

Der Reinst-Germanium-Detektor als Instrument der Gamma-Spektroskopie

1. Einleitung

Der Reinst-Germanium-Detektor ist in letzter Zeit wegen seines hohen Energieauflösungsvermögens im Vergleich zu anderen Detektoren ein wichtiges Messinstrument in der γ -Spektroskopie geworden. Um seine Wirkungsweise zu verstehen, wird zunächst die Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie beschrieben. Daran schließt sich ein Kapitel über den Aufbau eines Reinst-Germanium-Detektors sowie die Diskussion der wichtigsten Kenngrößen wie energetisches Auflösungsvermögen und spektrale Empfindlichkeit an. Ausführlich behandelt wird auch die elektronische Beschaltung eines Ge-Detektors.

Im Experiment sollen zunächst die Energieeichung des Detektors sowie eine Messung der Nachweisempfindlichkeit in Abhängigkeit von der Energie vorgenommen werden. Mit den so gesammelten Daten ist man dann in der Lage, die Spektren unbekannter Strahler in Hinsicht auf die Energie und die absolute Intensität der Linien auszuwerten.

2. Wechselwirkung von Gamma-Strahlung mit Materie

Das γ -Quant kann beim Eindringen in eine Materieschicht mit den freien und gebundenen Elektronen, den Atomkernen und ihren elektrischen Feldern in Wechselwirkung treten. Dabei werden Energieverluste, Änderungen der Ausbreitungsrichtung sowie Vernichtung der γ -Quanten beobachtet. In Abhängigkeit von der Energie der Quanten und der Kernladungszahl der Absorberatome existieren eine Fülle von Wechselwirkungsprozessen, von denen in diesem Kapitel aber nur diejenigen betrachtet werden sollen, die für γ -Spektroskopie eine wichtige Rolle spielen. Dazu gehören der **innere Photoeffekt**, der **Compton-Effekt**⁾ und die **Paarbildung**.

Alle Wechselwirkungen führen dazu, dass die Intensität des γ -Strahls, das heißt die Zahl der Quanten pro Zeit und Flächeneinheit, nach dem Durchgang durch eine Materieschicht abnimmt. Der Intensitätsverlust hängt ab von der Schichtdicke, der Zahl n der Elektronen pro Volumeneinheit und einem Parameter, der als **Wirkungsquerschnitt** σ bezeichnet wird und der die Wahrscheinlichkeit des Eintritts einer Wechselwirkung beschreibt. Zur Veranschaulichung dieses Begriffes denkt man sich jedem Elektron des Absorbers eine fiktive Fläche σ als „Zielscheibe“ zugeordnet, deren Größe so gewählt ist, dass eine Wechselwirkung genau dann eintritt, wenn das einfallende γ -Quant eine Scheibe trifft (siehe Abb.1). Wird nun die Absorberschichtdicke dx so dünn gewählt, dass keine Überlappung der Scheiben für den einfallenden Strahl auftritt, dann beträgt

⁾ benannt nach dem amerikanischen Physiker Arthur H. Compton (1892 – 1962)

die Wahrscheinlichkeit dW für den Eintritt einer Wechselwirkung innerhalb des Strahlquerschnittes F :

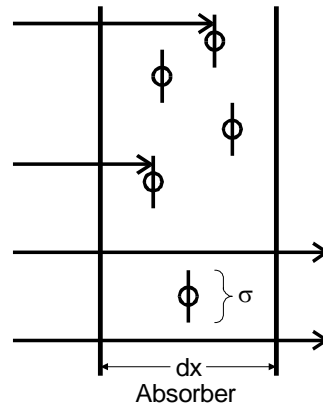


Abb.1: Zur Definition des Wirkungsquerschnittes: Von links trifft ein Teilchenstrahl auf die Absorberschicht. Die Bahnen einzelner Teilchen sind durch Pfeile gekennzeichnet.

$$dW = \frac{n F dx \cdot \sigma}{F} = n \sigma dx$$

Treffen N_0 Quanten pro Zeiteinheit auf, dann finden

$$(1) \quad dN = N_0 n \sigma dx$$

Wechselwirkungen pro Zeiteinheit statt. Für eine endliche Schichtdicke D bekommt man dann aus (1):

$$\int_{N_0}^{N(D)} \frac{dN}{N} = \int_0^D n \sigma dx$$

oder

$$(2) \quad N(D) = N_0 e^{-n \sigma D}.$$

In einer Absorberschicht der Dicke D haben also

$$N_0 (1 - e^{-n \sigma D})$$

Wechselwirkungen stattgefunden, sodass die Strahlintensität von ursprünglich N_0 auf $N(D)$ abgefallen ist. Den Parameter

$$(3) \quad \mu := n \sigma$$

bezeichnet man auch als **Extinktionskoeffizienten**. Sein reziproker Wert ist gleich der mittleren Reichweite \bar{x} der γ -Quanten in Materie.

Unter der bisher gemachten Annahme, dass die Elektronen der Absorberatome bei den Wechselwirkungsprozessen als isoliert betrachtet werden können, lässt sich n in (3) sehr einfach berechnen. Es seien A das Atomgewicht, ρ die Dichte und z die Kernladungszahl des Absorbermaterials, dann gilt

$$\mu = n \sigma = \frac{z N_L \rho}{A} \sigma$$

(N_L = Loschmidtsche Zahl)

Es wird sich im folgenden zeigen, dass dieses Modell die Realität nur eingeschränkt beschreibt.

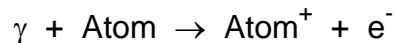
Als nächstes sollen die zuvor genannten 3 Wechselwirkungen genauer betrachtet werden.

a) Der Photo-Effekt

Beim Photo-Effekt tritt das γ -Quant in Wechselwirkung mit einem Hüllenelektron und zwar aus Impulserhaltungsgründen bevorzugt mit den Elektronen der K-Schale. Der genannte Absorptionseffekt kann jedoch nur dann auftreten, wenn die Energie E_γ des γ -Quants größer als die Bindungsenergie E_B des Elektrons ist, also

$$E_\gamma > E_B \quad ;$$

denn die Energie des γ -Quants wird dazu verbraucht, um das Elektron aus seinem gebundenen Zustand zu entfernen. Es muss dabei die Elektronenhülle verlassen, da sämtliche anderen gebundenen Zustände besetzt sind. Die überschüssige Energie $E_\gamma - E_B$ erhält das Elektron als kinetische Energie, sodass das γ -Quant nach dem Photo-Effekt nicht mehr existiert. Er lässt sich daher pauschal durch die Gleichung



beschreiben. Die Elektronenhülle befindet sich unmittelbar nach der Emission des Elektrons in einem instabilen Zustand. Das „Loch“ in der K-Schale (oder auch in einer höheren Schale) wird ausgefüllt durch ein Elektron, das aus einer höheren Schale in dieses übergeht. Das dadurch neu entstehende Loch wird wiederum durch ein Elektron aus einer noch höheren Schale geschlossen u.s.w. Die bei diesen Vorgängen freiwerdenden Energien werden zumeist durch Emission von (charakteristischen) Röntgen-Quanten abgegeben^{*)}. Nur in seltenen Fällen können diese den Absorber verlassen, sodass man praktisch davon ausgehen kann, dass beim Photo-Effekt die gesamte Energie eines γ -Quants im Absorber verbleibt – eine Tatsache, die für die γ -Spektroskopie von großer Bedeutung ist.

Der Wirkungsquerschnitt σ_{Ph} für den Photo-Effekt ist stark von der Kernladungszahl und der Energie der γ -Quanten abhängig. Der Versuch, σ_{Ph} aus der Annahme punkt-

^{*)} Bei Atomen mit kleinem z (etwa $z < 25$) beobachtet man an der Stelle der Röntgen-Quanten bevorzugt die Emission von Elektronen mit diskreten Energien; denn hier wird die beim Übergang eines Elektrons von der L- in die K-Schale freiwerdende Energie dazu verwendet, ein weiteres Elektron z.B. aus der L-Schale herauszuschlagen. Dieses besitzt dann die Energie $E_{Auger} = (E_K - E_L) - E_L = E_K - 2E_L$, wobei E_K und E_L die Bindungsenergien der Elektronen in den entsprechenden Schalen sein sollen. Diese Erscheinung wird als Auger-Effekt bezeichnet. Sie ist benannt nach dem französischen Physiker Pierre Victor Auger (1899–1993).

förmiger, isolierter Elektronen in der Hülle zu berechnen, liefert falsche Ergebnisse. Mit dem Experiment (Messung von μ) verträgliche σ_{Ph} -Werte erhält man nur, wenn man die (räumliche) Ladungsdichteverteilung der Absorberelektronenhülle bei der Berechnung berücksichtigt. Es zeigt sich, dass dann

$$(4) \quad \sigma_{\text{Ph}} \sim Z^{\alpha} E^{\delta}$$

ist, wobei $4 < \alpha < 5$ und $\delta \approx -3,5$ in dem Energiebereich ist, welcher bei natürlichen Strahlern vorkommt. Für höhere Energien (etwa $E > 5 \text{ MeV}$) sinkt δ bis auf den Wert -1 ab^{*)}.

Bei bestimmten Energien ändert sich der Wirkungsquerschnitt unabhängig von (4) unstetig. (z.B. bei Ge und $E = 11 \text{ keV}$, siehe Abb.5). Das ist genau dann der Fall, wenn die Quantenenergie gerade ausreicht, um ein Absorberelektron aus seinem gebundenen Zustand zu entfernen. Jenachdem in welcher Schale sich das Elektron zuvor befunden hat, spricht man von K-, L- oder M-Absorptionskanten, wobei ab der L-Kante eine Feinstruktur infolge der Energieaufspaltung durch den Bahndrehimpuls und den Spin der Elektronen zu beobachten ist.

b) Der Compton-Effekt

Der Compton-Effekt ist dadurch gekennzeichnet, dass hier das Bild der Wechselwirkung des γ -Quants mit einem freien punktförmigen Elektron am besten realisiert ist. Man beobachtet beispielsweise, dass der Wirkungsquerschnitt σ_{Co} proportional zur Elektronenzahl Z der Absorberatome ist. Man kann den Compton-Effekt als eine unelastische Streuung des γ -Quants an einem praktisch ruhenden Elektron auffassen, wobei das γ -Quant einen Teil seiner Energie an das Elektron abgibt und seine Ausbreitungsrichtung ändert. Der Compton-Effekt lässt sich somit durch folgende Gleichung beschreiben

$$\gamma + e^{-} \rightarrow \gamma' + e^{-}$$

mit $E_{\gamma'} < E_{\gamma}$. Zur Berechnung des Energieübertrages und der in Abb.2 dargestellten Richtungsänderung ψ_{γ} des γ -Quants verwendet man den Energie- und Impulssatz. Es folgt

$$(5) \quad h\nu + m_0 c^2 = h_0 \nu' + \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

(h = Plancksches Wirkungsquantum, ν bzw. ν' = Frequenzen des γ -Quants vor bzw. nach dem Compton-Effekt, m_0 = Ruhemasse des Elektrons, v = Geschwindigkeit des Elektrons nach dem Compton-Effekt, c = Lichtgeschwindigkeit)

sowie

^{*)} siehe z.B. Heitler, *Quantum Theory of Radiation*

$$(6) \quad \frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \psi_\gamma + \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cos \psi_e$$

(Impulskomponente in Richtung des einfallenden γ -Quants)

und

$$(7) \quad 0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \psi_\gamma - \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \sin \psi_e$$

(Impulskomponente senkrecht zur Einfallsrichtung des einfallenden γ -Quants)

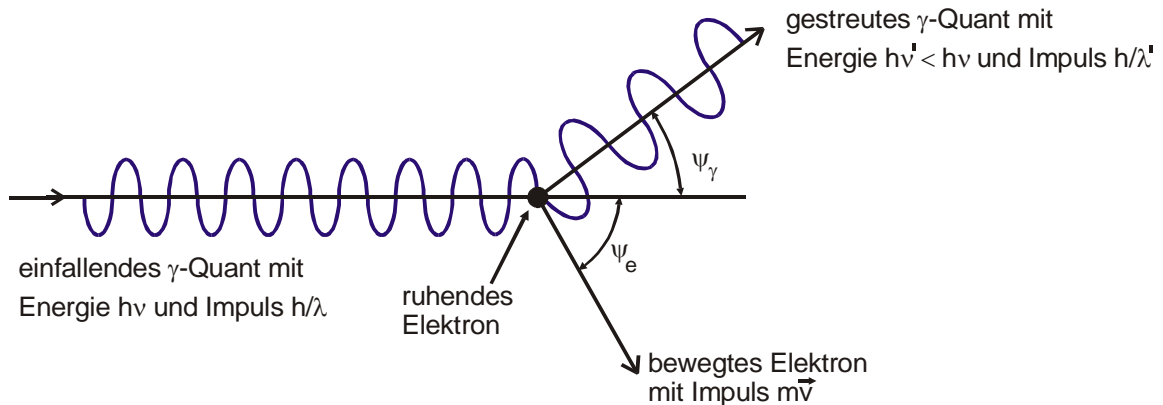


Abb.2: Schematische Darstellung des Compton-Streuprozesses

Nach Elimination der nicht interessierenden Größen v und ψ_e bekommt man aus (5), (6) und (7) für die Energie $E_{\gamma'}$ des gestreuten γ -Quants den Ausdruck

$$(8) \quad E_{\gamma'} = E_\gamma \frac{1}{1 + \varepsilon(1 - \cos \psi_\gamma)} ,$$

wenn man die Abkürzung

$$(9) \quad \varepsilon : \frac{E_\gamma}{m_0 c^2}$$

verwendet. Aus (8) folgt weiter für die Energie E_ℓ des gestoßenen Elektrons

$$(10) \quad E_\ell = E_\gamma - E_{\gamma'} = E_\gamma \frac{\varepsilon(1 - \cos \psi_\gamma)}{1 + \varepsilon(1 - \cos \psi_\gamma)} .$$

Die Gleichungen (8) und (10) zeigen, dass $E_{\gamma'}$ und E_ℓ vom Streuwinkel ψ_γ des γ -Quants abhängen. Der maximale Energieübertrag auf das Elektron tritt bei $\psi_\gamma = 180^\circ$ (Rückstreuung) auf. Er beträgt

$$(11) \quad E_{\ell, \max} = E_\gamma \frac{2\varepsilon}{1 + 2\varepsilon} < E_\gamma .$$

Das γ -Quant kann also beim Compton-Effekt niemals seine gesamte Energie auf das Elektron übertragen. Das Spektrum der abgegebenen Energie reicht von 0 bei $\psi_\gamma = 0$ bis zu dem nach (11) gegebenen Wert bei $\psi_\gamma = 180^\circ$. Der Compton-Effekt ist also bei der γ -Spektroskopie eine unerwünschte Erscheinung, da hier nur ein variierender Bruchteil der γ -Energie an den Detektor abgegeben wird.

Die Winkelverteilung der Comptongestreuten Strahlung ist nicht isotrop. Bei sehr kleinen γ -Energien (ca 10 keV) ähnelt sie der Hertzschen Dipolstrahlung; bei größeren γ -Energien ($E_\gamma > m_0 c^2$) tritt eine immer stärker werdende Streuung in Vorwärtsrichtung auf.

Von großem Interesse ist nur der Wirkungsquerschnitt σ_{Co} für den Compton-Streuprozess im Vergleich zu σ_{Ph} . Es zeigt sich, dass er in komplizierter Weise von der Quantenenergie abhängt. KLEIN und NISHINA^{*)} leiteten hierfür

$$(12) \quad \sigma_{Co} = \frac{3}{4} \sigma_{Th} \left(\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2} \left[\frac{2+2\varepsilon}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right)$$

ab. Hierin bedeuten σ_{Co} den über alle Streuwinkel integrierten Wirkungsquerschnitt und ε die gemäß (9) normierte Energie. Bei der Diskussion von (12) stellt man fest, dass σ_{Co} monoton mit zunehmender Quantenenergie fällt und zwar bei $E_\gamma \gg m_0 c^2$ angenähert umgekehrt proportional zu E_γ . Bei sehr kleinen Energien hingegen ist σ_{Co} nur wenig von ε abhängig; es gilt für $\varepsilon \ll 1$

$$\sigma_{Co} = \frac{3}{4} \sigma_{Th} \left(1 - 2\varepsilon + \frac{26}{5} \varepsilon^2 + \dots \right)$$

Für $\varepsilon \rightarrow 0$ geht σ_{Co} in den als **Thomsonschen Streuquerschnitt** $\sigma_{Th}^{**})$ bezeichneten Wert über. Das ist der Bereich der elastischen Streuung, da wie aus (8) hervorgeht, die Energie der gestreuten praktisch gleich der Energie der einfallenden Strahlung ist. σ_{Th} kann im Wellenbild berechnet werden. Man nimmt an, dass die Elektronen unter dem Einfluss einer elektromagnetischen Welle zu erzwungenen Schwingungen angeregt werden. Sie verhalten sich dann wie Hertzsche Dipole, die mit der Winkelabhängigkeit

$$I(\psi) = I_0 \frac{1 + \cos^2 2\psi}{2}$$

die aufgenommene Energie wieder abstrahlen. Für σ_{Th} erhält man den Wert

$$\sigma_{Th} = \frac{8}{3} \pi \left(\frac{e_0}{4 \pi \varepsilon_0 c^2 m_0} \right)^2 := \frac{8}{3} \pi r_e^2$$

(ε_0 = Influenzkonstante)

Der in Klammern stehende Ausdruck hat die Dimension einer Länge. Er wird als „**klassischer Elektronenradius**“ r_e bezeichnet.

Beim Bau von Strahlungsdetektoren ist die Energieverteilung des gestoßenen Elektrons von Bedeutung, da nur die Elektronenenergie E an den Detektor abgegeben wird. Man

^{*)} Oskar Benjamin Klein (1894 –1977), schwedischer Physiker; Yoshio Nishina (1890 – 1951), japanischer Physiker

^{**) benannt nach dem britischen Physiker Joseph John Thomson (1856 – 1940)}

bekommt nach längerer Rechnung für die Ableitung des Wirkungsquerschnittes nach der Energie der Elektronen den Ausdruck^{*)}

$$(12a) \quad \frac{d\sigma}{dE} = \frac{3}{8} \sigma_{Th} \cdot \frac{1}{m_0 c^2 \varepsilon^2} \left\{ 2 + \left(\frac{E}{h\nu - E} \right)^2 \left[\frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{h\nu - E}{h\nu} - \frac{2}{\varepsilon} \left(\frac{h\nu - E}{h\nu} \right) \right] \right\}$$

Hierin bedeuten E die Energie des gestoßenen Elektrons und hν die Energie des einfallenden γ-Quants. In Abb.2a ist ein Beispiel für eine derartige Kurve dargestellt.

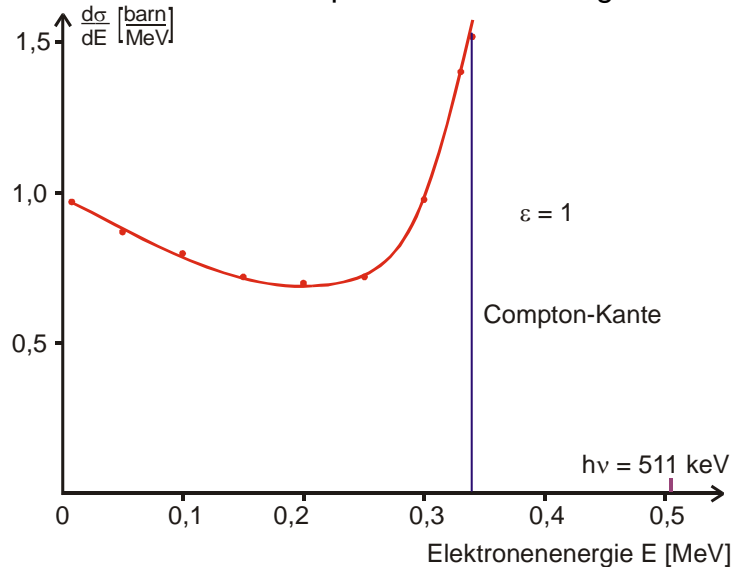


Abb.2a: Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dE$ für die Compton-Streuung in Abhängigkeit von der Elektronenenergie E bei $\varepsilon = 1$

c) Die Paarbildung

Wenn die Energie des γ-Quants größer als die doppelte Ruhemasse des Elektrons ist, also

$$E_\gamma > 2 m_0 c^2 \quad ,$$

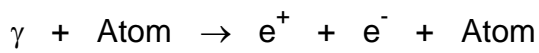
kann es sich in ein Elektron und ein Positron umwandeln. Diesen Prozess bezeichnet man als Paarbildung. Sie kann jedoch nur dann auftreten, wenn ein Stoßpartner vorhanden ist, der den Impuls des γ-Quants aufnimmt. Dies ist zumeist ein Atom, gelegentlich auch ein Elektron. Während im 1. Fall die Rückstoßenergie wegen der Beziehung

$$E_{\text{rück}} = \frac{p^2}{2M}$$

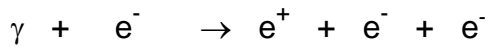
(M = Atommasse)

nur sehr klein ist, wird sie im 2. Fall beträchtlich, sodass sich die Schwellwertenergie von $2m_0c^2$ auf $4m_0c^2$ erhöht. Die Paarbildung lässt sich somit durch folgende Reaktionsgleichungen beschreiben.

^{*)} Näheres hierzu: siehe z.B. K. Siegbahn, *α·β·γ-Ray-Spectroscopy*, Vol.1 Ch. II §3, oder O. Klein, Y. Nishina, *Z. Phys.* **52** (1929), S. 853



Schwelle: $E_\gamma > 2m_0c^2$



Schwelle: $E_\gamma > 4m_0c^2$

Die nach der Paarbildung übrigbleibende Energie von $E_\gamma - 2m_0c^2$ verteilt sich gemäß Abb. 3 als kinetische Energie auf das Elektron und das Positron. Wegen der Symmetrie der Verteilungskurve gilt

$$\overline{E}_{e^-} = \overline{E}_{e^+} = \frac{1}{2}(E_\gamma - 2m_0c^2) \quad .$$

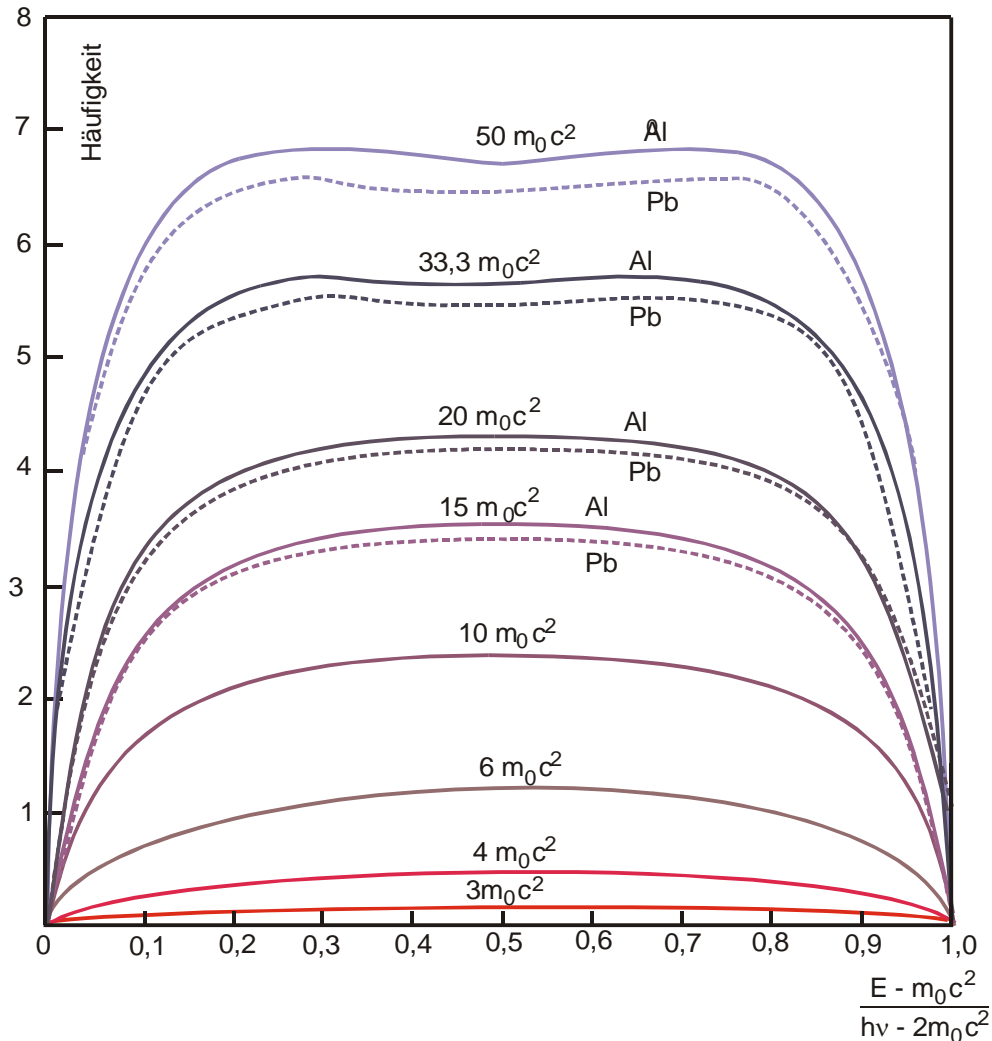


Abb.3: Energieverteilung eines durch Paarbildung entstandenen Elektrons. Als Parameter dient die Energie eines einfallenden γ -Quants in Einheiten von m_0c^2 (entnommen aus K. Siegbahn, α β γ -Ray-Spectroscopy, Vol.1)

Der Wirkungsquerschnitt σ_{Pa} des Paarbildungsprozesses lässt sich nur mit großem Aufwand in Abhängigkeit von der Kernladungszahl z und der Quantenenergie berechnen. Dabei spielt es eine Rolle, an welchem Ort innerhalb der Elektronenhülle des Absorberatoms die Paarerzeugung stattfindet; denn im Bereich der K-Schale ist praktisch das gesamte Coulomb-Feld des Kerns wirksam, während bei den höheren Schalen zunehmend Abschirmungseffekte auftreten. Die Rechnungen ergeben, dass σ_{Pa} von der Abschirmung abhängt. Diese ist wiederum eine Funktion der Quantenenergie und

der Kernladungszahl. Im folgenden soll σ_{Pa} nur für 2 Grenzfälle durch Gleichungen angegeben werden; der allgemeine Fall wird durch Abb.4 dargestellt. Im Fall **verschwindender Abschirmung** (Paarbildung in Kernnähe) gilt:

$$(13) \quad \sigma_{Pa} = \alpha r_e^2 z^2 \left(\frac{28}{9} \ln 2\varepsilon - \frac{218}{27} \right)$$

(α = Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante)

Gleichung (13) ist brauchbar im Energiebereich von ca.

$$20 < \varepsilon < 50 \quad \text{oder} \quad 10 < E_\gamma < 25 \text{ MeV} \quad .$$

Der Fall **vollständiger** Abschirmung (Paarbildung „Außerhalb der Elektronenhülle“) lässt sich durch

$$(14) \quad \sigma_{Pa} = \alpha r_e^2 z^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{183}{\sqrt[3]{Z}} - \frac{2}{27} \right)$$

darstellen. Man erkennt an (14), dass der Wirkungsquerschnitt jetzt energieunabhängig wird. Die Gleichung ist jedoch erst ab Energien oberhalb 500 MeV brauchbar. Der allgemeine Fall, das heißt eine von der Energie abhängende Abschirmung, ist in Abb.4 dargestellt.

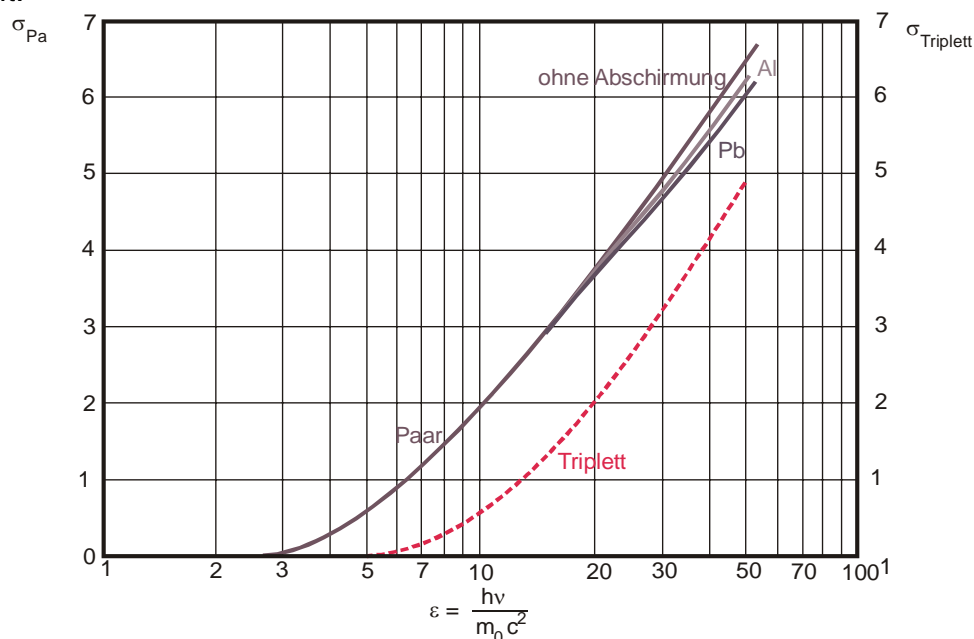


Abb.4: Wirkungsquerschnitt σ_{Pa} der γ -Absorption durch Paarbildung. Aufgetragen ist σ_{Pa} in Einheiten von $\alpha r_e^2 z^2$ für die Absorber Al und Pb. Als gestrichelte Linie ist auch noch der Wirkungsquerschnitt σ_{Tr} für die Triplettbildung im Coulomb-Feld eines Elektrons dargestellt. Da er sich auf 1 Elektron bezieht, ist er mindestens um den Faktor z kleiner als σ_{Pa} .

Werden bei der γ -Spektroskopie die Quanten mit der Energie E_γ durch Paarbildung absorbiert, so tritt im Spektrum nur dann eine Linie bei E_γ auf, wenn das Elektron-Positron-Paar vollständig im Detektor absorbiert wird. Es besteht aber eine endliche Wahrscheinlichkeit, dass entweder das Positron oder das Elektron oder auch beide entweichen. Aus diesem Grunde beobachtet man auch Linien bei $E_\gamma - m_0c^2$ und $E_\gamma -$

$2m_0c^2$. Zu beachten ist auch, dass die Elektronen und Positronen auf ihrem Weg durch die Detektormaterie Energie in Form von Bremsstrahlung^{*)} verlieren. Diese kann ebenfalls mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit entweichen. Das hat zur Konsequenz, dass die Linien im Spektrum zu niedrigen Energien hin verbreitert werden.

Zum Abschluss dieses Kapitels wird in Abb.5 noch einmal die Energieabhängigkeit des Extinktionskoeffizienten μ getrennt nach den verschiedenen Wechselwirkungen für Germanium dargestellt.

3. Der Aufbau und die Wirkungsweise eines Reinst-Germanium-Detektors

Der Reinst-Germanium-Detektor gehört zur Gruppe der sogenannten Halbleiter-Detektoren^{**)}. Mit diesen Geräten ist man in der Lage, mit wesentlich höherer Auflösung als bei Szintillations-Detektoren Energiemessungen an γ -Strahlung vorzunehmen. Das Gerät stellt im wesentlichen eine Halbleiterdiode dar. Es existieren daher im Detektor-kristall zwei an einander grenzende Bereiche, die p- bzw. n-dotiert sind. Die beweglichen Ladungsträger (Elektronen und Löcher) diffundieren bei endlicher Temperatur durch die Grenzfläche zwischen den unterschiedlich dotierten Bereichen hindurch und rekombinieren dort. In der Umgebung der Grenzfläche bildet sich daher eine an Ladungsträgern verarmte Zone aus. Zurück bleiben in der p-Schicht die ortsfesten Akzeptoren und in der n-Schicht die ortsfesten Donatoren. Sie stellen somit eine negative bzw. positive Raumladung dar. Diese erzeugen ein elektrisches Feld, welches die Diffusion der beweglichen Ladungsträger schließlich unterbindet. Die Breite der ladungsträgerarmen Zone beträgt einige Mikrometer. Sie lässt sich vergrößern, wenn man an den n- und p-dotierten Bereich eine äußere Spannung U anlegt, die den durch die Raumladung erzeugten Potentialsprung U_D noch wesentlich erhöht. Die Verhältnisse sind in Abb.6 dargestellt.

Ein γ -Quant, das in die ladungsträgerarme Zone eindringt, kann über die im vorigen Kapitel beschriebenen Effekte ein energiereiches Elektron freisetzen (beispielsweise aus der K-Schale eines Halbleiteratoms oder auch aus dem Valenzband des Kristallgitters). Dieses schnelle Elektron stößt auf seinem Wege durch den Festkörper mit vielen anderen Elektronen aus dem Valenzband zusammen, bis seine kinetische Energie aufgebraucht ist. Die gestoßenen Elektronen werden aus dem Valenzband entfernt und in das Leitfähigkeitsband oder darüber hinaus gehoben. Energieüberträge bis zu 20 keV pro Elektron sind möglich. Die gestoßenen Elektronen hinterlassen im Valenzband je ein „Loch“, das sich wie eine bewegliche positive Ladung verhält. Die energiereicheren Elektronen treten ihrerseits in Wechselwirkung mit anderen Valenzelektronen, wobei weitere Elektron-Loch-Paare entstehen. Ein Teil der Elektronenenergie wird allerdings auch zur Erzeugung von Phononen verwendet. Entlang der Bahn des primären Elektrons entsteht ein Schlauch mit einer hohen Konzentration an Elektronen

^{*)} Näheres hierzu siehe z.B. A-Praktikum, V704

^{**)} Weitere Halbleiter-Detektoren sind z.B. in den Versuchen V13 (Kap. 5) und V22 (Kap.11) beschrieben.

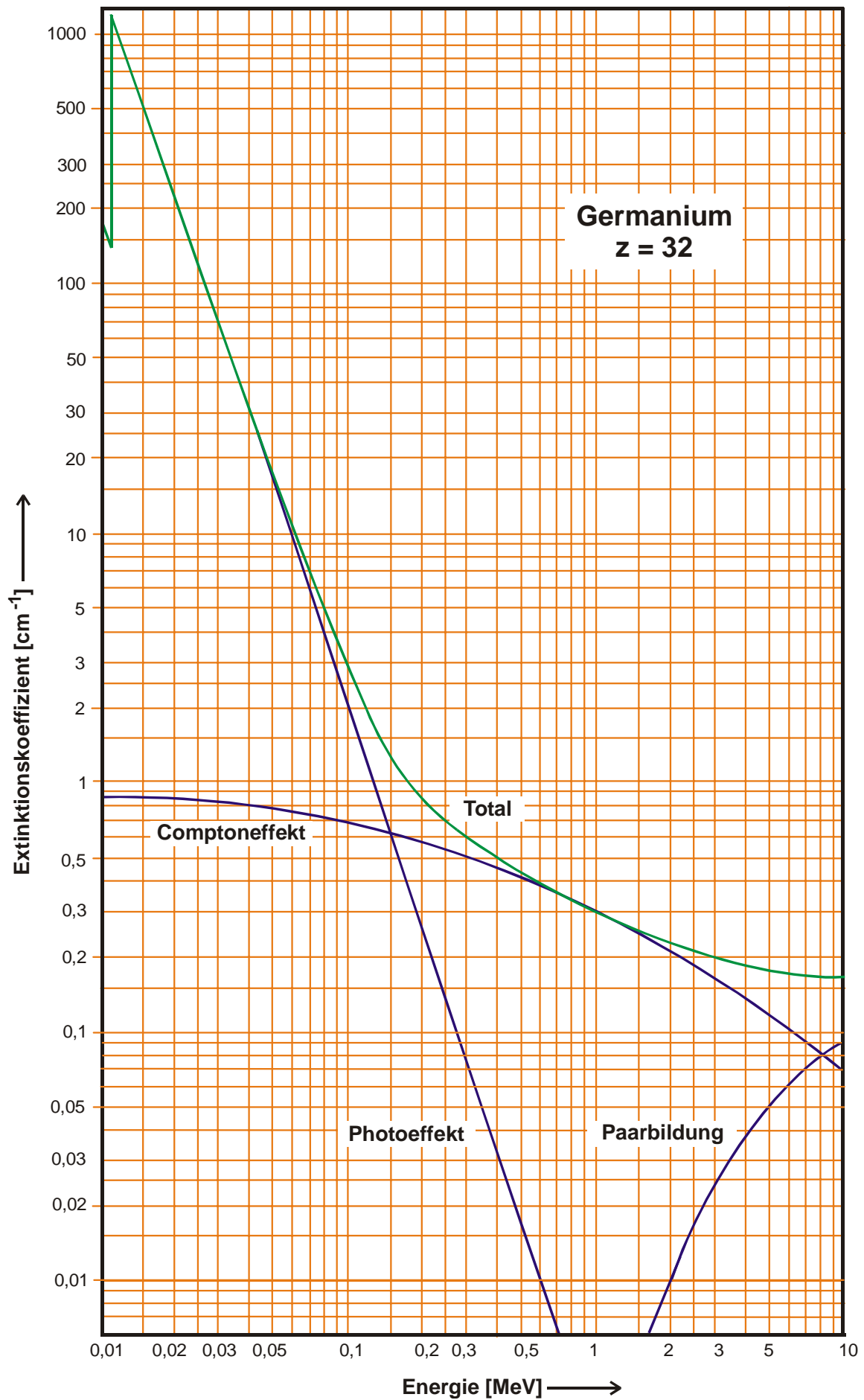


Abb.5: Energieabhängigkeit des Extinktionskoeffizienten μ für Ge getrennt nach den verschiedenen Wechselwirkungsmechanismen.

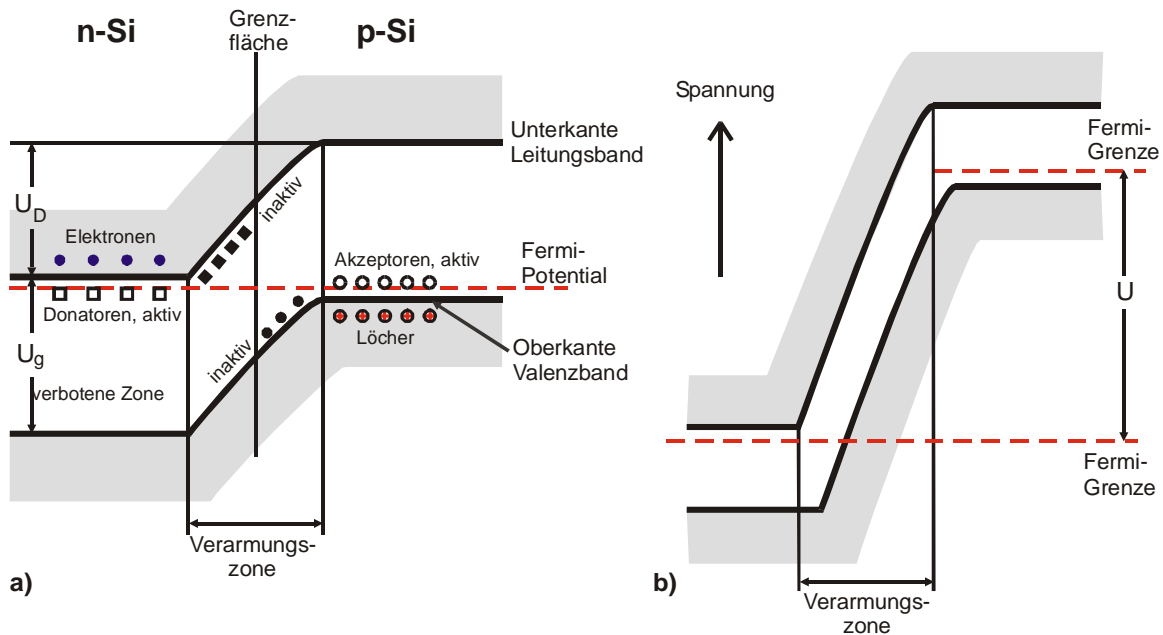


Abb.6: Potentialverhältnisse an einem pn-Übergang

a) ohne äußere Spannung b) nach Anlegen einer äußeren Spannung $U \gg U_D$

(U_D = Diffusionspotential, entstanden durch Rekombination, U_g = Breite der verbotenen Zone zwischen Leitungs- und Valenzband)

und Löchern. Gelingt es nun, die Elektronen und Löcher auf getrennten Elektroden zu sammeln, bevor sie rekombinieren, dann erhält man einen Ladungsimpuls, dessen Betrag ein Maß für die Energie des primären Elektrons und unter bestimmten Voraussetzungen auch ein Maß für die Energie des γ -Quants ist. Die Ladungsträgersammlung ist möglich, wenn die Ladungsträger innerhalb der Verarmungszone (Sperrschicht) erzeugt werden; denn nur dort herrscht (siehe Abb.6) ein entsprechend hohes Feld, das die Elektronen und Löcher hinreichend schnell trennt.

Gemäß (2) ist die Absorptionswahrscheinlichkeit eines γ -Quants exponentiell von der Schichtdicke des Absorbers abhängig. Es ist daher bei der Konstruktion eines Strahlungsdetektors von großer Bedeutung, eine möglichst breite Verarmungszone zu erreichen. Die sich spontan einstellende Breite in der Größenordnung μm reicht bei weitem nicht aus. Durch geeignete Wahl der Sperrspannung U und der Dotierung lässt sie sich jedoch wesentlich vergrößern. Es seien d_n die Breite der Verarmungszone, die in der n-Schicht liegt, und d_p der Anteil der in die p-Schicht reicht. Wie sich mit einigem Rechenaufwand zeigen lässt, sind d_n und d_p durch

$$(15) \quad d_n^2 = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e_0} (U_D + U) \frac{n_A}{n_D (n_A + n_D)}$$

und

$$(16) \quad d_p^2 = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e_0} (U_D + U) \frac{n_D}{n_A (n_A + n_D)}$$

(ε = relative Dielektrizitätszahl, n_A = Akzeptorendichte, n_D = Donatorendichte)

gegeben^{*)}. Gemäß (15) und (16) wählt man zur Erzielung einer breiten Verarmungszone eine extrem unsymmetrische Dotierung. Es sei beispielsweise $n_D \gg n_A$; dann ist zwar d_n sehr klein, aber d_p wird sehr groß. Die Verarmungszone erstreckt sich in diesem Falle im wesentlichen in die p-Schicht, und sie besitzt nach (16) angenähert die Breite

$$(17) \quad d = d_p + d_n \approx d_p \approx \sqrt{\frac{2 \varepsilon \varepsilon_0}{e_0} (U_D + U) \frac{1}{n_A}} .$$

Wie man an (17) erkennt, spielt nur noch die Dotierung der p-Schicht für die Verarmungszone eine Rolle. Man ist daher bemüht, diese möglichst gering zu halten. Durch geeignete Kristallzüchtungsverfahren gelingt es heute, die Dotierung, das heißt die Verunreinigung des Substrats, bis auf 10^{10} Atome/cm^{3**)} herabzusetzen^{***)}.

Eine weitere wirksame Maßnahme, die Breite der Verarmungszone zu vergrößern, ist es, eine möglichst hohe Sperrspannung U zu verwenden, denn d ist nach (17) proportional zu \sqrt{U} . Dem sind jedoch Grenzen gesetzt; denn neben den durch die Dotierung und Bestrahlung entstehenden Ladungsträgern sind in der Verarmungszone auch noch Ladungsträger vorhanden, die durch thermische Aktivierung entstanden sind. Bei endlicher Temperatur sind einige Elektronen in der Lage, spontan die Energielücke E_g (= 0,67 eV bei Ge) zwischen Valenzband und Leitungsband zu überspringen und so Ladungsträgerpaare zu erzeugen. Ihre Dichte n_i ist durch

$$(18) \quad n_i^2 = 4 \left(\frac{2 \pi k}{h^2} \right)^3 (m_p^* m_e^*)^2 T^3 \exp(-E_g/kT)$$

(k = Boltzmannsche Konstante, h = Plancksches Wirkungsquantum, m_p^* und m_e^* = effektive Massen der Löcher und Elektronen, T = absolute Temperatur)

gegeben^{****)}.

Diese Ladungsträger werden durch das von U erzeugte Feld beschleunigt und erzeugen einen beständigen Strom, der die Eigenschaften des Detektors gewaltig verschlechtert. Eine wirksame Maßnahme, diesen Strom klein zu halten, besteht nach Aussagen von (18) darin, die Temperatur T des Detektormaterials herabzusetzen. Ge-Detektoren werden daher während der Messung üblicherweise auf die Siedetemperatur des Stickstoffs ($T = 77$ K) abgekühlt. Unter dieser Bedingung kann U 5 – 6 kV betragen. Damit erreicht man nach (17) Verarmungsbreiten von

$$d \approx 3 \text{ cm}$$

^{*)} siehe z.B. D. Wegener, Vorlesung über Teilchendetektoren, 2002

^{**) zum Vergleich; 1 cm^3 Ge enthält $4,2 \cdot 10^{22}$ Atome.}

^{***)} Eine andere Methode n_A herabzusetzen, besteht darin, in die p-dotierte Zone Li-Atome eindiffundieren zu lassen. Sie neutralisieren die vorhandenen Akzeptoren durch Abgabe ihres „Leuchtelektrons“ weitgehend, sodass n_A absinkt. Man spricht dann von einem Ge(Li)-Detektor.

^{****)} Näheres hierzu siehe z.B. V43, Kap.3

mit $\epsilon_{\text{Ge}} = 16$ und $n_{\text{A}} = 10^{10} / \text{cm}^3$ ($U_{\text{D}} < 1 \text{ V}$). Mit einem Detektor von diesen Ausmaßen lassen sich noch γ -Energien von einigen MeV bequem messen.

Der hier verwendete sogenannte koaxiale Ge-Detektor hat die Gestalt eines Zylinders ($\varnothing = 45 \text{ mm}$, $l = 39 \text{ mm}$, siehe Abb.7). Die Oberfläche ist durch Eindiffusion von Li-Atomen n-dotiert und damit gut leitend. Sie dient zum Anschluss des Pluspols der Sperrspannung. Im Innern des Detektorkristalles befindet sich eine koaxiale Bohrung, deren (innere) Oberfläche mit Gold bedampft ist. Dieser Metall-Halbleiterkontakt entspricht einer starken p-Dotierung, sodass es zur Ausbildung einer ausgedehnten Verarmungszone kommt, da n_{A} im Ge-Kristall sehr klein ist. Der gesamte Detektorkristall ist noch mit einer Schutzhaube aus Al-Blech umgeben, sodass die einfallenden γ -Quanten sowohl die Al-Schicht als auch Li-dotierte Oberfläche durchdringen müssen, um nachgewiesen werden zu können. Das hat zur Folge, dass eine untere Nachweisgrenze für die γ -Energie existiert. Sie liegt bei dem hier verwendeten Detektor bei 40 bis 50 keV.

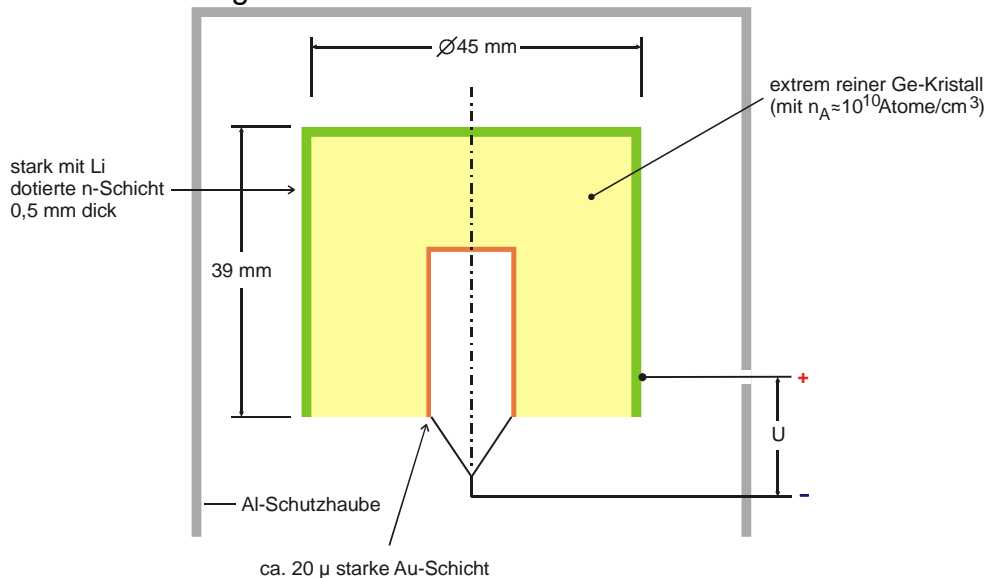


Abb.7: Querschnitt durch einen koaxialen Reinst-Ge-Detektor

4. Eigenschaften eines Halbleiter-Detektors

Eine wesentliche Detektorkenngröße für die γ -Spektroskopie ist das **energetische Auflösungsvermögen** des Detektors. Ein Maß dafür ist die Halbwertsbreite $\Delta E_{1/2}$ der Impulshöhenverteilung, die der Detektor bei Einfall von monochromatischer γ -Strahlung erzeugt; denn man kann zwei Spektrallinien, deren Mittelwerte E_1 und E_2 sich um mindestens $\Delta E_{1/2}$ unterscheiden, noch zuverlässig von einander trennen (siehe Abb.8). Die Breite der Impulshöhenverteilung wird bei einem Strahlungsdetektor im wesentlichen durch die Zahl n der bei der Absorption des γ -Quants freigesetzten Elektron-Loch-Paare festgelegt. Der Mittelwert \bar{n} von n ist gleich dem Quotienten aus der Energie E_{γ} des einfallenden γ -Quants und der Bildungsenergie E_{EL} eines Elektron-Loch-Paares. Für E_{EL} wurde in Ge bei 77 K ein Mittelwert von 2,9 eV gemessen, obwohl die Energielücke E_{γ} zwischen Leitungs- und Valenzband nur 0,67 eV beträgt. Daraus ist der Schluss zu ziehen, dass die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren nur unter der Beteiligung von

Phononen möglich ist. Das bedeutet, dass die vom γ -Quant an den Detektor-Kristall abgegebene Energie E_γ statistisch auf die Phononen- und die Elektron-Loch-Paar-Erzeugung verteilt wird.

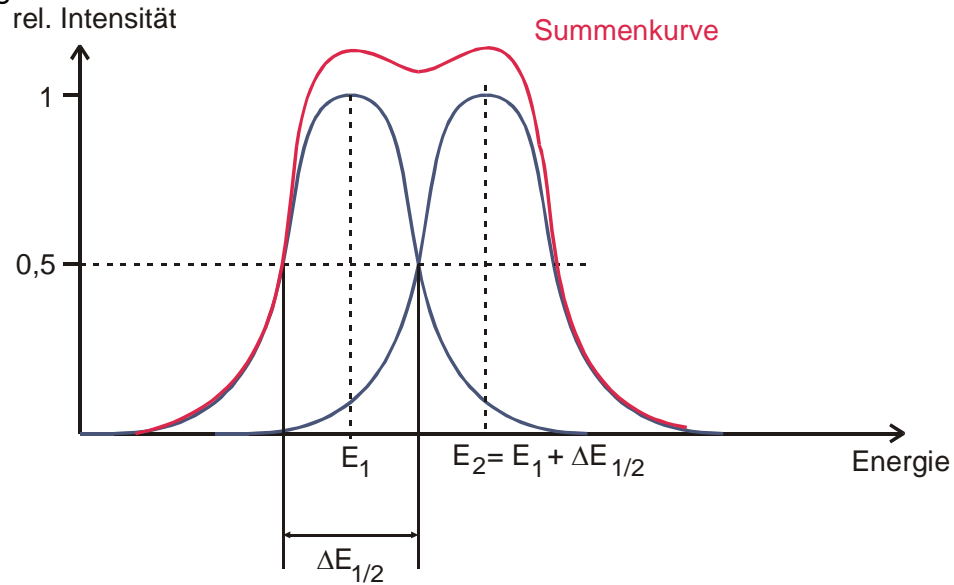


Abb.8: Darstellung zweier noch zuverlässig trennbarer Linien in einem γ -Spektrum

Würde die Ladungsträgererzeugung völlig unkorreliert verlaufen, ergäbe sich für die Standardabweichung σ der Verteilungsfunktion von n ein Wert von

$$(19) \quad \sigma_{\text{Poisson}} = \sqrt{n} \quad ,$$

wenn eine Poisson-Verteilung angenommen wird. Da aber die Fluktuation der Ladungsträgererzeugung durch die Fluktuation der Phononenanregung kompensiert wird, ist σ kleiner als der durch (19) angegebene Wert. Diesen Effekt berücksichtigt man durch Einführung eines sogenannten **Fano-Faktors**^{*)} $F < 1$ in (19); es gilt also

$$\sigma = \sqrt{F n} = \sqrt{F \cdot E_\gamma / E_{EI}} \quad .$$

Für F findet man Werte von rund 0,1 in Ge. Da n sehr viel größer als 1 ist, lässt sich die Poisson-Verteilung durch eine Gauß-Verteilung approximieren. Für deren Halbwertsbreite gilt, wenn σ_E ihre Standardabweichung ist

$$(20) \quad \Delta E_{1/2} = \sqrt{8 \ln 2} \sigma_E = \sqrt{8 \ln 2} \frac{\sigma}{n} E_\gamma \approx 2,35 \cdot \sqrt{0,1 \cdot E_\gamma E_{EI}} \quad .$$

Unter diesen Voraussetzungen bekommt man für die Energieauflösung eines Ge-Detektors bei einer typischen γ -Energie von 500 keV den Wert

$$\Delta E_{1/2}(500 \text{ keV}) = 2,35 \cdot \sqrt{0,1 \cdot 500000 \cdot 2,9} = 895 \text{ eV} \quad .$$

Damit ist gezeigt, dass der Ge-Detektor alle anderen Strahlungsdetektoren, die nach dem Ionisationsprinzip arbeiten, bei weitem an Auflösung übertrifft; denn für Proportio-

^{*)} U. Fano, Phys. Rev. **72** (1947), S. 26

nalzählrohre ist E_{EL} etwa 20 – 30 eV und für Szintillationszähler sogar 500 - 600 eV bei $F = 1$.

Leider ist die statistische Schwankung der Elektron-Loch-Paarzahl nicht die einzige Größe, die die Energieauflösung eines Strahlungsdetektors bestimmt. Hinzu kommen noch weitere Erscheinungen wie das Rauschen^{*)} des Leckstromes, der infolge der Eigenleitung (siehe (18)) und Restverunreinigungen im Kristall und der hohen Saugspannung entsteht, sowie das Rauschen des an den Detektor angeschlossenen Verstärkers und schließlich eine unvollständige Ladungssammlung in bestimmten Bereichen des Detektors hervorgerufen durch Feldinhomogenitäten. Alle hier beschriebenen Vorgänge sind praktisch unkorreliert, sodass sich die Halbwertsbreiten ihrer Verteilungsfunktionen quadratisch zu einer Gesamthalbwertsbreite, die schließlich die Energieauflösung des Detektors angibt, zusammensetzt:

$$H_{ges}^2 = \Delta E_{1/2}^2 + H_R^2 + H_I^2 + H_E^2 \quad .$$

(H_{ges} = Halbwertsbreite (HWB) der Energieverteilungskurve unter Berücksichtigung aller Störeffekte, H_R = HWB infolge Leckstrom, H_I = HWB infolge Feldinhomogenitäten, H_E = HWB infolge Verstärkerrauschen)

Der durch die Eigenleitung hervorgerufene Leckstrom kann gemäß (18) durch Abkühlung gewaltig reduziert werden. Aus diesem Grunde werden sämtliche Ge-Detektoren bei der Temperatur siedenden Stickstoffs ($T = 77$ K) betrieben. Wegen $E_\gamma = 0,67$ eV bei Ge ändert sich beispielsweise der Exponentialfaktor in (18) und damit auch n_i etwa um den Faktor 10^{-17} beim Übergang von $T = 300$ K auf 77 K. Allerdings steigt der Leckstrom mit der Saugspannung in bestimmten Bereichen überproportional an, wie aus Abb.9 hervorgeht. Andererseits verringert eine hohe Saugspannung die Größe H_I , sodass bei der Wahl von U Kompromisse geschlossen werden müssen. H_E steigt mit zunehmender Detektorkapazität, sodass nach Aussage von Abb.9 die Detektorspannung eine gewisse Mindesthöhe ($U >$ Depletionsspannung) erreichen sollte. Eine weitere wirksame Maßnahme zur Verringerung von H_E ist die Kühlung der ersten Stufe des an den Detektor angeschlossenen Verstärkers, denn H_E hängt weitgehend von deren Rauschverhalten ab.

Eine weitere wichtige Kenngröße für den Strahlungsdetektor ist die Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit für ein γ -Quant (**Effizienz**).

Für die γ -Spektroskopie sind nur solche Absorptionsmechanismen von Interesse, bei denen die **gesamte** γ -Energie an den Detektor abgegeben wird. Für Quantenenergien unterhalb 3 MeV kommt hier nur der Photoeffekt in Frage, denn beim Compton-Effekt wird nur eine mit dem Streuwinkel variierende Energie nachgewiesen. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des Photo-Effektes fällt jedoch gemäß Gleichung (4) stark mit der Quantenenergie ab. Nach Aussagen von Abb.5 beträgt beispielsweise der Extinktionskoeffizient für $E_\gamma = 700$ keV nur noch $\mu = 0,006 \text{ cm}^{-1}$. Bei einer Detektorlänge von

^{*)} Näheres zu diesem Begriff z.B. V57,

3,9 cm (siehe Abb.7) sollten somit nur $1 - \exp(-0,006 \cdot 3,9) \approx 2\%$ der einfallenden Quanten absorbiert werden – ein ziemlich unattraktiver Wert. Messungen der Effizienz zeigen jedoch, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit deutlich höher liegt und dass die Energieabhängigkeit wesentlich geringer ist, als sich aus (4) ergibt.

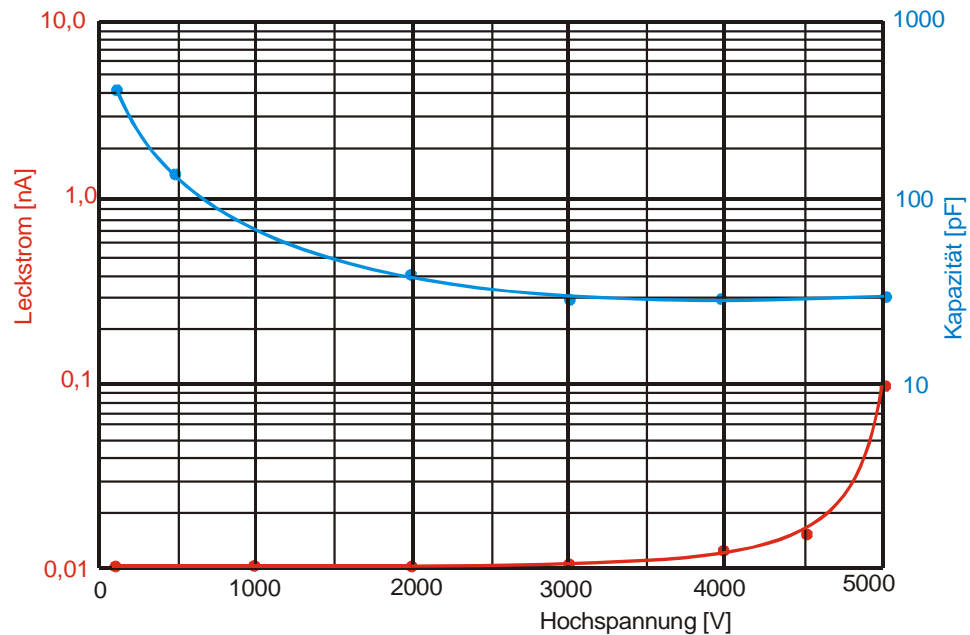


Abb.9: Abhängigkeit des Leckstromes und der Detektorkapazität von der Saugspannung bei einem Koaxial-Detektor

5. Elektronische Beschaltung eines Germanium-Detektors

Aufgabe der an einen Detektor angeschlossenen Geräte ist es, einen Spannungsimpuls zu erzeugen, dessen Höhe proportional zur γ -Energie ist und diesen in einem Speichermedium nach Höhe und Häufigkeit abzuspeichern. In Kap. 3 wurde gezeigt, zur Hochspannung

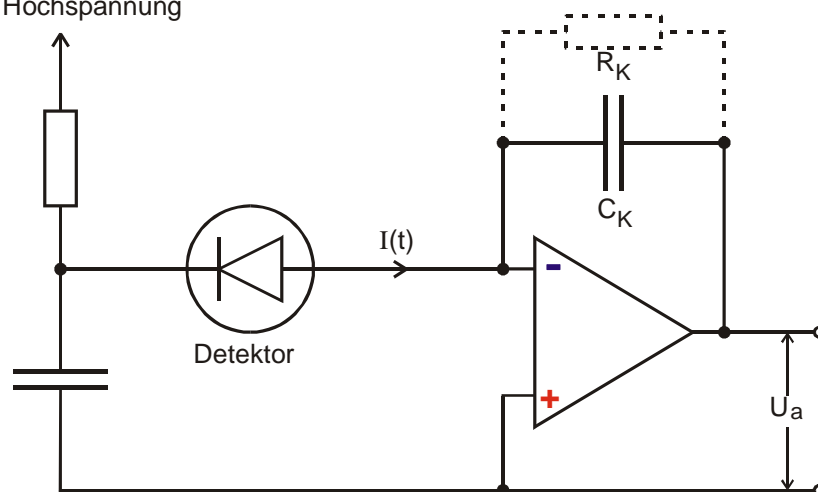


Abb.10: Beschaltung eines Ge-Detektors durch eine Integrationsstufe (sogenannter ladungsempfindlicher Vorverstärker)

dass ein Ge-Detektor eine elektrische Ladungsmenge erzeugt, die (unter geeigneten Voraussetzungen) proportional zu E_γ ist. Aus dieser muss daher durch elektrische In-

tegration ein dazu proportionaler Spannungspegel erzeugt werden. Die Aufgabe wird gelöst mit Hilfe eines kapazitiv rückgekoppelten Operationsverstärkers^{*)}. Für die Schaltung in Abb.10 gilt

$$U_A = -\frac{1}{C_K} \int_0^{t_s} I(t) dt \quad .$$

(t_s = Pulslänge der Sammelzeit)

Nach Aussage von Gleichung (21) steigt das Ausgangspotential U_A stufenförmig an, wenn mehrere Quanten nach einander in den Detektor eintreten, wodurch eine Impulshöhenanalyse unmöglich wird (siehe Abb.11a).

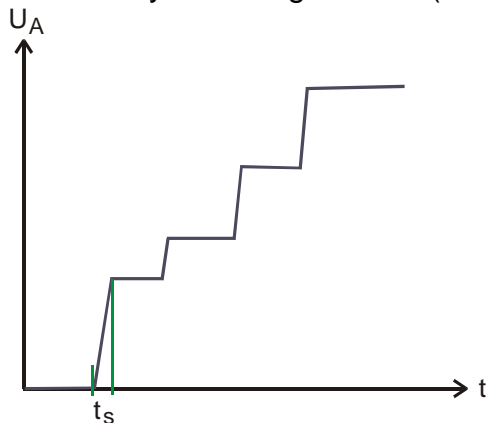


Abb.11a: Ausgangsspannung in Abhängigkeit von der Zeit bei der Schaltung nach Abb.10 **ohne** R_K

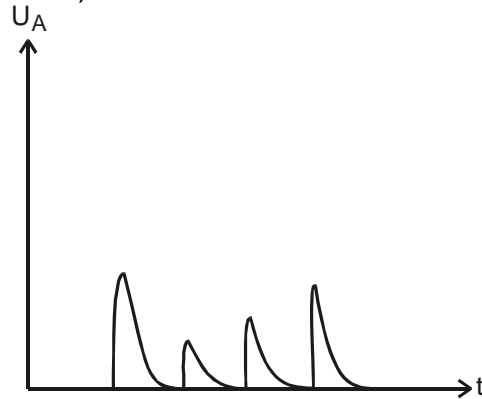


Abb.11b: wie Abb.11a jedoch **mit** eingebautem Entladewiderstand R_K , wo $R_K C_K \gg t_s$

Es ist daher notwendig, den Integrationskondensator C_K regelmäßig nach jedem Quantennachweis zu entladen. Das kann in einfachster Weise durch einen Widerstand R_K geschehen, der in Abb.10 gestrichelt eingezeichnet ist. Die Zeitkonstante $R_K C_K$ muss allerdings groß gegen die Sammelzeit t_s sein; sonst wird U_A zu klein gemessen. Der Widerstand R_K verschlechtert jedoch durch sein Eigenrauschen das Gesamttrauschen der Verstärkerstufe. Man hat daher andere Methoden ersonnen, um den Integrationskondensator zu entladen, zum Beispiel durch eine optoelektronische Rückkopplung. Dabei wird nach jedem Impuls die Gate-Drain-Schicht des Eingangs-Feldeffekttransistors (FET) im Operationsverstärker von einer Lumineszenzdiode LED beleuchtet, sodass die Sperrschicht vorübergehend leitend wird und die Ladung auf C_K darüber abfließen kann. Das Prinzipschaltbild hierzu ist in Abb.12 wiedergegeben.

An den Vorverstärker wird ein Hauptverstärker angeschlossen, dessen Aufgabe es ist, die Spannungssignale bis auf eine Höhe von 0 bis 10 V zu bringen, da der nachfolgende Analog-Digital-Konverter (ADC) einen genormten Messbereich von 10 V besitzt. An die Linearität und Langzeitstabilität des Hauptverstärkers werden hohe Anforderungen gestellt, da die ADC's heutzutage eine Auflösung bis 16384 (14 bit) besitzen. Von

^{*)} Näheres hierzu siehe z.B. V51, Kap. 1 + 3b

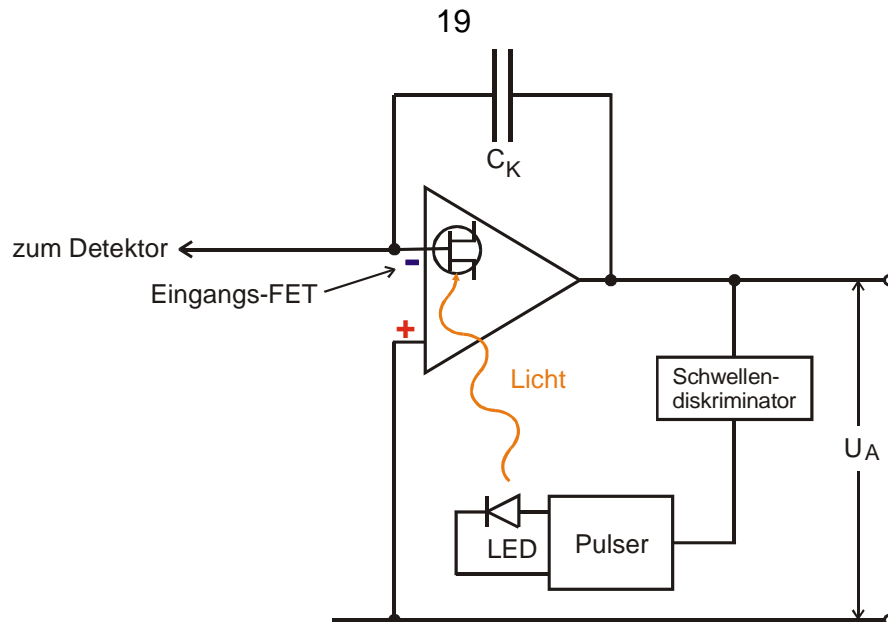


Abb.12: Prinzipschaltbild zur Entladung des Integrationskondensators C_K durch optoelektronische Rückkopplung

großer Bedeutung ist auch die Bandbreite des Verstärkers. Sie sollte nicht zu groß gewählt werden, da ein großer Teil der Rauschspannung am Ausgang des Verstärkers proportional zur Bandbreite ist. Andererseits darf sie aber auch nicht zu klein sein, damit alle wesentlichen Komponenten des Eingangssignals übertragen werden können. Man beachte in diesem Zusammenhang die steilen Anstiegsflanken des Vorverstärkersignals (Abb.11b). Um eine optimale Bandbreite erzielen zu können, werden die Impulse im Hauptverstärker mit Hilfe von RC-Gliedern differenziert und integriert (Hoch- und Tiefpassfilter), um eine möglichst geringe Bandbreite ohne einen merklichen Verlust an Linearität zu erreichen.

Zumeist sind der Vorverstärker und der Hauptverstärker über ein RC-Gleid (siehe Abb.13a) mit einander gekoppelt, um Gleichspannungsdriften und Offsetspannungen nicht mitzuverstärken. Dadurch kann es jedoch zu sogenanntem „Unterschwingen“ kommen (siehe Abb.13b), da die Abklingkonstanten $R_K C_K$ und $R_1 C_1$ des Koppelgliedes

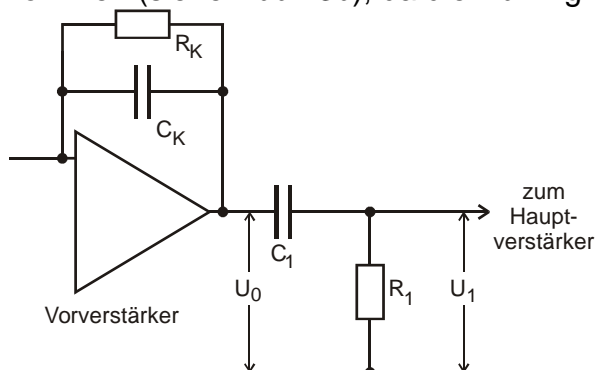


Abb.13a: Kapazitive Ankopplung des Vorverstärkers an den Hauptverstärker

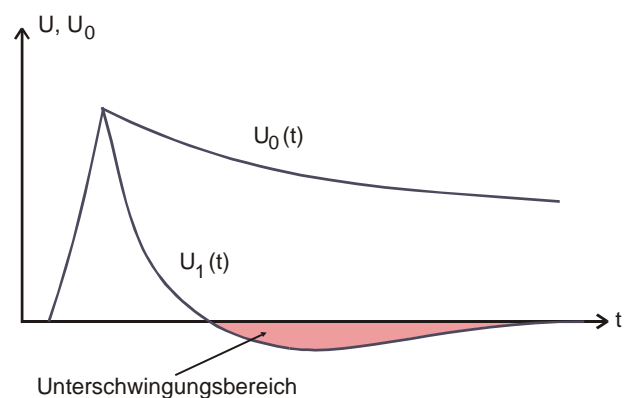


Abb.13b: Zeitlicher Verlauf der Signalspannung vor (U_0) und nach (U_1) dem Koppelglied

verschieden sind. Das Unterschwingen wirkt sich nachteilig auf die Energieauflösung aus, wenn beispielsweise ein zweiter Impuls genau in dem Zeitbereich auftritt, wo $U < 0$ ist. Das Unterschwingen lässt sich unterdrücken, wenn man einen geeigneten Bruchteil des Gleichspannungsanteils vom Vorverstärker unter Umgehung des RC-Gliedes auf den Hauptverstärkereingang gibt. („Pole-Zero-Kompensation“).

Ein ähnliches Problem kann noch einmal am Ausgang des Hauptverstärkers auftreten, wo sich die Nulllinie abhängig von der Impulsrate zu negativen Werten verschieben kann. Auch hier wird durch geeignete elektronische Schaltungen dafür gesorgt, dass die Nulllinie am Verstärkerausgang nicht unterschritten wird. (sog. „Base-Line-Restorer“ (BLR)).

Treten gelegentlich, durch statistische Schwankungen bedingt, in kurzen Zeitintervallen mehrere Impulse auf, so kommt es zu einer Aufstockung dieser Pulse („pile-up“), die von den pole-zero- und BLR-Schaltungen nicht kompensiert werden kann. Es wird dann ein einzelner, viel zu hoher Impuls registriert und damit das Energie-Spektrum verfälscht. Um solche Fehlmessungen zu vermeiden, besitzen hochwertige Hauptverstärker eine sogenannte Pile-Up-Rejections-Schaltung (PUR), die dafür sorgt, dass während des Auftretens einer Impulsaufstockung der Eingang des ADC gesperrt wird. Damit können die verfälschten Impulse im Spektrum nicht erscheinen. Das bedingt aber, dass eine kleinere Zählrate als die tatsächlich vorhandene registriert wird. Es sind daher am Ergebnis eventuell sogenannte Totzeit-Korrekturen notwendig, falls die absolute Teilchenzahl in einem Experiment von Interesse ist.

Vom Ausgang des Hauptverstärkers gelangen die Impulse in den sogenannten Vielkanal-Analysator, dessen Aufgabe es ist, die Impulse nach ihrer Höhe zu sortieren und ein Signal zu erzeugen, dass die Häufigkeit einer bestimmten Impulshöhe beschreibt. Trägt man die Größe gegen die Impulshöhe auf, erhält man das Impulshöhen – bzw. das gesuchte Energiespektrum, da die Impulshöhe proportional zur Quantenenergie ist.

Ein Vielkanal-Analysator (VKA) besteht im wesentlichen aus dem bereits zuvor erwähnten Analog-Digital-Konverter, einem Adressregister und einem Speicher. Die Anzeigeeinheit, auf der das Spektrum schließlich dargestellt wird, befindet sich heutzutage meistens in einem an den VKA angeschlossenen Rechner (siehe Abb.15), der es gestattet, mit dem Speicherinhalt weitere Berechnungen wie zum Beispiel eine Energieeichung oder eine Pulsbreitenbestimmung durchzuführen.

In dem VKA befinden sich zumeist sogenannte Sägezahn- oder Wilkinson-Analog-Digital-Konverter. Bei diesen Geräten wird der Digitalwert der Impulshöhe durch eine digitale Zeitmessung gewonnen. Zu diesem Zwecke wird, wie in Abb.14 dargestellt, ein Kondensator durch den zu untersuchenden Impuls aufgeladen. Sodann wird an diesen eine Konstantstromquelle angeschlossen, der den Kondensator mit einem konstanten Strom I_k entlädt. Gleichzeitig wird ein Gatter geöffnet, durch das äquidistante Impulse aus einem hochstabilen Quarz-Oszillator in einen Binärzähler gelangen können. Die Entladung geht solange vor sich, bis die Spannung U_C auf den Wert null abgesunken ist. Das wird durch einen empfindlichen Nulldetektor festgestellt. Zu dem Zeitpunkt, wo

$U_C = 0$ erreicht wird, schließt der Nulldetektor das Gatter wieder und die Zählung wird abgebrochen. Auf diese Weise wird erreicht, dass die im Binärzähler registrierte Zahl proportional zur Impulshöhe ist. Die Binärzahl wird an das Adressregister weitergegeben. Dieses sorgt, dafür, dass der Inhalt des zu der Binärzahl gehörenden Speichers um 1 erhöht wird. Nach einer hinreichenden Zahl von Impulsen kann man den Inhalt sämtlicher Speicher auslesen und auf dem Bildschirm des angeschlossenen Rechners als Impulshöhenspektrum darstellen.

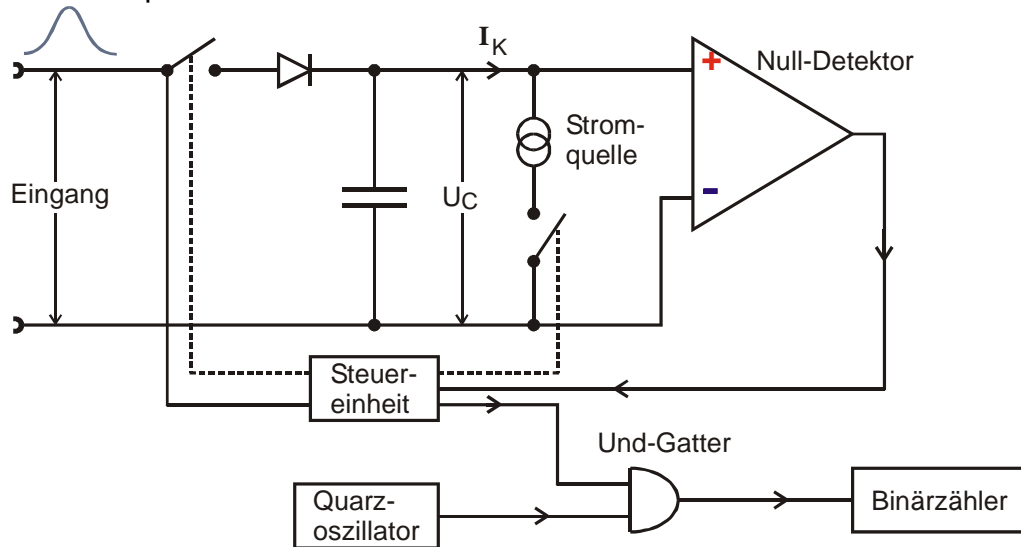


Abb.14: Prinzip eines Wilkinson-Analog-Digital-Konverters

Während der Entladung des Kondensators C (Konversionszeit t_C) darf kein weiterer Impuls in das Messsystem gelangen. Daher sperrt die Steuereinheit des ADC für diese Zeit den Eingang. Die Konversionszeit hat also für den Messvorgang die Bedeutung einer Totzeit. Sie wird bei den ADC's durch ein Totzeitmeter in Prozenten der Gesamtmesszeit angezeigt. Die Zeit, in der der ADC messbereit ist, wird als „live time“ bezeichnet. t_C errechnet sich aus einer konstanten Grundzeit t_0 , die unter anderem durch die Anstiegszeit der einfallenden Impulse gegeben ist, und einer variablen Zeit K/v , also

$$t_C = t_0 + \frac{K}{v} ,$$

worin v die Frequenz des Oszillators und K die Nummer des Kanals bedeuten, in den der Impuls einsortiert wurde. Typische Zahlenwerte sind $v = 200$ MHz und $K = 8100$ (13 bit), woraus folgt:

$$T_C \approx 40 \mu s .$$

In Abb.15 ist zum Abschluss der gesamte Aufbau einer γ -Spektrometers mit einem Ge-Detektor als Blockschaltbild wiedergegeben.

Der Detektorkristall und der Vorverstärker befinden sich in einem thermisch isolierten, zylindrischen Aluminium-Gehäuse. Dieses wiederum sitzt auf der Spitze eines mit flüssigem Stickstoff gefüllten Dewar-Gefäßes. Über einen gut wärmeleitenden Kühlfinger

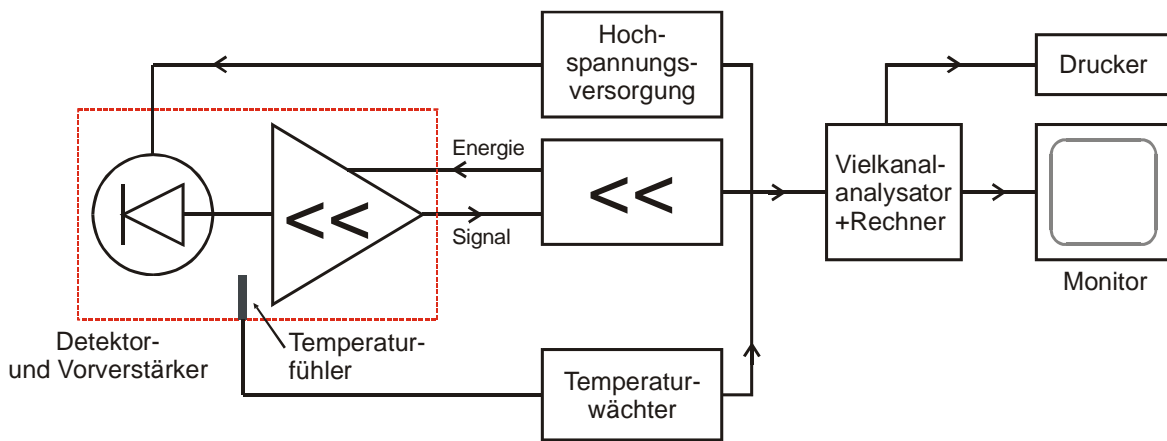


Abb.15: Blockschaftbild des hier verwendeten γ -Spektrometers (Die Kühlvorrichtung für den Detektor ist hier nicht eingezeichnet.)

stehen der Kristall und die erste Vorverstärkerstufe mit dem Stickstoffvolumen in Verbindung, sodass sie sich ungefähr auf der Temperatur des siedenden Stickstoffs befinden. Der Hauptverstärker ist über eine Signalleitung von niedriger Impedanz mit dem Vorverstärker verbunden. Dieser leitet die auf einige Volt verstärkten Impulse zum Vielkanalanalysator, der sich als Steckkarte im Rechner befindet, weiter.

In einem separaten Einschub wird die sorgfältig geglättete Hochspannung (5 kV) für den Detektor erzeugt und mit einem Spezialkabel zugeführt. Da der Detektor nur an die Hochspannung angeschlossen werden darf, wenn dieser abgekühlt ist, hat man einen Temperaturfühler in das Detektorgehäuse eingebaut, der einen Temperaturwächter („HV Inhibit“) steuert. Dieser verhindert, dass die Hochspannung an einen warmen Detektorkristall gelegt wird. **Diese Sicherheitsschaltung darf auf keinen Fall außer Betrieb gesetzt werden.**

Die Hochspannung am Detektor darf nur sehr langsam geändert werden; andernfalls treten an der Eingangsstufe des Vorverstärkers so hohe Signalspannungen auf, dass diese zerstört wird. Aus diesem Grunde hat man in den Hochspannungsgenerator ein RC-Glied mit so großer Zeitkonstante eingebaut, dass selbst bei Ausfall der Netzspannung dU/dt hinreichend klein ist.

6. Das von einem Ge-Detektor erzeugte Spektrum eines monochromatischen γ -Strahlers

Leider besteht das mit einem Ge-Detektor gemessene Spektrum eines monochromatischen Strahlers nicht nur aus einer Linie, sondern es hat etwa die in Abb.16 wiedergegebene Gestalt. Es besteht aus den Komponenten „Photopeak“, „Compton-Kontinuum“ mit Compton-Kante und dem „Rückstreupeak“. Der „Photopeak“ entsteht dann, wenn die **gesamte** Quantenenergie im Detektor-Kristall deponiert wird. Das ist nur möglich, wenn bei der Absorption des Quants der Photo-Effekt beteiligt ist (Siehe Kap. 2a). Der „Photopeak“ ist daher für die Quantenenergiemessung die eigentlich interessierende Größe. Seine Halbwertsbreite ist, wie in Kap.4 dargelegt, ein Maß für die Energieauflösung des Detektors.

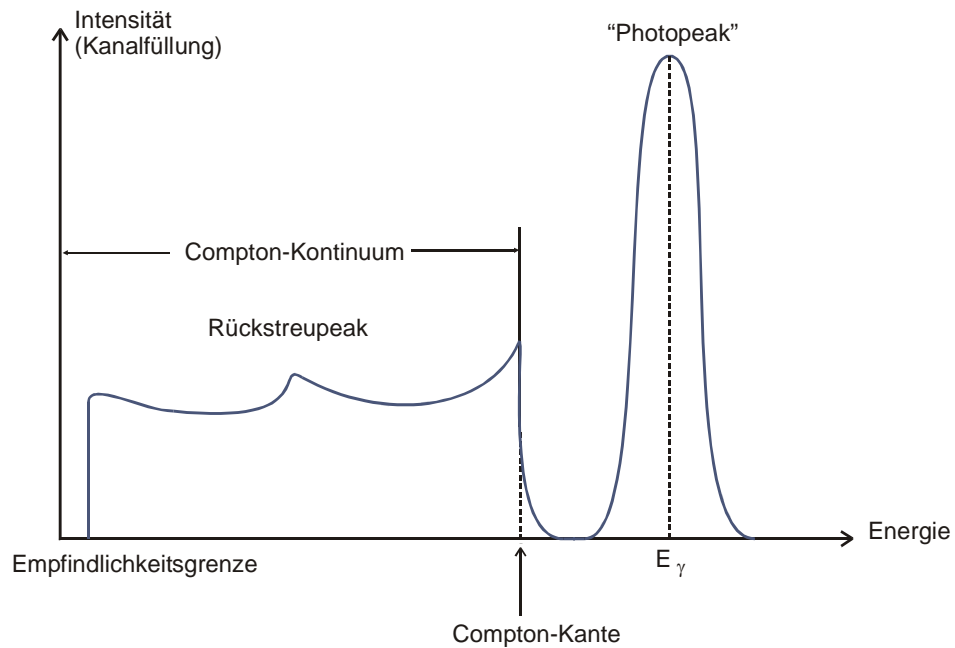


Abb.16: Das Spektrum eines monochromatischen γ -Strahlers mit der Energie E_γ aufgenommen mit einem Ge-Detektor

Eher störend bei der γ -Spektroskopie ist das breite Compton-Kontinuum, das sich von der Energie von 0 bis zur Compton-Kante $E_{e,\max}$ erstreckt, welche nach (11) durch

$$E_{e,\max} = E_\gamma \frac{2\varepsilon}{1 + 2\varepsilon}$$

gegeben ist. Die genaue Gestalt des Kontinuums ist durch (12a) festgelegt. Auch etwas oberhalb der Compton-Kante beobachtet man noch eine von null verschiedene Intensität. Sie entsteht durch mehrfach comptongestreuete Quanten.

Dem Compton-Kontinuum überlagert ist noch der sogenannte „Rückstreupeak“. Er entsteht durch Quanten, die nicht unmittelbar von der Quelle in den Detektor gelangen, sondern erst nach Compton-Streuung in der Umgebung des Detektors (zum Beispiel in der Pb-Abschirmung oder in der Quelle selbst) in den Detektor gelangen. Da hierbei zumeist große Streuwinkel auftreten, spricht man von einer „Rückstreuung“. Zur Abschätzung der Lage des Rückstreupeaks kann man in die Gleichung (8) für die Energie E_γ des gestreuten Quants für ψ_γ einen Wert von 180° einsetzen.

7. Bestimmung der Energie und der Aktivität einer γ -Quelle

Bei der Aufnahme eines Energiespektrums kann man den einzelnen Peaks zunächst nur eine Kanalnummer zuordnen. Man findet diese, wenn man einen Cursor auf das Maximum des Peaks oder die Mitte einer Halbwertsbreite schiebt. Erst mit Hilfe einer Eichmessung, bei der das Spektrum eines γ -Strahlers mit bekannten Energien aufgenommen wird, kann man einen Zusammenhang zwischen Kanalnummer und Energie herstellen. Um den statistischen Fehler bei der Eichung möglichst gering zu halten, ist es notwendig, ein möglichst linienreiches Spektrum für die Eichung zu verwenden. Die

Zuordnung der Kanalnummern zu den Energiewerten sollte mittels einer linearen Ausgleichsrechnung geschehen^{*)}.

Zur Bestimmung der absoluten Intensität einer γ -Linie muss die Effizienz Q des Detektors, das heißt die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Quants mit der Energie E_γ bekannt sein. Diese muss ebenfalls durch eine Eichmessung bestimmt werden. Man benötigt hierzu γ -Strahler mit einer bekannten Aktivität A ; denn das gemessene Zählerergebnis Z als Summe der Impulse in einem Peak ist gegeben durch

$$(22) \quad Z = \frac{\Omega}{4\pi} \cdot A \cdot W \cdot Q \quad .$$

Hierin bedeuten Ω den Raumwinkel, unter dem der Strahler vom Detektor „gesehen“ wird, und W die sogenannte Emissionswahrscheinlichkeit einer bestimmten Energie bei einem Mehrlinienstrahler; denn hier kann es vorkommen, dass bei einem Emissionsakt nicht jeder Übergang beteiligt ist. Im Beispiel von Abb.17, wo das Energieniveauschema eines 3-Linien-Strahlers dargestellt ist, kann es vorkommen, dass der Übergang 1 mit einer anderen Wahrscheinlichkeit auftritt als die Übergänge 2 und 3. Zur

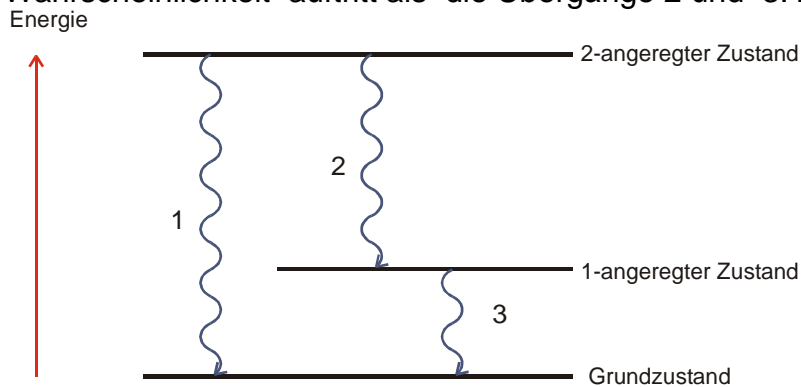


Abb.17: Energieniveauschema eines 3-Linien-Strahlers mit den Energien $E_{\gamma_1} > E_{\gamma_2} > E_{\gamma_3}$

Bestimmung von Q nach (22) müssen also die Größen Z , A , W und Ω bekannt sein: Z lässt sich mit hoher Genauigkeit aus dem Energiespektrum ablesen^{**)} . A entnimmt man aus Herstellerangaben. Hierbei ist allerdings die Aktivität des Strahlers am Verwendungstage einzusetzen, die man aus dem Datum der Herstellung und der Halbwertszeit des instabilen Nuklids errechnen muss. W lässt sich aus einschlägigen Tabellen entnehmen^{***))} (unter anderem aus Tabelle 1 im Anhang). Problematisch ist dagegen die Angabe von Ω . Unter Berücksichtigung der endlichen Ausdehnung der Strahlungsquelle in 3 Dimensionen und der unterschiedlichen Eindringtiefe der Quanten in De-

^{*)} Nur bei extremen Anforderungen an die Genauigkeit ist eventuell eine parabolische Ausgleichsrechnung notwendig.

^{**)} Bei der hier verwendeten Software werden bereits der Strahlungsuntergrund von der Peakfläche abgezogen und der statistische Fehler von Z angegeben. Dabei wird der Peak durch eine Gauß-Verteilung approximiert.

^{***))}) zum Beispiel: D. Nachtigall, Tabelle spezifischer Gammastrahlenkonstanten, Thiemig-Taschenbücher, Band 34 (1969)

tektorkristall ergeben sich komplizierte Zusammenhänge zwischen Ω und den geometrischen Abmessungen der Quelle^{*)}. Die Beziehungen vereinfachen sich, wenn der Abstand a zwischen Quelle und Detektor groß gegenüber den Quellenabmessungen wird. Im vorliegenden Experiment kann man mit der aus Abb.18 ableitbaren Beziehung

$$(23) \quad \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{a}{\sqrt{a^2 + r^2}} \right)$$

arbeiten, wenn $a \geq 10\text{cm}$ ist. Der Radius r lässt sich aus Abb.7 entnehmen. Der wahrscheinlichste Absorptionspunkt liegt etwa 1,5 cm unter der Deckfläche der Al-Schutzhaube.

Es zeigt sich, dass oberhalb von $E_\gamma = 150\text{ keV}$ der Zusammenhang zwischen Q und E_γ durch eine Potenzfunktion dargestellt werden kann. Unterhalb dieses Wertes macht sich in zunehmendem Maße die Absorption der Quanten durch die Al-Schutzhaube und vor allem durch die n-dotierte Oberflächenschicht des Kristalls bemerkbar. Das führt dazu, dass Quanten mit einer Energie $< 40\text{ keV}$ praktisch nicht mehr nachgewiesen werden können.

Sind bei dem Spektrometer eine Energieeichung durchgeführt und die Effizienzfunktion bestimmt worden, lassen sich aus den Spektren unbekannter Strahler deren Energie und Aktivitäten bestimmen und eventuell die aktiven Nuklide ermitteln. Das soll im vorliegenden Experiment mehrfach ausprobiert werden sowohl an künstlich hergestellten Strahlern als auch an in der Natur vorkommenden radioaktiven Stoffen.

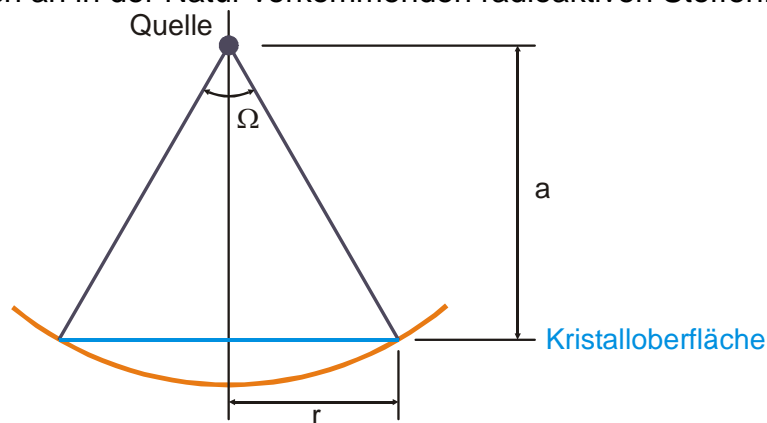


Abb.18: Skizze zur Berechnung des Raumwinkels Ω bei Vernachlässigung der Quellenabmessungen

8. Messprogramm

- Man nehme das Spektrum eines kalibrierten ^{152}Eu -Strahlers auf, um damit eine Energieeichung der Apparatur sowie eine Effizienzmessung des Detektors durchzuführen, dass heißt, es müssen sowohl die Lage der Peaks als auch ihr Inhalt bestimmt werden.

^{*)} Näheres hierzu findet man z.B. in R.P. Gardner, Nucl. Inst. and Meth. **176** (1980), S.615 und R.P. Gardner, K. Verghese, ebenda, **93** (1971), S. 163

- b) Man zeichne das Spektrum eines ^{137}Cs -Strahlers zur Bestimmung von Detektoreigenschaften auf.
- c) Man stelle das Spektrum des Positronenstrahlers ^{22}Na dar.
- d) Zum Zwecke der Aktivitätsbestimmung nehme man das Spektrum einer ^{125}Sb - oder einer ^{133}Ba -Quelle auf.
- e) Man zeichne das Spektrum des Minerals Columbit ($\text{FeMnNb}_2\text{O}_6$) oder eines Uransalzes oder einer ^{226}Ra -Quelle auf, um die aktiven Nuklide zu identifizieren.

9. Auswertung der Ergebnisse

zu 8a: In Tabelle 1 des Anhangs sind die γ -Energien des ^{152}Eu -Spektrums sowie die zugehörigen Emissionswahrscheinlichkeiten wiedergegeben. Mit den Daten führe man eine lineare Ausgleichsrechnung zur Energieeichung des Spektrometers durch.

Außerdem findet man dort die Aktivität der ^{152}Eu -Quelle am Tage ihrer Herstellung. Daraus errechne man unter Verwendung der Halbwertszeit die Aktivität am Messtage. Aus der Geometrie der Versuchsanordnung (Abb.7 und Abb.18) errechne man nach (23) den hier vorliegenden Raumwinkel. Weiterhin entnehme man aus den Spektren die Peakinhalte Z der einzelnen Linien und berechne daraus gemäß (22) die Effizienz der Linien des ^{152}Eu -Spektrums.

Mit Hilfe der $\{(Q(E_\gamma), E_\gamma)\}$ -Wertepaare errechne man eine Potenzfunktion, die den Zusammenhang zwischen Q und E_γ wiedergibt. Es sollten dabei nur Werte mit $E_\gamma > 150$ keV verwertet werden.

zu 8b: Aus dem Spektrum entnehme man die Energie E_γ des Strahlers, die Halbwertsbreite und die Zehntelwertsbreite des Photopeaks, die Lagen der Compton-Kante und des Rückstreupeaks sowie die Inhalte des Photopeaks und des Compton-Kontinuums. Sodann vergleiche man die gemessenen Werte für die Compton-Kante und den Rückstreupeak mit den aus E_γ berechneten Werten. Die gemessene Halbwertsbreite des Photopeaks vergleiche man mit der Zehntelwertsbreite. Falls eine Gaußverteilung vorliegt, müsste

$$x_{1/10} = 1,823 x_{1/2}$$

sein, wie man schnell bestätigt. Außerdem vergleiche man die gemessene Halbwertsbreite mit dem aus (20) gerechneten Wert.

Aus der Länge des Detektorkristalls und dem Extinktionskoeffizienten μ für Photo- und Compton-Effekt gemäß Abb.5 kann man die Absorptionswahrscheinlichkeit der ^{137}Cs -Quanten für den hier vorliegenden Detektor errechnen.

Die Ergebnisse vergleiche man mit den Inhalten der Photo-Linie und des Compton-Kontinuums. Welchen Schluss muss man aus dem Vergleich ziehen? Wie kommt vermutlich der „Photo-Peak“ zu Stande?

(Der Inhalt des Compton-Kontinuums ist durch den Rückstreu-Peak und im Bereich niedriger Energien eventuell durch andere Einflüsse verfälscht. Für eine genauere Bestimmung ist es sinnvoll, ihn durch eine Funktion gemäß (12a) anzupassen. Ein kon-

stanter Faktor vor dem Klammerausdruck in (12a) kann aus Messergebnissen etwas unterhalb der Compton-Kante gewonnen werden, denn in diesem Energiebereich wird die Compton-Kurve weitgehend unverfälscht gemessen.)

zu 8c: Das Nuklid ^{22}Na ist ein Positronenstrahler. Nach Emission dieses Teilchens verbleibt der neue Kern (^{22}Ne) in einem angeregten Zustand. Nach einer Lebensdauer von ca. 4 ps geht er unter Emission eines γ -Quants in den Grundzustand über. Seine Energie E_γ wird im Experiment gemessen.

Das Positron tritt in Wechselwirkung mit der Materie der Umgebung und zerstrahlt dabei, sodass auch die Vernichtungsquanten im Spektrum erscheinen. Von Interesse bei 8c ist nun das Intensitätsverhältnis zwischen der gemessenen Vernichtungsstrahlung und der Strahlung, die beim Übergang des angeregten ^{22}Ne in den Grundzustand emittiert wird. Dieses Verhältnis soll gemessen und erklärt werden. Bei der Auswertung ist beachten, dass parallel zum β^+ -Zerfall des ^{22}Na ein Konkurrenzzerfall nämlich ein Elektroneneinfang erfolgt, sodass die Emissionswahrscheinlichkeit W für E_γ (siehe Kap.7) nur 90,4 % beträgt.

zu 8d: Hier sind die Intensitäten der einzelnen Spektrallinien zu bestimmen und mit dieser Information gemäß (22) die Aktivität der vermessenen Quelle am Tage der Messung zu berechnen. Die hierfür notwendigen Emissionswahrscheinlichkeiten findet man in den Tabellen 2 und 3 im Anhang.

zu 8e: Als Messobjekte werden hier natürliche radioaktive Strahler verwendet, die entweder aus sehr langlebigen Nukliden (z.B. ^{40}K) bestehen oder Glieder aus Zerfallsreihen mit mindestens einem langlebigen Nuklid enthalten. Man versuche, mit Hilfe der gemessenen Linienenergien herauszufinden, welche Glieder von welcher Zerfallsreihe in der Probe enthalten sind. Die wichtigsten in der Natur vorkommenden radioaktiven Zerfallsreihen sind in Tabelle 4 und 5 aufgelistet.

10. Literatur

Kai Siegbahn, $\alpha\cdot\beta\cdot\gamma$ Ray Spectroscopy, Vol 1, North Holland Publishing Company

K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner 1984

O.C. Allkofer, Teilchen-Detektoren, Thieme KG 1971

H.U. Schmidt, Messelektronik in der Kernphysik, Teubner 1986

Anhang:Tabelle 1: Das Gamma-Spektrum des Nuklids ^{152}Eu

Energie E_γ [keV]	Em.-Wahrsch. W [%]
121,78	28,6
244,70	7,6
295,94	0,4
344,3	26,5
411,12	2,2
443,96	3,1
678,00	2,0
688,67	0,9
778,90	12,9
867,37	4,2
964,08	14,6
1005,30	0,6
1085,90	10,2
1112,10	13,6
1299,10	1,6
1408,00	21,0
1457,60	0,5

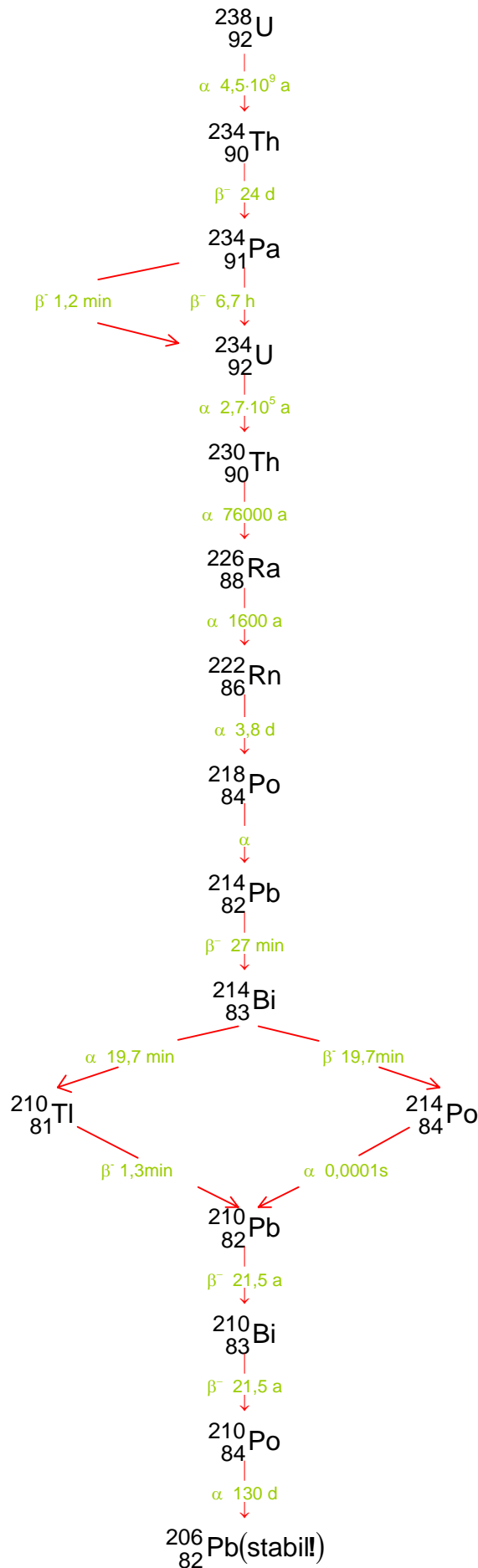
Die Quelle besaß am 01.10.2000 eine Aktivität von 4130 ± 60 Bq. Die Halbwertszeit des Nuklids beträgt 4943 ± 5 d.

Tabelle 2: Das Gamma-Spektrum des Nuklids ^{125}Sb

Energie E_γ [keV]	Em.-Wahrsch. W [%]
176	6
427	31
463	10
599	24
634	11
660	3

Tabelle 3: Das Gamma-Spektrum des Nuklids ^{133}Ba

Energie E_γ [keV]	Em.-Wahrsch. W [%]
53,16	2,2
79,62	2,6
81,00	34,1
160,61	0,6
223,25	0,5
302,85	18,3
356,02	62,1
383,85	8,9



^{238}U Uran-Zerfallsreihe

γ -aktive Nuklide

^{234}Th	(24d)
63 keV	3,5%
93 keV	4,0%

^{234}Pa	(6,7h)
100 keV	50%
126 keV	26%
220 keV	14%
360 keV	13%
560 keV	15%
700 keV	24%
900 keV	70%
1080 keV	12%

^{230}Th	(1,9 a)
68 keV	0,6%

^{226}Ra	(1600 a)
186 keV	4%

^{214}Pb	(27 min)
53 keV	1%
242 keV	4%
295 keV	19%
352 keV	36%

^{214}Bi	(19,7 min)
609 keV	47%
769 keV	5%
935 keV	3%
1120 keV	17%
1378 keV	5%
1400 keV	4%
1509 keV	2%
1728 keV	3%
1764 keV	17%
2204 keV	5%

^{210}Pb	(21,5 a)
47 keV	4%

^{210}Tl	(1,3 min)
296 keV	80%
795 keV	100%
1080 keV	19%
1210 keV	17%
1310 keV	21%
2010 keV	7%

$^{210}\text{Bi}^m$	(2,6 $\cdot 10^6$ a)
262 keV	45 %
300 keV	23 %

Tabelle 4:

^{232}Th Thorium-Zerfallsreihe **γ -aktive Nuklide**

^{228}Ac	(6,1 d)
340 keV	15%
911 (908) keV	25%
960 keV	20%

^{228}Th	(1,9 a)
84 keV	1,6%

^{224}Ra	(3,6 d)
241 keV	3,7%

^{212}Pb	(10,6 h)
239 keV	47%
300 keV	3,2%

^{212}Bi	(60,5 min)
40 keV	2%
727 keV	7%
787 keV	1,2%
1620 keV	1,8%

^{208}Tl	(3,1 min)
511 keV	23%
583 keV	86%
869 keV	12%
2614 keV	100%

ohne γ : ^{232}Th , ^{228}Ra , ^{216}Po
 geringe γ -Emission: ^{220}Rn

Tabelle 5:

