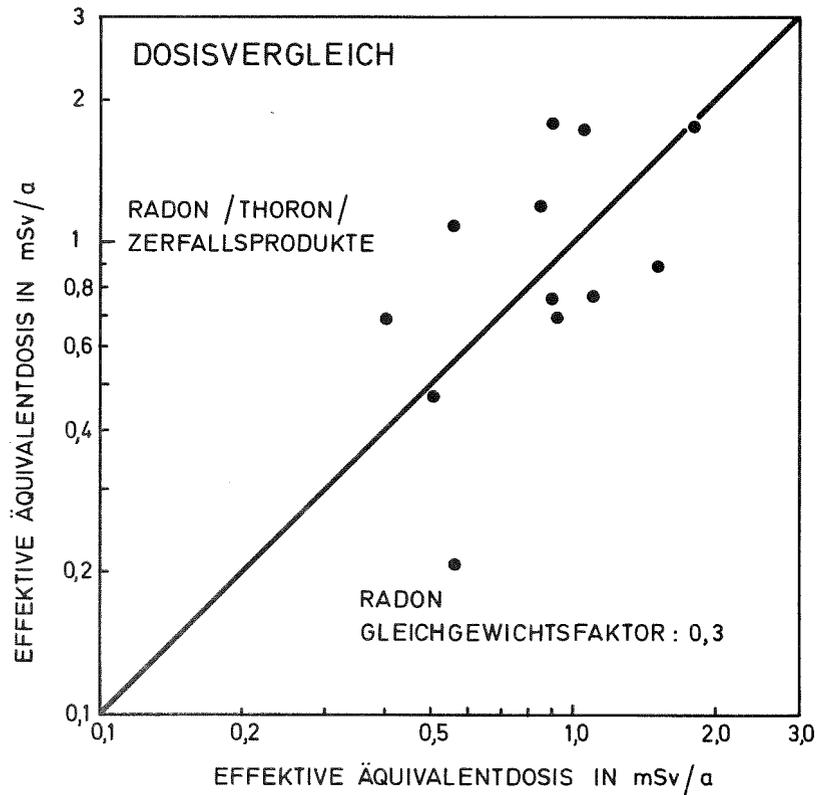


Abb. 5/4: Vergleich der Dosiswerte ermittelt aus Radon-, Thoron- und Zerfallsproduktkonzentration mit den Werten aus Radonkonzentration und angenommenem Gleichgewichtsfaktor

6 Zusammenfassung

Die natürliche Strahlenexposition des Menschen ist durch externe und interne Strahlungskomponenten bestimmt. Verantwortlich für eine zivilisationsbedingt bedingte Erhöhung der internen Strahlenexposition ist die Inhalation des Edelgases Radon und dessen kurzlebigen Zerfallsprodukten. Der überwiegende Anteil der Dosis ist auf die Zerfallsprodukte zurückzuführen. Wird eine Meßreihe zur Abschätzung der Strahlenexposition durch Radon durchgeführt, ist es von entscheidender Bedeutung, die Zerfallsprodukte und nicht nur das Edelgas selbst zu messen. Wegen ihrer unterschiedlichen Dosis bei gleicher Ausgangskonzentration in Luft ist außerdem eine getrennte Erfassung der Isotope ^{222}Rn und ^{220}Rn wünschenswert.

Zur Bestimmung der momentanen Konzentration der gewünschten Größen in Luft steht eine Vielzahl mehr oder weniger aufwendiger, teurer Meßverfahren zu Verfügung. Ein billiges, über längere Zeit integrierendes Meßverfahren ist nur für die Edelgasisotope, nicht für deren Zerfallsprodukte bekannt. Mit dem entwickelten Dosimeter ist es nun auch möglich, die Zerfallsprodukte integrierend zu messen.

Die zur Messung der ^{222}Rn - und ^{220}Rn -Konzentrationen bisher gebräuchlichen Dosimeter sind alle Diffusionskammern, d. h. durch eine Diffusionsmembran für Aerosole aus der Umgebungsluft abgeschlossene, mit einem Kernspurdetektor versehene Volumina. Das entwickelte Dosimeter enthält keine solche Diffusionsmembran und ist damit auch für Zerfallsproduktaerosole offen.

Es wurde ein für alle möglichen Dosimetergeometrien anwendbares, mathematisches Modell erstellt. Eingangsgrößen für das Modell sind die Radon- und Thoronkonzentrationen, die Konzentration der an Aerosole angelagerten und der freien Zerfallsprodukte sowie die Aerosol-Daten der Umgebungsluft. Der erste Teil des Modells berücksichtigt die Teilchentransportvorgänge aus der Umgebungsluft in das Dosimeter und im Dosimeter. Das Ergebnis ist die Nuklidkonzentration im Volumenbereich und die Flächendichte der an Oberflächen deponierten Nuklide im Dosimeter. Der zweite Teil des Modells ermittelt durch Monte-Carlo-Simulation die Ansprechwahrscheinlichkeit in einzelnen Energieklassen am Ort des Detek-

tors für die α -Energien der Nuklide für beide Bereiche. Durch die Kombination beider Teile erhält man als Ausgangsgröße des Modells das α -Energiespektrum des Kernspurdetektors.

Um ein möglichst empfindliches Dosimeter zu erhalten, wurde der maximale, vom Detektor erfaßte Raumwinkelbereich für verschiedene Zylinder und kegelstumpfförmige Geometrien untersucht. Wie zu erwarten, erreicht nur ein halbkugelförmiges Dosimeter annähernd den maximalen Raumwinkel von 2π und läßt damit die größte Empfindlichkeit erwarten. Aus diesem Grund wurde diese Geometrie für das Dosimeter gewählt.

Durch ein elektrochemisches Ätzverfahren werden die durch α -Teilchen verursachten Spuren im Detektor vergrößert. Beim Entwurf des Ätzsystems wurde auf rationelle Handhabung und seine Tauglichkeit zur Auswertung großer Serien besonderer Wert gelegt.

Der Kernspurdurchmesser ist ein Maß für die Energie des α -Teilchens. Die Auswertung der Detektoren, d. h. die Messung des Kernspurgrößenspektrums, wurde mit Hilfe des Bildauswertegerätes Mikrovideomat II der Firma Zeiss, Oberkochen, und einem HP 9835 Tischrechner automatisiert. Die Größen-Energie-Zuordnung geschieht durch zusammen mit den Dosimeterfolien ausgewerteten mit kollimierten α -Teilchen verschiedener Energien bestrahlten Kernspurdetektoren. Bei der Messung der Größenspektren dieser kalibrierten Detektoren wird eine Trennung von Mehrfachkernspuren durch ein Korrelationsverfahren durchgeführt, um eine Verfälschung von Größen-Energie-Relation zu verhindern. Zur Berechnung der Konzentrationen von Radon, Thoron und deren kurzlebigen Zerfallsprodukten wird das Minimum-Varianz-Schätzverfahren angewendet. Die Beobachtungsmatrix setzt sich zusammen aus der Transformationsmatrix Kernspurgröße-Energie, der Korrekturmatrix für unterschiedliche Detektorwirkungsgrade einzelner α -Energien sowie der Systemmatrix des mathematischen Modells.

Um das Dosimeter zu testen, wurde eine kleine Meßreihe in insgesamt 12 Wohnräumen durchgeführt. Der 50-%-Wert der Verteilung liegt für beide Edelgasisotope bei 50 Bq/m^3 . Der über alle 12 Messungen gemittelte

Gleichgewichtsfaktor beträgt 0,3. Die Expositionszeiten waren im Bereich von 3 - 6 Monaten. Daß dennoch eine generelle Annahme eines mittleren Gleichgewichtsfaktors von 0,3 zu erheblichen Fehlern bei der Dosisabschätzung im Einzelfall führen kann, deutet eine zweite Spitze der Verteilung bei 0,7 an, die sich in Räumen mit erhöhter Aerosolkonzentration ("Rauchern") findet.

Das Dosimeter bietet erstmals die Möglichkeit, alle dosisrelevanten Größen, d. h. sowohl die Konzentrationen der Edelgasisotope als auch die Konzentrationen der Zerfallsprodukte in Luft zu messen. Damit ist der Hauptunsicherheitsfaktor bei der Dosisermittlung, die geeignete Annahme eines mittleren Gleichgewichtsfaktors zwischen den Edelgasisotopen und deren Zerfallsprodukte, eliminiert.

Liste der Abbildungen

- Abb. 1/1: Das Compartment-Modell des menschlichen Körpers für die Verteilung inhalierter radioaktiver Stoffe
- Abb. 1/2: Einfluß des Gleichgewichtszustandes von Radon bzw. Thoron und deren kurzlebigen Zerfallsprodukten in Häusern auf die effektive Äquivalentdosis der Bewohner
- Abb. 1/3: Einfluß von Zigarettenrauch auf den Gleichgewichtszustand zwischen Radon und dessen kurzlebigen Zerfallsprodukte
- Abb. 2/1: Schematische Darstellung einer Diffusionskammer
- Abb. 2/2: Schematische Darstellung eines offenen Dosimeters
- Abb. 2/3: Schnitt durch zylindrische Diffusionskammern nach Fleischer /Fl 78/
- Abb. 2/4: Schematische Darstellung des Dosimetermodells
- Abb. 2/5: Verallgemeinertes Netzwerk für Radon und ein Zerfallsprodukt in einer Diffusionskammer
- Abb. 2/6: Verallgemeinertes Netzwerk für ein Zerfallsprodukt in einem offenen Dosimeter
- Abb. 2/7: Kegelstumpfförmiges Dosimeter
- Abb. 2/8: Erfasster Raumwinkelbereich für kegelstumpfförmige Dosimeter als Funktion der normierten Höhe und des Neigungswinkels der Seitenwand
- Abb. 2/9: Abnahme der Konzentration nicht aerosolgebundener Radon- bzw. Thoron-Zerfallsprodukte in kugelförmigen Dosimetern durch Wandabscheidung
- Abb. 2/10: Radondiffusionskammer: Halbkugel 30 mm Durchmesser. Energiespektren als Funktion des Anteils an Oberflächen deponierter Zerfallsprodukte im Dosimeter
- Abb. 2/11: Vergleich zwischen berechnetem und gemessenem Spektrum
- Abb. 2/12: Relative Radon- bzw. Thoronkonzentration im stationären Zustand als Funktion der Diffusionskonstante D und der Membrandicke d

- Abb. 3/1: Form geätzter Kernspuren nach verschiedenen Ätzzeiten
- Abb. 3/2: Schnitt durch Ätzplatte
- Abb. 3/3: Schnitt durch Ätzpaket
- Abb. 3/4: Ätzpaket im Rahmen
- Abb. 3/5: Zeitlicher Verlauf der bei der elektrochemischen Ätzung wichtigen Parameter Spannung, Strom, Frequenz und Temperatur während eines Ätzvorganges
- Abb. 3/6: Relative α -Empfindlichkeit von MAKROFOL bei verschiedenen Einfallswinkeln
- Abb. 3/7: Mittlere Reichweite für α -Teilchen in Luft und in MAKROFOL
- Abb. 3/8: Relativer Energieverlust dE/dx längs eines Wegelements für verschiedene α -Energien E_i, E_j
- Abb. 3/9: Vergleich des α -Energiespektrums kollimierter α -Teilchen mit dem Spektrum der Kernspurdurchmesser bei verschiedenen α -Energien (50 °C, 80 % 6 N KOH + 20 % C₂H₅OH, PE: 1 h, ECE: 1 h, 800 V_{eff}, 2 kHz)
- Abb. 3/10: Auffinden der Kernspurgrößenverteilungen von Einfach- und Mehrfachkernspuren durch Korrelation des gemessenen Spektrums mit einem gaußverteilten Einheitsspektrum
- Abb. 3/11: Vergleich des gemessenen Spektrums mit dem mit Hilfe des Modells (Gl. (3.9)) berechneten Spektrum
- Abb. 3/12: Einfluß des Einfallswinkels ξ auf den Kernspurdurchmesser
- Abb. 3/13: α -Energie als Funktion des Kernspurdurchmessers für senkrechten Einfallswinkel angenähert aus den Meßwerten durch ein Polynom zweiten Grades und die zugehörigen Gleichungsfehler

- Abb. 4/1: Schematischer Verlauf der Dosimeter-Auswertung
- Abb. 4/2: Blockschaltbild der Auswertung
- Abb. 4/3: Ablaufdiagramm zur Einstellung des optimalen Grauwertes bei der automatischen Kernspurauswertung
- Abb. 4/4: Gemessene relative Standardabweichung für Radon, Thoron und Zerfallsprodukte in Räumen in Abhängigkeit von der Exposition
- Abb. 5/1: Summenhäufigkeit der Radon-/Thoronkonzentration in Wohnräumen
- Abb. 5/2: Vergleich der Radonkonzentration des Dosimeters mit der der Diffusionskammer /Ur 81b/
- Abb. 5/3: Häufigkeitsverteilung der ermittelten integrierten Gleichgewichtsfaktoren
- Abb. 5/4: Vergleich der Dosiswerte ermittelt aus Radon-, Thoron- und Zerfallsproduktkonzentration mit den Werten aus Radonkonzentration und angenommenem Gleichgewichtsfaktor.
- Abb. A 1/1: Die natürlichen Zerfallsreihen
- Abb. A 2/1: Konzentrisches Detektor-Quelle-System
- Abb. A 2/2: Flußdiagramm zur Ermittlung des Energiespektrums auf dem Detektor für eine α -Energie
- Abb. A 2/3: Simulation in Zylindergeometrie

Liste der Tabellen

- Tab. 1/1: Effektive Äquivalentdosisraten durch Inhalation von Radon und Thoron nach Jacobi /Ja 80/
- Tab. 1/2: Biologische Halbwertszeiten von Po, Pb, Bi, Abreicherung aus der Lunge über das Blut nach Jacobi /Ja 80/
- Tab. 2/1: Diffusionskonstanten von Radon und dessen kurzlebigen Zerfallsprodukten in Luft
- Tab. 2/2: Aerosolkonzentration, Größenverteilung, Anlagerungskoeffizient von freien Zerfallsprodukten an Aerosole
- Tab. 2/3: Diffusionskonstanten für Radon in Kunststoffen
- Tab. 3/1: Gemessene Oberflächenätzgeschwindigkeit v_B von MAKROFOL bei verschiedenen Temperaturen und Lösungsmittelmischungsverhältnissen
- Tab. 3/2: Einfluß von Temperatur, Vorätzzeit und Zusammensetzung des Lösungsmittels auf den erfaßten α -Energiebereich
- Tab. A 1/1: Zerfallsdaten der einzelnen Nuklide
- Tab. A 1/2: Potentielle α -Energie
- Tab. A 1/3: Potentielle α -Energiekonzentration pro Bqm^{-3}

Literatur

- /Bl 69/ Black W.W.
Application of Correlation Techniques to Isolate Structure in
Experimental Data.
Nucl. Instr. and Meth. 71/1969/317 - 327
- /Br 73/ Bronstein I., Semendjajew K.
Taschenbuch der Mathematik, 13. Auflage
Verlag Harri Deutsch, Frankfurt/Main 1973
- /Bu 81/ Buisigin A. et al.
The Nature of Unattached Ra A (^{218}Po) Particles
Health Physics 1981, Vol. 40, S. 333ff
- /Ch 56/ Chamberlain A.C., Dhyson E.D.
The Dose to the Trachea and Bronchi from the Decay Products of
Radon and Thoron
Br. J. Radiol. 29, 1956, S. 317ff
- /Fl 69a/ Fleischer R.L., Price P.B., Walker R.M.
Nuclear Tracks in Solids
Sci. Amer. 220, 1969, S. 30 - 39
- /Fl. 69b/ Fleischer R.L., Price P.B., Woods R.T.
Nuclear Particle Track Identification in Inorganic Solids
Phys. Rev. 88, 1969, S. 563 - 567
- /Fl 75/ Fleischer R.L., Price P.B., Walker R.M.
Nuclear Tracks in Solids
University of California Press, Berkeley 1975
- /Fl 78/ Fleischer R.L.
Mapping of Integrated Radon Emanation for Detection of Long
Distance Migration of Gases in Earth: Techniques and
Principles
J. Geophys. Res. 83, 1978, S. 3539
- /Fo 81/ Folkerts, H.K.
Messungen der Aktivitätskonzentration der natürlichen
Radionuklide ^{220}Rn , ^{218}Po , ^{214}Pb , ^{214}Bi und $^{212}\text{Pb}/^{212}\text{Bi}$ in der
Luft von Wohnungen und im Freien und Abschätzung der daraus
resultierenden Strahlenexposition
Diplomarbeit Universität des Saarlandes, 1981
- /Fu 64/ Fuchs N.A.
The mechanics of aerosols
Pergamon Press 1964
- /Gi 82/ Giridhar Jha, Raghavayya M.
Radon Permeability of some Membranes
Health Physics 42, 1982, S. 723 - 725

- /Ha 79/ Hassib G.M., Piesch E., Massera G.E.
Electrochemical Etching of α -Particles in Polycarbonates and Applications
Proc. of the 10th SSNTD, Lyon, July 1979, Pergamon Press 1980, S. 329
- /Ha 78/ Hassib G.M.
A Pre-electrochemical Etching Treatment to Improve Neutron Recoil Track Detection
Nuclear Track Detection 1978
- /He 76/ Hengartner, Theodorescu
Einführung in die Monte-Carlo-Methode
Hanser-Verlag 1976
- /He 83/ Henkel H.J. et al.
Electrochemical Treeing (ECT)-Strukturen in Hochspannungskabelisierungen
BMFT-Bericht Nr. BMFT-FB-T 83-087, Mai 1983
- /Ho 80/ Hopke P.K.
The mechanics of attachment of ^{218}Po to monodisperse aerosols
USBM-Final-Report Grant No. 0264010, Jan. 1980
- /IC 77/ International Commission on Radiological Protection Recommendations of the International Commission on Radiological Protection
Report 26, Pergamon press, New York 1977
- /IC 79/ International Commission on Radiological Protection Limits on Intakes of Radionuclides by Workers
Ann. of ICRP 2, 1979, 3/4
- /Ja 62/ Jacobi, W.
Die natürliche Aktivität in der Atmosphäre und ihre Bedeutung für die Strahlenbelastung des Menschen
HMI-B21, 1962
- /Ja 72/ Jacobi W.
Activity and Potential Alpha Energy of ^{222}Rn and ^{220}Rn -Daughters in Different Air Atmospheres
Health Physics 22, 1972, S. 441 - 450
- /Ja 74/ Jacobi, W.
Das zukünftige Konzept zur Ableitung von Grenzwerten für die Inhalation radioaktiver Aerosole
KfK-1899, 1974
- /Ja 80/ Jacobi W., Eisfeld K.
Dose to tissue and effective dose equivalent by inhalation of ^{222}Rn , ^{220}Rn and their short lived daughters
GSF-Report 626, Feb. 1980, S. 626

- /Jo 76/ Jonassen N., McLaughlin J.P.
The effects of Ra A-Recoil losses on radon daughter measurements
Health Physics 30, 1976, S. 234 - 238
- /Kn 79/ Knudson E.
Radon Daughter Plateout in New York - New Jersey Residences as Inferred from Radon Balance Measurements Conference on Radon Daughter Plate out Phenomena at University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana
Illinois, April 16-18, 1979
- /Me 71/ Mercer T.T., Stowe W.A.
Inhaled Particles III
Ed. Walton H.W., 1971, S. 839, Old Woking, Unwin
- /Me 76/ Mercer T.T.
The effect of particle size on the escape of recoiling RaB from particulate surfaces
Health Physics 31, 1976, S. 173 - 175
- /Na 70/ Nachtigall D.
Physikalische Grundlagen für Dosimetrie und Strahlenschutz
Thiemig-Verlag, München, 1970
- /Pi 81/ Piesch E., Urban M., Hassib G.M.
Passive Radon Dosimetry Using Track Etch Detectors - A Comparative Study
Proc. Int. Conf. on Radiation Hazards in Mining
Ed. Gomez. M., Society of Mining Engineers, New York, 1981, S. 848
- /Po 79/ Attachment of Radon Decay Products on Aerosol Particles
Conference on Radon Daughter Plate out Phenomena at University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana
Illinois, April 16-18, 1979
- /Ra 68/ Raabe O.G.
Measurement of the Diffusion Coefficients of RaA
Nature 217, 1968, 1143
- /Sa 81/ Sadig A.
Use of a Zylindrical Geometry for Radon Dosimetry
Proc. 11th, SSNTD Bristol, Sept. 1981, S. 543ff
- /Se 81/ Seelmann-Eggebert W. et al.
Karlsruher Nuklidkarte
Kernforschungszentrum Karlsruhe 1981
- /Si 66/ Siegbahn K.
Alpha, Beta and Gamma Ray Spectroscopy
Vol. 1, North Holland Publishing Company, 1966, Amsterdam

- /So 79/ Somogi G.
A study of the Basic Properties of Electrochemical Track Etching
Proc. of the 9th SSNTD, Neuherberg, Sept. 1976, Pergamon Press 1978, S. 285
- /To 70/ Tommasino L.
Electrochemical Etching of damaged track detectors by H.V. pulse and sinusoidal wave form
Internal. Report CNEN, Cassaccia, Roma Italy 1970
- /To 81/ Tommasino L. et al.
Electrochemical Etching, Mechanisms
Nucl. Tracks, Vol. 4, 1981, S. 191 - 196
- /Ur 81a/ Urban M., Kiefer H., Piesch E.
A Pilot Study of Indoor Radon Level Using a Short Time Filter Technique and a Time Integrating Passive Radon Monitor
Proc. Int. Conf. On Natural Radiation Environment, Bombay, Indien
Ed. Vohra K.Gr. et al. Wiley Eastern Ltd, New Dehli, 1981, S. 528 - 534
- /Ur 81b/ Urban M., Piesch E.
Low Level Environmental Radon Dosimetry with a Passive Track Etch Detector Device
Rad. Prot. Dos. 1, 1981, S. 97 - 110
- /Ur 83/ Urban M.
Bestimmung der Radonkonzentration in Wohnhäusern - Erhebungsmessungen in Baden-Württemberg
Vortrag 5. Fachgespräch "Überwachung der Umweltradioaktivität", 22. - 24. März 1983, Kernforschungszentrum, Karlsruhe
- /We 14/ Wellisch E.M.
Experiments on the Active Deposit of Radium
Phil. Mag., 28, 1914, S. 417ff
- /Wi 83/ Wicke A.
Methoden zur Messung von Radon, Thoron und seinen kurzlebigen Zerfallsprodukten in der Luft
Vortrag 5. Fachgespräch "Überwachung der Umweltradioaktivität", 22. - 24. März 1983, Kernforschungszentrum, Karlsruhe
- /Wi 66/ Williams I.R.
Monte Carlo Calculation of Source to Detector Geometry
Nucl. Instr. and Meth 44, 1966, S. 160 - 162

Anhang A 1A 1 Zerfallsreihen, Begriffe, DefinitionenA 1.1 Die natürlichen Zerfallsreihen

Die drei natürlich auftretenden Radonisotope ^{222}Rn , ^{220}Rn und ^{219}Rn entstehen in den Zerfallsreihen des ^{238}U , ^{232}Th und ^{235}U (Abb. A 1/1). Die Tab. A 1/1 enthält die Halbwertszeiten, Zerfallskonstanten sowie die Hauptenergien und deren Auftretswahrscheinlichkeiten für die Radonisotope und deren kurzlebigen Zerfallsprodukte /Se 81/.

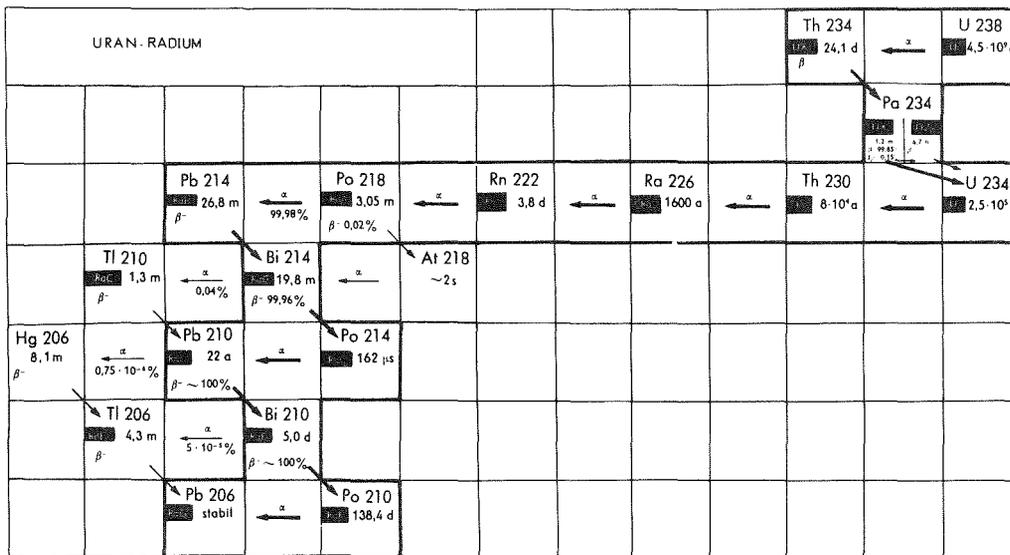
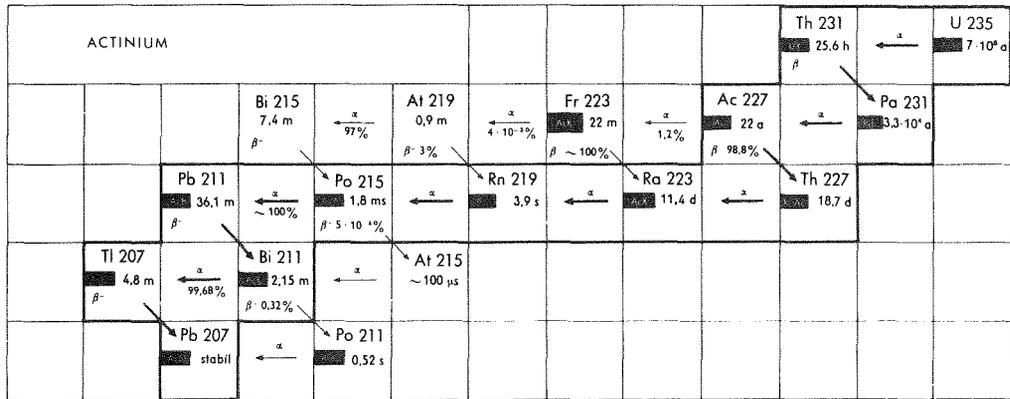
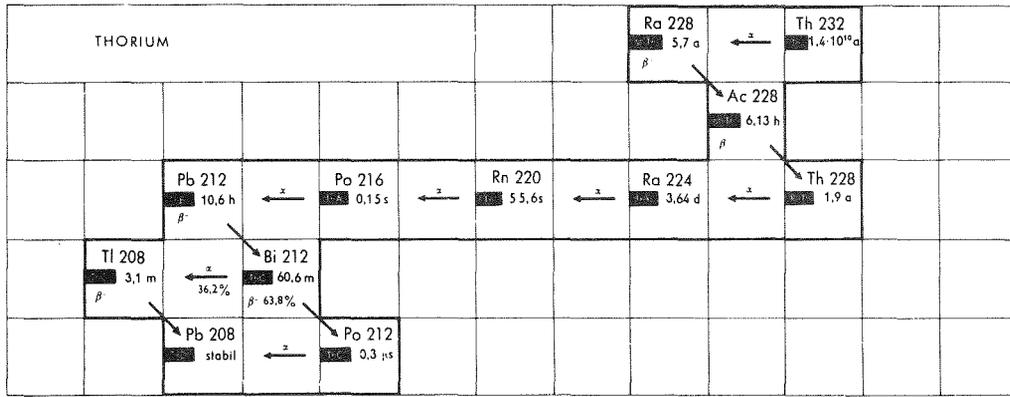


Abb. A 1/1: Die natürlichen Zerfallsreihen

Tab. A 1/1: Zerfallsdaten der einzelnen Nuklide

Nuklid	Halb- werts- zeit	Zerfalls- konstante h^{-1}	Energie (MeV) / Auftrittswahrscheinlichkeit		
			α	β	γ
^{222}Rn	3,8 d	$7,55 \cdot 10^{-3}$	5,49 (100 %)	-	-
^{218}Po	3,05 min	13,63	6,00 (100 %)	-	-
^{214}Pb	26,8 min	1,55	-	0,65 (50 %) 0,71 (40 %) 0,98 (6 %)	0,295 (19 %) 0,352 (36 %)
^{214}Bi	19,7 min	2,11	-	1,0 (23 %) 1,51 (40 %) 3,26 (19 %)	0,609 (47 %) 1,12 (17 %) 1,76 (17 %)
^{214}Po	164 μs	$1,5 \cdot 10^7$	7,69 (100 %)	-	-
^{220}Rn	55 s	45,36	6,29 (100 %)	-	0,55 (7 %)
^{216}Po	0,15 s	$1,7 \cdot 10^4$	6,78 (100 %)	-	-
^{212}Pb	10,6 h	$6,51 \cdot 10^{-2}$	-	0,346 (81 %) 0,586 (14 %)	0,239 (47 %) 0,300 (3,2 %)
^{212}Bi	60,6 min	0,686	6,05 (25 %) 6,09 (10 %)	1,55 (5 %) 2,26 (55 %)	0,040 (2 %) 0,727 (7 %) 1,620 (1,8 %)
^{212}Po	304 ns	$8,2 \cdot 10^9$	8,78 (100 %)	-	-
^{219}Rn	3,9 s	640	6,82 (99 %) 6,55 6,43	-	0,271 (11,5 %) 0,402 (7,5 %)
^{215}Po	1,8 ms	$1,4 \cdot 10^6$	7,39 (99 %)	-	0,439 (0,03 %)
^{211}Pb	36,1 min	1,15	-	1,356 (92 %) 0,525 (6 %)	0,405 (3,4 %) 0,427 (1,8 %) 0,832 (3,4 %)
^{211}Bi	2,2 min	18,9	6,62 (84 %) 6,28 (16 %)	-	0,351 (13 %)
^{207}Tl	4,8 min	8,66	-	1,4 (100 %)	0,898 (0,3 %)

A 1.2 Potentielle α -Energiekonzentration

Die potentielle α -Energie E_{pot} eines Atoms ist die gesamte α -Energie aller Zerfälle dieses Atoms bis zu ^{210}Pb bzw. ^{208}Pb . Die potentielle α -Energie eines Bq an Aktivität entspricht E_{pot}/λ , wobei λ die radioaktive Zerfallskonstante in s^{-1} ist. Tab. A 1/2 gibt für ^{222}Rn und ^{220}Rn sowie deren kurzlebigen Zerfallsprodukte die potentielle α -Energie an. Wegen ihrer geringen Bedeutung werden ^{219}Rn und dessen Zerfallsprodukte künftig nicht mehr berücksichtigt.

Tab. A 1/2: Potentielle α -Energie

Nuklid	potentielle α -Energie			
	pro Atom (E_{pot})		pro Bq (E_{pot}/λ)	
	in MeV	in 10^{-12} J	in MeV	in 10^{-10} J
^{222}Rn	19,18	3,073	$9,14 \cdot 10^6$	14 650
^{218}Po	13,69	2,193	3 616	5,792
^{214}Pb	7,69	1,232	17 860	28,6
^{214}Bi	7,69	1,232	13 120	21,02
^{214}Po	7,69	1,232	$1,82 \cdot 10^{-3}$	$2,91 \cdot 10^{-6}$
=====				
^{220}Rn	20,81	3,334	1 650	2,646
^{216}Po	14,52	2,326	3,15	$5,32 \cdot 10^{-3}$
^{212}Pb	7,74	1,240	$4,280 \cdot 10^5$	684
^{212}Bi	7,74	1,240	$4,060 \cdot 10^4$	65,0
^{212}Po	8,78	1,407	$3,85 \cdot 10^{-6}$	$6,16 \cdot 10^{-9}$

Die potentielle α -Energiekonzentration einer beliebigen Mischung von kurzlebigen ^{222}Rn - oder ^{220}Rn -Zerfallsprodukten ist die Summe der potentiellen α -Energie aller Zerfallsproduktatome pro Volumen Luft. Ist c_i die Aktivitätskonzentration eines Zerfallsproduktes i in Luft, erhält man die potentielle α -Energiekonzentration c_{pot} durch

$$c_{\text{pot}} = \sum_1 c_{\text{pot}_i} = \sum_1 c_i \frac{E_{\text{pot}_i}}{\lambda_i} \quad (\text{A 1.1})$$

summiert über alle Nuklide bis ^{214}Po bzw. ^{212}Po einschließlich. Die SI-Einheit ist

$$1 \text{ Jm}^{-3} = 6,242 \cdot 10^{12} \text{ MeV m}^{-3} \quad (\text{A 1.2})$$

häufig wird die Einheit 1 WL verwendet ("Working level").

$$1 \text{ WL} = 1,3 \cdot 10^5 \text{ MeV l}^{-1} = 2,08 \cdot 10^{-5} \text{ Jm}^{-3} \quad (\text{A 1.3}).$$

Ein WL entspricht der potentiellen α -Energiekonzentration von kurzlebigen Zerfallsprodukten im radioaktiven Gleichgewicht mit $100 \text{ pCi/l} = 3700 \text{ Bqm}^{-3} \text{ } ^{222}\text{Rn}$ bzw. $7,5 \text{ pCi/l} = 280 \text{ Bqm}^{-3} \text{ } ^{220}\text{Rn}$. Tab. A 1/3 gibt die potentielle α -Energiekonzentration der einzelnen Nuklide an.

Tab. A 1/3: Potentielle α -Energiekonzentration pro Bq m^{-3}

Nuklid	MeV/1	10^{-10} J/m^3	10^{-6} Wl
^{218}Po	3,616	5,792	27,8
^{214}Pb	17,86	28,60	137,5
^{214}Bi	13,12	21,02	101,1
^{214}Po	$1,82 \cdot 10^{-6}$	$2,91 \cdot 10^{-6}$	$1,40 \cdot 10^{-5}$
=====			
^{216}Po	$3,15 \cdot 10^{-3}$	$5,32 \cdot 10^{-3}$	0,0256
^{212}Pb	428	684	3 290
^{212}Bi	40,6	65,0	312,5
^{212}Po	$3,85 \cdot 10^{-9}$	$6,16 \cdot 10^{-9}$	$2,96 \cdot 10^{-8}$

A 1.3 Gleichgewichtsäquivalente Radon-/Thoronkonzentration,
Gleichgewichtsfaktoren

Die gleichgewichts-äquivalente Radonkonzentration $c_{\text{Gl.Rn}}$ einer Mischung von kurzlebigen Zerfallsprodukten, die nicht im radioaktiven Gleichgewicht mit Radon sind, ist die Radonkonzentration im Gleichgewicht mit den kurzlebigen Zerfallsprodukten, die die gleiche potentielle α -Energiekonzentration hat wie die Mischung der kurzlebigen Zerfallsprodukte. Für ^{222}Rn erhält man

$$\begin{aligned} c_{\text{Gl.Rn}} \text{ (Bq/m}^3\text{)} &= 2,85 \cdot 10^{-2} c_{\text{pot}} \text{ (MeV/l)} \\ &= 1,78 \cdot 10^8 c_{\text{pot}} \text{ (J/m}^3\text{)} && \text{(A 1.4)} \\ &= 3\,700 c_{\text{pot}} \text{ (Wl)} \end{aligned}$$

und für ^{220}Rn

$$\begin{aligned} c_{\text{Gl.Rn}} \text{ (Bq/m}^3\text{)} &= 2,15 \cdot 10^{-3} c_{\text{pot}} \text{ (MeV/l)} \\ &= 1,35 \cdot 10^7 c_{\text{pot}} \text{ (J/m}^3\text{)} && \text{(A 1.5).} \\ &= 280 c_{\text{pot}} \text{ (Wl)} \end{aligned}$$

Der Gleichgewichtsfaktor F ist das Verhältnis von gleichgewicht-äquivalenter Radonkonzentration zu der tatsächlichen Radonkonzentration.

$$F = \frac{c_{\text{Gl.Rn}}}{c_{\text{Rn}}} \quad \text{(A 1.6).}$$

A 1.4 Konversionsmatrix: Nuklidkonzentration in Gleichgewichtsfaktor bzw. Aktivitätskonzentration

Mit den in A 1.2 und A 1.3 angegebenen Daten können aus den Nuklidkonzentrationen c_i die Aktivitätskonzentrationen der Edelgase u_1, u_3 sowie die Gleichgewichtsfaktoren u_2, u_4 ermittelt werden. Dabei ist \underline{G}^* die Transformationsmatrix Nuklidkonzentration in Aktivitätskonzentration/Gleichgewichtsfaktor

$$\underline{u} = \underline{G}^* \underline{C} \quad (\text{A 1.7}).$$

Zur Auswertung der Dosimeter wird aber die umgekehrte Transformation benötigt. Dazu wird die pseudoinverse Matrix zu \underline{G}^* wie folgt gebildet

$$\underline{G} = (\underline{G}^{*\text{T}} \underline{G}^*)^{-1} \underline{G}^* \quad (\text{A 1.8}).$$

A 2 Bestimmung des Energiespektrums für einen kreisförmigen Detektor bei Volumen- oder Flächenquellen unter Verwendung der Monte-Carlo-Methode

Die Kenntnis des Ansprechvermögens eines Detektors für Strahlung aus einer Quelle bestimmter Geometrie ist von großer Bedeutung bei der Bestimmung der Stärke der Quelle. Das Ansprechvermögen ist direkt proportional dem vom Detektor erfaßten Raumwinkelbereich. Williams /Wi 66/ gibt den vom Detektor erfaßten Raumwinkelbereich Ω für ein aus konzentrischen Kreisscheiben bestehendes Quelle-Detektor-System (Abb. A 2/1) wie folgt an:

$$\Omega = \int_0^{R_S} \frac{2\pi\Omega(r)r}{\pi R_S^2} dr \quad (\text{A 2.1}).$$

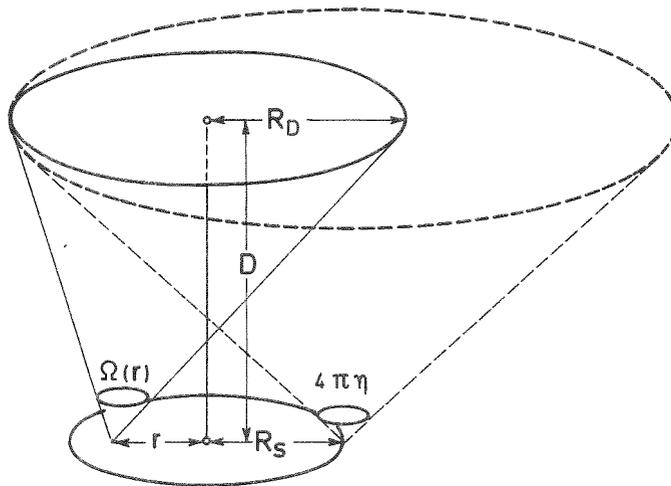


Abb. A 2/1: Konzentrisches Detektor-Quelle-System

Die Integration von Gleichung (A 2.1) ist nur für einfache Geometrien wie punktförmige Quelle einfach durchzuführen. Der erfaßte Raumwinkelbereich für komplizierte Geometrien kann nur durch numerische Integration oder durch ein stochastisches Modell und Simulation ermittelt werden. In diesem Fall soll das zu erwartende α -Energiespektrum des Detektors bei Volumen- oder Flächenquelle für ein bestimmtes Nuklid durch Verwendung der Monte-Carlo-Methode ermittelt werden.

In Abb. A 2/2 ist der Ablauf der Simulation für eine α -Energie dargestellt. Der Durchlaufindex enthält die Anzahl der simulierten Zerfälle. Ist die vorgegebene maximale Anzahl erreicht, oder ist das Abbruchkriterium erfüllt (vgl. A 2.2), wird die Simulation beendet, der Vektor E enthält das α -Energiespektrum. Ist das Abbruchkriterium nicht erfüllt, wird über einen Zufallszahlengenerator der Zufallsvektor Z ermittelt und daraus die Raumkoordinaten des Ortes des Zerfalls sowie die Bahndaten des α -Teilchens berechnet. Schneidet die Bahn des α -Teilchens nicht die Fläche des Detektors, wird ein neuer Zerfall simuliert. Ansonsten wird über die Bahnlänge die Auftreffenergie berechnet und, wenn diese > 0 ist, der Zähler des zugehörigen Energiekanals um 1 erhöht. Es folgt die Simulation des nächsten Zerfalls. Es werden so die Energiespektren aller möglichen α -Energien ermittelt unter der Annahme einer Volumenquelle und für die Zerfallsproduktenergien zusätzlich unter der Annahme von Oberflächendeposition also Flächenquellen sowohl für die Dosimeteroberfläche als auch für die Detektoroberfläche.

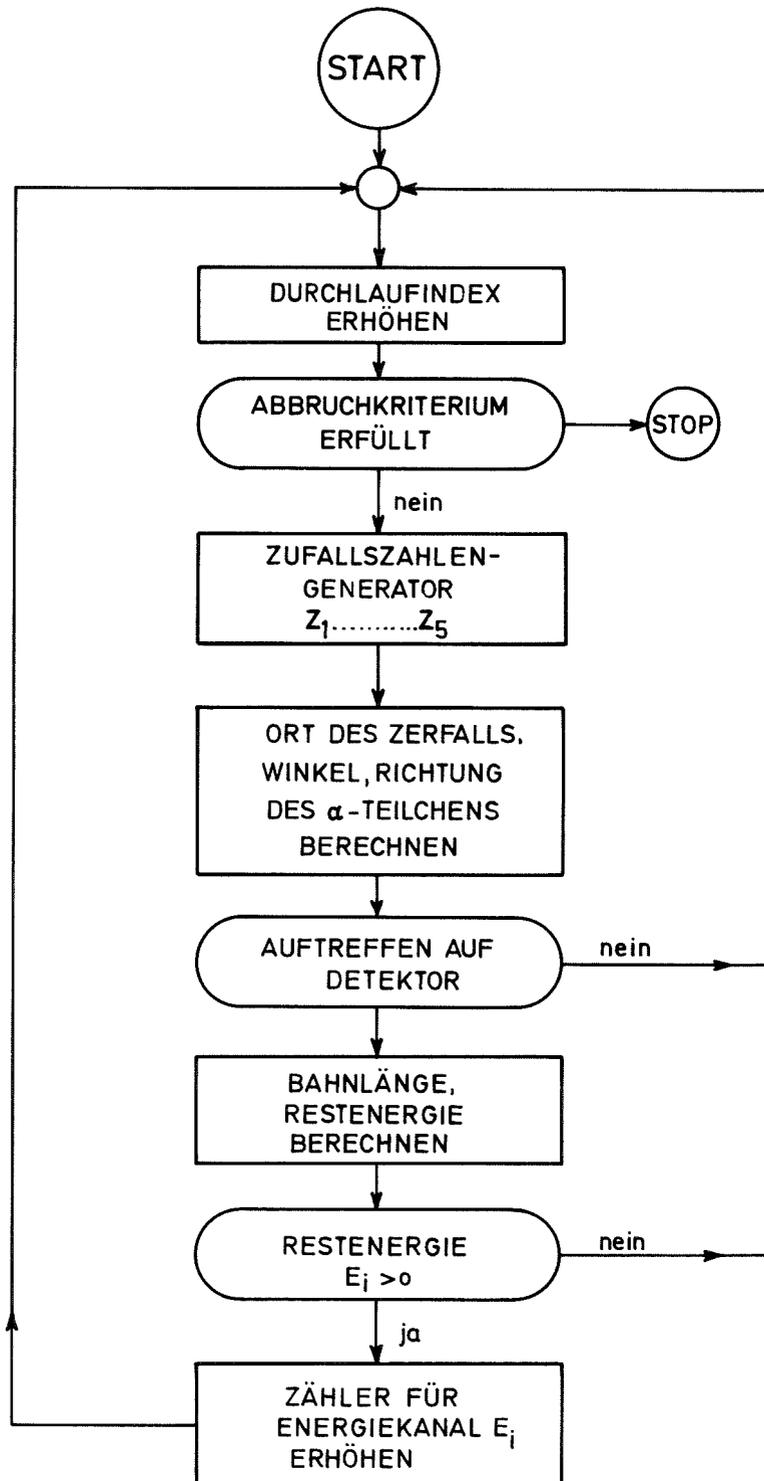


Abb. A 2/2: Flußdiagramm zur Ermittlung des Energiespektrums auf dem Detektor für eine α -Energie

A 2.1 Ort des Zerfalls, Richtung und Restenergie des α -Teilchens

Innerhalb einer vorgegebenen Geometrie, hier Zylindergeometrie (Abb. A 2/3), werden α -Zerfälle simuliert. Dabei werden durch die Zufallszahlen Z_i mit $0 < Z_i < 1$ der Ort des Zerfalls sowie die Bahndaten des α -Teilchens ermittelt. Den Ort des Zerfalls erhält man aus

$$\begin{aligned} x &= R \cos R_\xi & R &= (1-Z_1^2)R_D \\ y &= R \sin R_\xi & \text{mit } R_\xi &= 2\pi Z_2 \\ z &= Z_3 \cdot D \end{aligned} \quad (\text{A 2.2})$$

und die Bahndaten des α -Teilchens aus

$$\begin{aligned} w &= \cos \xi + Z_4(1-\cos \xi) \\ \tau &= (2 Z_5 - 1)\pi \end{aligned} \quad (\text{A 2.3})$$

Den Auftreffort des α -Teilchens auf den Detektor erhält man aus

$$\begin{aligned} x_R &= x + D \cos \xi \sqrt{1-w^2} \sin \tau \\ x_R &= y + D \cos \xi \sqrt{1-w^2} \cos \tau \\ z_R &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A 2.4})$$

Die Bahnlänge ist gegeben durch den Abstand beider Punkte im Raum

$$S = \sqrt{(x-x_R)^2 + (y-y_R)^2 + (z-z_R)^2} \quad (\text{A 2.5})$$

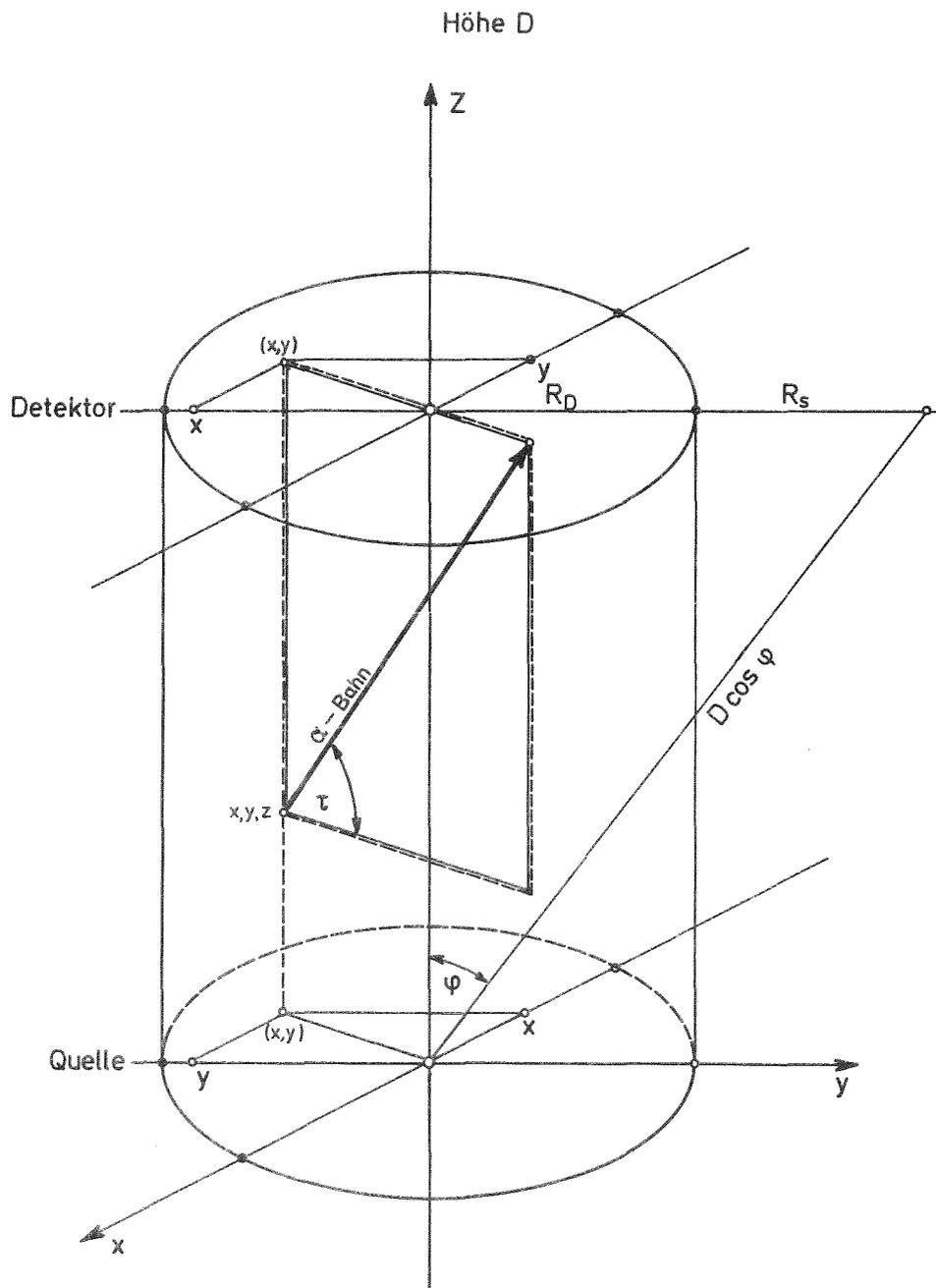


Abb. A 2/3: Simulation in Zylindergeometrie

Mit der Reichweite von α -Teilchen, gegeben durch Gleichung (3.1), erhält man für die verbleibende Energie beim Erreichen des Detektors

$$\frac{\Delta E}{\text{MeV}} = \frac{E_{\alpha} - E_{\alpha \text{abs}}}{\text{MeV}} = \left(3.125 \frac{R_{\alpha} - s}{\text{cm}} \right)^{2/3} \quad (\text{A 2.6}).$$

Dabei bedeutet:

- R_{α} : Reichweite des α -Teilchens in Luft
- E_{α} : Emissionsenergie des α -Teilchens
- $E_{\alpha \text{abs}}$: in Luft absorbierte Energie
- ΔE : Auftreffenergie auf den Detektor
- s : Weg vom Ort des Zerfalls bis Auftreffort auf den Detektor

A 2.2 Ansprechwahrscheinlichkeit, Abbruchkriterium

Die Ansprechwahrscheinlichkeit P wird definiert als die Anzahl n_α der α -Teilchen, die den Detektor erreichen und registriert werden, pro Anzahl $n_{\alpha\max}$ der α -Zerfälle im Raumwinkel 4π (vgl. Gl. (2.31)). Bei der durchgeführten Rechnersimulation wird jedoch der Raumwinkelbereich von 4π auf $\eta \cdot 4\pi$ eingeschränkt (vgl. Gl. (2.9)). Die so ermittelte Ansprechwahrscheinlichkeit ist P_η . Daraus erhält man die tatsächliche Ansprechwahrscheinlichkeit

$$P = P_\eta \cdot \eta \quad (\text{A 2.8}).$$

Als Gütekriterium bei der Durchführung der Simulation wird eine Fehlerabschätzung durchgeführt /Wi 66/

$$\sigma_P = \sqrt{\frac{P(1-P)}{n_{\alpha\max}}} \cdot \eta \quad (\text{A 2.9})$$

und eine Mindestgenauigkeit für σ_P als Abbruchkriterium verwendet.

A 2.3 Die Matrix A: Ansprechwahrscheinlichkeit

Die Matrix A enthält die Ansprechwahrscheinlichkeiten in verschiedenen Energiebereichen unter Berücksichtigung des Ortes des Zerfalls (Volumen-Oberflächenbereich) sowie der Energie. Der mögliche Energiebereich 0 - 9 MeV ist in 180 gleiche Bereiche mit je 0,05 MeV eingeteilt. Das Matrixelement A_{ij} beschreibt die Ansprechwahrscheinlichkeit im i-ten Energieintervall für die Zerfallsbedingung j mit

j	=	1 : 5,4 MeV Volumenzerfall
		2 : 6,0 MeV
		3 : 6,3 MeV
		4 : 6,7 MeV
		5 : 7,7 MeV
		6 : 8,8 MeV
		7 : 6,0 MeV Oberflächenzerfall
		8 : 6,7 MeV
		9 : 7,7 MeV
		10 : 8,8 MeV.

Mit Hilfe der Matrix A wird aus der Nuklidkonzentration an Oberflächen bzw. im Volumenbereich c das Energiespektrum E berechnet.