



**TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DRESDEN**

Fachrichtung Physik

Physikalisches Grundpraktikum

Versuch: **RM2**

Erstellt: P. Eckstein
K. Prokert
R. Schwierz

Bearbeitet: A. Otto

Aktualisiert: am 16.02. 2011

Absorption und Schwächung ionisierender Strahlung

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|----------|
| 1 Aufgabenstellung | 2 |
| 2 Grundlagen | 2 |
| 2.1 Wechselwirkungsprozesse direkt ionisierender Strahlung (z.B. von α -Teilchen) . . | 2 |
| 2.2 Die Wechselwirkungsprozesse indirekt ionisierender Strahlung (z.B. Photonen) . | 3 |
| 3 Strahlungsdetektoren | 5 |
| 3.1 Si-Oberflächenbarrieredetektoren zur Messung von α -Strahlung | 6 |
| 3.2 NaI(Tl)-Szintillationsdetektoren zu Messung von γ -Strahlung | 6 |
| 4 Erläuterungen zur Aufgabenstellung | 7 |
| 4.1 Bestimmung der Reichweite und Ermittlung der Energie von α -Strahlung | 7 |
| 4.2 Ermittlung von Massenschwächungskoeffizienten in Abhängigkeit von der Energie der γ -Strahlung und vom durchstrahlten Material | 7 |
| 5 Hinweise zum Experiment (Einzelheiten siehe Platzanleitung) | 8 |
| 5.1 Reichweitebestimmung und Ermittlung der Energie von α -Strahlung | 8 |
| 5.2 Messung von Massenschwächungskoeffizienten für verschiedene Elemente und unterschiedliche γ -Strahlungsenergien | 8 |
| 6 Vorbereitungshinweise | 9 |
| Literatur | 9 |

1 Aufgabenstellung

1. Bestimmung der Reichweite und Ermittlung der Energie der α -Strahlung.
2. Bestimmung der Schwächung der γ -Strahlung von ^{60}Co und ^{137}Cs durch verschiedene Metalle und Ermittlung der betreffenden Massenschwächungskoeffizienten.

2 Grundlagen

Die Wechselwirkung ionisierender („radioaktiver“) Strahlung mit Stoffen wird wesentlich durch die Art der Strahlung bestimmt. Die Wechselwirkungsreaktionen von geladenen oder ungeladenen Teilchen sowie von Photonen, die zu einer Ionisation führen, sind sehr verschieden. Geladene Teilchen, wie α -Partikel, Protonen oder schwere Ionen ionisieren auf direktem Wege, während ungeladene Teilchen (Neutronen oder Photonen) zunächst geladene Teilchen erzeugen müssen, die dann die Ionisation bewirken. Daraus ergibt sich die übliche Unterscheidung in direkt oder indirekt ionisierende Strahlungsarten. Durch die auftretenden Wechselwirkungsprozesse überträgt die Strahlung ihre Energie an den Stoff und wird dabei entweder absorbiert oder umgewandelt. Diese Prozesse haben praktische Bedeutung z.B. für den Schutz vor Strahlung durch Abschirmungen, beim Nachweis von Strahlung durch Ausnutzung definierter Reaktion in Detektoren oder durch das Auftreten von Materialveränderungen. Hierbei sind nützliche Effekte möglich (z. B. gezielte Werkstoffmodifikation, Analyseverfahren, Strahlensterilisation), es treten aber auch schädigende Wirkungen (z.B. Strahlenschäden in Organismen oder an elektronischen Bauteilen bzw. Konstruktionsmaterialien) auf.

2.1 Wechselwirkungsprozesse direkt ionisierender Strahlung (z.B. von α -Teilchen)

Durchdringt ein geladenes Teilchen – z.B. ein α -Partikel – Materie, so verliert es im wesentlichen durch Wechselwirkungen mit Elektronen seine kinetische Energie. Diese Prozesse führen zur Ionisation von Atomen im betreffenden Material. Da die kinetische Energie von α -Teilchen i.a. groß gegen die Ionisationsenergie der Atome und die Masse der α -Teilchen groß gegen die Elektronenmasse ist, ergibt sich ein geringer Energieverlust des Teilchens in einem einzelnen Wechselwirkungsprozeß. Dagegen verlieren β -Teilchen bis zur Hälfte ihrer Energie bei einer Wechselwirkung mit Hüllenelektronen der Atome. Die Anzahl der Elektronen in der zu durchdringenden Materie ist so groß, dass der Energieverlust eines schweren geladenen Teilchens (z.B. α , p) als kontinuierlicher Prozess betrachtet werden kann. Dieser Prozess wird als **Ionisationsbremsung** bezeichnet und kann in guter Näherung durch die quantenmechanische Ableitung von Bethe und Bloch beschrieben werden. Der spezifische Energieverlust dE/dx für α -Teilchen ergibt sich zu

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{16\pi e_0^4 n_e}{m_e v^2} \left(\ln \frac{2m_e v^2}{\langle E_b^{(e)} \rangle} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right) \quad (1)$$

mit $\beta = \frac{v}{c}$ und $\langle E_b^{(e)} \rangle \approx Z \cdot 13,5 \text{ eV}$ als mittleres Ionisationspotential für ein Material mit der Kernladungszahl Z . Durch die Ionisationsbremsung erreichen α -Teilchen in Stoffen eine gut definierte Reichweite mit nahezu geradliniger Spur. Durch Integration ergibt sich nach (2) die experimentell leicht zugängliche Größe der mittleren Reichweite

$$\langle R \rangle = \int_E^0 \frac{dE}{-\left(\frac{dE}{dx}\right)} \quad (2)$$

Tatsächlich ist die mittlere Reichweite für α -Teilchen in Luft durch Umladungseffekte bei geringen Energien etwas größer als in (2) und wird meist durch empirische Näherungen für bestimmte Energiebereiche angegeben.

$$R_\alpha(\text{Luft}) = 3,1 \text{ mm} \cdot (E_\alpha/\text{MeV})^{3/2} \quad \text{für} \quad 4 < E_\alpha/\text{MeV} < 7 \quad (3)$$

In (1) wird sofort sichtbar, dass der spezifische Energieverlust bei der Abbremsung des α -Teilchens zunimmt. Diesen Sachverhalt verdeutlichen die in Abb. 1 dargestellten sog. Bragg'schen Kurven – hier für α -Teilchen aus ^{210}Po bzw. ^{214}Po . Sie zeigen das Wachsen von dE/dx mit der Abnahme von E_α entlang des Bremsweges x bis zu der Energieschwelle, ab der keine Ionisation sondern nur noch Anregungsprozesse stattfinden. Direkt ionisierende Teilchen können auch durch **Strahlungsbremung** mit Stoffen wechselwirken und dadurch Energie abgeben. Als Folge dieses Streuprozesses tritt Bremsstrahlung auf. Dieser Prozess ist proportional Z^2 und wächst in dem Maße, wie sich v/c an 1 nähert (relativistische Energien). Daher ist die Strahlungsbremung bei der Wechselwirkung von α -Strahlung aus Radionuklidquellen ohne Bedeutung. Bei der Wechselwirkung energiereicher β -Strahlung ($E_\beta > 1 \text{ MeV}$) mit Stoffen hoher Kernladungszahl Z ist das Auftreten von Bremsstrahlung schon merkbar. Daher ist die optimale Abschirmung von Elektronen sehr abhängig von ihrer Energie.

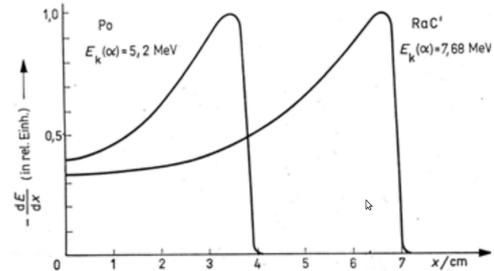


Abb. 1: Bragg'sche Kurven für α -Teilchen (Po: ^{210}Po , RaC': ^{214}Po aus der Ra-Zerfallsreihe)

2.2 Die Wechselwirkungsprozesse indirekt ionisierender Strahlung (z.B. Photonen)

Die Wechselwirkung von Photonen mit Stoffen unterscheidet sich grundsätzlich von der Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie. Die für Photonen relevanten Prozesse sind der *Photoeffekt* (PE), die *Compton-Streuung* (CS) und die *Paarbildung* (PB). Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens dieser drei Prozesse lässt sich durch ihre Wirkungsquerschnitte σ_{PE} , σ_{CS} und σ_{PB} bzw. durch deren Summe σ_{tot} , dem totalen Wirkungsquerschnitt, beschreiben.

Der **Photoeffekt** ist die Emission eines Elektrons aus einer Schale der Elektronenhülle des Atoms infolge Absorption eines γ -Quants durch das Atom und stellt den Hauptprozess bei der Absorption energiearmer γ -Quanten in Elementen mit großem Z dar. Bei Verbindungen muss mit einer effektiven Kernladungszahl Z_{eff} gerechnet werden, die nach der Beziehung

$$Z_{\text{eff}} = \sum_n p_n Z_n \quad (p_n = \text{Massenanteil des Elementes } Z_n \text{ in der Verbindung}) \quad (4)$$

berechnet wird.

Um Energie- und Impulserhaltung zu gewährleisten, muss ein Teil des Impulses des γ -Quants auf das Atom übertragen werden, der Photoeffekt kann also nur an gebundenen Elektronen stattfinden. Das erklärt auch die Energieabhängigkeit von σ_{PE} :

- es treten hohe Maxima des Wirkungsquerschnitts auf, wenn die Energie des γ -Quants gerade ausreicht, um ein Elektron aus der n -ten Schale zu schlagen,
- der Photoeffekt dominiert an der K-Schale für $E_\gamma \geq E_{\text{b-K}}$ (Bindungsenergie der K-Schale), seine Wahrscheinlichkeit sinkt jedoch mit steigender γ -Energie,
- unterhalb dieser Energie findet der Photoeffekt an einer der äußeren Schalen statt.

Die Wahrscheinlichkeit des Photoeffekts ist extrem stark abhängig von der Elektronenzahl in der Atomhülle, es gilt

$$\sigma_{PE} \sim Z^5 \tag{5}$$

Als Folge eines Photoeffekts wird ein Röntgenquant emittiert, da die entstandene Elektronenlücke in der n -ten Schale aufgefüllt wird (z.B. entsteht die charakteristische K_α - bzw. K_β -Strahlung eines Elements, wenn das Photoelektron der K-Schale entstammte).

Der **Comptoneffekt** ist ein Streuprozess, bei dem nur ein Teil der γ -Energie an ein Elektron übertragen wird. Im Gegensatz zum Photoeffekt spielt hier die Bindung des Elektrons kaum eine Rolle, für praktische Berechnungen geht man von freien ruhenden Elektronen aus. Die gesamte Kinematik ist durch Energie- und Impulserhaltungssatz im relativistischen Fall beschreibbar, woraus für die Energie des gestreuten Quants (γ') folgt:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \vartheta)} \quad \vartheta \dots \text{Winkel zwischen } \gamma \text{ und } \gamma' \tag{6}$$

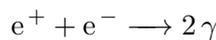
$m_e \dots$ Ruhemasse des Elektrons

Die Energie des Compton-Elektrons beträgt nach der Streuung $E_e = E_\gamma - E_{\gamma'}$. Für große γ -Energien ($E_\gamma \gg m_e c^2$) ist der Wirkungsquerschnitt für den Comptoneffekt proportional Z/E_γ .

Der **Paarbildungseffekt** ist die Bildung eines Elektron-Positron-Paares infolge der Absorption eines γ -Quants mit einer Energie $E_\gamma > 2m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$ vor allem im Coulomb-Feld eines Atomkerns. Ein Stoßpartner ist erforderlich, da sonst der Impulserhaltungssatz verletzt würde. Bis zu γ -Energien von etwa 25 MeV folgt der Wirkungsquerschnitt für den Paarbildungseffekt der Beziehung

$$\sigma_{PB} \sim Z^2 \ln E_\gamma \tag{7}$$

mit weiterem Steigen von E_γ wächst der Wirkungsquerschnitt langsamer und wird bei extrem hohen Energien nahezu konstant. Als Folge des Paarbildungseffektes entsteht γ -Strahlung der Energie $E_\gamma = 511 \text{ keV}$, da das entstandene Positron entsprechend der Annihilationsreaktion



zerstrahlt.

Die Überlagerung dieser Effekte muss bei der Messung von Photonenstrahlung berücksichtigt werden, denn auf diese Weise wird durch eine einfallende monoenergetische Strahlung ein komplexes Spektrum durch den Detektor erzeugt, s. Abb. 2. Wie stark die Schwächung von Photonenstrahlung einer bestimmten Energie in einem konkreten Material ist, hängt von dessen σ_{tot} ab und ist durch den experimentell bestimmbar Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ angebar.

Durch alle Absorptions- oder Streuprozesse von Photonenstrahlung in einem durchstrahlten Stoff wird die Flussdichte φ des Strahlenbündels auf dem Weg dx um $d\varphi$ verringert. Über die Beziehung

$$-d\varphi = \varphi n \sigma_{tot} dx \tag{8}$$

ergibt sich das exponentielle Schwächungsgesetz

$$\varphi = \varphi_0 e^{-n\sigma_{tot}x} \tag{9}$$

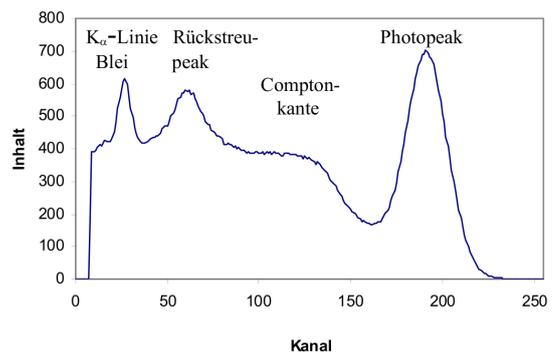


Abb. 2: Mit einem NaJ-Szintillationsdetektor aufgenommenes Spektrum einer ^{137}Cs -Quelle

Die materialabhängigen Größen n (Anzahldichte von Atomen) und σ_{tot} können zum Schwächungskoeffizienten

$$\mu = n \sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{tot}} \rho / A \tag{10}$$

zusammengefasst werden, wobei A die Atommasse bedeutet.

In der Praxis ist es üblich, den Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ anzugeben. Das Schwächungsgesetz erhält dann die drei Formen:

$$\varphi = \varphi_0 e^{-\mu x} \quad \varphi = \varphi_0 e^{-(\mu/\rho)d} \quad \varphi = \varphi_0 e^{-x/x_0} \tag{11}$$

wobei d die Massenflächendichte [g/cm^2] und x_0 ($x_0 = 1/\mu$) die mittlere Reichweite der Photonen ist. Der Massenschwächungskoeffizient eines Materials ist eine von der Photonenenergie E_γ abhängige Größe.

3 Strahlungsdetektoren

Aus den beschriebenen Wechselwirkungsprozessen ergibt sich, dass die Detektoren der zu messenden Strahlungsart angepasst sein müssen, um eine hohe Zählausbeute η zu gewährleisten. Es gilt

$$\dot{N} = \eta A \tag{12}$$

mit \dot{N} = Zählrate und A = Aktivität (Zahl der emittierten Teilchen pro Zeiteinheit).

Abb. 3 zeigt den schematischen Aufbau eines Strahlungsdetektors. Die im empfindlichen Detektorvolumen auf direktem oder indirektem Wege gebildeten Ladungsträger werden durch ein elektrisches Feld abgesaugt und evtl. vervielfacht. Entstehen im Detektor Lichtquanten, so müssen diese durch einen geeigneten Konverter (Photomultiplier, Photodiode) ebenfalls in Ladungsträger umgewandelt werden. Die Wechselwirkungen im Detektor bestimmen die Form des Stromimpulses und ggf. seine Proportionalität zur absorbierten Strahlungsenergie (spektrometrische Detektoren). Wie in Abb. 3 angedeutet, fließt der Detektorstromimpuls $i(t)$ in die aus Arbeitswiderstand und Summe aus parasitärer Detektorkapazität und Eingangskapazität der Folgeelektronik (einige 10 pF) gebildete RC-Kombination. Unter Annahme eines rechteckförmigen Stromimpulses $i(t)$ erhält man einen Spannungsimpuls $u(t)$, der durch eine schnell ansteigen-

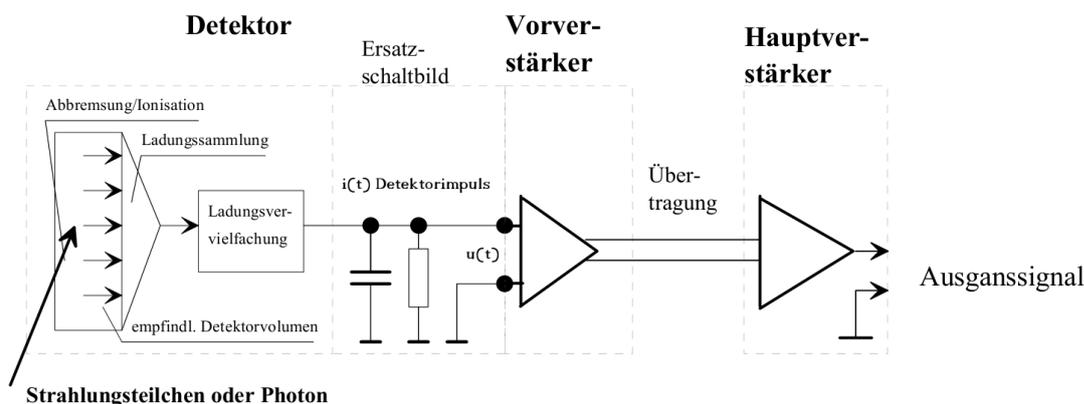


Abb. 3: Schematischer Aufbau eines Strahlungsdetektors

de und eine langsam abfallende Exponentialfunktion beschrieben wird. Der hier gezeichnete Vorverstärker hat die Aufgabe, das Signal für den Transport über eine längere Strecke aufzubereiten (Verstärkung und/oder Impedanzanpassung), wogegen der Hauptverstärker die endgültige Impulsformung (bevorzugt Gaußimpulsformung) für die nachfolgende Analyseelektronik übernimmt. Für diese Weiterverarbeitung der Ausgangssignale stehen elektronische Geräte zur

Verfügung, die im einfachsten Falle lediglich eine Impulzzählung gestatten. Eine Impulshöhen-diskriminierung ermöglicht die Aufnahme integraler und differentieller Impulshöhenverteilungen. Spezielle Meßplätze zur Spektrometrie von Teilchen- oder Photonenstrahlung analysieren und registrieren das Impulshöhenspektrum eines hochauflösenden spektrometrischen Detektors mit Hilfe eines ADC.

3.1 Si-Oberflächenbarrieredetektoren zur Messung von α -Strahlung

Diese Halbleiterdetektoren nutzen die Eigenschaften von pn-Übergängen in Halbleitermaterialien. Als Halbleitermaterial eignen sich Si und Ge, wobei Ge-Detektoren zur Vermeidung des thermischen Rauschens gekühlt werden müssen. Bei diesen Detektoren handelt es sich um spezielle Halbleiterdioden, die in Sperrichtung gepolt werden, s. Abb. 4.

Im Übergangsbereich entsteht daher eine Zone, die an beweglichen Ladungsträgern stark verarmt ist, wodurch im Grenzschichtbereich eine Potentialdifferenz durch die unbeweglichen Donatoren und Akzeptoren und die angelegte Sperrspannung entsteht. Aufgrund der geringen Dicke der Grenzschicht treten merkliche Feldstärken auf, die in der Lage sind, Ladungsträger, die durch ein ionisierendes Teilchen entstanden sind, zu trennen und als kleinen Ladungsimpuls nachzuweisen.

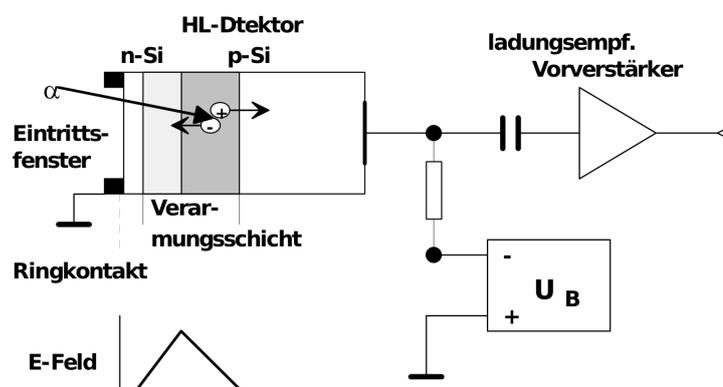


Abb. 4: Prinzipieller Aufbau eines Halbleiterdetektors für α -Teilchen

Infolge vollständiger Absorption des α -Teilchens durch Ionisationsprozesse in der Verarmungsschicht ist die gesammelte Ladungsmenge der Energie E_α proportional, wodurch die Bedingung für eine spektrometrische Messung erfüllt ist. Für die Spektrometrie von α -Teilchen werden hauptsächlich Si-Oberflächenbarrieredetektoren eingesetzt, deren pn-Schichtdicke $100\ \mu\text{m}$ bis $500\ \mu\text{m}$ beträgt. Da die mittlere Reichweite von beispielsweise $10\ \text{MeV}$ - α -Teilchen in Si nur $70\ \mu\text{m}$ beträgt, darf die Totschicht oberhalb der Verarmungsschicht nur eine Dicke von $1\ \mu\text{m}$ besitzen. Zu den Vorteilen derartiger Detektoren gehören ein hohes Energieauflösungsvermögen, der Betrieb ohne spezielle Kühlung und eine relativ große Strahlenbelastbarkeit.

3.2 NaI(Tl)-Szintillationsdetektoren zur Messung von γ -Strahlung

Ein Szintillationsdetektor besteht aus zwei Hauptbestandteilen, dem Szintillator und einem Lichtkonverter, in der Regel Photomultiplier, in Spezialfällen auch Photodioden, s. Abb 5. Szintillatoren sind Substanzen, die unter der Einwirkung schneller geladener Teilchen Photonen im sichtbaren oder UV-Spektralbereich aussenden. Der Nachweis neutraler γ -, Röntgen- oder Neutronenstrahlung erfolgt daher erst über den Zwischenschritt der Erzeugung geladener Teilchen. Das Szintillatormaterial sollte folgende Eigenschaften besitzen:

- hohe Wahrscheinlichkeit einer Vollenergieabsorption durch ausreichende Detektorvolumina (u.U. in Form von Einkristallen), wobei für Photonenstrahlung Z_{eff} des Detektormaterials möglichst groß sein sollte, wohingegen für β -Strahlung ein niedriger Z_{eff} -Wert günstiger ist,
- hohe Emissionswahrscheinlichkeit für Photonen im sichtbaren Bereich als Folge der Anregungsreaktionen,

- gute Durchsichtigkeit im sichtbaren Bereich (Emissions- und Absorptionsspektrum müssen deshalb gegeneinander verschoben sein).

Der Photomultiplier (PM) hat die Aufgabe, das sehr schwache optische Signal des Szintillators durch Elektronenemission einer Photokathode (K) in einen leicht zu registrierenden elektrischen Impuls umzuwandeln. Die an der Photokathode durch den äußeren Photoeffekt ausgelösten Elektronen werden durch ein geeignetes elektrisches Feld (Fokussierelektrode F) abgesaugt und auf die erste Dynode (D1) beschleunigt. Hier löst jedes auftreffende Elektron im Mittel 2 bis 3 Sekundärelektronen aus, die wieder zur nächsten Dynode beschleunigt werden. 10 bis 15 solcher Dynoden bewirken eine 10^5 - bis 10^9 -fache Verstärkung des Elektronenstroms. Dieser wird auf der Anode (A) aufgefangen und erzeugt einen leicht messbaren elektrischen Impuls. Für die Messung der Photonenstrahlung von Radionukliden werden in der Regel $(3 \cdot 3 \cdot 3)\text{cm}^3\text{-NaI(Tl)}$ -Detektoren in Kombination mit einem 12-Stufen-PM unter Verwendung einer S12-Photokathode (Katodenmaterial: Cs-Antimonid) benutzt. Die verwendeten Messgeräte für die Detektorimpulse sind analog denen bei Halbleiterdetektoren. Die erzielbare Energieauflösung ist geringer als bei Halbleiterdetektoren, dagegen ist das zeitliche Auflösungsvermögen deutlich besser.

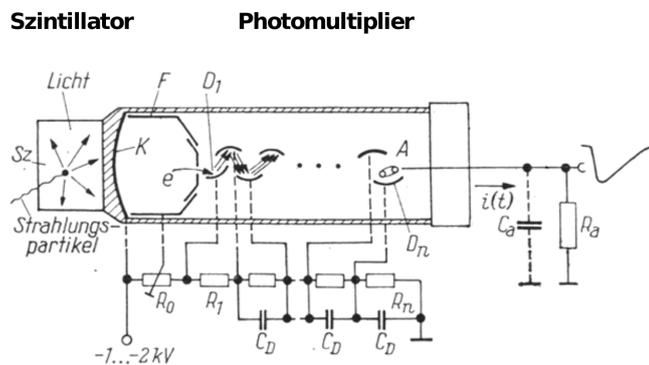


Abb. 5: Aufbau eines Szintillationsdetektors

4 Erläuterungen zur Aufgabenstellung

4.1 Bestimmung der Reichweite und Ermittlung der Energie von α -Strahlung

Prinzipiell ist die Bestimmung der Reichweite von α -Teilchen in Luft bei konstantem Luftdruck und variiertem Abstand Quelle-Detektor möglich. Die sich dann stets ändernde Geometrie der Detektoranordnung erfordert jedoch Korrekturen an den ermittelten Zählraten.

Im Versuch wird daher ein anderes Messprinzip angewandt. In einer Vakuumkammer wird bei konstantem Abstand $x_R = 80\text{ mm}$ zwischen Strahlungsquelle und Detektor der Luftdruck variiert. Aus der Abhängigkeit der gemessenen Zählraten vom Luftdruck in der Kammer ist die Reichweite R der α -Teilchen in Luft von Normaldruck berechenbar. Für die Berechnung von R wird Luft als ideales Gas angenommen mit $p \sim \rho T$. Damit ergibt sich

$$R = \frac{T_{\text{normal}} \cdot p}{p_{\text{normal}} \cdot T} \cdot x_R \tag{13}$$

Für die Bestimmung der Energie der α -Teilchen aus der berechneten Reichweite in Luft bei Normaldruck wird Formel (3) verwendet.

4.2 Ermittlung von Massenschwächungskoeffizienten in Abhängigkeit von der Energie der γ -Strahlung und vom durchstrahlten Material

Die charakteristischen Konstanten μ , μ/ρ und x_0 können experimentell unter Verwendung eines schmalen kollimierten Strahlungsbündels und Einbringen von Abschirmmaterial in den Strahlungsgang durch Aufnahme der Abhängigkeit $\varphi = \varphi(x)$ bestimmt werden.

5 Hinweise zum Experiment (Einzelheiten siehe Platzanleitung)

5.1 Reichweitebestimmung und Ermittlung der Energie von α -Strahlung

Zubehör

- In einer evakuierbaren Messkammer sind die α -Strahlungsquelle (^{241}Am , $A = 13,5 \text{ kBq}$) und ein Si-Oberflächenbarrieredetektor in festem Abstand $x_R = 80 \text{ mm}$ zueinander montiert (Abb. 6).
- Das Vakuum in der Messkammer wird durch eine Vorvakuumpumpe erzeugt. Der Druck in der Messkammer ist über ein Nadelventil variierbar und an einem Vakuummeter ablesbar. Die Strahlungsmessung erfolgt durch Anschluss des Detektors an ein Messgerät, das die Messung der Gesamtzählrate sowie eine schrittweise Aufnahme der Impulshöhenverteilung (\Rightarrow Energiespektrum des α -Strahlers) gestattet.

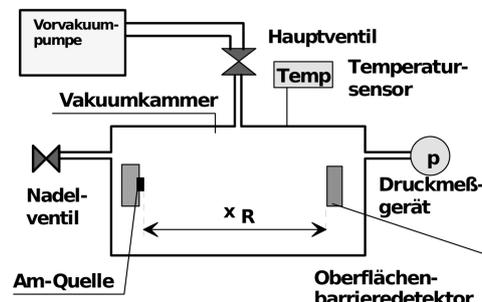


Abb. 6: Versuchsaufbau Bestimmung der Reichweite der α -Strahlung

Versuchsdurchführung

- Aufnahme eines Spektrums der α -Strahlungsquelle bei bestmöglichem Vakuum.
- Angabe des energetischen Auflösungsvermögens des Detektors für α -Strahlung.
- Festlegung der Diskriminatorschwelle für die folgenden Messungen der Gesamtzählrate und Bestimmung der Untergrundzählrate Z_0 bei diesen Bedingungen.
- Bestimmung der Nettozählrate bei verschiedenem Luftdruck im Rezipienten.
- Ermittlung der Reichweite aus der grafischen Darstellung dieser Abhängigkeit.
- Berechnung der Energie der α -Teilchen aus der ermittelten mittleren Reichweite.

5.2 Messung von Massenschwächungskoeffizienten für verschiedene Elemente und unterschiedliche γ -Strahlungsenergien

Zubehör

- Kollimierte γ -Strahlungsquellen (^{60}Co und ^{137}Cs) kombiniert mit einem kollimierten NaI(Tl)-Szintillationsdetektor und angeschlossenem PM (Abb. 7).
- Die Strahlungsmessung erfolgt durch Anschluss des Detektors an ein Strahlungsmessgerät mit PC-Interface. Der PC stellt so einen Vielkanalanalysator (VKA) zur Verfügung, der die Aufnahme der Impulshöhenverteilung (\Rightarrow Energiespektrum des γ -Strahlers) gestattet.
- Metallplatten aus Blei, Kupfer und Aluminium unterschiedlicher Flächenmasse zur Schwächung der Strahlung.

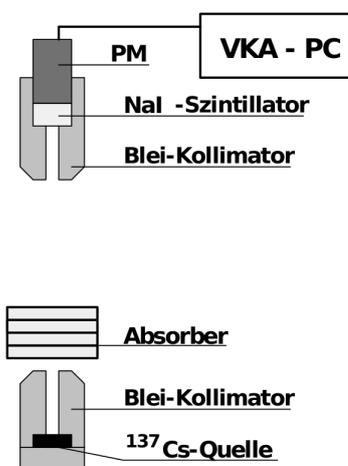


Abb. 7: Versuchsaufbau Schwächung von γ -Strahlung

Versuchsdurchführung

- Aufnahme eines Spektrums der γ -Strahlungsquelle bei gewähltem Abstand zwischen Detektor und Quelle.
- Angabe des energetischen Auflösungsvermögens des Detektors für γ -Strahlung.

- Festlegung des Auswertefensters im Energiespektrum für die folgenden Messungen der Gesamtzählrate und Bestimmung der Untergrundzählrate Z_0 bei diesen Bedingungen.
- Einbringen von Abschirmkörpern in den Strahlengang und Aufnahme der Nettozählrate in Abhängigkeit von der Absorberdicke, also $\dot{N} = \dot{N}(x)$.
- Ermittlung von μ , μ/ρ und x_0 aus der graphischen Darstellung der gemessenen Abhängigkeit für eine γ -Energie und mindestens zwei Materialien.

6 Vorbereitungshinweise

Die Versuchsvorbereitungen zu den Versuchen RM1, RM2 und RM3 sind auf Grund der Versuchsthematik in einem Zusammenhang zu sehen. Insbesondere sei bezüglich der Fehlerbetrachtung auf Versuch FA2 hingewiesen.

Schwerpunkte

1. Arten und Entstehung von ionisierender Strahlung
2. Wechselwirkungsprozesse zwischen ionisierender Strahlung und Stoffen
3. Strahlungsdetektoren, insbesondere für α - und γ -Strahlung
4. Einheiten in der Strahlungsmeßtechnik (Aktivität, Flußdichte, Dosis, ...)
5. Anwendung ionisierender Strahlung
6. Strahlenschutz

Literatur

- [1] W. Stolz, *Radioaktivität: Grundlagen – Messungen – Anwendungen*, Teubner-Verlag, Stuttgart/Leipzig 2003
- [2] L. Herforth, H. Koch, *Praktikum der Radioaktivität und Radiochemie*, Verlag A. Barth, Leipzig 1992
- [3] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik*, Teubner-Verlag, Stuttgart 1994
- [4] G. Musiol, J. Ranft, *Kern- und Elementarteilchenphysik*, Verlag der Wissenschaften, Berlin 1988