

Grundlagen der Gamma-Spektroskopie

Eine Zusammenfassung zum Gebrauch im
Praktikum für Fortgeschrittene

Frankfurt am Main, 20. Mai 1993

K.Stelzer

Grundlagen der Gamma-Spektroskopie

I. Einleitung	1
II. Multipolstrahlung	2
II.1 Drehimpuls und Parität und Klassifizierung der Felder	2
II.2 Richtungsverteilung der Strahlung von Multipolen	3
II.3 Winkelverteilungen und Winkelkorrelationen Direkte Beobachtung von Multipolfeldern	4
II.4 Experimentelle Methoden zur Aufstellung von Niveau- und Zerfallschemata	11
II.5 Anwendung der γ -Spektroskopie in der Spurenanalyse	12
III. Wechselwirkung von Gamma-Strahlung mit Materie	
III.1 Compton-Streuung	13
III.2 Photo-Effekt	18
III.3 Paarbildung	21
III.4 Schwächung elektromagnetischer Strahlung in Materie	22
IV. Detektoren zum Nachweis und zur Spektroskopie von γ -Strahlung	26
IV.1 Einleitung	26
IV.2 Szintillations-Detektoren	27
2.1 Aufbau und Funktionsweise	27
2.2 Szintillationsmechanismen	30
IV.3 Halbleiterdetektoren (Ge-Detektoren)	32
3.1 Einleitung	32
3.2 Aufbau und Funktionsweise Ge(Li) und HPGe-Detektoren, Kühlung	33
IV.4 Allgemeine Eigenschaften der Detektoren	39
4.1 Energieauflösung	39
4.2 Linienform	42
4.3 Linearität	44
4.4 Ansprechempfindlichkeit	44

Anhang IV.A, Ansprechempfindlichkeit zylindrischer Detektoren	50
Anhang IV.A, Zusammenhang zwischen Quellstärke, Abstand und Zählrate	52
 V. Radioaktive Standardpräparate	 54
VI. Strahlendosis und Strahlenbelastung	56
VI.1 Dosimetrie-Einheiten	56
1.1 Energiedosis	56
1.2 Dosisleistung	57
1.3 Toleranzdosis	57
 VI.2 Belastung durch radioaktive Quellen im kernphysikalischen Laboratorium	 58
2.1 Einheiten der Quellstärke	58
2.2 Berechnen der Dosisleistung	58
VI.3 Strahlenbelastung im Praktikum	62
3.1 Tagesdosis	62
3.2 Integrale Dosis für das Praktikum	62

Grundlagen der Gamma-Spektroskopie

I. Einleitung

Die Spektroskopie der von Atomkernen emittierten Gamma-Strahlung ist eine wichtige experimentelle Methode zur Untersuchung der Struktur der Kerne.

Unter "Spektroskopie" versteht man die genaue Bestimmung der Energie der Quanten sowie eine weitergehende Untersuchung des Strahlungsfeldes. z.B. der Winkelverteilungen der Intensität und der Linearpolarisation..

Die Atomkerne besitzen einen Zustand niedrigster Energie = Grundzustand, der sich dadurch auszeichnet, daß sich in ihm die Nukleonen in den energetisch tiefsten Bahnen befinden. Wird dem Kern Energie zugeführt, so kann er in energetisch höher liegende, "angeregte" Zustände gebracht werden. Dabei können einzelne Nukleonen auf energetisch höhere Bahnen angehoben werden (Teilchenanregungen) oder der Kern als Ganzes in Schwingungen oder Rotation versetzt werden (kollektive Anregungen).

Da die Anregungsenergie nach dem Anregungsprozess (meist in sehr kurzer Zeit) in Form von γ -Strahlung wieder emittiert wird, erhält man aus der Messung dieser Strahlung detaillierte Informationen über die Anregungsstruktur des Kerns. Die Energien der γ -Quanten entsprechen dabei den Differenzen der Energie zweier Energieniveaus: $E_\gamma = E_i - E_f$.

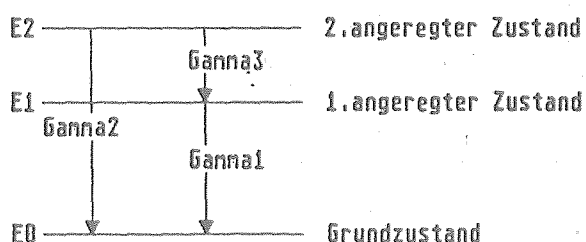


Abb.1 Angeregte Kern-
Zustände und
 γ -Zerfall

Diese Vorgänge sind analog zu Anregungen und Zerfällen mit Lichtemission in der Elektronenhülle von Atomen und Molekülen. Dort führte die systematische Untersuchung (optischer) Spektrallinien zur Aufstellung des Bohr'schen Atommodells. Entsprechend haben die bei der Untersuchung der Kern-Gammastrahlung beobachteten Gesetzmäßigkeiten dazu geführt, daß

die Schalenstruktur der Atomkerne (Schalenmodell) genauer erforscht werden und neue, kollektive Formen der Kernanregung (Kollektivmodell, Vibrationen und Rotationen) entdeckt wurden.

Die zu untersuchenden Kernniveaus, deren γ -Zerfall beobachtet werden soll, können im radioaktiven Zerfall (β -Zerfall, α -Zerfall) oder in Kernreaktionen angeregt werden, da in diesen Prozessen meist nicht nur der Grundzustand der Endkerne gespeist wird,

II. Multipolstrahlung

II.1 Drehimpuls und Parität und Klassifizierung der Felder

Da Anfangs- und Endzustand des Kerns definierte Drehimpulse (I_i, I_f) und Paritäten (π_i, π_f) besitzen, fordern die Erhaltungssätze für Drehimpuls und Parität für das Gesamtsystem, daß auch das Gamma-Quant einen Drehimpuls tragen und Parität besitzen muß:

$$\text{Drehimpuls:} \quad I_i = I_f + L_\gamma \quad |I_i - I_f| \leq L_\gamma \leq I_i + I_f \quad (\text{II.1})$$

Drehimpulskomponente

$$\text{zur Quantisierungsachse} \quad M_i = M_f + M_\gamma \quad (\text{II.2})$$

Parität

$$\pi_i = \pi_f \cdot \pi_\gamma \quad (\text{II.3})$$

Man klassifiziert daher die Felder der Strahlung nach Multipolen (Multipolstrahlung) entsprechend der Strahlung klassischer Multipole. Ist $L_\gamma = L$ der Drehimpuls, so ist die Multipolordnung = 2^L (Dipol: $L = 1$, Quadrupol: $L = 2$, Oktupol: $L = 3$).

Die Parität der Strahlung wird durch den Charakter der Quelle bestimmt. Man unterscheidet "magnetische" und "elektrische" Multipolstrahlung, in Analogie zu der Strahlung einer klassischen magnetischen (zeitlich variable Ströme) oder elektrischen (zeitlich variable Ladungen) Antenne und setzt zur Abkürzung ML bzw. EL für magnetische (M) und elektrische (E) Multipolstrahlung der Ordnung L.

Elektrische Strahlung (EL) hat die Parität $\pi_Y(EL) = (-1)^L$
bei magnetischer Strahlung ist die Parität $\pi_Y(ML) = (-1)^{L-1}$.

Auftreten gemischter Multipolstrahlung

Die Auswahlregeln für Multipolstrahlung lassen für die Multipolordnung Werte von der Differenz der Spins von Anfangs- und Endzustand bis zu deren Summe zu. Danach wären z. B. für einen Übergang 4-2 die Multipole $L = 2$ bis 6 möglich. Die Elektrodynamik (Maxwellsche Gleichungen) zeigt jedoch, daß die Wahrscheinlichkeit der Strahlung mit zunehmender Multipolordnung stark abnimmt, sodaß bei vorgegebenen Spins, I_i und I_f , die niedrigste Multipolordnung fast immer nahezu rein auftritt. Eine Ausnahme bildet der Fall, daß sich Anfangs- und Endzustand in ihrem Spin nicht, oder nur um eine Einheit unterscheiden und beide gleich Parität haben. Dann sind Mischungen der Form $M1-E2$ ($L=1, L'=2$) die Regel. Das Multipolmischungsverhältnis δ wird über das Amplitudenverhältnis definiert und kann Werte von $-\infty$ bis $+\infty$ annehmen. Das Intensitätsverhältnis der Multipole ist $\delta^2 = I(E2)/I(M1)$.

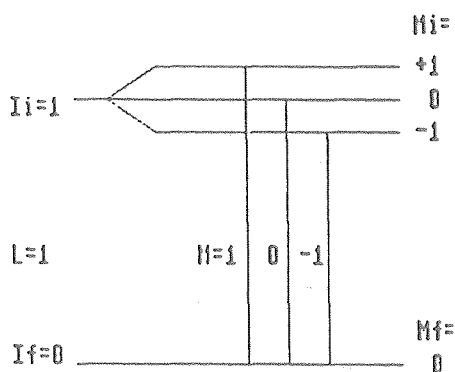
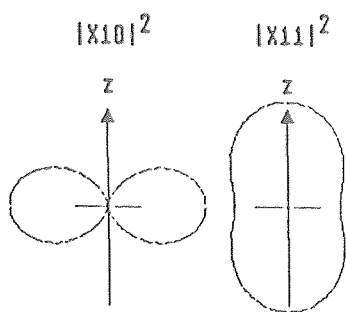
II.2 Richtungsverteilung der Strahlung von Multipolen

Die Strahlung, die zwischen zwei Zuständen mit Spins I_i, I_f und definierten magnetischen Unterzuständen M_i, M_f erfolgt, ist im allgemeinen nicht isotrop, sondern hat eine für die Multipolordnung L und die Quantenzahl M_Y charakteristische Winkelverteilung. Theoretisch wird sie durch die Lösung der Maxwellschen Gleichungen in einer Multipolentwicklung gegeben, den sogenannten Vektor-Kugelfunktionen X_{LM} . Zerfalls-schemata und Polardiagramme der Intensitätsverteilung relativ zu einer Quantisierungsachse sind in Abb. 2 für den Fall der Dipol- und Quadrupolstrahlung angegeben. Die in der Abbildung eingezeichnete energetisch Aufspaltung der Niveaus ist im allgemeinen so klein, daß sie (im Gegensatz zu atomaren Übergängen) nicht beobachtet werden kann.

Wenn alle magnetischen Unterzustände des die Strahlung emittierenden Niveaus gleich besetzt sind, so ist die Strahlung isotrop, wie man durch Addition der in Abb. 2 angegebenen Verteil-

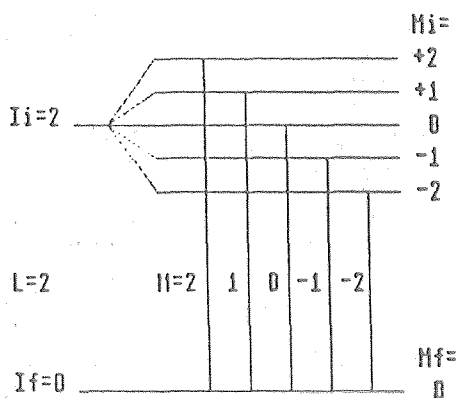
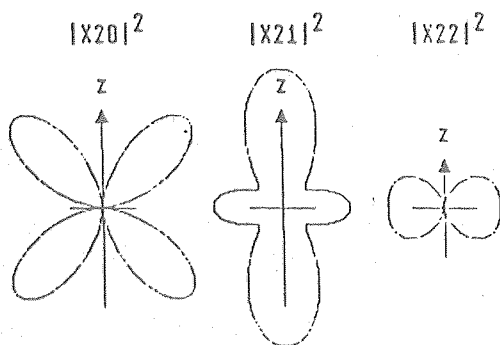
Abb. 2 Strahlungscharakteristiken von Multipolen

Winkelverteilungen für
Dipolstrahlung



$$|X10|^2 \sim \sin^2(\theta) \quad |X11|^2 \sim 1 + 3\cos^2(\theta)$$

Winkelverteilungen für
Quadrupolstrahlung



$$|X20|^2 \sim \sin^2(\theta) \cos^2(\theta) \quad |X21|^2 \sim 1 - 3\cos^2(\theta) + 4\cos^4(\theta) \\ |X22|^2 \sim 1 - \cos^4(\theta)$$

lungen sieht. Dies ist der Fall, wenn wir radioaktive Quellen benutzen, in denen die Atomkerne regellos orientiert sind.

II.3 Winkelverteilungen und Winkelkorrelationen

Direkte Beobachtung von Multipolfeldern

Eine nicht isotrope Winkelverteilung erhält man in einem Experiment, in dem die Unterzustände ungleich besetzt werden, z.B. durch Orientierung der Kerne in einem starken Magnetfeld bei tiefen Temperaturen, oder durch Festlegung einer Vorzugsachse (Quantisierungsachse) in einem Korrelationsexperiment. In diesem Falle können aus den Winkelverteilungen bzw. Winkelkorrelationen der Strahlung die Spins der am Zerfall beteiligten Niveaus bestimmt werden. Ein Beispiel dazu ist das im folgenden Abschnitt beschriebene γ , γ -Winkelkorrelationsexperiment.

γ , γ -Winkelkorrelationen

Einfacher Fall:

Wir betrachten zunächst eine Kaskade $0-(1)-1-(1)-0$ (Multipolordnungen in Klammern), bei der der Anfangszustand mit Spin 0 über Dipolstrahlung in den Zwischenzustand mit Spin 1 zerfällt und dieser nach sehr kurzer Zeit (10^{-12} s) wiederum über Dipolstrahlung in den Endzustand mit Spin 0. Der Zerfall werde beobachtet von zwei in zeitlicher Koinzidenz geschalteten Detektoren, von denen einer (D1) nur die erste γ -Strahlung, γ_1 , registriert, der andere (D2) nur γ_2 .

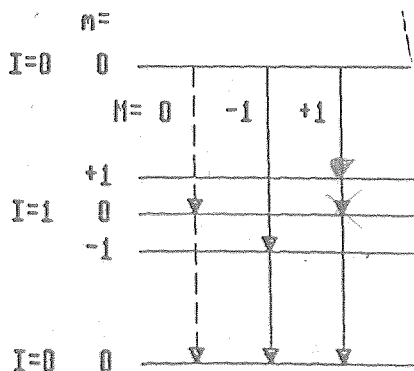


Abb.II.3 Gamma-Übergänge in einer 0-1-0-Kaskade

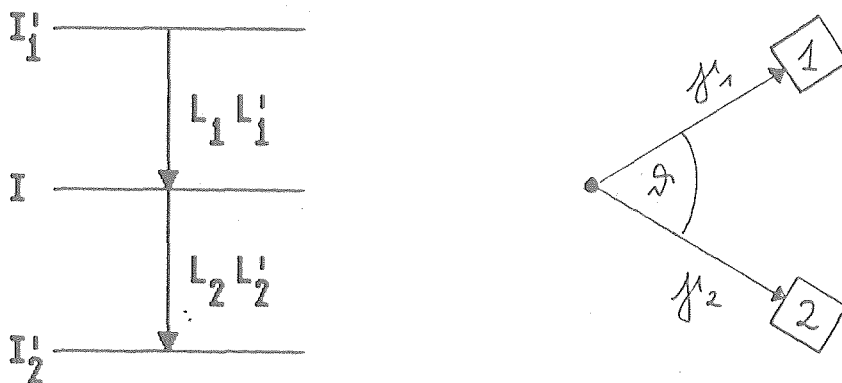
In Abb. 3 sind die verschiedenen möglichen Übergänge $M_\gamma = 0, +1$ und -1 zwischen den Unterzuständen eingezeichnet. Ohne Ein-

schränkung der Allgemeinheit können wir die Quantisierungsachse z in Richtung zum Detektor 1 legen. Aus Abb. xx sehen wir dann, daß von den möglichen Übergängen nur die mit $M_\gamma = \pm 1$ in z -Richtung eine nicht verschwindende Intensität haben. Effektiv wird also der Zustand $I = 1$ für die Koinzidenzbeobachtung nur in den Unterzuständen 1 angeregt. Im Detektor 2 in Koinzidenz mit Detektor 1 beobachtet man deshalb bei Variation des Winkels ϑ die Intensitätsverteilung $|X_{11}|^2 \sim 1 + 3\cos^2(\vartheta)$ der Abb.2.

Allgemeiner Fall:

Wir betrachten den allgemeinen Fall einer Kaskade von zwei γ -Quanten: der Zustand I_1' zerfalle über γ -Emission γ_1 mit L_1, L_1' zu einem kurzlebigen Zwischenzustand I , dieser wieder über Emission des γ -Quants γ_2 mit L_2, L_2' zum Zustand I_2' . Die Lebensdauer des Zwischenzustands sei so kurz, daß evtl. innere Magnetfelder des Atoms die Orientierung des Kernzustands nicht verändern.

Abb.II.4 Bezeichnungen im allgemeinen Fall einer γ, γ -Kaskade



Gemessen werde wieder mit zwei Detektoren, von denen der Einfachheit halber angenommen sei, daß Detektor 1 nur die Strahlung 1, Detektor 2 nur die Strahlung 2 registriere. Dann erhält man theoretische als allgemeine Form der Winkelkorrelation (z.B. Siegbahn, Vol.II)

$$W(\vartheta) = \sum_{\nu} A_{\nu}^{(1)} A_{\nu}^{(2)} P_{\nu}(\cos \vartheta) \quad (\text{II.4})$$

Die $P_v(\cos\vartheta)$ sind die Legendre-Polynome der Ordnung v . Bei nicht-polarisierter Strahlung treten nur geradzahlige Ordnungen auf: $v = 0, 2, 4 \dots$

$$P_0 = 1, \quad P_2(\cos\vartheta) = \frac{1}{2} (3\cos^2\vartheta - 1) \quad (\text{II.5})$$

$$P_4 = \frac{1}{8} (35\cos^4\vartheta - 30\cos^2\vartheta + 3).$$

Da nur Potenzen von $\cos^2\vartheta$ auftreten, ist die Verteilung symmetrisch zu $\vartheta = 90^\circ$.

Die $A_v^{(1)}$ und $A_v^{(2)}$ hängen von den Spins und Multipolordnungen des ersten und zweiten Übergangs der Kaskade ab. Für den ersten Übergang von $I_1' \rightarrow I$ und der Multipolmischung $L_1, L_1' = L_1 + 1$ mit dem Mischungsverhältnis δ gilt für $A_v^{(1)}$:

$$A_v^{(1)} = \frac{F_v(II_1' L_1 L_1) + 2\delta_1 F_v(II_1' L_1 L_1') + \delta_1^2 F_v(II_1' L_1' L_1')}{1 + \delta_1^2} \quad (\text{II.6a})$$

und entsprechend für den zweiten Übergang $I \rightarrow I_2'$ und L_2 gemischt mit $L_2' = L_2 + 1$:

$$A_v^{(2)} = \frac{F_v(II_2' L_2 L_2) + 2\delta_2 F_v(II_2' L_2 L_2') + \delta_2^2 F_v(II_2' L_2' L_2')}{1 + \delta_2^2} \quad (\text{II.6b})$$

Die Koeffizienten $F_v(II'LL')$ sind in Tabelle 1 für einige wichtige ganzzahlige Spins I, I' und Multipole L, L' angegeben. Da im allgemeinen nur Werte von $v = 2, 4$ eine Rolle spielen, sind nur diese Werte verzeichnet. Da $F_0(II'LL') \equiv 1$ ist, kann die Winkelkorrelation geschrieben werden

$$W(\vartheta) = 1 + A_2 P_2(\cos\vartheta) + A_4 P_4(\cos\vartheta). \quad (\text{II.7})$$

mit $A_2 = A_2^{(1)} A_2^{(2)}$ und $A_4 = A_4^{(1)} A_4^{(2)}$. (II.8)

Wir beschränken uns auf den Fall $L' - L \leq 1$. Dann gelten aufgrund von Auswahlregeln die Einschränkungen

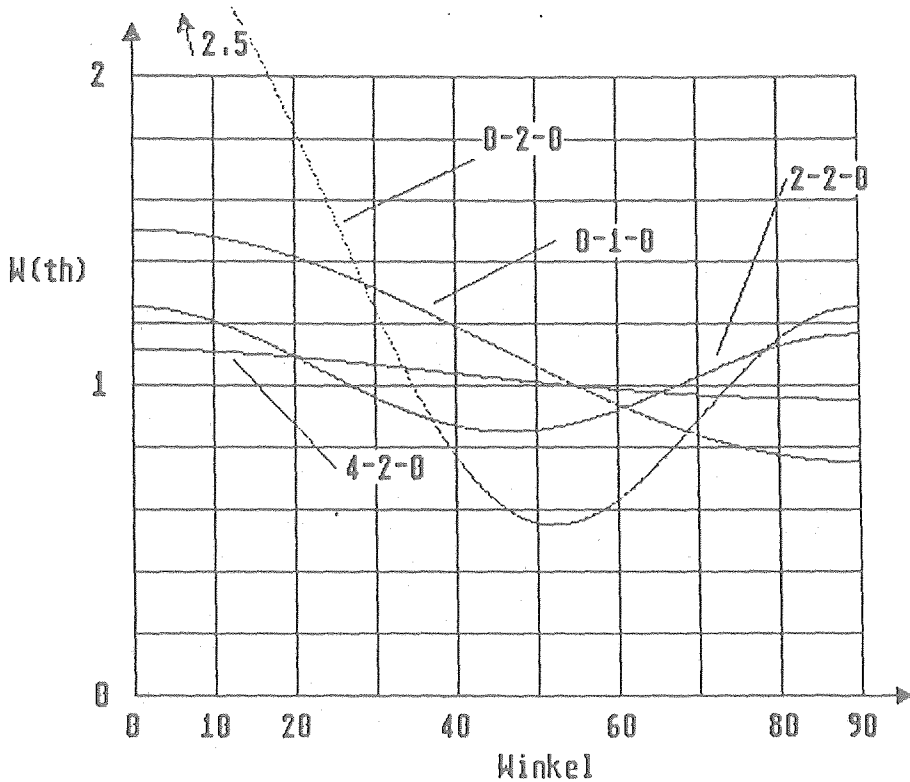
$$|I' - I| \leq L \leq L' \leq \min(I + I', 5) \quad \text{und} \quad (\text{II.9a})$$

$$|L - L'| \leq v \leq \min(2I, L + L', 4) \quad (\text{II.9b})$$

Beispiele für γ, γ -Kaskaden

Abb.5 zeigt die Winkelkorrelationen $W(\theta)$ für einige Kaskaden $I_1' - I - I_2'$. Für den Übergang 2-2 in der 2-2-0-Kaskade ist reine Quadrupolstrahlung angenommen.

Abb.5 Winkelkorrelationen für einige γ, γ -Kaskaden



Raumwinkelkorrekturen

Wegen der endlichen Größe der Detektoren wird $W(\theta)$ in der Messung über einen von der Detektorgröße und vom Abstand abhängigen Winkelbereich gemittelt. Die Verteilung wird dadurch abgeschwächt. Wie in der Theorie der Winkelverteilungen gezeigt wird (Siegbahn), kann dem Rechnung getragen werden, indem die Koeffizienten $A_\nu^{(k)}$ mit Schwächungsfaktoren Q_ν multipliziert werden. In Tabelle 2 sind die Schwächungsfaktoren Q_2 und Q_4 für NaI-Kristalle von $2'' \times 2''$ und verschiedene Abstände von der Quelle zur Stirnfläche der Detektoren angegeben.

Tab.1 Winkelkorrelationskoeffizienten für ganzzahlige Spins*

II'	$F_2(II'LL')$			$F_4(II'LL')$		
	11	12	22	22	23	24
1 0	+0.7071					
1 1	-0.3536	-1.0607	-0.3536			
1 2	+0.0707	+0.4743	+0.3536			
2 0			-0.5976	-1.069		
2 1	+0.4183	-0.9354	-0.2988	+0.7127	+0.9960	+0.0891
2 2	-0.4183	-0.6124	+0.1281	-0.3054	-0.7986	-0.1336
2 3	+0.1195	+0.6547	+0.3415	+0.0764	+0.3260	+0.0891
2 4			-0.1707	-0.0085	-0.0627	-0.0297
4 2			-0.4477	-0.3044	+0.9004	-0.0484
4 3	+0.3134	-0.9402	-0.0448	+0.6088	-0.3035	-0.1013
4 4	-0.4387	-0.3354	+0.2646	-0.4981	-0.6139	+0.0132

*) nach M. Ferentz und N. Rosenzweig
in Siegbahn, Alpha-Beta- and Gamma-Spectroscopy
Vol. II, App.8, p.1687 ff, Amsterdam 1965

Tab.2 Raumwinkel-Korekturfaktoren für 2"x 2" NaI-Kristalle *

		E		Q ₂		Q ₄	
h	E	Gesamtes	Photo-	Gesamtes	Photo-	Gesamtes	Photo-
(cm)	(MeV)	Spektrum	Peak	Spektrum	Peak	Spektrum	Peak
10.0	1.5	0.4163	0.1108	0.9657	0.9692	0.8888	0.8999
	1.0	0.4781	0.1648	0.9653	0.9686	0.8876	0.8979
	0.7	0.5417	0.2449	0.9649	0.9678	0.8861	0.8955
	0.5	0.6116	0.3539	0.9642	0.9671	0.8842	0.8933
7.0	1.5	0.3796	0.0993	0.9378	0.9440	0.8032	0.8222
	1.0	0.4375	0.1485	0.9369	0.9441	0.8006	0.8225
	0.7	0.4976	0.2202	0.9359	0.9422	0.7976	0.8167
	0.5	0.5648	0.3265	0.9346	0.9403	0.7935	0.8109
5.0	1.5	0.3472	0.0925	0.8947	0.9057	0.6801	0.7114
	1.0	0.4014	0.1421	0.8930	0.9046	0.6754	0.7086
	0.7	0.4584	0.2017	0.8911	0.9016	0.6699	0.7001
	0.5	0.5230	0.3007	0.8885	0.8981	0.6626	0.6901

*) Nach M.J.L. Yates , in Siegbahn, Alpha-, Beta- and Gamma-Spectroscopy, Vol.II, App.9, p.1691 ff, Amsterdam 1965

II.4 Experimentelle Methoden zur Aufstellung von Niveau- und Zerfallsschemata.

In den Experimenten werden die Kerne über Kernreaktionen oder den β - oder α -Zerfall von Nukliden erzeugt und über ihren γ -Zerfall untersucht. Da auch sehr komplizierte Schemata untersucht werden sollen, verwendet man heute vorwiegend hochauflösende Germanium-Detektoren.

In einem ersten Schritt werden γ -Einzelspektren gemessen, die einen Überblick über die auftretenden γ -Übergänge nach Energie und Intensität geben. Eine Aufstellung eines Niveau- und Zerfallsschemas ist mit diesen Einzelspektren im allgemeinen nicht möglich, da sie keine direkte Aussage darüber geben, an welcher Stelle im Anregungsspektrum die Übergänge einzuordnen sind. Allerdings sind für einige starke Übergänge Aussagen mit Hilfe des Ritz'schen Kombinationsprinzip möglich, das von der Übereinstimmung der Summe oder der Differenz von jeweils zwei Übergangsenergien mit der Energie eines anderen Übergangs Gebrauch macht.

In einem zweiten Schritt wird deshalb ein γ, γ -Koinzidenzexperiment durchgeführt, oft mit einer Geometrie, die auf möglichst hohe Koinzidenzrate ausgelegt ist, um auch Koinzidenzen mit schwacher Intensität zu erfassen. Aus der Fülle der Daten wird eine Koinzidenzmatrix aufgestellt, die im allgemeinen eine weitgehende Aufstellung eines Niveau- und Zerfallsschemas gestattet.

In einem dritten Schritt werden dann Korrelationen (Teilchen- γ bei Kernreaktionen, bzw. allgemein γ, γ -Korrelationen) mit Detektor-Quelle-Abständen gemessen, die hinreichend groß sind, um eine Messung der Winkelabhängigkeit zu gestatten. Für Übergänge hinreichender Intensität können dann aus der Winkelkorrelation die Spins der am Zerfall beteiligten Niveaus und Multipolmischungsverhältnisse der Strahlung bestimmt werden.

Weitere und ergänzende Methoden sind die Messung der Konversionselektronen, aus denen die Multipolarität der Übergänge bestimmt werden kann, die Messung der Linearpolarisation der γ -Strahlung, aus der Aussagen über die Parität erhalten werden können, und Messungen der Lebensdauern der Niveaus.

Die bei unseren Praktikumsversuchen dargestellte Methode der γ,γ -Koinzidenzen und der γ,γ -Winkelkorrelationen soll an einfachen Beispielen eine Einführung in diese Messtechnik der Kernstrukturforschung geben.

In Experimenten mit einem Germaniumdetektor wird auch hoch-energetische γ -Strahlung (2-8 MeV) untersucht, wie sie bei Kernreaktionen auftritt. Unter anderem wird gezeigt, daß bei der γ -Emission aus einem mit hoher Geschwindigkeit fliegenden Kern eine Dopplerverschiebung der Strahlungsfrequenz auftritt.

II.5 Anwendung der γ -Spektroskopie in der Spurenanalyse

Da die von einem Material ausgesandte γ -Strahlung charakteristisch ist für das emittierende Nuklid, kann durch Messung dieser Strahlung die Zusammensetzung einer Probe bestimmt werden. Zur Aktivierung wird die Probe z.B. einer Neutronenbestrahlung in einem Kernreaktor ausgesetzt. Um auch bei kompliziert zusammengesetzten Proben mit vielen γ -Linien eine eindeutige Analyse durchzuführen, werden heute fast ausschließlich Ge-Detektoren verwendet.

Die Empfindlichkeit des Nachweises hängt ab vom Absorptionswirkungsquerschnitt der jeweiligen Substanz für Neutronen. Für die meisten Nuklide wird mit den heute in Reaktoren zur Verfügung stehenden Neutronenflüssen eine sehr hohe Nachweisempfindlichkeit (ppm = part per million-Bereich) erreicht.

Die γ -Übergänge sind, nach Nukliden bzw. γ -Energien geordnet, in Tabellenwerken (Zitate) zusammengefaßt. Bei der Identifizierung ist darauf zu achten, daß alle für ein Nuklid in den Tabellen aufgeführten Energien (mit passenden Intensitätsverhältnissen) auftreten und auch die Halbwertszeit verifiziert wird.

Literatur zu Kapitel I und II:

Multipolstrahlung:

Mayer-Kuckuk, Kap.3.5, S.90-99

Siegbahn, Vol.II, Chapt.XV, p.863-886

Winkelkorrelationen:

Mayer-Kuckuk, Kap.3.8, S.107-110

Siegbahn, Vol.II, Chapt. XIX, (A) part I, p.1001-1027

III. Wechselwirkung von Gamma-Strahlung mit Materie

Die wichtigsten Wechselwirkungsprozesse sind
die Compton-Streuung
der Photoeffekt und
die Paarbildung

III.1 Compton-Streuung

Die Compton-Streuung kann als elastische Streuung eines Photons an einem freien (im Atom wenig gebundenen) Elektron aufgefaßt werden. Dabei erhält das Elektron einen Rückstoß, das Gamma-Quant fliegt mit verminderter Quantenenergie weiter (Abb.III.1):

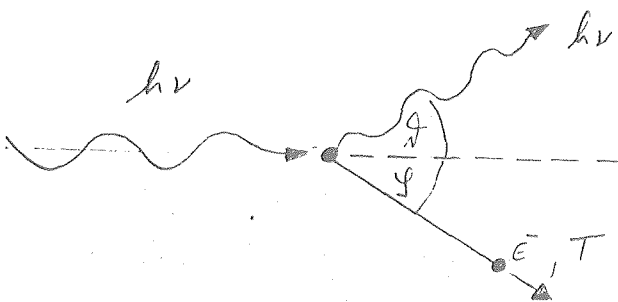


Abb.III.1 Compton-Streuung

Ist ϕ der Rückstoßwinkel des Elektrons, bezogen auf die Richtung des einfallenden Photons der Energie $h\nu$, und θ der Winkel, unter dem das gestreute Quant der Energie $h\nu'$ wegfliegt, so gilt relativistisch für die Impulskomponenten senkrecht und parallel zur Einfallsrichtung

$$\frac{h\nu}{c} \sin \theta - p \sin \phi = 0 \quad (\text{III.1a})$$

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + p \cos \phi \quad (\text{III.1b})$$

Eine dritte Beziehung zwischen den Größen erhält man aus der Energieerhaltung

$$h\nu = h\nu' + T \quad (\text{III.2})$$

wobei T die kinetische Energie des Elektrons ist. Unter Verwendung der relativistischen Beziehung zwischen Impuls und kinetischer Energie $(pc)^2 = T(T+mc^2)$ erhält man nach Umrech-

nungen die Energie des gestreuten Quants als Funktion des Streuwinkels

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \alpha(1 - \cos\vartheta)} \quad \text{mit } \alpha = \frac{h\nu}{mc^2} \quad . \quad (\text{III.3})$$

Die kinetische Energie des Elektrons ist

$$T = h\nu - h\nu' , \quad (\text{III.4})$$

zwischen den Streuwinkeln φ und ϑ besteht die Beziehung

$$\cotg \varphi = (1 + \alpha) \tg(\vartheta/2) . \quad (\text{III.5})$$

Der maximale Energieübertrag an das Elektron tritt bei Streuung mit $\vartheta = 180^\circ$ auf und ist

$$T_{\max} = \frac{h\nu}{1 + (1/2\alpha)} < h\nu ; \quad (\text{III.6})$$

in diesem Fall ist $h\nu'/h\nu = 1/(1+2\alpha)$.

In einem Gamma-Detektor werden die Energien der Rückstoßelektronen als Impulshöhen gemessen. Die Compton-Streuung ergibt wegen der kontinuierlichen Verteilung der Streuwinkel ϑ eine kontinuierliche Impulshöhenverteilung, die sich von Impulshöhe Null bis zu T_{\max} (Compton-Kante) erstreckt.

Die quantenmechanische Rechnung unter Verwendung relativistischer Wellenfunktionen ergibt für unpolarisierte Strahlung für die Streuwinkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für Compton-Streuung (für ein Elektron) die Beziehung (Klein-Nishina)

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} (\nu'/\nu)^2 (\nu/\nu' + \nu'/\nu - \sin^2\vartheta) \quad [\text{cm}^2/\text{sterad}] \quad (\text{III.7})$$

wobei r_0 der klassische Elektronenradius ($2.818 \cdot 10^{-13} \text{cm}$) ist.

Diese Größe ist in Abb. III.2 als Polardiagramm für einige Werte von $\alpha = h\nu/mc^2$ dargestellt. Sie gibt die Winkelabhängigkeit, wie sie mit einem Detektor bei konstantem Abstand vom Streuer gemessen wird. Die Abbildung zeigt, daß die Verteilung bei kleinen Quantenenergien symmetrisch zu 90° , bei

höheren Energie jedoch stark in Vorwärtsrichtung konzentriert ist.

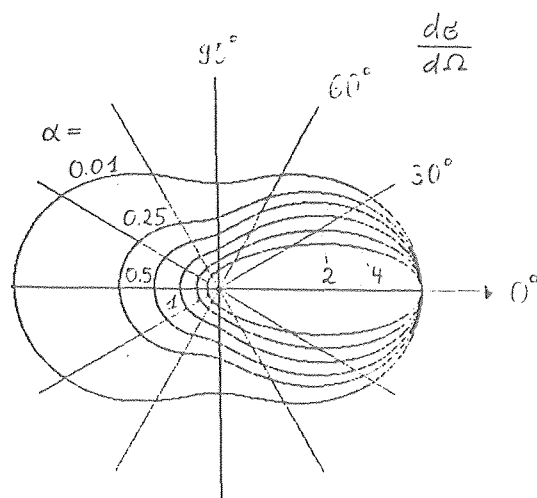


Abb. III.2
Differentieller
Wirkungsquerschnitt
 $d\sigma_e/d\Omega$ für Compton-
Streuung

Den auf den Streuwinkel ϑ bezogenen differentiellen Wirkungsquerschnitt erhält man aus Gl. III.7 über die Beziehung

$$d(\sigma_e)/d\vartheta = 2\pi \sin\vartheta d(\sigma_e)/d\Omega \quad (\text{III.8})$$

Diese Größe gibt die Streuwahrscheinlichkeit in Ringzonen ϑ bis $\vartheta + d\vartheta$ an und ist in Abb. III.3 wieder für verschiedene Werte von α dargestellt. Sie ist nützlich bei der Betrachtung zylindersymmetrischer Streuprobleme, wie z.B. der Messung des linearen Schwächungskoeffizienten. Man sieht, daß die häufigsten Streuwinkel zwischen 30° und 45° liegen.

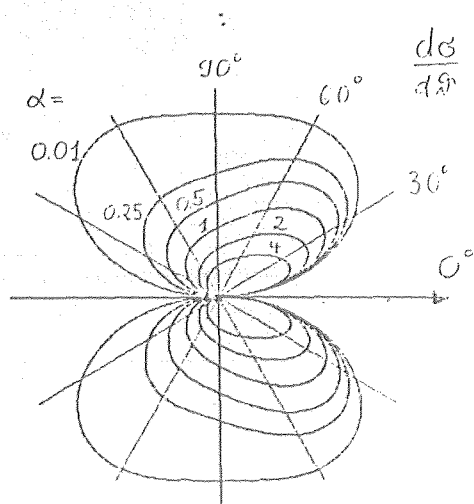


Abb. III.3
Differentieller
Wirkungsquerschnitt
 $d\sigma_e/d\vartheta$ für Compton-
Streuung

In Detektoren zur Spektroskopie der γ -Strahlung werden durch die Rückstoßelektronen Atome (Moleküle) angeregt und ionisiert. Die Zahl der Lichtquanten (Szintillationszähler) bzw. der Ladungen (Germaniumdetektor) ist proportional zur Energie der Rückstoßelektronen. Die Impulshöhenverteilung ist deshalb direkt proportional zum differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dT$ bezüglich der kinetischen Energie T . Dieser Wirkungsquerschnitt kann aus den oben angegebenen Formeln abgeleitet werden und ist (Leo)

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\pi r_e^2}{m_e c^2 \alpha^2} \left[2 + \frac{s^2}{\alpha^2 (1-s)^2} + \frac{s}{(1-s)} \left(s - \frac{2}{\alpha} \right) \right] \quad (\text{III.9})$$

mit $s = T/h\nu$ und $\alpha = h\nu/m_e c^2$.

Abbildung III.4 zeigt diese Verteilung für drei γ -Energien. Man sieht bei den maximalen Rückstoßenergien $T_{\max} = h\nu (2\alpha/(1+2\alpha))$ die "Comptonkanten". Die γ -Energien sind gestrichelt eingezeichnet.

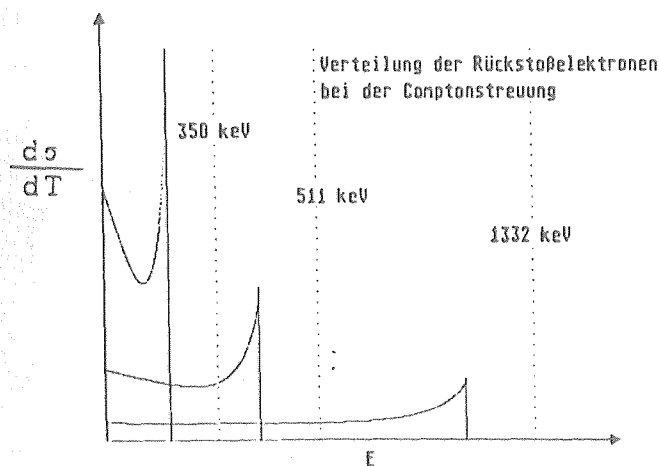


Abb.III.4

Energieverteilung der
Rückstoßelektronen

Der gesamte Wirkungsquerschnitt, σ_e , integriert über alle Streuwinkel, ist gegeben durch den Ausdruck (Evans., Leo...)

$$\sigma_e = \int d(\sigma_e) = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1+2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \text{ cm}^2/\text{E1.}$$

Die Energieabhängigkeit des gesamten Compton-Streuwirkungsquerschnitts ist in Abb. III.5 (Ordinate in willkürlichen Einheiten) gezeigt. Es ist zu ersehen, daß der Wirkungsquerschnitt in dem uns interessierenden Energiebereich von etwa 100 keV bis 1 MeV um rund den Faktor 6 abfällt.

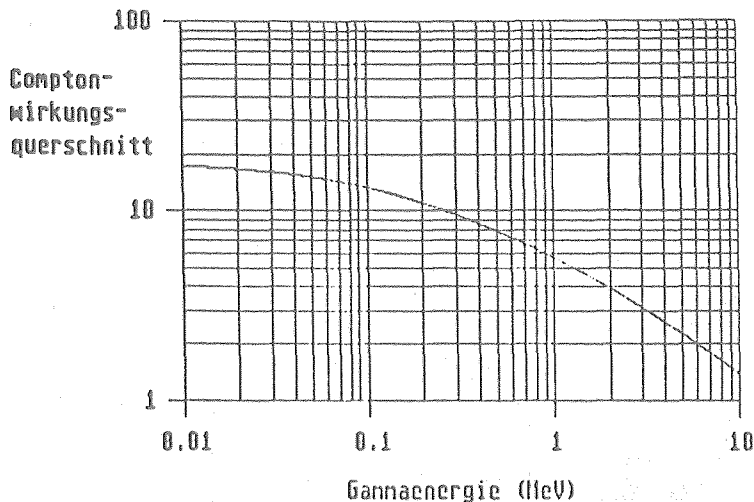


Abb. III.5 Energieabhängigkeit des Compton-Streuwirkungsquerschnitts

Atomarer Wirkungsquerschnitt und linearer Schwächungskoeffizient

Die bisher angegebenen Wirkungsquerschnitte bezogen sich auf ein Elektron. Als atomaren Wirkungsquerschnitt bezeichnet man die Größe $Z\sigma_e$ (cm^2/Atom).

Betrachtet man eine dünne Absorberfolie der Dicke dx , die N Atome/ cm^3 enthält mit Z Elektronen je Atom, so wird ein kollimierter Strahl geschwächt nach der Beziehung

$$- \frac{dn}{n} = NZ\sigma_e dx = \mu_{\text{compt}} dx. \quad (\text{III.10})$$

Die Größe $\mu_{\text{compt}} = NZ\sigma_e$ [cm^{-1}] bezeichnet man als den linearen Schwächungskoeffizienten für Comptonstreuung.

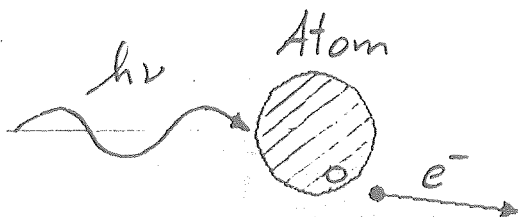
III.2 Photo-Effekt

Bei der Wechselwirkung mit einem Atom kann ein γ -Quant seine Energie vollständig auf ein (gebundenes) Atomelektron übertragen (Photoabsorption), Abb.III.5. Das Elektron verläßt im allgemeinen den Atomverband und hat die kinetische Energie

$$T = h\nu - B_I \quad (\text{III.11})$$

wobei B_I die Bindungsenergie des Elektrons in der betreffenden Schale, $I = K, L, M, \dots$ ist.

Abb. III.5 Photo-Effekt



Da der Impuls des γ -Quants, $h\nu/c$, wesentlich kleiner ist als der Impuls des Elektrons, $\sqrt{T(T+2mc^2)}$, muß zur Impulserhaltung ein Teil des Impulses vom Atom aufgenommen werden. Wegen der großen Masse des Atoms ist die zugehörige Rückstoßenergie sehr klein (Größenordnung eV) und kann in der Energiebilanz der Gl.III.11 außer Acht bleiben.

Die Wahrscheinlichkeit einer Photoabsorption und damit der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt sind demgemäß umso größer, je stärker das Elektron gebunden ist. Deshalb findet der Photoeffekt vorwiegend in der K-Schale statt ($\approx 80\%$), wenn die Quantenenergie dies erlaubt ($h\nu > B_K$). Aus dem gleichen Grund steigt der Wirkungsquerschnitt stark mit der Kernladungszahl Z ($\sim Z^4 - Z^5$).

Im Gegensatz zur Comptonstreuung kann für den Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt kein einfacher analytischer Ausdruck angegeben werden, da der Prozess von Details der Wellenfunktionen der gebundenen Elektronen abhängt. Für einige wichtige Materialien sind die Wirkungsquerschnitte, die entweder experimentell bestimmt oder numerisch berechnet wurden, im nächsten Abschnitt angegeben (siehe auch z.B. Siegbahn oder NBS-Tabellen).

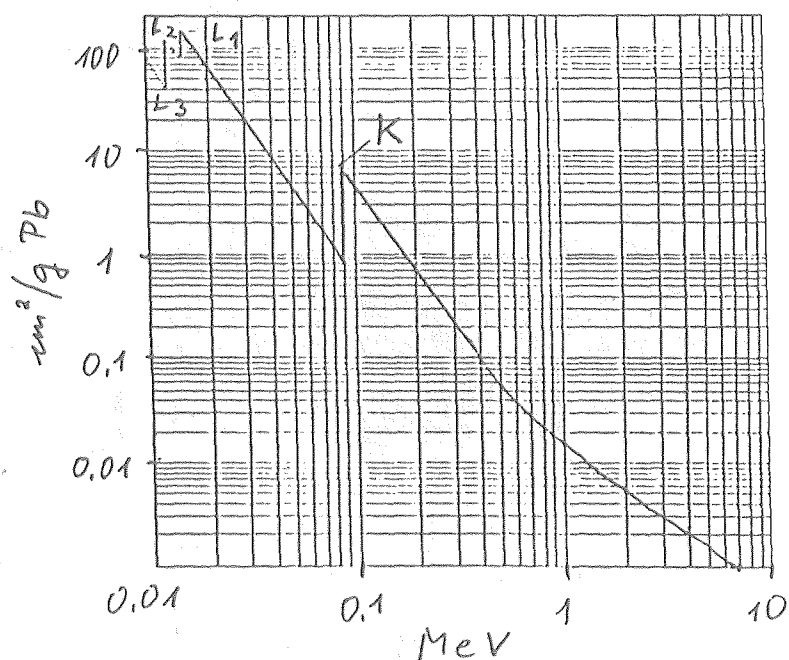
Zum Zwecke einfacher Abschätzungen reicht es für uns aus, eine in nicht-relativistischer Born'scher Näherung berechnete Formel zu betrachten, die für den Bereich mittlerer γ -Energien die Verhältnisse gut wiedergibt (Marmier):

$$\tau_K = \frac{(32m_e c^2)^{3.5}}{(h\nu)^{3.5}} \left(\frac{1}{137}\right)^4 Z^5 \sigma_{Th} \text{ cm}^2/\text{Atom} \quad (\text{III.12})$$

mit $\sigma_{Th} = (8/3)\pi r_e^2 = \text{Thomson-Wirkungsquerschnitt}$.

Danach hängt der Wirkungsquerschnitt von der 5ten Potenz der Kernladungszahl Z ab. Er fällt mit steigender Quantenenergie $\sim 1/h\nu^{3.5}$ (Abb.III.6). Für Quantenenergien in der Nähe der Elektronenbindungsenergien beobachtet man scharfe Absorptionskanten, jeweils bei den Energien (B_K, B_L, \dots), von denen ab Absorption in den betreffenden Schalen möglich ist (Abb. III.6).

Abb. III.6 Energieabhängigkeit des Photo-Effekts



Lineare Schwächung

Wie beim Comptoneffekt, kann man für den Photo-Effekt eine Schwächungs- (Absorptions-) Koeffizienten definieren, der die Intensitätsabnahme eines γ -Strahls über die Dicke dx eines Absorbers beschreibt:

$$\mu_{\text{Photo}} = N \sigma_{\text{Photo}} ; \quad N = \text{Zahl Atome je cm}^3$$

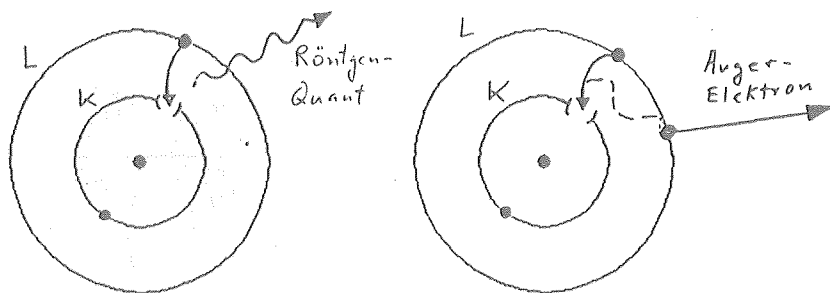
$$\sigma_{\text{Photo}} = \tau_K + \tau_L + \tau_M \quad (\text{III.13})$$

$$dn/n = - \mu_{\text{Photo}} dx \quad (\text{III.14})$$

Sekundäre Strahlungen

Das durch den Photo-Effekt aus der Elektronenhülle herausgelöste Elektron hinterläßt ein "Loch" in seiner ursprünglichen Schale, das in sehr kurzer Zeit durch ein Elektron aus einer höher liegenden Schale aufgefüllt wird (Abb.III.7)

Abb.III.7 Röntgenstrahlung und Auger-Elektronen in der Folge des Photo-Effekts

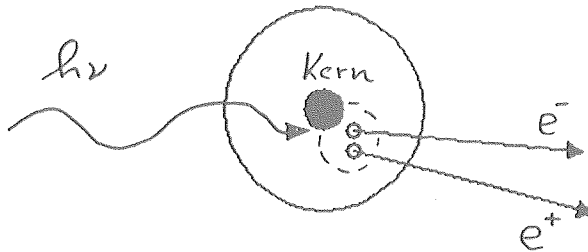


Die Energiedifferenz wird entweder in Form eines Röntgenquants frei oder sie wird auf ein gebundenes Elektron übertragen, das dann den Atomverband verläßt (Auger-Elektron). Das Verhältnis dieser beiden Prozesse, die sog. Fluoreszenz- ausbeute hängt stark von der Kernladungszahl Z ab. Während bei $Z=20$ die Emission von Auger-Elektronen überwiegt (90%), wird bei $Z=60$ das Auffüllen der K- Schale in 90% der Fälle von charakteristischer Röntgenstrahlung begleitet. In diesen Vorgängen frei werdende Elektronenpositionen werden sukzessiv mit Elektronen aus höheren Schalen besetzt. Sekundär wird damit die gesamte Bindungsenergie B_I wieder frei. In einem ausgedehnten Detektor wird diese Strahlung praktisch gleichzeitig mit der Energie des Photo-Elektrons absorbiert, sodaß das Signal proportional zu $h\nu$ (und nicht $\sim h\nu - B_I$) ist.

III.3 Paarbildung

Wenn die Quantenenergie größer ist als $2m_e c^2 = 1022 \text{ keV}$, so ist die Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares energetisch möglich. Aus Gründen der Impulserhaltung kann aber eine Paarerzeugung nur in der Nähe eines Stoßpartners stattfinden, der den notwendigen Impuls aufnimmt (Abb. III.8).

Abb. III.8 Paarbildung



Die Energiebilanz ist bei Paarbildung im Felde eines Atomkerns

$$h\nu = T_{e^-} + T_{e^+} + 2m_e c^2. \quad (\text{III.15})$$

Die zur Verfügung stehende kinetische Energie wird in komplizierter Weise zwischen Elektron und Positron aufgeteilt. Der Winkel zwischen den beiden emittierten Teilchen nimmt mit zunehmender Photonenenergie ab und erreicht bei sehr hohen Energien den Wert $\Theta \approx m_e c^2 / h\nu$.

Die quantenmechanische Berechnung des atomaren Wirkungsquerschnitts für Paarbildung ist sehr kompliziert und führt nur für Spezialfälle auf einfache analytische Formeln. Z.B. kann der atomare Wirkungsquerschnitt für hohe Quantenenergien durch die Form angenähert werden

$$\sigma_{\text{Paar}} = (r_e^2 / 137) Z^2 \left\{ \frac{28}{9} \ln(2h\nu / m_e c^2) - 9.10 \right\} \text{ cm}^2 / \text{Atom}. \quad (\text{III.16})$$

Für einige wichtige Substanzen sind die Paarbildungswirkungsquerschnitte im nächsten Abschnitt angegeben.

Schwächungskoeffizient

Wie beim Compton-Effekt und Photo-Effekt kann auch für die

Paarbildung eine Schwächungskoeffizient (Absorptionskoeffizient) angegeben werden:

$$\mu_{\text{Paar}} = N \sigma_{\text{Paar}} \text{ (cm}^{-1}\text{)}, \quad \text{mit } N = \text{Zahl Atome je cm}^3. \quad (\text{III.17})$$

Sekundäre Strahlung

Die bei der Paarbildung erzeugten Elektronen und Positronen werden in Materie abgebremst. Mit abnehmender Geschwindigkeit der Positronen steigt die Wahrscheinlichkeit stark an, daß bei Stößen mit den Elektronen der Umgebung eine Vernichtung (Annihilation) von Positron und Elektron stattfindet. Bei diesem überwiegend bei sehr kleinen Geschwindigkeiten (≈ 0) stattfindenden Vorgang wird das Energieäquivalent der Ruhmassen von Elektron und Positron in Form von elektromagnetischer Strahlung frei. Aus Gründen der Impulserhaltung werden zwei γ -Quanten von je $E_\gamma = m_e c^2 = 511 \text{ keV}$ in 180° zueinander emittiert. Man nennt diese Strahlung "Vernichtungsstrahlung" (annihilation radiation).

III.4 Schwächung elektromagnetischer Strahlung im Materie

Die verschiedenen Wechselwirkungsprozesse bestimmen zusammen die Schwächung von γ -Strahlung beim Durchgang von Materie. Man kann einen "totalen linearen Schwächungskoeffizienten", μ , definieren:

$$\begin{aligned} \mu &= \mu_{\text{Photo}} + \mu_{\text{Comp}} + \mu_{\text{Paar}} \\ &= N (\sigma_{\text{Photo}} + \sigma_{\text{Comp}} + \sigma_{\text{Paar}}) \text{ (cm}^{-1}\text{)} \quad (\text{III.18}) \end{aligned}$$

Die Strahlung wird dann geschwächt nach der exponentiellen Beziehung $I = I_0 \exp(-\mu dx)$, wobei dx (cm) die Dicke der Materialschicht ist. Es ist auch gebräuchlich, anstelle der Dicke die Massenbelegung (g/cm^2) zu verwenden. Dann verwendet man den "Massenschwächungskoeffizienten" $\mu^* = \mu/\rho$ (cm^2/g), wobei ρ die Dichte des Materials ist.

Entsprechend der verschiedenen Energie- und Z-Abhängigkeiten der Wechselwirkungsprozesse (Tab. III.1) ist der Anteil der Prozesse an der gesamten Schwächung stark von der Quantenenergie und der Kernladungszahl abhängig.

Tab. III.1 Energie- und Z-Abhängigkeit der Wechselwirkungs-
prozesse

Prozess	Z-Abhängigkeit	Energieabhängigkeit
Compton	$\sim Z$	$h\nu^{-1}$
Photo	$\sim Z^4 - Z^5$	$h\nu^{-3.5} - h\nu^{-3}$
Paarbildung	$\sim Z^2$	$\ln(h\nu)$

So dominiert bei kleinen Energien und hohem Z der Photo-Effekt, bei hohen Quantenenergien und hohem Z die Paarbildung, wohingegen bei mittleren Energien über einen weiten Bereich der Kernladung die Compton-Streuung vorherrscht.

Für einige wichtige Substanzen (H_2O , Al, Pb, NaI, Si und Ge) werden die Wirkungsquerschnitte in den folgenden Abbildungen graphisch dargestellt. Man beachte z.B. die großen Unterschiede beim Photo-Effekt zwischen dem Fall von Wasser bzw. Pb als Absorber.

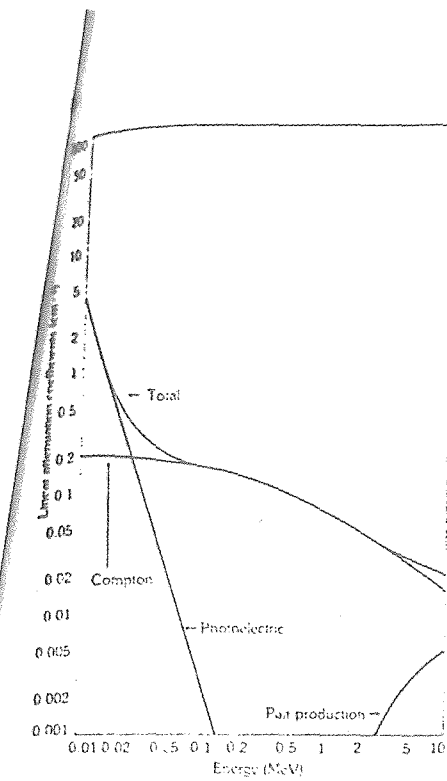
Der Begriff "lineare Schwächung" bedarf einer Erläuterung. Er weist darauf hin, daß man gewisse Vorkehrungen treffen muß, um eine exponentielle Schwächung zu erhalten. Beim Photo - Effekt und bei der Paarbildung wird das γ -Quant vollständig aus dem Strahl entfernt, sodaß eine mit der Schichtdicke lineare Schwächung $-(\mu_{\text{Photo}} + \mu_{\text{Paar}})dx$ auftritt. Bei der Comptonstreuung wird aber das Quant nicht entfernt, sondern nur mit verminderter Energie in eine andere Richtung gestreut. Unter diesen Umständen findet eine exponentielle Schwächung nur statt, wenn man bei der Messung darauf achtet, daß auch schon unter kleinen Winkeln gestreute Quanten nicht mehr registriert werden. Man erreicht dies durch sorgfältiges Ausblenden der Strahlen mit Kollimatoren sowohl zwischen Quelle und Streuer, als auch zwischen Streuer und Detektor. Man nennt dies "enge Geometrie" oder "gute Geometrie" im Gegensatz zu Anordnungen, in denen bei der Messung größere Winkelbereiche erfaßt werden.

Literatur

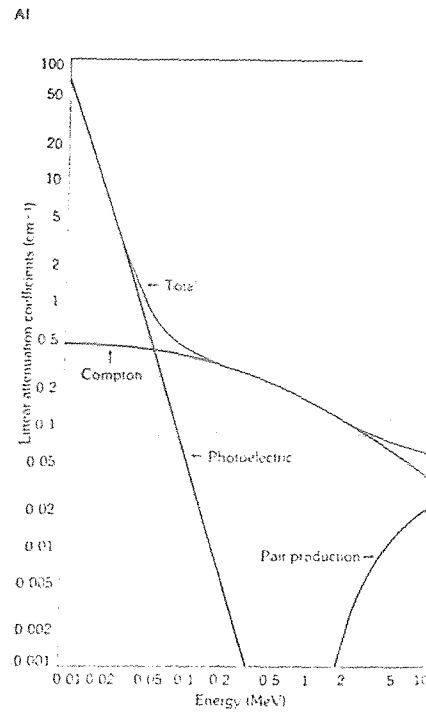
Leo, Chapt. 2.7, p. 50-57

Evans, Chapt. 23, 24, and 25, p. 672-736

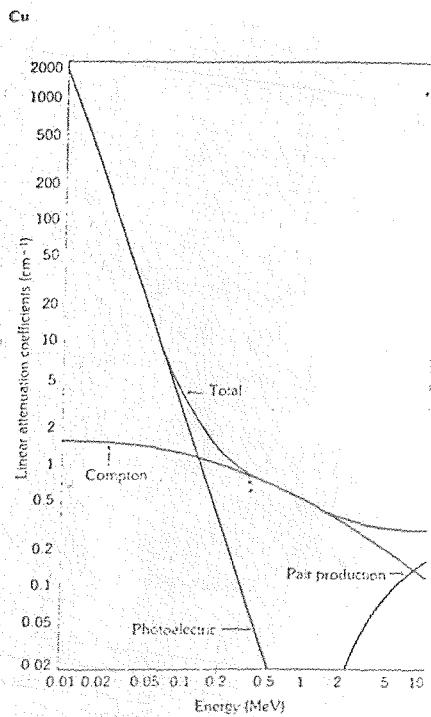
Siegbahn, Vol. I, Chapt. II, p. 37-79



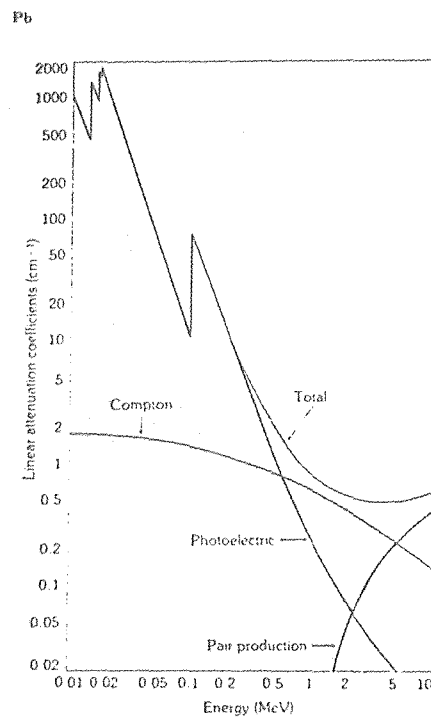
Specific mass = $1000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$



Specific mass = $2700 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
Atomic number $Z = 13$
Electron Binding Energies
K-edge = 1.56 keV
Average K X-Ray Energy = 1.45 keV

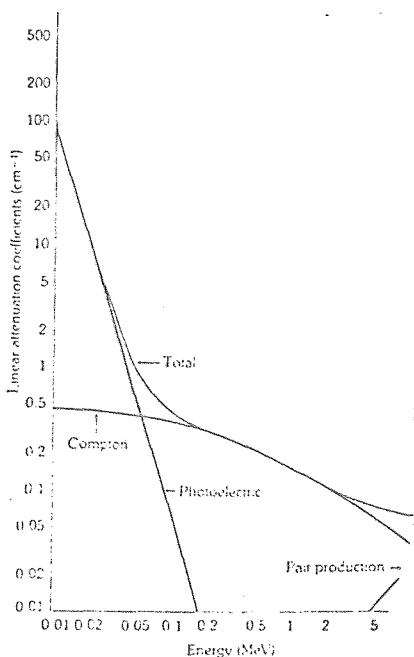


Specific mass = $8920 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
Atomic number $Z = 29$
Electron Binding Energies
K-edge = 8.98 keV
 $L_{I\text{-edge}} = 1.104 \text{ keV}$
 $L_{II\text{-edge}} = 0.95 \text{ keV}$
 $L_{III\text{-edge}} = 0.93 \text{ keV}$
Average K X-Ray Energy = 8.11 keV

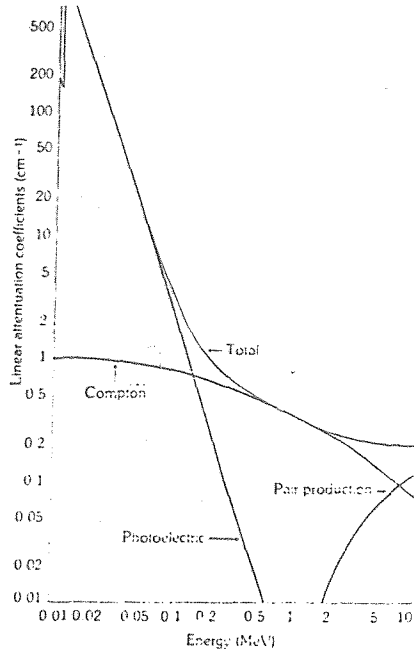


Specific mass = $11350 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
Atomic number $Z = 82$
Electron Binding Energies
K-edge = 88.02 keV
 $L_{I\text{-edge}} = 15.87 \text{ keV}$
 $L_{II\text{-edge}} = 15.21 \text{ keV}$
 $L_{III\text{-edge}} = 13.05 \text{ keV}$
Average K X-Ray Energy = 76.74 keV

Abb. 9 Lineare Schwächungskoeffizienten (in cm^{-1}) für H_2O , Al, Cu und Pb. (Nach Harshaw Radiation Detectors)

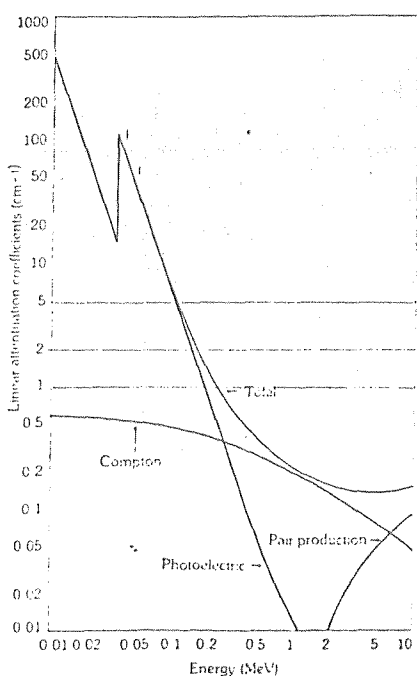


Specific mass = 2420 kg m⁻³
Atomic number Z = 14
Electron Binding Energy
K-edge = 1.84 keV
Average K X-Ray Energy = 1.75 keV



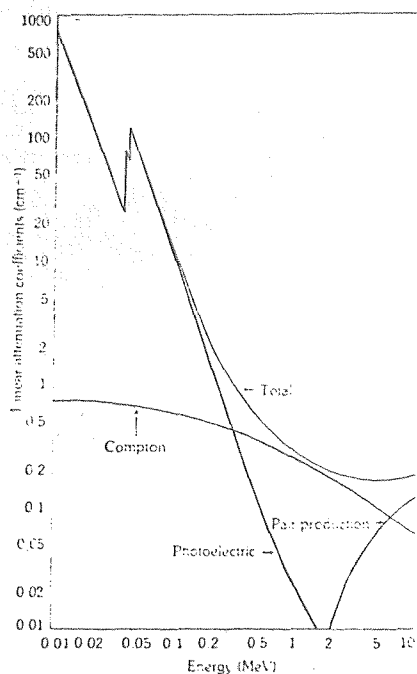
Specific mass = 5350 kg m⁻³
Atomic number Z = 32
Electron Binding Energy
K-edge = 11.1 keV
Average K X-Ray Energy = 10 keV

NaI



Specific mass = 3670 kg m⁻³
Atomic Number Z(I) = 53
Z(Na) = 11
Electron Binding Energies
K-edge (I) = 33.17 keV
L-edge (I) = 5.19 keV
K-edge (Na) = 4.85 keV
L-edge (Na) = 4.56 keV
Average K X-Ray Energy (I) = 29.2 keV

CsI



Specific mass = 4510 kg m⁻³
Atomic number Z(I) = 53
Z(Cs) = 55
Electron Binding Energies
K-edge (I) = 33.17 keV
K-edge (Cs) = 35.98 keV
L-edge (Cs) = 5.72 keV
L-edge (I) = 5.36 keV
L-edge (Cs) = 5.01 keV
Average K X-Ray Energy (Cs) = 31.6

Abb. 9a Lineare Schwächungskoeffizienten (in cm⁻¹) für die Detektormaterialien Si, Ge, NaI und CsI. (Nach Harshaw Radiation Detectors)

ton-Effekt nur linear mit Z erfolgt.

IV.2 Szintillations-Detektoren

Die für die γ -Spektroskopie wichtigsten Szintillationszähler, wie sie auch im Praktikum gebraucht werden, sind die NaI(Tl)-Detektoren. Sie bestehen aus NaI-Einkristallen die mit Spuren von Tl aktiviert sind. Daneben sind in der Forschung noch Kristalle von CsI(Tl) und Wismutgermanat (BGO), sowie für Spezialzwecke einige andere anorganische Materialien in Gebrauch. Wir beschränken uns hier auf die Beschreibung der NaI(Tl)-Detektoren. Organische Szintillatoren, die wegen ihrer kurzen Lumineszenz-Abklingzeit für genaue Zeitmessungen geeignet sind, werden kurz behandelt.

IV.2.1 Aufbau und Funktionsweise eines Szintillationszählers

Die Abb. IV.1 zeigt das Schema eines Szintillationszählers. Ein Szintillator ist über ein Fenster optisch an einen Sekundärelektronen-Vervielfacher (Multiplier) angekoppelt, dessen Dynoden über einen Spannungsteiler mit Hochspannung versorgt werden. An den der Photokathode des Multipliers abgewandten Wänden des Szintillators ist ein Licht reflektierendes Material angebracht. Nach außen sind Szintillator und Multiplier lichtdicht gekapselt.

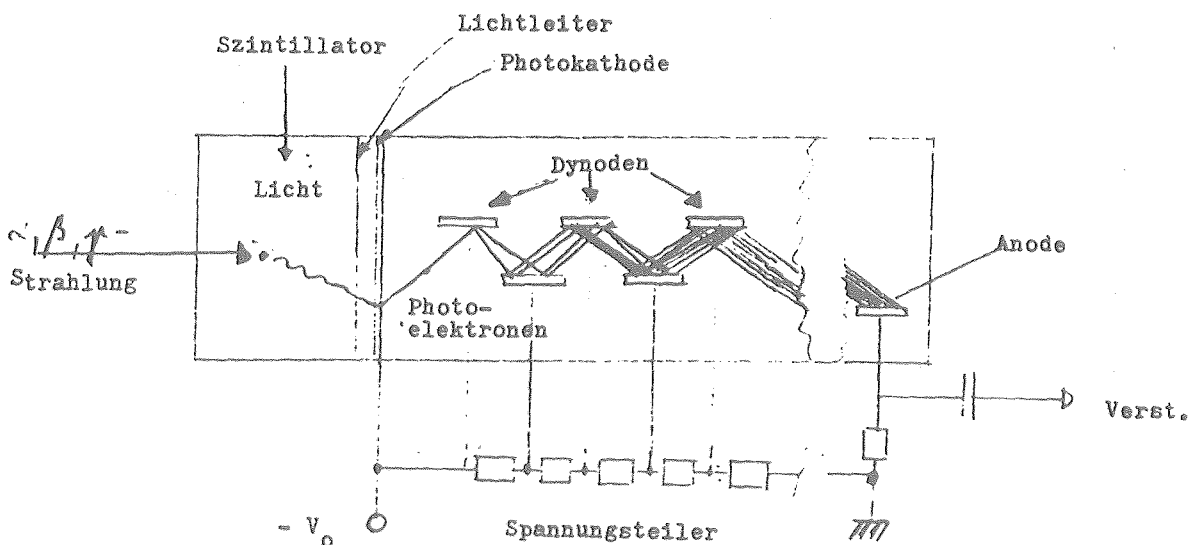


Abb. IV.1 Aufbau eines Szintillations-Detektors.

Im Szintillator ausgelöste schnelle Elektronen regen diesen zur Lichtemission an. Das Licht fällt (direkt oder nach einer oder mehreren Reflexionen an den Wänden des Szintillators) auf die Photokathode, die aus Material mit kleiner Austrittsarbeit für Elektronen besteht. Die in der Photokathode ausgelösten Elektronen werden zur ersten Dynode hin beschleunigt und schlagen dort weitere Elektronen heraus. Der Vorgang setzt sich an den folgenden Dynoden fort, sodaß es insgesamt zur Ausbildung einer Elektronenlawine kommt. Der an einem Anodenwiderstand erzeugte Spannungsimpuls wird elektronisch weiter verstärkt. Seine Höhe ist proportional zu der im Kristall abgegebenen Lichtenergie.

Die heute verwendeten Multiplier besitzen 10-14 Stufen. Der Aufbau der Dynoden ist bei verschiedenen Herstellern verschieden. Die spektrale Empfindlichkeit der Photokathode muß an den Emissionsbereich des Szintillators angepaßt sein.

Die gesamte Verstärkung eines Multipliers hängt ab von der Sekundärelektronenausbeute je Stufe, θ , der Zahl der Stufen, n , und der angelegten Spannung. Wenn die gesamte Spannung gleichmäßig auf die Stufen verteilt ist und V_d die Spannung je Stufe ist, erhält man für die gesamte Verstärkung G :

$$G = (KV_d)^n.$$

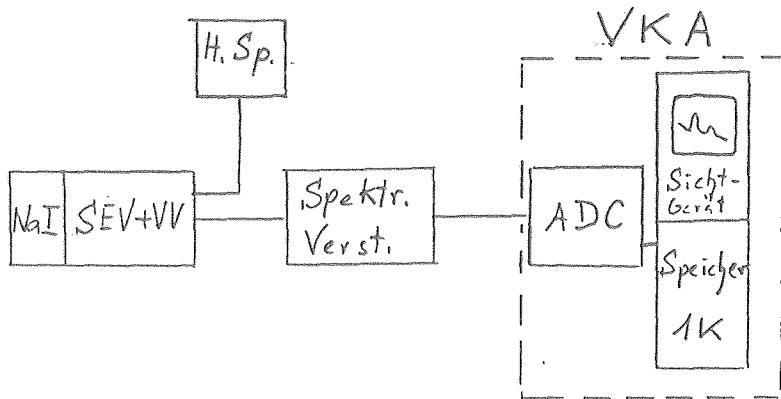
Typische Werte sind zum Beispiel $n = 10$, $V_d = V_g/n \approx 100$ Volt. Für dieses V_d ist die Sekundärelektronenausbeute $\theta = 3$ bis 5, d.H. $G \approx 60\,000$ bis $9 \cdot 10^6$.

Wichtig ist die Variation der Verstärkung mit der angelegten Gesamtspannung V_g . Wegen $dG/G = n \, dV_d/V_d = n \cdot dV_g/V_g$ führt bei einem 10-stufigen Multiplier eine Spannungsänderung um 1% zu einer Impulshöhenänderung von 10%. Die Hochspannungsgeräte müssen deshalb sehr gut stabilisiert sein.

Die aus dem Vorverstärker/Impedanzwandler kommenden Signale werden über ein Koaxialkabel einem Haupt- oder Spektroskopieverstärker zugeführt, Abb. IV.2.

Er dient einmal zur weiteren Verstärkung der Signale und zur Wahl des Impulshöhen- (Energie-) Bereichs durch Variation der

Verstärkung in Stufen (grob) bzw. über ein Potentiometer (fein)); zum anderen dient er der Impulsformung.



IV.2 Blockschaltbild der elektronischen Anordnung für Messungen mit einem Szintillationsdetektor

In der Impulsformerstufe des Verstärkers wird das Frequenzband auf den eigentlichen Frequenzbereich des Signals beschnitten. Damit wird das Rauschen verringert und das Signal/Rausch-Verhältnis verbessert. In älteren Verstärkern wird die Impulsformung passiv mit RC-Gliedern vorgenommen (Integration und Differentiation), in moderneren Verstärkern wird sie aktiv in elektronischen Schaltungen durchgeführt. Für Impulse von Szintillationszählern ist auch eine Impulsformung mit Verzögerungsleitungen (DL= Delay Line, DDL=Double Delay Line) gebräuchlich.

Nach dem Hauptverstärker werden die Signale in der Regel in einem Vielkanal-Impulshöhenanalysator (Vielkanaler= VKA, Multi Channel Analyser = MCA) auf ihre Impulshöhe hin untersucht. Ihre Häufigkeitsverteilung wird nach Digitalisierung in einem Analog-Digital-Wandler (ADC) abgespeichert und sichtbar gemacht. Die Kanalzahl des MCA richtet sich nach der Energieauflösung der Anordnung. Für Szintillationenzähler reichen im allgemeinen 1024 Kanäle (1k) auf 8 Volt Impulshöhe, für Halbleiterdetektoren benötigt man mindestens 4k (4096 Kanäle). Die meisten heute verwendeten MCA's besitzen

4k oder 8k, wobei eine Unterteilung in Bereiche kleinerer Kanalzahl möglich ist.

In der folgenden Tabelle IV.1 sind einige Eigenschaften gebräuchlicher Szintillatoren zusammengefaßt.

Tab. IV.1 Eigenschaften einiger Szintillatoren

	Typ	Dichte	Brechg Index	Licht ausbeute*	Zerf.- konst. [ns]
Anorganisch					
	NaI(Tl)**	3.67	1.85	230%	230
	CsI(Tl)	4.51	1.80	95%	1100
	Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂	7.13	2.15	28%	300
Organisch					
Kristall	Antrazen	1.25	1.62	100%	30
Plastik	NE 102A	1.032	1.58	65%	2.4
Flüssig	NE 213	0.874	1.51	78%	3.7

* Bezogen auf Anthrazen = 100%

** NaI ist hygroskopisch und muß luftdicht gekapselt werden.

Szintillationsmechanismus in anorganischen Kristallen

Wegen ihrer relativ hohen Dichte sind in den anorganischen Kristalle die elektronischen Energiezustände durch die Wechselwirkung der Gitterbausteine verbreitert. Dies führt zur Ausbildung von Energiebändern, die durch verbotene Zonen voneinander getrennt sind. Die Verhältnisse sind in Abb.IV.3 in einem Bändermodell veranschaulicht. Auf das letzte vollbesetzte Energieband, das Valenzband (V), folgt bei Alkali-halogenid-Kristallen in 6 bis 8 eV ein im Grundzustand leeres Energieband, das Leitfähigkeitsband (L).

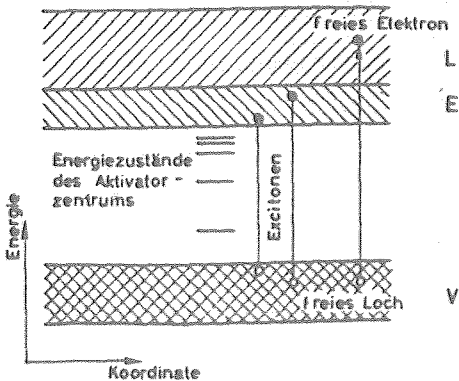


Abb. IV.3 Zum Mechanismus der Szintillation in einem anorganischen Kristall

Durch ein schnelles geladenes Teilchen (Elektron) wird an den Kristall Energie abgegeben. Dabei kann ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitfähigkeitsband gehoben werden. Diese Elektronen und die positiven Löcher können sich im Kristall bewegen und zur Leitfähigkeit beitragen. Das Elektron kann aber auch nach der Energiezufuhr an das Loch gebunden bleiben und mit ihm durch den Kristall wandern. Man nennt Energiezustände dieser Art "Exzitonen". Sie liegen unter dem Leitfähigkeitsband und bilden ein "Exzitonenband"(E). Eine Lichtemission durch Vereinigung eines freien Elektrons mit einem Loch ist aus Gründen von Impulsauswahlregeln unwahrscheinlich; dagegen trägt die Strahlungsrekombination von Exzitonen wesentlich zur Lichtemission bei. Das dabei emittierte Licht kann aber wieder vom Kristall absorbiert werden, da seine Frequenz ausreicht, ein neues Exziton zu erzeugen. Da bei jedem dieser Ereignisse neben der Lichtemission auch strahlungslos Energie an das Gitter abgegeben werden kann, kann nur ein Bruchteil des Lichts den Kristall verlassen und nachgewiesen werden. Man verwendet deshalb kleine Beimischungen von sogenannten Aktivatoren, z.B. Tl im Falle von NaI. Durch diese Aktivatoren werden im verbotenen Energiebereich Zustände erzeugt. Sie sind wegen der kleinen Konzentration nicht verbreitert und im Kristall lokalisiert. Die beim Durchgang des schnellen Teilchens durch den Kristall gebildeten Ladungsträger diffundieren durch den Kristall, bis sie auf ein Aktivatorzentrum treffen, an das sie ihre Energie abgeben. Das Aktivatorzentrum kann nun unter Lichtemission in seinen Grundzustand übergehen, oder seine Anregungsenergie strahlungslos an das Gitter abgeben. Das von der elektronischen Struktur des Aktivatorzentrums abhängige Verhältnis Lichtemission/strahlungslosen Übergängen bestimmt die "Lichtausbeute".

Für den Nachweis des Lichtes ist es besonders wichtig, daß das von den Aktivatorzentren emittierte Licht (Abb.IV.3) eine Quantenenergie hat, die kleiner ist als die Bandlücke. Deshalb kann dieses Licht vom Kristall nicht absorbiert werden, er ist für dieses Licht durchsichtig.

Szintillationsmechanismus in organischen Szintillatoren

Der Mechanismus ist dem in anorganischen Kristallen ähnlich. Wegen der relativ kleinen Dichte der organischen Szintillatoren spielen sich die Vorgänge jedoch an molekularen Zuständen ab, Abb.IV.4 Es handelt sich bei den Detektoren wieder um Zwei-Komponenten-Systeme, hier bestehend aus einem

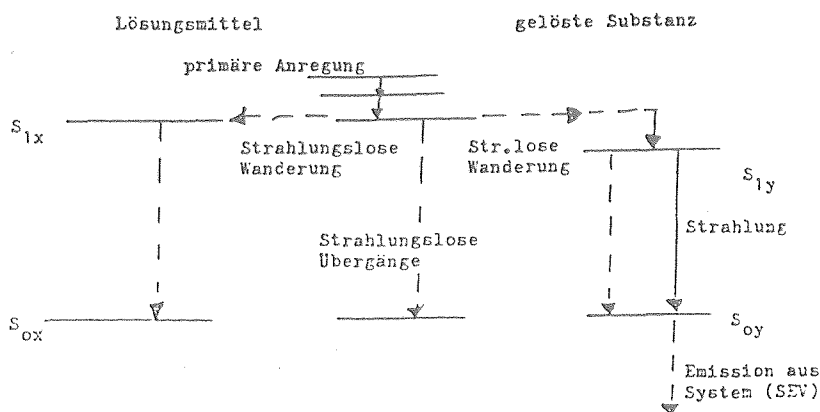


Abb.IV.4 Szintillations-Mechanismus in einem organischen Szintillator

Lösungsmittel (Styrol, Polyvinyltoluol bei plastischen Detektoren, bzw. Xylol und Toluol bei Flüssigszintillatoren) und einer Aktivatorsubstanz, dem eigentlichen Szintillator, dessen Anteil bei etwa 3% des Lösungsmittels liegt. Als Szintillatorsubstanzen werden Stoffe verwendet, die aus Benzolringen aufgebaut sind, Naphtalen, p-Terphenyl. Die für die Lichtemission verantwortlichen Vorgänge spielen sich in molekularen π -Elektronen-Niveaus ab. Das Lösungsmittel ist durchsichtig für das von der Szintillatorsubstanz emittierte Licht. Beimischungen eines Frequenzwandlers (POPO, 0.05%) zur Anpassung des Lichts an die spektrale Empfindlichkeit des SEV sind gebräuchlich.

IV.3 Germaniumdetektoren

IV.3.1 Einleitung

Eine "Festkörper-Ionisationskammer", die mit der rund 1000-fachen Dichte des Mediums im Vergleich zu einer Gas-Ionisationskammer auch eine Spektroskopie von γ -Quanten ermöglicht, war lange Zeit eine Idealvorstellung. Benötigt wird ein Medium, das bei Abwesenheit von Strahlung als Isolator

erscheint, damit bei angelegter Spannung nur ein vernachlässigbaren Strom fließt und damit ein kleines Rauschen verursacht. Dagegen sollen die von der Strahlung ausgelösten Ladungsträger durch das angelegte elektrische Feld in kurzer Zeit gesammelt werden, was dem Grundprinzip eines Isolators widerspricht.

Mit der Entwicklung von reinen Halbleiterkristallen, Si und Ge, stehen Materialien zur Verfügung, die unter bestimmten Bedingungen die oben geforderten Eigenschaften besitzen. Tabelle IV.2 gibt einige wichtige Daten für Si und Ge. Wegen der höheren Kernladungszahl wird zur Gamma-Spektroskopie fast ausschließlich Ge verwendet, da in ihm der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt etwa 60 mal größer ist als in Si.

IV.3.2 Aufbau und Funktionsweise eines Germaniumdetektors

Germanium-Detektoren haben die Struktur einer p-i-n-Diode. Im Betrieb werden sie in Sperr-Richtung gepolt. Abb. IV.5 zeigt am Beispiel eines planaren Detektors die Verteilung der Ladungsdichte, der elektrischen Feldstärke und des Potentials. In der raumladungskompensierten i-Zone ist das Feld im wesentlichen konstant.

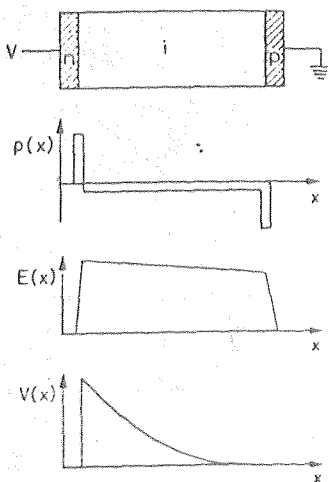


Abb. IV.5 Charakteristische Größen für einen p-i-n-Übergang

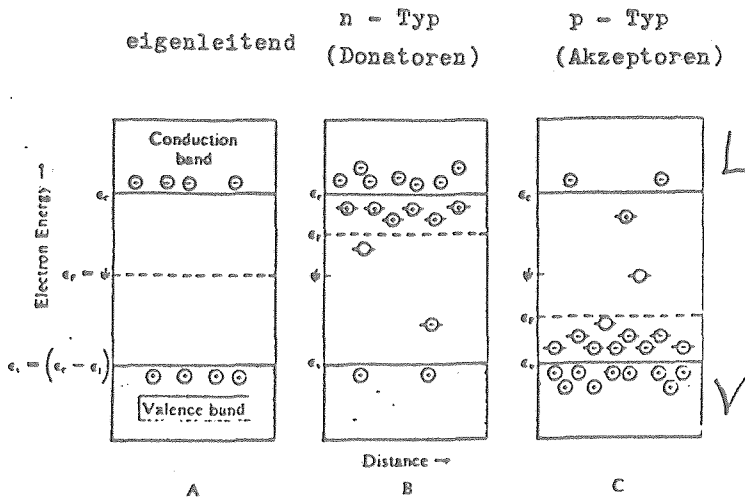
Tab.IV.2 Eigenschaften von Silizium und Germanium

	Si	Ge
Kernladungszahl	14	32
Dichte (g/cm ³)	2.33	5.33
Bandabstand (eV)	1.1 (300°K)	0.66 (300°K) 0.75 (77°K)
Energie ϵ je		
Elektron-Loch-Paar (eV)	3.55 (300°K)	2.85 (77°K)
Spezifischer Widerstand		
bei Eigenleitung (Ω cm)	2.5*10 ⁵ (300°K)	47 (300°K) Kühlung 5*10 ⁴ (77°K) notwendig!
Elektronen-Beweglich- keit (cm ² /Vcm)	1350 (300°K) 4*10 ⁴ (77°K)	3750 (300°K) 3.4*10 ⁴ (77°K)
Löcher-Beweglichkeit	480 (300°) 1.8*10 ⁴ (77°K)	1850 (300°K) 4.2*10 ⁴ (77°K)
Ladungsträgerkonzentration		
bei Eigenleitung (cm ⁻³)	1.5*10 ¹⁰ (300°K)	2.55*10 ¹³ (300°K)

Die Wirkungsweise kann in einem Bändermodell, Abb.IV.6A erläutert werden. Valenzband (V) und Leitfähigkeitsband (L) sind durch eine Bandlücke, die beim Ge etwa 0.7 eV beträgt, getrennt. Bei hinreichend tiefer Temperatur ist das Valenzband gefüllt und das Leitfähigkeitsband leer; der Ge-Kristall wirkt als Isolator. Die durch die Photonenstrahlung ausgelösten schnellen Elektronen geben beim Durchgang durch den Detektor ihre Energie ab, indem sie Elektronen aus dem Valenzband in das Leitfähigkeitsband heben. Die so gebildeten frei beweglichen Elektronen und positiven Löcher werden durch das angelegte elektrische Feld an die entsprechenden Elektroden gezogen. Die resultierende Ladung wird in einem ladungsempfindlichen Vorverstärker integriert und in einen Spannungsimpuls verwandelt, dessen Höhe proportional zur ursprünglichen Photonenenergie ist.

Abb.IV.6 Bändermodell für Germanium

(nach J.S. Blakemore, Solid State Physics, 1969)



Die weitere Verarbeitung der Impulse entspricht der bei den Szintillationszählern gezeigten (Blockschaltbild Abb.IV.2). Wegen der gegenüber Szintillationszählern wesentlich besseren Auflösung der Ge-Detektoren, werden an die Verstärker wesentlich höhere Anforderungen gestellt. Man nennt sie deshalb meist "Spektroskopie-Verstärker". Sie besitzen eine integrale Nicht-Linearität $\leq \pm 0.05\%$ und eine Drift der Verstärkung $\leq 0.0075\%/^{\circ}\text{C}$. Entsprechend hohe Anforderungen sind an die (4k oder 8k) ADC's zu stellen. Die bei großen Detektoren relativ großen Sammelzeiten der Ladungsträger erfordern die Verwendung großer Impulsformungszeiten (4-8 μsec) im Verstärker.

Kühlung

Wie aus Tabelle IV.2 hervorgeht ist bei Germanium die thermische Erzeugung von Ladungsträgern bei Zimmertemperatur schon groß (Eigenleitfähigkeit bei (300°K)) sodaß das durch den Strom verursachte Rauschen die von der Strahlung herrührenden Signal verdecken würde. Man muß deshalb den Ge-Kristall auf die Temperatur des flüssigen Stickstoffs (77°K) abkühlen, um eine hinreichend niedrige Eigenleitfähigkeit zu erzielen. Diese Maßnahme hat den zusätzlichen Vorteil, daß die für die Ladungssammlung wichtige Beweglichkeit von Elektronen und Löchern vergrößert wird (Tabelle IV.2).

Ge(Li)-Detektoren

Bis vor wenigen Jahren reichte die bei der Herstellung von Ge-Kristallen erzielte Reinheit nicht aus, um die Eigenleitfähigkeit des Ge zu erreichen. Durch Verunreinigungen, die im Bild des Bändermodells (Abb.IV.6B und C) wenige Zehntel eV unterhalb des Leitfähigkeitsband (n-leitend) bzw oberhalb des Valenzbands (p-leitend) eingebaut sind, ist dann auch bei der Temperatur des flüssigen Stickstoff die (Fremd-) Leitfähigkeit schon zu hoch. Bis vor wenigen Jahren wurden die benötigte Reinheit durch Gegen-Dotieren von p-Germanium mit einer n-Verunreinigung, Lithium, erreicht. Dazu wird Li auf den P-leitenden Ge-Kristall aufgebracht und bei erhöhter Temperatur in einem elektrischen Feld in ihn eingedrifftet.

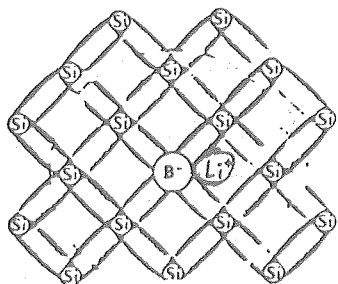


Abb.IV.7 Li-Kompensation
eines p-leitenden Germaniums
Die fehlende vierte Valenz
eines dreiwertigen B-Fremd-
atoms im Ge-Gitter wird durch
Anlage eines Li-Ions kompen-
siert (nach Blakemore)

Die Dynamik des Driftprozesses sorgt dafür, daß sich die Lithium-Ionen gerade an den Akzeptorverunreinigungen (p) anlagern und sie exakt kompensieren, sodaß eine größeres ladungsfreies Volumen entsteht. Wenn größere Drifttiefen erreicht werden sollen, ist der Prozess langwierig. In der Praxis erreicht man Tiefen von 10-15 mm. Um zur Erzielung einer hohen Ansprechempfindlichkeit große empfindliche Volumina zu erzeugen, verwendet man koaxiale Detektor-Geometrien. Einige Formen sind in Abb.IV. 8 gezeigt.

Die in den Kristall eingedriffteten Li-Ionen sind bei Zimmertemperatur relativ frei beweglich; insbesondere ist bei der für die Kompensation der Fremdstellen notwendigen Konzentra-

tion das Li im Kristall chemisch in Übersättigung, sodaß es leicht ausfällt. Die Kompensation muß deshalb durch Kühlung eingefroren werden. Man verwendet der Einfachheit halber flüssigen Stickstoff. Die Kühlung muß aufrechterhalten bleiben, auch wenn der Detektor nicht in Betrieb ist. Ein Aufwärmen zerstört die Kompensation und damit die guten Auflösungseigenschaften des Detektors innerhalb weniger Minuten.

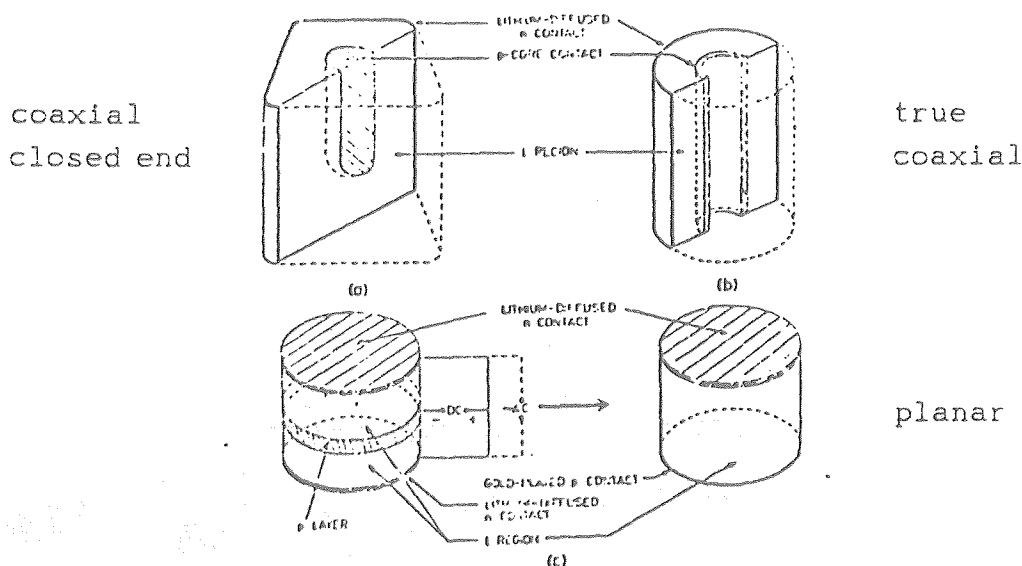


Abb.IV.8 Ausführungsformen von Ge(Li)-Detektoren

Intrinsische Germaniumdetektoren

Seit einigen Jahren können hochreine Germanium-Kristalle hergestellt werden, deren Verunreinigungskonzentration unter 10^{10} Atomen/cm³ liegt. Für die Leitfähigkeit spielen diese Verunreinigungen keine Rolle mehr, die Kristalle sind eigenleitend, intrinsisch. Man bezeichnet solche Detektoren auch als HPGe- (High Purity Germanium-) Detektoren. Sie haben den Vorteil, daß sie nur während ihres Einsatzes in der Messung gekühlt werden müssen.

Auch bei den HPGe-Detektoren gibt es verschiedene Ausführungsformen; planare mit relativ kleinem Volumen aber besonders guter Auflösung und großvolumige Detektoren für Messungen, bei denen eine hohe Ansprechempfindlichkeit erforderlich ist.

Kryostaten

Um Oberflächenverunreinigungen und insbesondere den Niederschlag von Wasser bei der Kühlung zu vermeiden, muß der Detektor im Vakuum untergebracht sein. Einen typischen Kryostaten mit vertikalem Kühlfinger (vertical dipstick) und mit Dewar-Gefäß zeigt die Abb. IV.9. Der Detektor wird über die Wärmeleitung durch den Kühlfinger (nahezu) auf die Temperatur des im Dewar-Gefäß befindlichen flüssigen Stickstoffs abgekühlt. Die Detektorkammer steht in Verbindung mit einem ebenso evakuierten Außenmantel des Kühlfingers.

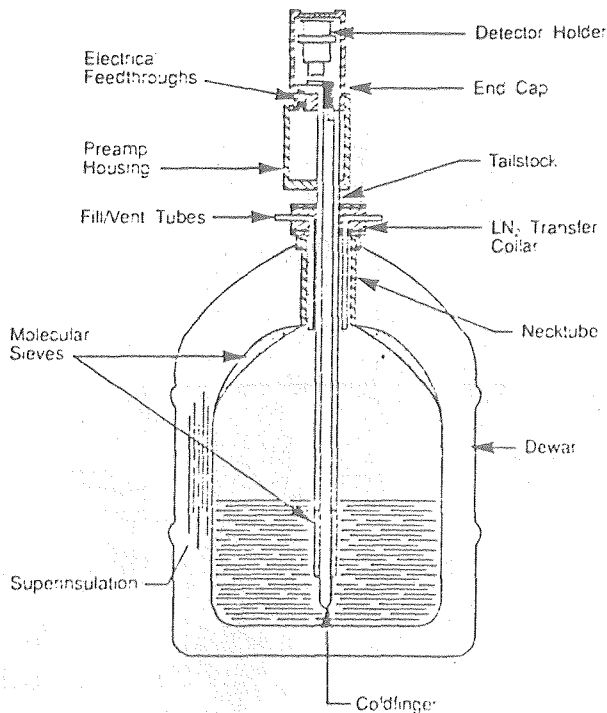


Abb. IV.9 Vakuumkryostat mit Dewar-Gefäß zum Betrieb von Germaniumdetektoren

Gutes Vakuum wird durch ein Molekularsieb, das als Adsorberpumpe wirkt, aufrechterhalten. Das Dewar-Gefäß ist durch einen evakuierten Doppelmantel und durch zusätzliche Isolationsfolien (Wärmestrahlung) gut isoliert, damit der Verbrauch des flüssigen Stickstoff auf einem Minimum gehalten wird. Das Fassungsvermögen des Dewars ist so ausgelegt, daß ein Nachfüllen von flüssigem Stickstoff einmal in zwei Tagen bzw. einmal in der Woche notwendig ist.

Die Detektorkappe hat am oberen Ende ein dünnes Fenster, damit auch niederenergetische γ -Strahlung ohne Absorptionsverluste gemessen werden kann. Der Vorverstärker ist direkt am Kryostaten angeflanscht; bei einigen Ausführungsformen wird er mitgekühlt.

IV. 4 Allgemeine Eigenschaften

IV.4.1 Energieauflösung

Die Energieauflösung einer Detektoranordnung entscheidet über ihre Fähigkeit, energetisch benachbarte γ -Übergänge getrennt zu registrieren und meßtechnisch zu erfassen. Sie ist daher die wichtigste Kenngröße eines Detektorsystems. Welche entscheidende Rolle sie in der Spektroskopie spielt, erläutern wir am Beispiel des γ -Spektrums einer Quelle mit vielen

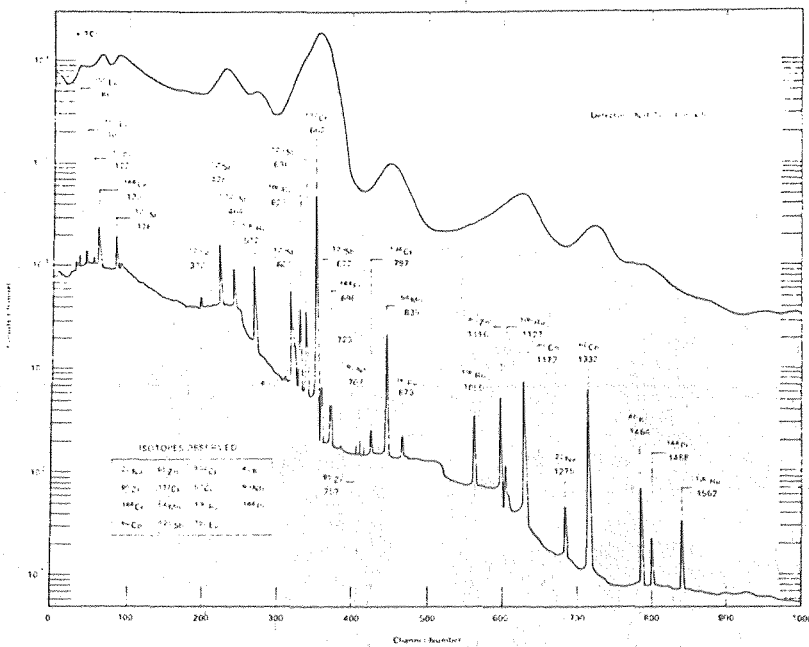


Abb. IV.10 Ge- und NaI(Tl)-Spektrum einer Luftfilterprobe

γ -Linien, Abb. IV.10. Sie zeigt die Strahlung eines Luftfilters, auf dem die aus Atombombenexplosionen stammende Aktivität gesammelt wurde. Gezeigt wird ein mit einem NaI(Tl)-Detektor und ein mit einem Ge(Li)-Detektor aufgenommenes Spektrum. Es ist hier evident, daß eine Analyse der Zusammensetzung der Strahlung nur mit dem hochauflösenden Ge(Li)-Detektor möglich ist.

Die Energieauflösung hängt ab von den statistischen Schwankungen ΔE_{stat} beim Nachweisprozess und vom Rauschen der elektronischen Anordnung ΔE_R . Wir behandeln zuerst die Zusammenhänge für den Ge(Li)-Detektor.

Germanium-Detektor

Da die Anteile vom Nachweisprozess und vom elektronischen Rauschen voneinander unabhängig sind, addieren sie sich quadratisch, sodaß gilt

$$\Delta E^2 = \Delta E_R^2 + \Delta E_{\text{stat}}^2$$

Der aus der Statistik des Zählvorgangs stammende Anteil hängt direkt ab von der mittleren Zahl der bei der Abbremsung der Elektronen gebildeten Elektronen-Loch-Paare, n_{av} . Bei Totalabsorption bestimmt sich diese Größe aus der γ -Energie, E_γ , und der mittleren Energie, ϵ , die zur Bildung eines Elektron-Loch-Paares verbraucht wird, zu $n_{av} = E_\gamma / \epsilon$. Bei Gültigkeit einer Poisson-Statistik würde man Schwankungen um den Mittelwert erwarten mit der Varianz $\sigma = \sqrt{n_{av}} = \sqrt{E_\gamma / \epsilon}$. Dies setzt aber voraus, daß - entsprechend der Voraussetzungen für eine Poisson-Statistik - für sukzessive Wechselwirkungsakte bei der Abbremsung der Elektronen immer die gleiche Wahrscheinlichkeit für die Energieabgabe besteht. In Wirklichkeit ist aber die Gesamtenergie durch die anfängliche kinetische Energie der Elektronen begrenzt, darüberhinaus erfolgt die Energieabgabe in Schritten, die durch gequantelte Zustände im Detektormedium bedingt sind. Die daraus resultierenden Korrelationen hat zuerst Fano [Fano...] theoretisch für den Fall von Gaszählern behandelt. Er hat gezeigt, daß sie zu einer Reduktion der Varianz gegenüber einer Poisson-Verteilung führen. Die Theorie ist naturgemäß sehr kompliziert und erlaubt nur in Einzelfällen eine quantitative Berechnung. Man trägt den Korrelationen deshalb durch einen "Fano-Faktor", F , Rechnung, der empirisch bestimmt wird, $\sigma = \sqrt{F \cdot n_{av}}$.

Es ist üblich, nicht die Varianz, sondern die volle Breite eines Peaks bei halber Höhe (full width at half maximum = FWHM) anzugeben. Da die Peaks (eines guten Detektors) mit sehr guter Näherung eine Normalverteilung um die mittlere Energie haben, benutzt man zur Umrechnung die für eine Normalverteilung gültige Beziehung zwischen Varianz und FWHM: $\text{FWHM} = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \sigma = 2.35\sigma$. Für die relative, auf die Energie E_γ bezogene Auflösung erhält man damit

$$\Delta E_{\text{stat}} \% = 2.35 \sqrt{F n_{av} / n_{av}} = 2.35 \sqrt{F / n_{av}} = 2.35 \sqrt{F \epsilon / E_\gamma}.$$

bzw. absolut in keV, unter Verwendung von $\epsilon = 2.85$ eV, $F = 0.12$:

$$\Delta E (\text{keV})_{\text{stat}} = 1.38 \sqrt{E_{\gamma} (\text{MeV})} \quad \text{keV FWHM}$$

Der Beitrag der elektronischen Anordnung zur Auflösung, ΔE_R , hängt fast ausschließlich von den Rauscheigenschaften des Vorverstärkers ab. Man verwendet heute rauscharme ladungsempfindliche Vorverstärker mit Gleichstromkopplung. Ihr Rauschbeitrag hängt von der Eingangs-(Detektor-)Kapazität ab und steigt mit ihr. Mit den heute zur Verfügung stehenden Vorverstärkern erreicht man auch bei großen Detektoren energieäquivalente Werte von ΔE_R , die deutlich unter 1.5 keV (FWHM) liegen.

Die sehr gute Auflösung des Germanium-Detektors resultiert aus einem sehr kleinen Wert für die Energie ϵ von nur 2.85 eV je Teilchen-Loch-Paar und dem kleinen Fano-Faktor von $F \approx 0.12$.

Zur Kennzeichnung der Qualität eines Germanium-Detektors benutzt man meist den für die 1332 keV-Linie des ^{60}Co gemessenen Wert und gibt die Auflösung in keV FWHM an. Mit guten Detektoren und Vorverstärkern erreicht man für diese Linie eine Auflösung von ≈ 2 keV entsprechend 0.15%.

NaI(Tl)-Detektoren

Bei Szintillationszählern wird die Auflösung zusätzlich zum Prozess der Lichterzeugung (analog zur Erzeugung von Teilchen-Loch-Paaren beim Halbleiterdetektor) durch den Prozess der Lichtsammlung und die Quantenausbeute der Photokathode bestimmt. Weitere Einflüsse sind nicht-normal verteilte Schwankungen beim Szintillationsprozess, Inhomogenitäten der Photokathode, sowie der Multiplikationsprozess im Multiplier. Empirische Werte für den Fano-Faktor liegen nahe bei eins.

Eine entscheidende Rolle spielt die mittlere Wahrscheinlichkeit, p_{av} , daß ein im Kristall erzeugtes Photon zur Photokathode gelangt und dort ein Photoelektron auslöst, das auch die erste Dynode erreicht. Die durch den Multiplier bedingte Varianz ist (bei gleicher Spannung zwischen allen Dynoden) gleich dem $\delta/(\delta-1)$ -fachen der Varianz an der Eingangsdynode, wenn δ die Verstärkung je Stufe des Multipliers ist. Zusätzliche Schwankungen beim Prozess der Lichterzeugung werden

mit einem weiteren Term ΔE_K berücksichtigt.

Zusammen ergibt sich folgende Beziehung für die relative Auflösung (FWHM)

$$\Delta E^2 = \Delta E_K^2 + \frac{5.56}{n_{av} p_{av}} \frac{\delta}{(\delta-1)} = \Delta E_K^2 + \frac{5.56 \epsilon}{E_{\gamma} p_{av}} \frac{\delta}{(\delta-1)}$$

Für NaI(Tl) typische Werte sind $\epsilon = 25$ eV, $p_{av} \approx 0.15$ und für die 662 keV-Linie von ^{137}Cs $\Delta E_K \approx 4\%$. Wegen der relativ schlechten Auflösung aus diesen Anteilen sind zusätzliche Beiträge der Verstärker zu vernachlässigen. Demnach liegt der Grund für die gegenüber Germaniumdetektoren schlechtere Auflösung des NaI(Tl)-Detektors an der größeren Energie ϵ je Nachweisteilchen, der kleinen Umwandlungswahrscheinlichkeit p_{av} von Photon zu nachweisbarem Photoelektron und im wesentlich größeren Fano-Faktor.

Zur Kennzeichnung der Auflösung eines NaI(Tl)-Detektors verwendet man die 662 keV-Linie des ^{137}Cs , die man in % FWHM angibt. Typische Werte liegen bei 9%, bei sehr guten und homogenen Kristallen und ausgewählten Multipliern werden Werte von 7% erreicht.

IV.4.2 Linienform

Unter dem Begriff "Linienform" versteht man die Impulshöhenverteilung, die ein Detektor bei der Bestrahlung mit einer monoenergetischen Quelle abgibt. In Abb. IV.11 sind Verteilungen für die Übergänge des ^{60}Co gezeigt, die mit einem NaI(Tl)- bzw. einem Ge(Li)-Detektor aufgenommen wurden.

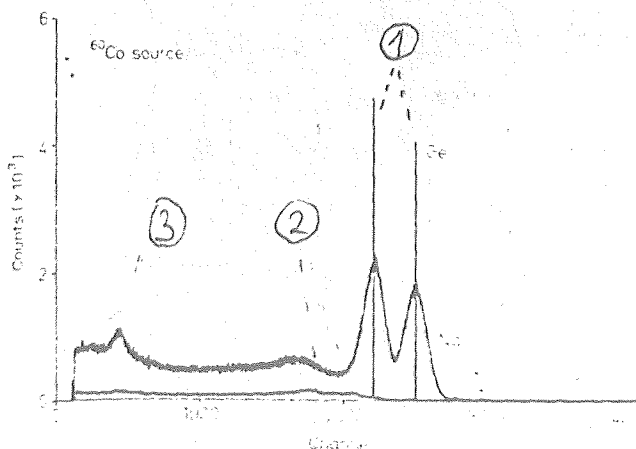


Abb. IV.11 Linienformen für ^{60}Co

Man erkennt (1) die Peaks aus Totalabsorptionsereignissen (Totalabsorptions- bzw. "Full Energy-" oder Photo-Peak genannt) und die Compton-Verteilungen, die (2) nach oben mit der Compton-Kante abbrechen (siehe auch S.16). Die Compton-Kante entspricht einem Compton-Stoß im Detektor mit einem Streuwinkel von 180° . Der Peak (3) wird "Rückstreu-Peak" genannt. Er resultiert aus Streuprozessen in Materialien auf der der Quelle abgewandten Seite und Nachweis dieser rückgestreuten Quanten im Detektor. Er liegt bei einer Energie von $E_R = E_\gamma - E_{\text{Compt. Kante}}$.

Bei γ -Energien, die deutlich über der doppelten Ruhemasse des Elektrons liegen (1022 keV), wird die Paarbildung als Nachweisprozess wesentlich. Die Positronen zerstrahlen nach Abbremsung mit einem Elektron unter Emission von zwei diametral fliegenden γ -Quanten von je 511 keV . Mögliche Prozesse sind in Abb. IV.11a gezeigt. Je nachdem, ob beide Vernichtungsquanten total absorbiert werden, ein Vernichtungsquant oder beide den Detektor ohne Wechselwirkung verlassen, unterscheidet man zwischen Totalabsorptions-, Single-Escape-, bzw. Double-Escape Peaks.

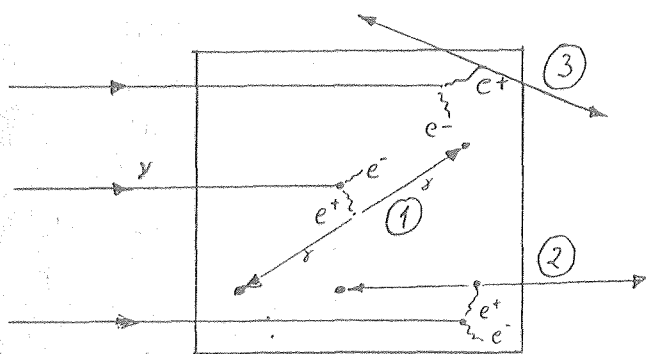


Abb. IV.11

a) Nachweisprozesse bei der Paarbildung
(1) Totalabsorption

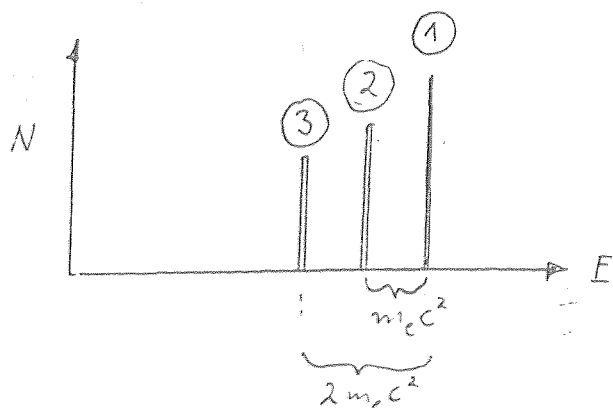
$$E_{\text{tot}} = E_\gamma$$

(2) Single Escape

$$E_{\text{SE}} = E_\gamma - m_e c^2$$

(3) Double Escape

$$E_{\text{DE}} = E_\gamma - 2m_e c^2$$



b) Zugehöriges Spektrum (schematisch, ohne Compton-Verteilungen)

Das Flächenverhältnis der drei Peaks hängt stark von der γ -Energie und der Größe der Detektoren ab. Bei kleinen Detektoren überwiegt der Double-Escape Peak, wohingegen bei sehr großen Detektoren der Totalabsorptionspeak am größten ist.

IV.4.3 Linearität

Zwischen der im Detektor abgegebenen Energie und der Zahl Elektron-Loch-Paare im Halbleiterdetektor besteht für die durch γ -Strahlung ausgelösten Elektronen eine streng lineare Beziehung. Wegen der guten Energieauflösung der Germanium-Detektoren werden deshalb an die Linearität der Verstärker und des Analog-Digital-Wandlers hohe Anforderungen gestellt, die durch moderne Geräte in hohem Maße erfüllt werden. Sie können davon ausgehen, daß bei den im Praktikum verwendeten Anordnungen zwischen 100 keV und 1500 keV eine auf etwa 1 keV genaue Beziehung $E_\gamma = a + b \cdot \text{Kanalzahl}$ besteht.

Spektroskopieverstärker und Analog-Digital-Wandler haben heute integrale Nichtlinearitäten von $\leq 0.04\%$ bzw. $\leq 0.025\%$. Für NaI-Detektoren ist eine Linearität im Rahmen der Genauigkeit der Geräte im Praktikum ebenso erfüllt.

Diese Linearität ist insofern bemerkenswert, als Totalabsorptionseignisse, die zum sog. Photo-Peak führen, sowohl ausgelöst werden durch einen Photoeffekt mit Absorption der nachfolgenden Röntgenquanten, als auch und das im überwiegenden Maße durch Prozesse, in denen zunächst ein oder mehrere Compton-Streuungen stattfanden bevor das gestreute Photon durch einen Photoeffekt absorbiert wurde. Siehe dazu auch den nächsten Abschnitt.

IV.4.4 Ansprechempfindlichkeit

In vielen Fällen interessiert man sich für die Intensität und spektrale Verteilung der von einer Quelle ausgesandten γ -Strahlung. Da die Ansprechempfindlichkeit einer Detektoranordnung von der γ -Energie abhängt, müssen zur quantitativen Analyse die gemessenen Impulshöhenspektren umgerechnet werden. Die allgemeine Beziehung zwischen den gemessenen Zähl-

raten und der Quellstärke, Q_γ , bzw. der γ -Intensität lautet

$$Z(E_\gamma) = \epsilon(E_\gamma) \Omega Q_\gamma(E_\gamma) ,$$

wobei $Z(E_\gamma)$ die gemessene Zählrate ist, $\epsilon(E_\gamma)$ die Wahrscheinlichkeit, daß ein auf den Detektor fallendes γ -Quant von ihm registriert wird (unter Berücksichtigung evtl. Impulshöhenbedingungen in der elektronischen Anordnung), Ω der vom Detektor erfasste Raumwinkel und $Q_\gamma(E_\gamma)$ die Zahl der je Zeiteinheit von der Quelle emittierten Quanten der Energie E_γ . Zur Festlegung des Raumwinkels Ω kann man die Stirnfläche f des Detektors beim Abstand r oder einen effektiven Abstand r_{eff} wählen. Die Zusammenhänge werden im Detail in den Anhängen IV.A und IV.B zu diesem Kapitel behandelt. Im ersteren Fall ist $\Omega = f/4\pi r^2$, wenn r der Abstand der Quelle von der Stirnfläche des Detektors ist.

Für die Ansprechempfindlichkeit des Detektors unterscheidet man zwischen

der totalen Ansprechempfindlichkeit ϵ_{tot} als der Wahrscheinlichkeit, daß im Detektor ein wie auch immer gearteter, zur Registrierung kommender Nachweisprozess stattfindet, und der Peak-Ansprechwahrscheinlichkeit, als der Wahrscheinlichkeit, daß eine Prozess im Photo- bzw. Totalabsorptionsspeak registriert wird. Daneben sind noch Angaben über das Peak-Total-Verhältnis bzw. das Peak/Compton-Verhältnis gebräuchlich.

Die totale Ansprechempfindlichkeit kann bei Kenntnis des linearen Schwächungskoeffizienten $\mu_{\text{tot}} = \mu_{\text{comp}} + \mu_{\text{ph}} + \mu_{\text{paar}}$ durch Integration über den Raumwinkel des Detektors berechnet werden, wie es z.B. im Anhang A zu diesem Abschnitt gezeigt wird. Im Gegensatz dazu kann die Peak-Ansprechwahrscheinlichkeit nicht mit Hilfe einer einfachen Formel berechnet werden, da Mehrfach-Prozesse der Art Compton-(Compton-)-Photo eine große Rolle spielen und ihr Anteil stark von der Größe des Detektors abhängt. Zur Bestimmung kann man entweder Monte Carlo - Simulationsrechnungen verwenden oder aber eine experimentelle Messung vornehmen.

Abb. IV.12 zeigt berechnete Werte für NaI(Tl)-Kristalle von 2"x2" und 3"x3" die Ansprechwahrscheinlichkeiten als Funktion der γ -Energie.

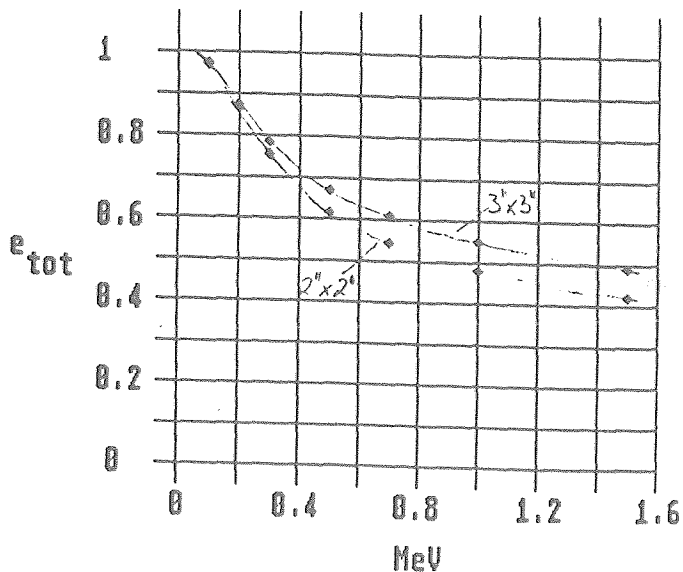
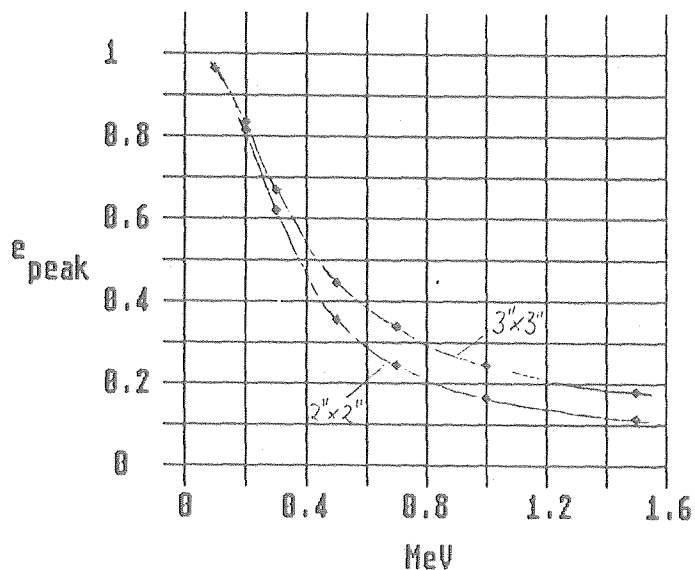
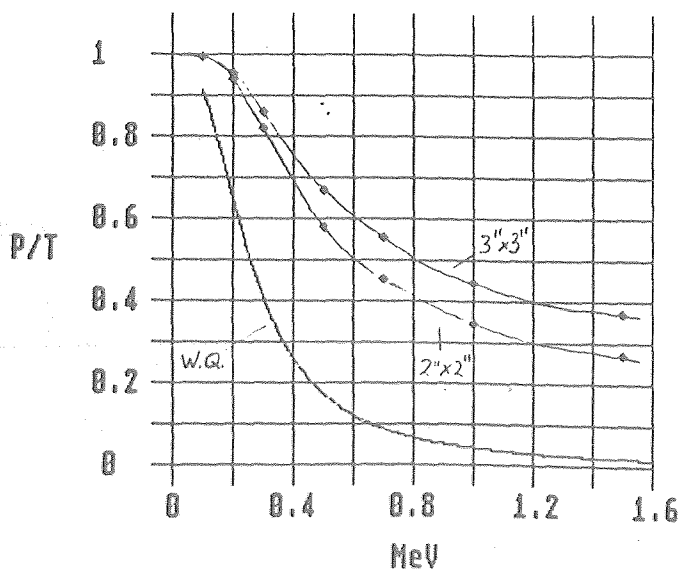


Abb. IV.12 Ansprechwahrscheinlichkeiten für NaI(Tl)-Kristalle von $2'' \times 2''$ und $3'' \times 3''$.

a) totale Ansprechwahrscheinlichkeit



b) Peak-Ansprechwahrscheinlichkeit



c) Peak/Total-Verhältnis

Die Werte wurden berechnet für einen Abstand der Quelle von 10 cm zur Stirnfläche des Detektors. Abb.IV.12a zeigt die totale Ansprechwahrscheinlichkeit, Abb.IV.12b die Peak-Ansprechwahrscheinlichkeiten und Abb.IV.12c das Peak/Totalverhältnis. In Abb. IV.12c ist auch das Verhältnis des Wirkungsquerschnitts für Photoabsorption zum gesamten Wirkungsquerschnitt eingetragen. Würden nur Einfachprozesse vorliegen, so müßte das P/T-Verhältnis auf dieser Kurve liegen. Es ist zu sehen, daß Mehrfach-Prozesse zur Erzielung eines guten P/T-Verhältnisses eine entscheidende Rolle spielen, und ebenso, daß sie mit der Detektorgröße zunehmen.

Wir erläutern die im Detektor auftretenden Prozesse am Beispiel eines 3"x3" NaI(Tl)-Kristalls und γ -Energien von 1332, 511, und 125 keV. Abb.IV.13 zeigt eine Monte Carlo-Simulation von jeweils 25 Ereignisse für die drei Energien.

1332 keV

511 keV

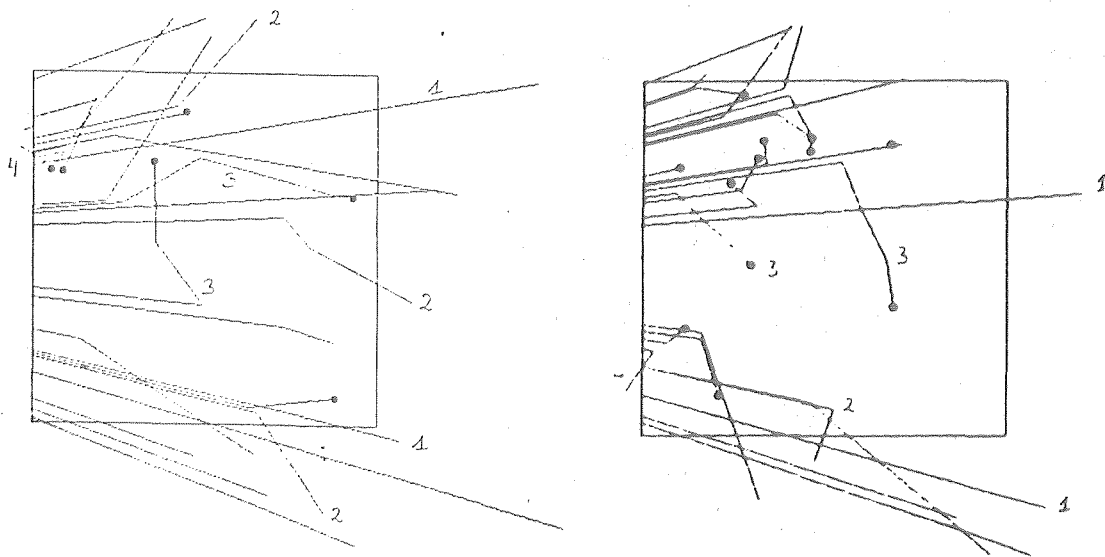
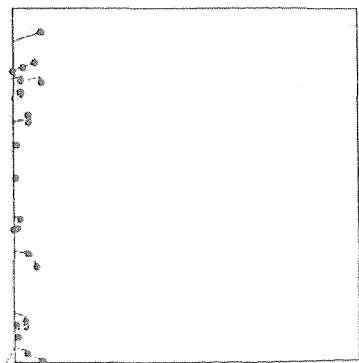


Abb.IV.13
Bezeichnet sind einige Fälle von (1) Durchdringen ohne Wechselwirkung, (2) Compton-Streuung mit nachfolgendem Entweichen, (3) Ein- oder Mehrfach-Compton-Streuung mit nachfolgendem Photoeffekt (Punkte) und (4) Rück-

125 keV



streuung aus dem Detektor. Nur die Prozesse (3) führen zur Totalabsorption im Detektor. Der Einfluß der Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für Photoabsorption und Compton-Streuung wird aus den Abbildungen deutlich.

Als Beispiel für Germaniumdetektoren zeigt Abb.IV.14 die absolute Peak-Ansprechempfindlichkeit von Detektoren mit verschiedenen Endkappen (Größe äquivalent zu 15% eines 3"x 3" NaI-Kristalls, siehe unten). Die Werte gelten für einen Abstand Quelle-Detektor von 2.5 cm. (Canberra Industries).

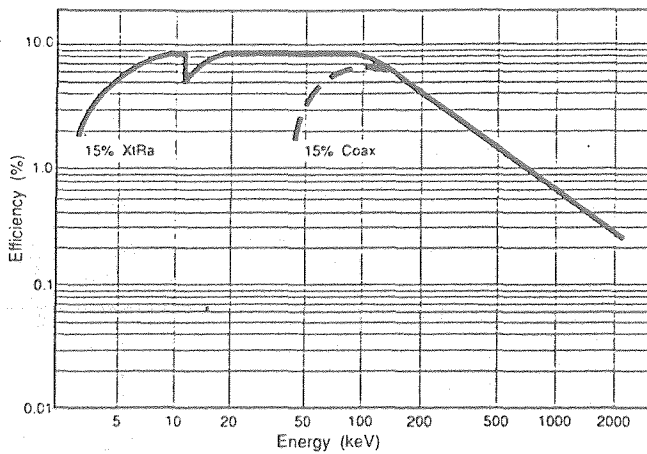


Abb.IV.14 Ansprechempfindlichkeit von 15% Germanium Detektoren. Coax: normaler Detektor mit Al-Endkappe, XIRa: Detektor mit Be-Fenster

In doppelt logarithmischer Darstellung wird die Abhängigkeit der Ansprechempfindlichkeit von der γ -Energie oberhalb 100 keV im allgemeinen in guter Näherung durch eine Gerade wiedergegeben. Ihre Steigung ist ein Maß für die Größe des Detektors, wobei der Verlauf umso mit zunehmendem Volumen des Detektors flacher wird. Das Abknicken zu niedrigeren Energien rührt von der Absorption der γ -Strahlung in der Detektorkappe her.

Kennzeichnung der Detektoren

NaI(Tl)-Detektoren:

Es ist üblich, die totale Ansprechempfindlichkeit und das Verhältnis der Flächen Peak/Total (P/T-Verhältnis) anzugeben.

Germanium-Detektoren

Die Ansprechempfindlichkeit wird für den Totalabsorptionspeak angegeben. Daneben gebräuchlich ist auch das P/T-Verhältnis. Zur groben Größenangabe wird auch die Ansprechempfindlichkeit bezogen auf einen 3"x 3" NaI(Tl)-Kristall (z.B. 30%) angegeben, jeweils gemessen in 25 cm Abstand.

Zur Kennzeichnung des Peak/Untergrund-Verhältnisses verwendet man das Verhältnis der Höhe des Photo-Peaks zur Höhe der Compton-Verteilung an der Comptonkante: Peak/Compton-Verhältnis, z.B. 50:1

Literatur zu Kapitel IV:

Szintillationszähler:

Siegbahn, Vol.II, Chapt. V, p.245-302

Leo, Chapt.7, Scintillation Detectors, p.149-168

Chapt.8, Photomultipliers, p.169-190

Chapt.9, Operation, p.191-205

Neuert, Kap. 7

Halbleiterdetektoren:

Leo, Chapt. 10, p-207-240

Chapt. 10.7, Germaniumdetektoren, p.231-234

Anhang IV.A

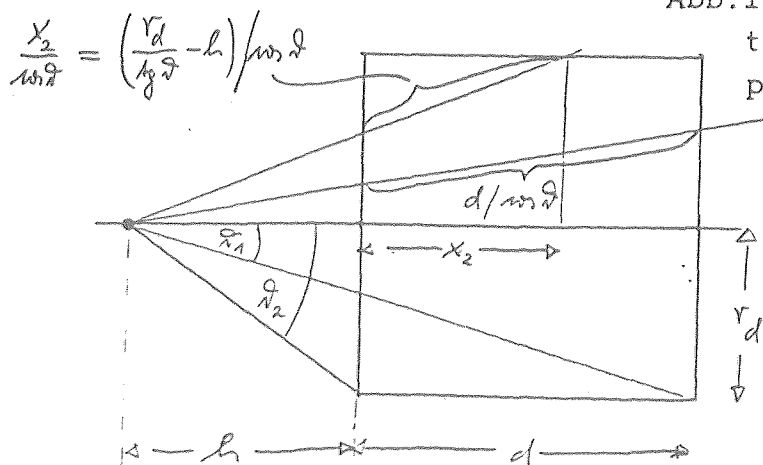
Totale Ansprechempfindlichkeit zylindrischer Detektoren

Als totale Ansprechempfindlichkeit eines Detektors definieren wir die Wahrscheinlichkeit, daß ein auf den Detektor auftreffendes Quant oder Teilchen in ihm einen Impuls auslöst. γ -Strahlung wird im Detektor nach einem exponentiellen Gesetz absorbiert: $I = I_0 \exp(-\mu_{\text{tot}} x)$, wobei der Absorptionskoeffizient μ die Summe der Schwächungskoeffizienten für Comptonstreuung (comp), Photoabsorption (Ph) und Paarbildung (Paar) ist: $\mu_{\text{tot}} = \mu_{\text{comp}} + \mu_{\text{Ph}} + \mu_{\text{Paar}}$. Fällt ein kollimierter Strahl senkrecht auf einen Detektor der Dicke d auf, so ist die totale Ansprechempfindlichkeit gleich dem Anteil der Quanten, die im Detektor einen Wechselwirkungsprozess gemacht haben, also 1-durchgehender Anteil. sodaß

$$\varepsilon_{\text{tot}} = 1 - \exp(-\mu_{\text{tot}} d).$$

Im allgemeinen Fall muß über die im Detektor bei den verschiedenen Auftreffwinkeln vorkommenden Strecken integriert werden. Für zylindrische Detektoren und symmetrische Lage der Quelle auf der Zylinderachse läßt sich die totale Ansprechwahrscheinlichkeit als Funktion des Absorptionskoeffizienten (linearen Schwächungskoeffizienten) und dem Abstand Quelle-Detektor-Stirnfläche geschlossen berechnen. Nach Abb.1 ist die Integration zweckmäßig in zwei Winkelbereiche $0 \leq \vartheta \leq \vartheta_1$ und $\vartheta_1 \leq \vartheta \leq \vartheta_2$ aufzuteilen. Zu berücksichtigen ist ferner, daß die Häufigkeit des Auftretens eines Winkels ϑ den Wert $2\pi \sin \vartheta$ hat.

Abb.IV.15 Berechnung der totalen Ansprechempfindlichkeit



Ist d die Dicke des Detektors, r_d sein Radius und h der Abstand von der Quelle zur Stirnfläche des Detektors, so ist die Ansprechempfindlichkeit gegeben durch den Ausdruck

$$\epsilon_{\text{tot}} = \frac{\int_0^{\vartheta_1} \sin \vartheta [1 - \exp(-\mu d / \cos \vartheta)] d\vartheta + \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} \sin \vartheta [1 - \exp(-\mu x_2 / \cos \vartheta)] d\vartheta}{\int_0^{\vartheta_2} \sin \vartheta d\vartheta} \quad (1)$$

mit $x = r_d / \operatorname{tg} \vartheta - h$.

Anhang IV.B

Zusammenhang zwischen Quellstärke und Zählrate

Bei vorgegebener Quellstärke Q_Y der radioaktiven Quelle ist die Zählrate Z

$$Z = \frac{f}{4\pi h^2} \epsilon_{\text{tot}}(h) Q_Y \quad (2)$$

wobei f die Größe der Stirnfläche des Detektors ist, $f = \pi r_d^2$. Q_Y kann aus der Aktivität Q (Bq) der Quelle berechnet werden, wenn das Zerfallschema bekannt ist.

Für hinreichend große Abstände ist $Z \sim 1/r^2$, wobei r ein effektiver Abstand Quelle-Detektor ist (Abb.IV.16).

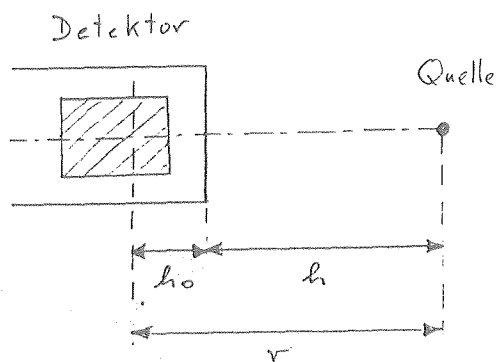


Abb.IV.16 Effektiver Abstand bei Messungen mit einem ausgedehnten Detektor

Dieser effektive Abstand ist nicht gleich h (Abstand Quelle-Stirnfläche des Detektors), da Nachweisprozesse im ganzen Volumen des Detektors auftreten. Für große μ finden die Nachweisprozesse an der Oberfläche des Detektors statt. Dann ist $r \approx h$. Für kleine μ sind die Nachweisprozesse gleichmäßig auf das Volumen des Detektors verteilt, sodaß gilt $r \approx h + d/2$. Allgemein ist $r = h + h_0$, wobei $h_0(\mu)$ vom Absorptionskoeffizienten μ abhängt. Für hinreichend große h ($h > 3 r_d$) gilt in guter Näherung

$$\epsilon(h)/h^2 = \epsilon_{\text{eff}}/(h+h_0)^2 \quad (3)$$

Die Größen h_0 und ϵ_{eff} können unter Verwendung von Gl.1 durch Extrapolation der für große Abstände berechneten Werte bestimmt werden.

Experimentell bestimmt man sie durch Variation des Abstands. Trägt man die Größe $1/\sqrt{Z}$ gegen h auf, so ergibt sich h_0 und ϵ_{eff} aus der Tangente an die Meßwerte bei großen Abständen. Abb.IV.17 zeigt ein Beispiel für einen 3"x3" NaI-

Kristall und $\mu = 0.19$ ($E_\gamma = 1200$ keV) bzw $\mu = 0.34$ ($E_\gamma = 500$ keV). Dabei ist angenommen, daß (im Gegensatz zu Abb.IV.16) zwischen Detektorkappe und Detektorstirnseite der Abstand Null ist.

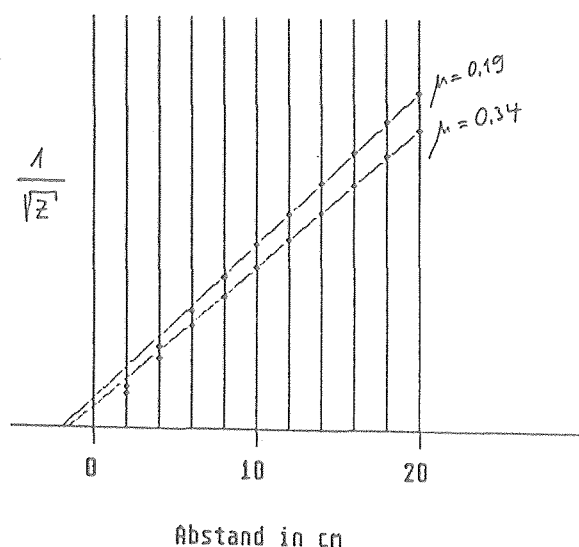


Abb.IV.17 Die Größe $1/\sqrt{Z}$ gegen h für einen 3"x 3" NaI-Kristall, $\mu = 0.19$ ($E_\gamma = 1200$ keV) bzw $\mu = 0.34$ ($E_\gamma = 500$ keV) berechnet nach Gl.1 Die unter Verwendung der Punkte bei $h = 10$ und 20 cm extrapolierten Werte h_0 sind -1.54 cm für $E_\gamma = 500$ keV und -1.82 cm für $E_\gamma = 1200$ keV.

V. Radioaktive Standardpräparate

Für die Eichung der Energie-Kanal-Skala von NaI- und Ge-Detektoranordnungen verwendet man Standard-Präparate, deren γ -Energien auf wenige eV genau vermessen wurden.

Für eine direkte absolute Eichung sind NaI(Tl)- und Germanium-Detektoranordnungen nicht geeignet, da die Verstärkung nicht mit der notwendigen Genauigkeit bestimmt werden kann. Man verwendet dazu andere spektroskopische Methoden, mit denen primäre Standards bestimmt werden:

i) magnetische Spektrometer. Bei ihnen werden die aus einer dünnen Folie durch Photo-Effekt ausgelösten Elektronen in einem magnetischen Feld sehr genau auf ihren Impuls (kinetische Energie) vermessen.

ii) Beugungsspektrometer. Durch Bragg-Beugung an einem Kristall mit genau bekanntem Gitterabstand und Ausmessen der Interferenzbilder werden die Wellenlängen der γ -Strahlung bestimmt.

Des weiteren können die γ -Energien an bekannte fundamentale Größen angeschlossen werden, z.B. an die Ruhemasse des Elektrons von 511.034 keV über den Vergleich mit der Vernichtungsstrahlung eines Elektron-Positron-Paares.

Sekundäre Standards können dann unter Verwendung von Germanium-Detektoren über eine Interpolation zwischen primären Standards festgelegt werden. Bei sorgfältigen Messungen erreicht man dabei eine Genauigkeit < 30 eV.

In der folgenden Tabelle sind einige, auch im Praktikum verwendete Radionuklide verzeichnet, deren Gamma-Energien als Eich-Standards dienen.

Mit Hilfe dieser Quellen kann mit Germanium-Detektoren die γ -Energie einer unbekannten Quelle durch Interpolation zwischen den Kanalzahlen bestimmt werden. Bei sorgfältigen Messungen erreicht man dabei eine Genauigkeit von etwa 30 eV.

Tabelle V.1 Daten einiger Radionuklide

(γ -Energien und Intensitäten nach Angaben der PTB)

Nuklid	$T_{1/2}$	E_{γ}	I_{γ}
^{22}Na	950.4 d	511.034	1.807
		1274.542	0.9994
^{40}K	$4.66 \cdot 10^{11}$ d	1460.81	0.1067
^{57}Co	271.84 d	14.413	0.091
		122.061	0.8559
		136.474	0.1058
^{60}Co	1925.5 d	1173.238	0.999
		1332.502	0.9998
^{137}Cs	10 958 d	661.66	0.850
^{152}Eu	4 939 d	121.779	0.2837
		244.693	0.0751
		344.272	0.2658
		778.890	0.1296
		963.376	0.1449
		1085.780	0.1016
		1112.020	0.1356
		1407.954	0.2085

VI. Strahlendosis und Strahlenbelastung

Zur Beurteilung der Strahlenbelastung, der ein Paraktikant beim Umgang mit radioaktiven Quellen ausgesetzt wird, sind Kenntnisse der Dosimetrie der Strahlung sowie Angaben über die natürliche radioaktive Strahlung und über Toleranzdosiswerte erforderlich. Sie werden im folgenden kurz behandelt.

VI.1 Dosimetrie-Einheiten

VI.1.1 Energie-Dosis

Zur Beurteilung der Strahlungswirkung verwendet man die absorbierte Energie je Gramm Substanz (absorbierte Dosis). Sie hat die Einheit

$$1 \text{ rad} = 100 \text{ erg/g}$$

Da die verschiedenen Strahlungsarten biologisch verschieden stark wirksam sind, wurde ein "Qualitätsfaktor Q" eingeführt, der dieser Tatsache Rechnung trägt. Durch Multiplikation der absorbierten Dosis mit diesem Faktor erhält man das "Dosis-Äquivalent" (roentgen equivalent man)

$$\text{rem} = Q * \text{rad}$$

Qualitätsfaktoren für die verschiedenen Strahlungsarten sind in der folgenden Tabelle angegeben.

Tabelle VI.1 Qualitätsfaktoren für verschiedene Strahlungsarten

	γ	β	p	α	n schnelle	n therm.
Q-Faktor	1.	1	10	20	10	3

Die gegenüber γ - und β -Strahlung erhöhte biologische Wirksamkeit schneller geladener Teilchen wird bedingt durch ihre höhere spezifische Ionisation. Im Falle der schnellen Neutronen wird die Energieabgabe in organischer Substanz wesentlich bestimmt durch die von Neutronen ausgelösten Rückstoßprotonen. Thermische Neutronen wirken über die hochenergetische γ -Strahlung, die bei ihrer Absorption in Materie frei wird.

VI.1.2 Dosisleistung

Als Dosisleistung bezeichnet man die je Zeiteinheit absorbierte Dosis bzw. Äquivalentdosis, z.B.

mrad/h,	rad/a	h = Stunde
mrem/h,	rem/a.	a = Jahr

Typische Dosiswerte aus natürlich radioaktiven Quellen und der sonstigen Umwelt, die auf den Menschen wirken, sind in Tabelle VI.2 angegeben

Tabelle VI.2 Typische Dosiswerte aus verschiedenen Quellen
(A.C.Upton, Scientific American 246, 29 (Febr.1982))

Natürlich radioaktive Quellen

Kosmische Strahlung	28 mrem/Jahr
Natürlicher Untergrund (U, Th, Ra)	26
Innere Radioaktivität im Körper (^{40}K , ^{14}C)	26

Umweltfaktoren

Erhöhung durch Industrieanlagen	4 mrem/Jahr
Globaler Fallout	4
Kernenergie	0.3

Medizinische und sonstige Quellen

Roentgen-Diagnose	78 mrem/Jahr
1 Roentgen-Aufnahme	100 - 200 mrem
Medikamente	14
Verbrauchsgüter (TV etc.)	5

Es ist zu beachten, daß die Untergrundstrahlung starken örtlichen Schwankungen unterworfen ist. Die kosmische Strahlung nimmt mit der Höhe stark zu und erreicht z.B. bei 2000 m nahezu das Doppelte des oben angegebenen Wertes.

VI.1.3 Toleranzdosis

Für "beruflich strahlenexponierte Personen" (ärztlich und mit Personendosimeter überwacht) gilt als Toleranzdosisleistung für Ganzkörperbestrahlung der Wert von 2.5 mrem/h. Vorausgesetzt ist ein 8-Studentag, bzw. eine Maximaldosis

von 5 rem/Jahr. Für nicht ärztlich Überwachte ohne Personendosimeter gelten die Werte 0.75 mrem/h bzw. 1.5 rem/Jahr. Andererseits gelten für die Haut und die Extremitäten höhere Werte. Für Personen der ersten Gruppe: Haut 30 rem/Jahr; Hände, Unterarme, Füße 75 rem/Jahr.

VI.2 Belastung durch radioaktive Quellen im kernphysikalischen Laboratorium

Wir verwenden (Punkt-) Quellen von β -, γ -, und α -Strahlern, sowie zusammengesetzte Quellen, die Neutronen emittieren. Die von ihnen im Labor verursachte Dosis (Dosisleistung) läßt sich bei Kenntnis der Quellstärken berechnen.

VI.2.1 Einheiten der Quellstärke

Angegeben wird nicht die Zahl der emittierten Teilchen oder Quanten sondern die Zahl der Zerfälle.

Gebräuchlich sind

$$1 \text{ Curie} = 1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Zerfälle/s.}$$

bzw., den Quellstärken im Praktikum angemessen,

$$1 \text{ Mikro-Curie} = 1 \mu\text{Ci} = 3,7 \cdot 10^4 \text{ Zerfälle/s.}$$

Neuerdings verwendet man

$$1 \text{ Becquerel} = 1 \text{ Bq} = 1 \text{ Zerfall/s}$$

Die Zahl der je Zeiteinheit emittierten Teilchen oder Quanten kann aus dem Zerfallschema bestimmt werden.

Bei Neutronenquellen wird die Quellstärke in Neutronen/s angegeben.

VI.2.2 Berechnung der Dosisleistung

Bei durchdringender Strahlung (γ -Strahlung, Neutronen) kann man die Dosisleistung in einer Probe organischen Materials berechnen aus dem Produkt von

(auf Probe (1g) je s auftreffende Teilchen (Quanten))*

(Anteil der Teilchen (Quanten), die Energie abgeben)*

(Energieabgabe je Teilchen (Quant))

Gamma-Quanten

Im Abstand r von einer Quelle mit der Aktivität $A(\text{s}^{-1})$ ist die Strahlungsintensität durch $A/4\pi r^2$ ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) gegeben. Zu berücksichtigen ist dabei die Zahl der je Zerfall emittier-

ten Quanten. Da in organischer Substanz die Wechselwirkung fast ausschließlich über den Compton-Effekt erfolgt, wird der zweite Faktor durch den Comptonstreuquerschnitt, bzw. den Schwächungskoeffizienten μ_{comp} bestimmt. Dieser Schwächungskoeffizient variiert für γ -Energien von 400 keV und 1300 keV zwischen 0.1 und 0.06 g⁻¹, d.h., daß in 1g 6-10% der Quanten einen Comptonstoß machen. Der dritte Faktor wird bestimmt durch die mittlere Energie T_{av} je Compton-Rückstoß-Elektron. Diese Energie wächst mit der Quantenenergie; z.B. ist für $E_{\gamma} = 500 \text{ keV}$ $T_{\text{av}} = 170 \text{ keV}$ und für $E_{\gamma} = 1332 \text{ keV}$ $T_{\text{av}} = 638 \text{ keV}$. Nach Umrechnung von MeV in erg erhält man die Dosisleistung z.B. in rem/h.

Um zu einer einfachen Formel zu kommen, werden die von der Quantenenergie bzw. der Art der Quelle abhängigen Größen in einer Dosiskonstanten Γ zusammengefaßt, die für jedes Isotop spezifisch ist. Man erhält dann die Beziehung

$$\text{Dosisleistung} = 0.93 \frac{\Gamma \cdot A}{r^2} \quad [\text{mrem/h}]$$

In dieser Formel ist die Aktivität A in μCi und der Abstand r zur Quelle in cm anzugeben.

Dosiskonstanten für einige Quellen sind in Tabelle VI.3 verzeichnet.

Tabelle VI.3 Dosiskonstanten Γ für einige Quellen

Quelle	Γ
¹³⁷ Cs	3.3
⁵⁷ Co	13.2
²² Na	12.0
⁶⁰ Co	13.2

Als Faustregel gilt, daß ein Fluß von 1000 γ -Quanten je cm² und sec der Toleranzdosisleistung von 2.5 mrem/h entspricht. Abb.VI.1 zeigt Dosisleistungswerte für Quellen von 10 μCi als Funktion des Abstands von der Quelle.

Neutronen

Die Berechnung verläuft ähnlich wie bei den γ -Strahlen. Da in organischer Substanz der für die Energieabgabe wesentliche

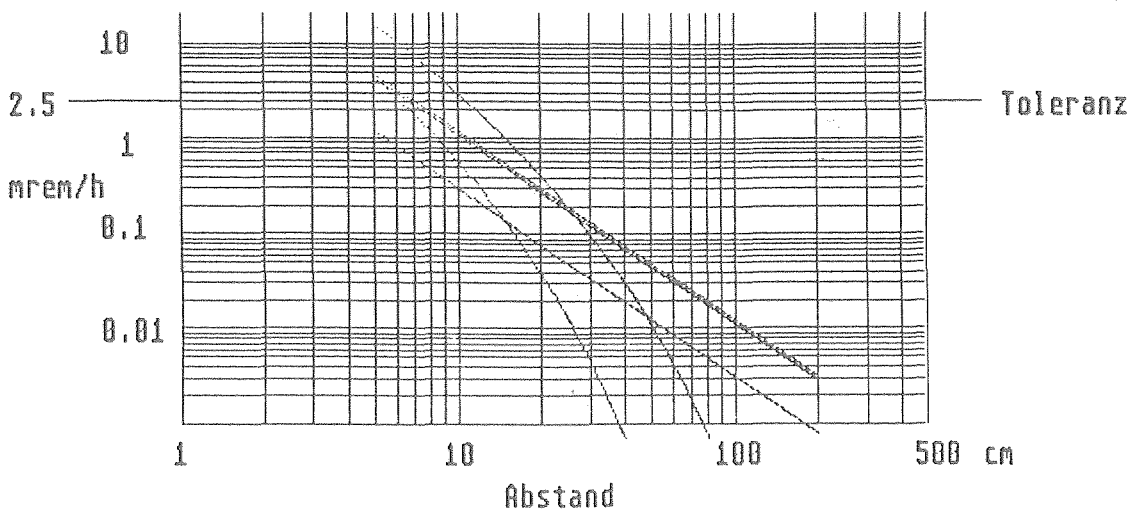


Abb.VI.1 Dosisleistung als Funktion des Abstands von γ -Quellen der Quellstärke 10 μCi . Gammas: Obere Geraden ^{60}Co und ^{22}Na , untere Gerade ^{137}Cs . Betas: obere Kurve ^{22}Na und ^{137}Cs , untere Kurve ^{60}Co .

Prozess die elastische Streuung der Neutronen an Protonen ist, bestimmt der n,p -Streuquerschnitt den Anteil der Neutronen, die eine Wechselwirkung machen. Z.B. ist für Neutronen von 4 MeV der Wirkungsquerschnitt 1.8 b und der Schwächungskoeffizient in organischer Substanz $\mu_n = 0.12 \text{ cm}^{-1}$. Zu berücksichtigen ist ferner die mittlere Energieabgabe T_p je Stoß ($T_p \approx E_n/2$) und der hohe Qualitätsfaktor $Q = 10$. Man erhält dann als Abschätzung ($E_n = 4 \text{ MeV}$)

$$\text{Dosisleistung} = 10^{-2} \cdot Q_n / r^2 \quad [\text{mrem/h}]$$

mit Q_n in n/s und r in cm .

Der Toleranzdosis entspricht in diesem Fall ein schneller Neutronenfluß von $20 \text{ n/cm}^2\text{s}$.

Abb.VI.2 zeigt die Dosisleistung für eine im Praktikum verwendete Am-Be-Neutronenquelle der Quellstärke $3 \cdot 10^4 \text{ n/sec}$ als Funktion des Abstands.

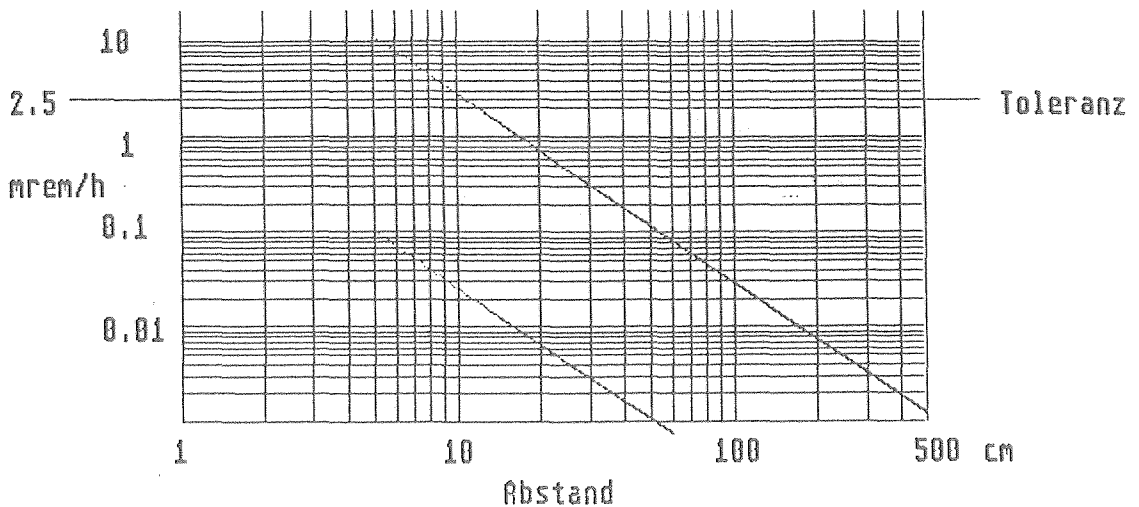


Abb.VI.2 Dosisleistung als Funktion des Abstands von einer
Am- α -Be-Quelle der Quellstärke $3 \cdot 10^4$ n/s.
obere Gerade: schnelle Neutronen
untere Gerade: γ -Quanten (4.43 MeV)

β -Strahlung

Betastrahlung wird in Materie nach einer näherungsweise exponentiellen Beziehung geschwächt. Empirisch hat sich gezeigt, daß die Schwächung durch einen, von der Maximalenergie des β -Emitters abhängigen, scheinbaren Massen-Absorptionskoeffizienten wiedergegeben wird:

$$\mu_{\beta} = 16.0 [E_{\max} - 0.036]^{-1.40} \quad [\text{cm}^2 \text{g}^{-1} \text{Luft}]$$

wobei E_{\max} in MeV anzugeben ist.

Die Absorption ist wesentlich stärker als bei Gammaquanten oder Neutronen. Z.B. ist für β -Teilchen des ^{60}Co mit $E_{\max} = 0.31$ MeV der Absorptionskoeffizient $96 \text{ cm}^2 \text{g}^{-1}$.

Die abgegebene Energie je cm^2 und sec ist in MeV

$$\Delta E = (Q_{\beta} / 4\pi r^2) + E_{av} \exp(-\mu_{\beta} r) \cdot \exp(-\mu_f d) .$$

Die Exponentialfaktoren berücksichtigen die Absorption in der Luft bzw. die Absorption in einer die Quelle abdeckenden Folie (μ_f, d).

Diese Energie wird in einer kleinen Oberflächenschicht des Körpers, der Haut, abgegeben. Zur Berechnung der Dosisleistung nehmen wir als Schichtdicke die Reichweite der β -

Strahlen, R_β . Unter Verwendung des Umrechnungsfaktors von MeV in erg erhalten wir als Dosisleistung

$$DL = (\Delta E / R_\beta) \cdot 1.6 \cdot 10^{-6} \cdot 3600 \cdot 10 \quad [\text{mrem/h}]$$

Relevante Größen sind in Tabelle 4 angegeben

Tabelle VI.4

	E_{\max} [MeV]	E_{av} [MeV]	R_β [g/cm ²]
²² Na	0.54	0.19	0.2
¹³⁷ Cs	0.51	0.18	0.2
⁶⁰ Co	0.31	0.095	0.075

Abb.VI.1 zeigt Dosiswerte für die β -Strahlung von Quellen von $10\mu\text{Ci}$.

VI.3 Strahlenbelastung im Praktikum

VI.3.1 Tagesdosis

Wir betrachten als obere Grenze den Fall, daß sich der Experimentator während eines ganzen 8h-Tags im Abstand von einer $10\mu\text{C}$ ⁶⁰Co-Quelle aufhält. Dann erhält er nach Abb.1 eine Tagesdosis von etwa 0.08 mrem. Dieser Wert ist zu vergleichen mit dem Toleranzwert von 20 mrem für überwachte Personen bzw. mit 6 mrem für nicht-überwachte Personen.

VI.3.2 Integrale Dosis für das Praktikum

Wir nehmen einen Aufenthalt in 1m Abstand von einer ⁶⁰Co-Quelle von $10\mu\text{Ci}$ an für 16 Praktikumstage mit je 6 h Experimentieren, d.h. insgesamt rund 100 h. Dann ist die integrale Dosis, die ein Praktikant erhält 1 mrem. Dieser Wert ist zu vergleichen mit der Dosis aus der mittleren natürlichen Strahlung (Tabelle 2) von 80 mrem/Jahr. Bei einem Aufenthalt in 2000 m Höhe über 2 Wochen würde sich etwa die gleiche Zusatzbelastung ergeben.

Literatur zu Kapitel VI:

R.G.Jaeger und W.Hübner (Hrsg.), Dosimetrie und Strahlenschutz, Stuttgart 1974

G.J.Hine and G.L.Brownell (Editors), Radiation Dosimetry, Boston 1956

Leo, Chapt.