

Fortgeschrittenenpraktikum für Bachelorstudenten der Physik

Versuch T1

Teilchendetektoren und Strahlenschutz

Juli 2013

Voraussetzungen

- Durchgang geladener Teilchen durch Materie
- Wechselwirkung von Photonen mit Materie
- Halbleiterdetektoren
- Szintillationszähler
- Strahlenschutz

Versuchsziel

- Betrieb von Gasdetektoren, Szintillationszählern und Halbleiterdetektoren
- Messungen zur Absorption radioaktiver Strahlung
- Benutzung von Strahlenschutz-Messgeräten

Inhaltsverzeichnis

1 Halbleiterdetektoren	4
1.1 Halbleiter	4
1.2 Der pn-Übergang	4
1.3 Ionisation in der Sperrschicht	4
1.4 Eigenschaften von Halbleiterdetektoren	5
1.5 Anwendungsgebiete von Halbleiterdetektoren	6
1.6 Oberflächensperrschicht-Detektoren	7
2 Szintillationszähler	7
2.1 Wirkungsweise eines Szintillationszählers	7
2.2 Szintillatormaterialien	7
2.3 Photoelektronenvervielfacher	9
2.4 Pulshöhenspektrum	10
2.5 Eigenschaften und Anwendungsgebiete von Szintillationszählern	12
3 Die Ionisationskammer	12
4 Reichweite von Strahlung in Materie	13
4.1 Reichweite von α -Teilchen	13
4.2 Reichweite von β -Teilchen	14
4.3 Reichweite von γ -Strahlen	16
5 Strahlenschutz	16
5.1 Maßeinheiten	16
5.2 Die Dosiskonstante von γ -Strahlern	17
5.3 Dosisgrenzwerte	18
5.4 Kontamination	18
5.5 Abschirmung radioaktiver Strahlung	18
5.6 Messgeräte	19
6 Versuchsdurchführung	20
6.1 Messung der Absorptionsschichtdicke von verschiedenen Detektoren	20
6.1.1 Halbleiterdetektor	20
6.1.2 Ionisationskammer	20
6.2 Verschiedene Messungen mit dem Szintillationszähler	20
6.2.1 Messung des Gammaspektrums	20
6.2.2 Absorption von Gammastrahlung in Blei	21
6.2.3 Absorption von Betastrahlung in Aluminium	21
6.3 Messungen zum Strahlenschutz	21
7 Versuchsauswertung	22
7.1 Messung der Absorptionsschichtdicke von verschiedenen Detektoren	22
7.1.1 Halbleiterdetektor	22
7.1.2 Ionisationskammer	22
7.2 Messungen mit dem Szintillationszähler	23
7.3 Messungen zum Strahlenschutz	23
A Eigenschaften der verwendeten radioaktiven Präparate	24
B Eigenschaften des Halbleiterdetektors	24
C Eigenschaften der Aluminium-Absorber	25
D Erläuterung der NIM-Module	25
E Arbeiten mit Genie 2000: Gammamessung und -analyse	26

Literatur

- [1] Gerd Otter, Raimund Honecker: Atome – Moleküle – Kerne,
Band I: Atomphysik, Band II: Molekül- und Kernphysik, Bo 184
- [2] William R. Leo: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Dr 155
- [3] Konrad Kleinknecht: Detektoren für Teilchenstrahlung, Dr 143
- [4] Walter Blum, Luigi Rolandi: Particle Detection with Drift Chambers, Dr 181
- [5] Claus Grupen: Particle Detectors, Dr 189
- [6] Hanno Krieger: Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz, Du 130
- [7] Siegmund Brandt: Datenanalyse, mit Beispiel- und Übungsbuch, Cu 202
- [8] Strahlenschutzverordnung, <http://www.bfs.de>
- [9] Feuerwehr-Dienstvorschrift FwDV 500: Einheiten im ABC-Einsatz, http://www.idf.nrw.de/projekte/pg_fwdv/pdf/fwdv500-jan2012.pdf
- [10] National Institute of Standards and Technology, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ASTAR.html>
- [11] Stopping and Range of Ions in Matter, <http://www.srim.org/SRIM/SRIMPICS/STOPPLOTS.htm>

1 Halbleiterdetektoren

1.1 Halbleiter

Halbleiter sind bestimmte Elemente des Periodensystems, die Strom nur ganz schwach leiten. Erst durch die Verunreinigung (Dotierung) solcher Halbleiter wird es möglich, sie zu Leitern zu machen. Es gibt hierbei zwei Möglichkeiten:

- Negativ-Leiter (n-Typ): Ein Halbleiter kann durch Atome dotiert werden, die mehr freie Elektronen haben als der Halbleiter. Dadurch werden Elektronen zum Ladungstransport freigegeben.
- Positiv-Leiter (p-Typ): Der umgekehrte Fall ist, dass ein Halbleiter mit Atomen dotiert wird, die zu wenig Elektronen für die Bindung enthalten. Es entstehen so genannte Löcher, die ebenfalls die Leitung von Strom ermöglichen.

Silizium und Germanium als vierwertige Halbleiter werden typischerweise mit $1 : 10^6$ dotiert, und zwar mit fünfwertigen Atomen wie Phosphor oder Arsen für den Fall, dass ein n-leitendes Material hergestellt werden soll, oder mit dreiwertigen Atomen wie Bor oder Indium, wenn p-leitendes Material hergestellt werden soll.

Durch die Dotierung verschieben sich die Niveaus im Bändermodell (siehe Abbildung 1). Im n-dotierten Material liegt der Abstand des Donatorniveaus zum Leitungsband in der Größenordnung $\mathcal{O}(kT)$ und die n-Konzentration wird weit über die intrinsische Ladungsträgerdichte erhöht. Die Fermi-Energie verschiebt sich nach oben. Analoges gilt für die Akzeptorniveaus im p-dotierten Material.

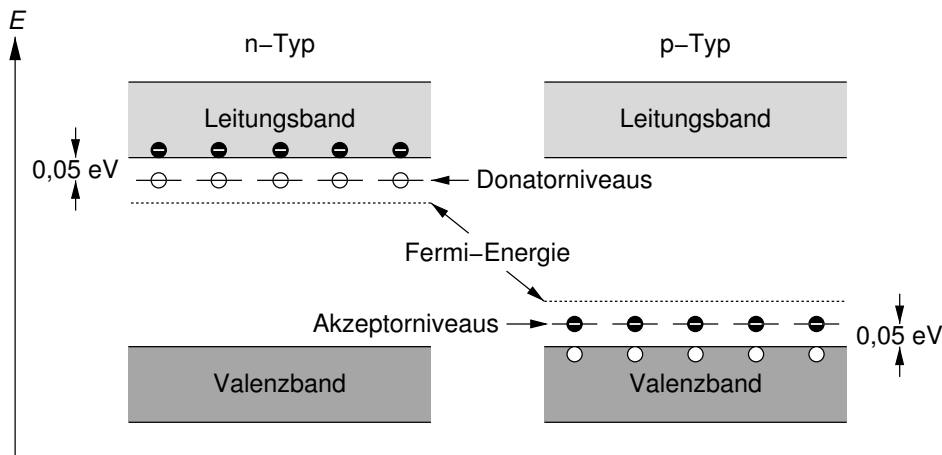


Abbildung 1: p- und n-dotierte-Halbleiter im Bändermodell

1.2 Der pn-Übergang

Bringt man beide Materialien zusammen, entsteht ein so genannter pn-Übergang (siehe Abbildung 2). Die Fermi-Energien stimmen im Gleichgewicht überein und die Bänder verschieben sich gegeneinander. Ladungsträger diffundieren an der Grenzschicht in das andere Gebiet, um das Konzentrationsgefälle auszugleichen. Dadurch bildet sich eine ladungsträgerfreie Zone der Dicke d („Verarmungszone“) und eine Potenzialdifferenz V_C aus. In der Verarmungszone rekombinieren Elektronen und Löcher.

Wird die Halbleiterdiode in Sperrichtung vorgespannt (Abbildung 3), so vergrößert sich die Verarmungszone. Die Grenzschicht einer vorgespannten Halbleiterdiode vom pn-Typ ist dem Prinzip nach eine Ionisationskammer auf Festkörperbasis. Durchfliegt ein ionisierendes Teilchen die Sperrschicht, so werden durch inelastische Stöße mit den Siliziumatomen Elektron-Loch-Paare erzeugt. Das anliegende elektrische Feld saugt diese Ladungen ab, sodass ein elektrischer Puls entsteht.

1.3 Ionisation in der Sperrschicht

Fällt ein ionisierendes Teilchen in das empfindliche Volumen (d. h. in die Sperrschicht) eines Halbleiterdetektors ein, so wird in primären Stoßprozessen Energie auf die Elektronen des Kristallgitters übertragen.

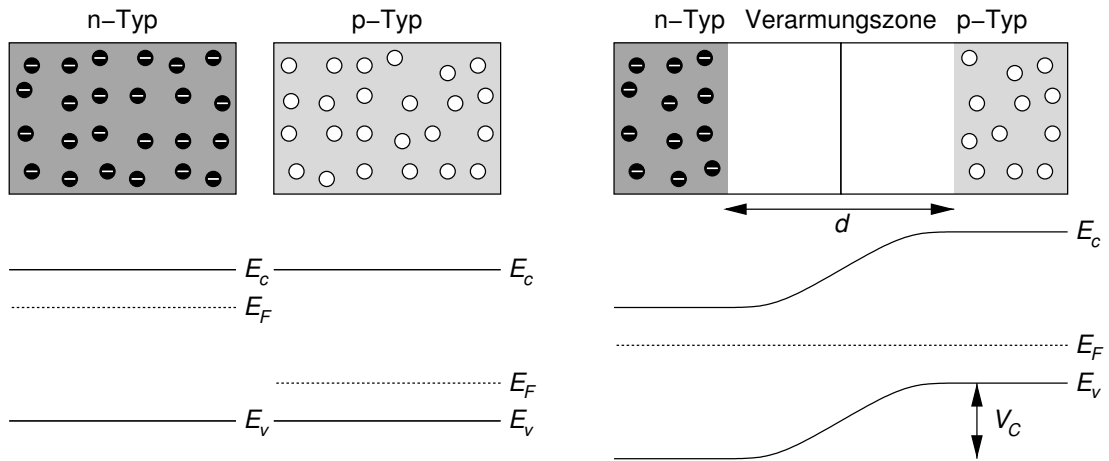


Abbildung 2: links: p- und n-dotierte Halbleiter getrennt, rechts: pn-Übergang

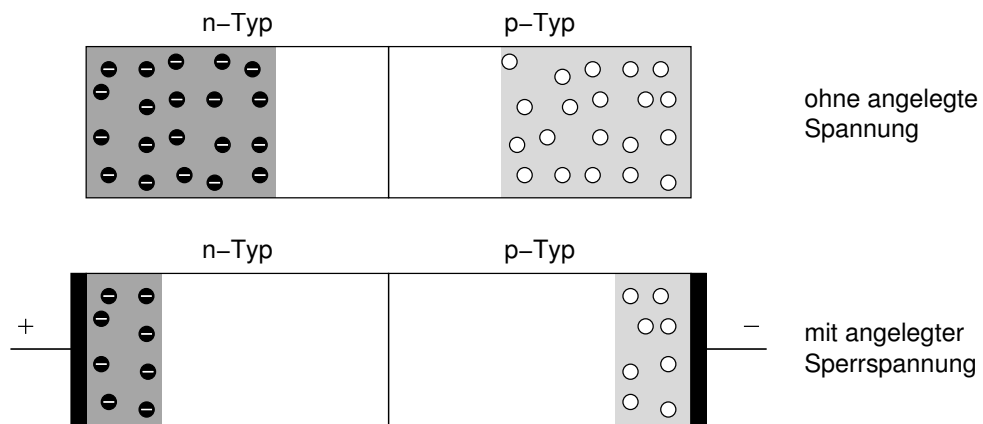


Abbildung 3: In Sperrrichtung vorgespannter pn-Übergang

Die Elektronen werden bei den Stößen in das Leitungsband gehoben, wobei in den Elektronenbändern Löcher zurückbleiben. Die angeregten Elektronen geben einen Teil ihrer Energie dadurch ab, dass sie entweder weitere Elektron-Loch-Paare erzeugen oder Gitterschwingungen (Phononen) im Kristall anregen. Der Ionisationsvorgang ist dann beendet, wenn die Energie der Elektronen unter einen zur Erzeugung weiterer Elektron-Loch-Paare erforderlichen Mindestwert zurückgegangen ist. Im Bändermodell nehmen die Elektronen nun Plätze nahe der unteren Leitungsbandkante ein. Entsprechend werden Löcher, die in tiefergelegenen Energieniveaus entstanden sind, durch solche aus höher gelegenen ersetzt.

Die Energie w , die im Mittel zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares aufgewendet werden muss, ist bei Gasen etwa eine Größenordnung und bei Szintillatoren etwa 30 mal höher als bei Halbleiterdetektoren. Typische Werte für Gase (z. B. in Ionisationskammern) sind etwa 30 eV und für Szintillationszähler (siehe Abschnitt 2) sogar ungefähr 100 eV. Dagegen wird experimentell für Silizium $w = 3,6 \text{ eV}$ und für Germanium $w = 2,8 \text{ eV}$ ermittelt. Diese Energien sind größer als die Bandlücken E_g zwischen Valenz- und Leitungsband (Silizium: $E_g = 1,1 \text{ eV}$, Germanium: $E_g = 0,8 \text{ eV}$), weil ein Teil der absorbierten Energie zur Anregung von Gitterschwingungen aufgewendet werden muss. Insgesamt wird bei der Absorption der Energie E eine Anzahl von E/w Ladungsträgerpaaren erzeugt, unabhängig von der Sorte und der Gesamtenergie des einfallenden Teilchens.

1.4 Eigenschaften von Halbleiterdetektoren

1. **Energieproportionalität:** Wenn Teilchen mit einer solchen Energie in das empfindliche Volumen einfallen, dass sie dort vollständig abgebremst werden, dann ergeben sich Ausgangspulse, die proportional zur Teilchenenergie sind. Damit kann man die Teilchen nicht nur nachweisen, sondern auch

ihre Energien bestimmen (Spektroskopie). Da nur geringe Dicken nötig sind, um α - oder β -Teilchen zu absorbieren, sind Halbleiterdetektoren zur Spektroskopie dieser Teilchen sehr gut geeignet.

Bei energiereicheren Teilchen, die das empfindliche Volumen durchqueren, ohne gestoppt zu werden, ist der Ausgangspuls proportional zum Energieverlust. Energiespektroskopie ist dann nicht mehr möglich.

2. **Energieauflösung:** Da jedes einfallende Teilchen im Halbleiter wesentlich mehr Ladungsträger erzeugt als etwa in einer Ionisationskammer, ergeben sich entsprechend kleinere statistische Fluktuationen der Ausgangspulse, d. h. die Halbwertsbreite der Pulshöhenverteilung ist entsprechend kleiner und die Energiebestimmung genauer. Man erreicht Auflösungen von $\Delta E/E < 1\%$. Als Beispiel ist in Abbildung 4 das gemessene Energiespektrum von ^{60}Co gezeigt. Das Spektrum ist einmal mit einem Ge(Li)-Halbleiterdetektor und zum Vergleich mit einem NaI(Tl)-Szintillationszähler aufgenommen worden.

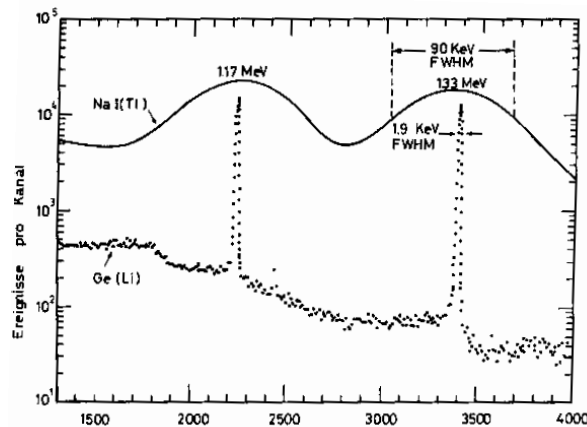


Abbildung 4: Energiespektrum von ^{60}Co , gemessen mit einem Ge(Li)-Halbleiterdetektor und mit einem NaI(Tl)-Szintillationszähler [5]

Die Energieauflösung eines Halbleiterdetektors im Vergleich zu der eines Szintillationszählers kann mit $\Delta E/E \propto 1/\sqrt{n} = \sqrt{w/E}$ abgeschätzt werden zu:

$$\frac{(\Delta E/E)_{\text{HL}}}{(\Delta E/E)_{\text{Sz}}} = \sqrt{\frac{w_{\text{HL}}}{w_{\text{Sz}}}} \approx \sqrt{\frac{3 \text{ eV}}{100 \text{ eV}}} = 0,2. \quad (1)$$

Da beim Halbleiterdetektor keine intrinsische Signalverstärkung stattfindet (im Gegensatz etwa zum Proportionalzählrohr), ist er empfindlich gegenüber Rauschsignalen, die durch zufällige Übergänge von Elektronen ins Leitungsband ausgelöst werden („Dunkelstrom“). Entsprechend dem Boltzmann-Faktor $\exp(-E_g/k_B T)$ geschieht dies umso eher, je kleiner die Bandlücke E_g des Halbleiters ist. Um gute Energieauflösungen zu erreichen, muss der Detektor deshalb unter Umständen gekühlt werden (z. B. bei Germanium).

3. **Zeitliches Auflösungsvermögen:** Der Erzeugungsmechanismus der Ladungsträger läuft in einer Zeit von 10^{-12} s ab. Deshalb hängt das zeitliche Verhalten des Detektors von langsameren Gliedern in der Nachweiskette ab, d. h. im Wesentlichen vom Verstärker. Mit gut angepassten ladungsempfindlichen Verstärkern lassen sich Anstiegszeiten des Signals von etwa 1 ns erreichen.

1.5 Anwendungsgebiete von Halbleiterdetektoren

1. **α -Teilchen:** Da α -Strahler in einem relativ engen Energiebereich von 2 bis 10 MeV liegen, nutzt man die gute Energieauflösung des Halbleiterdetektors aus, um die Energien von α -Teilchen zu bestimmen. Hierfür reichen in Silizium Sperrschichtdicken von $100 \mu\text{m}$ aus.

2. **β -Teilchen:** Da die Reichweite von β -Teilchen größer ist als die von α -Teilchen, benötigt man dickere Sperrschichten. Auch wenn die Spektren im niederenergetischen Bereich durch Streu- und Rückstreuungseffekte verfälscht werden, so kann man mit Hilfe von Halbleiterdetektoren dennoch die Grenzenergie von β -Spektren bestimmen (Kurie-Plot).
3. **γ -Strahlung:** Mit Germanium als Ausgangsmaterial können Halbleiterdetektoren mit einem sehr großen empfindlichen Volumen hergestellt werden, die ausreichen, um auch γ -Strahlung nachzuweisen. Da wegen der geringen Bandlücke E_g ein großer Dunkelstrom fließt, muss der Germaniumdetektor jedoch gekühlt werden (z. B. mit flüssigem Stickstoff), um das Signal-Rausch-Verhältnis zu verbessern. Damit erzielt man auch für γ -Strahlung eine sehr gute Energieauflösung (siehe auch Abbildung 4).
4. **Neutronennachweis:** Da Neutronen ungeladen sind, können sie nicht direkt nachgewiesen werden. Indem man jedoch Kernreaktionen ausnutzt, bei denen durch Neutronen geladene Teilchen erzeugt werden, kann man mit Halbleiterdetektoren auch Neutronenspektroskopie betreiben. Wird auf die Oberfläche des Detektors z. B. eine ${}^6\text{LiF}$ -Schicht aufgedampft, so können beim Einfall von Neutronen α -Teilchen entstehen, die dann nachgewiesen werden. Die Empfindlichkeit solcher Detektoren ist allerdings sehr gering.
5. **Spurrekonstruktion:** Durch Lithographietechniken ist es möglich, Halbleiter mit sehr kleinen Strukturen zu versehen. Damit können Halbleiterdetektoren in viele kleine Segmente unterteilt werden, sodass eine präzise Ortsmessung möglich wird. Indem man mehrere solcher Detektorlagen hintereinander anordnet, lassen sich die Spuren durchgehender geladener Teilchen sehr genau rekonstruieren.

1.6 Oberflächensperrschicht-Detektoren

Im Versuch wird ein spezieller Halbleiterdetektor, ein so genannter **Oberflächensperrschicht-Detektor**, benutzt. Auf der Oberfläche eines n-dotierten, geätzten Siliziumkristalls ist eine sehr dünne Metallschicht (meist Gold) aufgebracht, die wie ein pn-Übergang Diodeneigenschaften zeigt. Die Herstellung solcher Detektoren ist einfacher als die von pn-Detektoren. Oberflächensperrschicht-Detektoren sind wegen der geringen Eindringtiefe besonders für die Registrierung von α -Teilchen geeignet.

2 Szintillationszähler

2.1 Wirkungsweise eines Szintillationszählers

Szintillationszähler gehören zu den am häufigsten genutzten Geräten zur Registrierung radioaktiver Strahlung. Der Aufbau eines solchen Zählers ist schematisch in Abbildung 5 dargestellt.

Die von der Quelle auf das Szintillatormaterial Sz fallenden Teilchen erzeugen Lichtblitze, die an der Photokathode P Elektronen auslösen. Diese Photoelektronen werden durch ein System von Dynoden kaskadenartig um einen Faktor von 10^6 bis 10^8 verstärkt, bis sie die Anode A erreichen. So entsteht am Arbeitswiderstand R_A ein messbarer Spannungspuls, der durch einen Vorverstärker und eine Diskriminatorstufe der Registrierelektronik zugeführt wird.

2.2 Szintillatormaterialien

Beim Durchgang ionisierender Teilchen durch Materie werden Atome angeregt. Szintillatormaterialien besitzen die Eigenschaft der Lumineszenz, d. h. sie geben diese Anregungsenergie in Form von Licht wieder ab. Dies kann auf zwei Arten geschehen:

- Die angeregten Elektronen fallen sofort ($t < 10^{-8}$ s) unter Aussendung von Licht wieder auf tiefere Energieniveaus zurück (Fluoreszenz).
- Die Anregungsenergie wird in einem metastabilen Zustand festgehalten. Wenn sie wieder freigesetzt wird, führt dies zur Lichtemission. Die Verzögerungszeit dieser Lichtemission liegt je nach Material zwischen einigen Mikrosekunden und einigen Stunden (Phosphoreszenz).

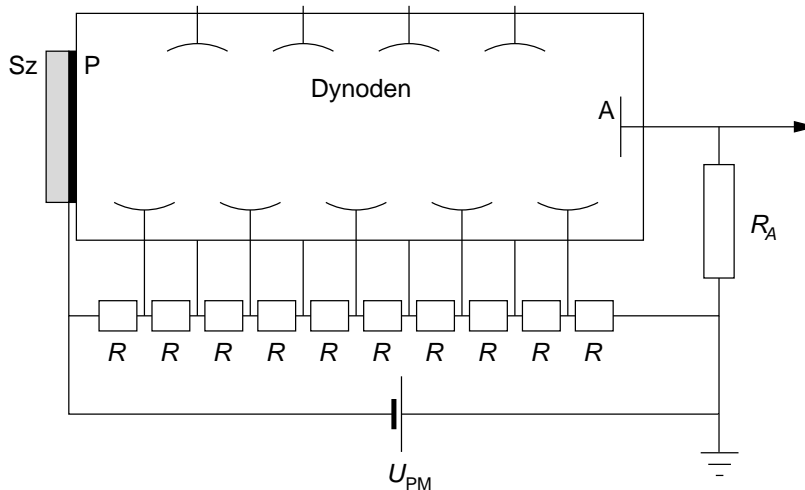


Abbildung 5: Schematischer Aufbau eines Szintillationszählers

Die blitzartige Lichtemission wird auch Szintillation genannt. Um sie zum Nachweis radioaktiver Strahlung nutzen zu können, muss allerdings die Verzögerungszeit klein sein ($t < 10^{-6}$ s).

Das Szintillatormaterial soll möglichst viel Energie durchfliegender Teilchen (α -Teilchen, β -Teilchen, γ -Strahlen usw.) absorbieren und in Licht umsetzen. Für das erzeugte Licht soll es möglichst transparent sein und die Pulsdauer muss klein sein. Einige der wichtigsten Festkörper, die diese Eigenschaften haben, sind:

- mit Thallium oder Europium dotierte anorganische Einkristalle wie NaI(Tl) oder LiI(Eu)
- organische Stoffe, hauptsächlich aromatische Kohlenwasserstoffe, in plastischen oder flüssigen Trägermaterialien oder in kristalliner Form

Im Praktikum werden ein NaI(Tl)- sowie ein Plastik-Szintillator verwendet, die wahlweise vor den Photoelektronenvervielfacher montiert werden können (siehe Kapitel 2.3). Der Fluoreszenzprozess für anorganische Szintillatormaterialien ist mit Hilfe des Bändermodells in Abbildung 6 veranschaulicht. Elektronen werden unter Aufnahme der Energie E_1 aus dem Valenzband ins Leitungsband gehoben und sind dort frei beweglich. Wenn sie danach direkt wieder ins Valenzband zurückfielen, so würden dabei genau solche Photonen emittiert, die der Kristall auch absorbiert – der Kristall wäre für das emittierte Licht undurchlässig. Zur Verschiebung der Wellenlänge des emittierten Lichts dienen deshalb Aktivatoratome wie zum Beispiel Thallium. Die Elektronen gehen aus dem Leitungsband strahlungsfrei auf das Energieniveau der Aktivatoren über und fallen von dort ins Valenzband zurück. Dabei werden Photonen der Energie E_2 ausgesendet, die den Kristall frei durchdringen können. Die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron aus dem Valenzband direkt auf ein Aktivatorniveau zu heben, ist aufgrund der wenigen Aktivatoren sehr gering, es sind also genügend freie Aktivatorniveaus vorhanden. Andererseits ist die Wahrscheinlichkeit eines strahlungslosen Übergangs von Elektronen aus dem Leitungsband auf das Aktivator-Niveau aufgrund der freien Beweglichkeit der Elektronen im Leitungsband ungleich wahrscheinlicher.

Der Fluoreszenzprozess für organische Szintillatormaterialien lässt sich mit Hilfe von Abbildung 7 veranschaulichen. Die zwei wesentlichen Komponenten in organischen Szintillatormaterialien sind der Fluoreszenzstoff und ggf. ein mechanisches Trägermaterial. Durch einen Teilchendurchgang wird ein Elektron unter Berücksichtigung des Franck-Condon-Prinzips (siehe z. B. [1]) vom Grundzustand A in einen angeregten Zustand B gehoben. Von dort geht es durch verschiedene Schwingungszustände strahlungslos in einen metastabilen Zustand C über, wobei die Energiedifferenz in thermische Energie umgewandelt wird. Der Übergang von hier in den Zustand D führt zur Aussendung des Szintillationslichts, für das das Szintillatormaterial transparent ist. Durch strahlungslose Übergänge gelangt das Elektron wieder zurück in den Zustand A.

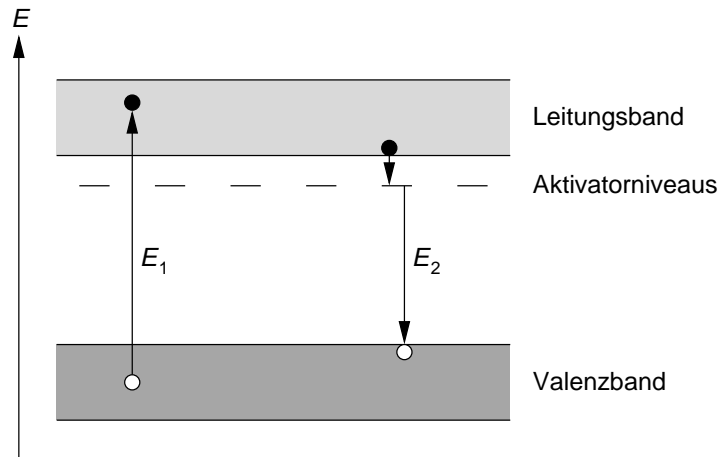


Abbildung 6: Fluoreszenzprozess eines anorganischen Szintillatormaterials im Bändermodell

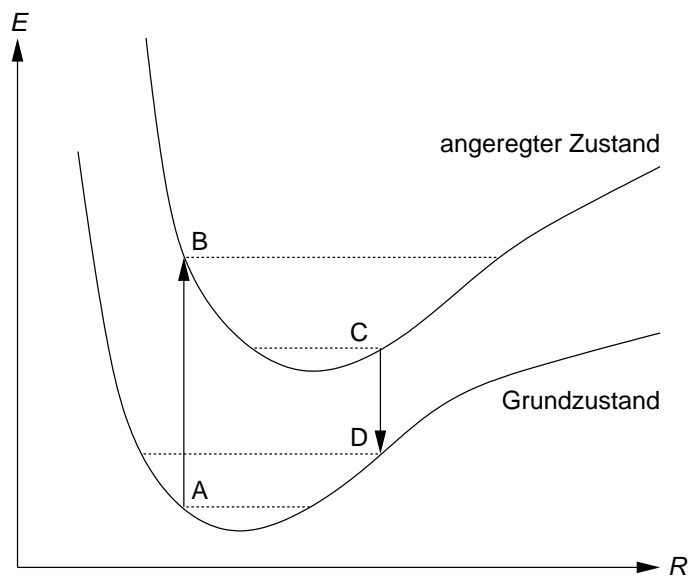


Abbildung 7: Fluoreszenzprozess eines organischen Szintillatormaterials. R bezeichnet den Abstand der Atome im Molekül.

2.3 Photoelektronenvervielfacher

Die Aufgabe des Photoelektronenvervielfachers (auch Sekundärelektronenvervielfacher, SEV oder Photomultiplier genannt) ist es, die im Szintillatormaterial entstandenen Lichtblitze in messbare elektrische Pulse umzuwandeln. Er besteht aus einer Hochvakuumröhre, an deren Stirnseite eine dünne Photokathode auf das Glas aufgedampft ist. Einfallende Lichtblitze lösen Elektronen aus dieser Kathode aus. Diese werden auf ein System von etwa 10 bis 16 Elektroden (Dynoden) fokussiert, von denen jede auf einem etwa 50 bis 100 V höheren Potenzial liegt als die vorhergehende. Jede der Dynoden ist ferner mit einer Schicht bedeckt, die eine gute Emission von Sekundärelektronen ermöglicht. Fällt ein Elektron nun auf die erste Dynode, löst es dort mehrere Elektronen aus, die durch das höhere Potenzial der nächsten Dynode zu dieser hin beschleunigt werden. So kommt es zu einer kaskadenförmigen Verstärkung um den Faktor 10^6 bis 10^8 und man kann am Ausgang des Photoelektronenvervielfachers einen messbaren Spannungspuls registrieren.

Ein Nachteil von Photoelektronenvervielfachern ist das häufige Auftreten von zufälligen Pulsen (Rauschen), die durch die Emission einzelner Elektronen an der Photokathode und an den Dynoden erzeugt werden. Aufgrund der Fermi-Dirac-Verteilung können auch bei Raumtemperatur ständig Elektronen das Metallband verlassen. Außerdem ist der Photoelektronenvervielfacher empfindlich gegen äußere Magnet-

felder, weil die Elektronen dadurch von ihren Bahnen abgelenkt werden. Um dies zu verhindern, kann man den Vervielfacher mit einem Mantel aus ferromagnetischem Material umgeben, der äußere Magnetfelder weitgehend abschirmt.

Oft ist es nicht möglich, das Szintillatormaterial in direkten optischen Kontakt mit der Photokathode des Photoelektronenvervielfachers zu bringen. Dies ist zum Beispiel der Fall, wenn der Szintillator in einem sehr starken Magnetfeld verwendet wird. Zwischen Szintillatormaterial und Photokathode wird dann ein so genannter Lichtleiter eingefügt, der das Licht mit Hilfe der Totalreflexion zur Kathode führt. Als Material wird meist Plexiglas verwendet, das sich leicht in die verschiedensten geometrischen Formen bringen lässt.

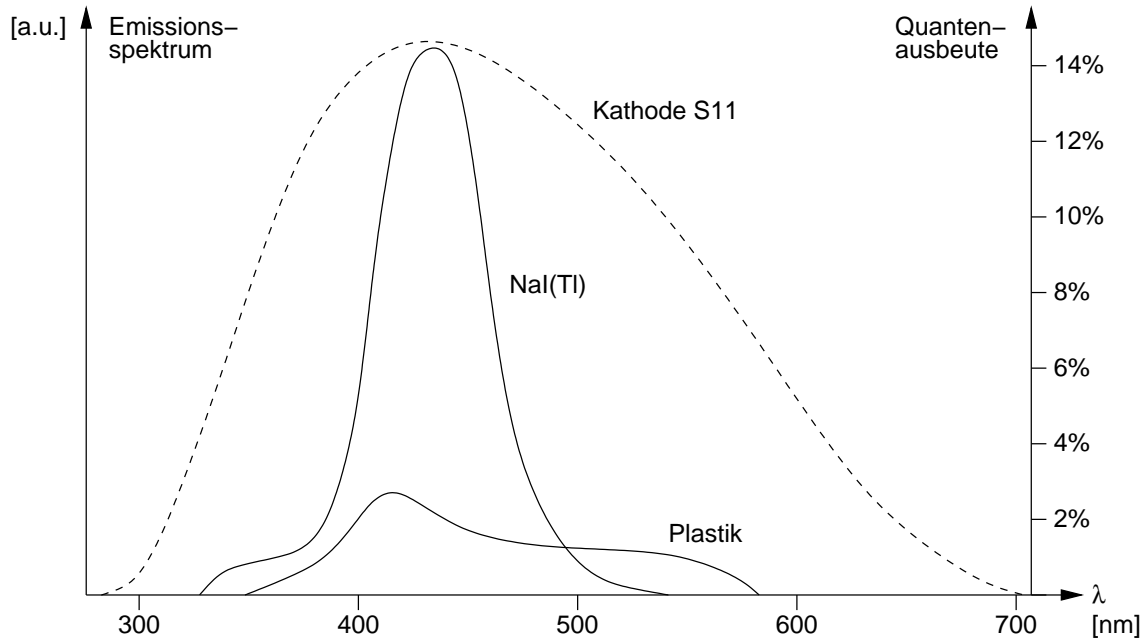


Abbildung 8: Emissionsspektren von Szintillatormaterialien (durchgezogen) und Empfindlichkeitsverteilung einer Photokathode (gestrichelt)

Wegen dieses Verhaltens von Szintillator und Vervielfacher ist es möglich Energiespektren aufzunehmen. Problematisch ist dabei die Empfindlichkeit der Photokathode, da die Wahrscheinlichkeit der Energieübertragung von Photonen auf Photoelektronen nicht für jede Wellenlänge gleich ist. Die Kathode muss deshalb so gewählt werden, dass ihre Empfindlichkeit die Bereiche der Lichtemission aus dem Szintillatormaterial möglichst vollständig abdeckt (Abbildung 8).

2.4 Pulshöhenspektrum

Nimmt man das Energiespektrum eines γ -Strahlers mit einer Energie von 2 MeV mit einem Vielkanalanalysator auf, so ergibt sich ein Pulshöhenspektrum ähnlich Abbildung 9. Dieses Spektrum ist das Ergebnis verschiedener Wechselwirkungsprozesse der γ -Strahlung mit der Materie des Szintillators.

- **Photospektrum:** Durch den Photoeffekt wird ein Elektron aus einer inneren Schale entfernt. Die Energie eines solchen Elektrons beträgt $E_e = E_\gamma - E_B$, wobei der zweite Term die Bindungsenergie des Elektrons berücksichtigt. Für NaI(Tl), bei dem ein Elektron aus der K-Schale des Jod-Atoms entfernt wird, beträgt diese Bindungsenergie $E_B = 36$ keV. Die entstandene Lücke wird durch ein Elektron aus einer höheren Schale aufgefüllt, wobei Röntgenstrahlung entsteht, die wiederum einen Photoeffekt verursachen kann. Wird diese Sekundärstrahlung ebenfalls im Szintillator umgesetzt, so entsteht tatsächlich ein Peak bei E_γ . Falls das Röntgen-Photon jedoch aus dem Szintillatormaterial entweicht, so entsteht ein Peak bei $E_e = E_\gamma - E_B$. Experimentell erhält man aufgrund der begrenzten Auflösung des Detektors anstelle zweier scharfer Linien eine mehr oder weniger breite

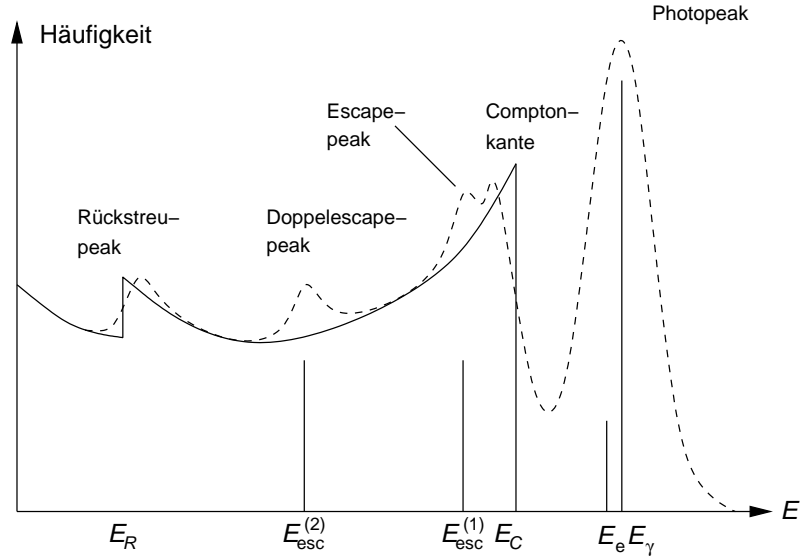


Abbildung 9: Skizze des theoretischen (durchgezogene Linien) und messbaren (gestrichelte Linie) Spektrums eines γ -Strahlers mit einer Energie von etwa 2 MeV, wie man es mit einem NaI(Tl)-Szintillator aufnehmen kann.

Gaußverteilung. Die Energieabhängigkeit des Photoeffektes kann quantitativ wie folgt angegeben werden:

Für $E_\gamma \approx m_e c^2$:

$$\sigma_{\text{Photo}} \propto Z^5 E_\gamma^{-7/2}, \quad (2)$$

Für $E_\gamma \gg m_e c^2$:

$$\sigma_{\text{Photo}} \propto Z^5 E_\gamma^{-1}. \quad (3)$$

Dabei ist Z die Kernladungszahl des Szintillatormaterials und E_γ die Energie des absorbierten Photons.

- **Comptonspektrum:** Der Comptoneffekt bezeichnet die inelastische Streuung von γ -Quanten an quasifreien Elektronen. Die Energie eines vom Photon aus dem Atomverband herausgeschlagenen Elektrons hängt nun nicht nur von der Energie des einfallenden Photons, sondern auch vom Streuwinkel der Stoßpartner ab. Maximal ist diese Energie beim zentralen Stoß, bei dem das γ -Quant gerade zurückgestreut wird. Diese maximale Energie E_C wird auch Comptonkante genannt. Bei nicht zentralem Stoß ist die übertragene Energie geringer. Das kontinuierliche Compton-Spektrum entsteht nun, wenn das gestreute Photon entweicht und nicht vom Szintillator detektiert wird, anderenfalls trägt dieses Photon wiederum zum Photopeak bei. Der Peak bei E_R ist auf solche Photonen zurückzuführen, die aus dem umgebenden Material zurückgestreut werden (Rückstreu-peak). Die Energieabhängigkeit des Comptoneffektes kann quantitativ wie folgt angegeben werden:

$$\sigma_{\text{Compton}} \propto Z \frac{\ln E_\gamma}{E_\gamma}. \quad (4)$$

- **Paarbildungsspektrum:** Ist die Energie des γ -Quants so groß, dass sie die doppelte Ruheenergie eines Elektrons übersteigt, kann es in der Nähe eines Atomkerns (wegen Energie- und Impulserhaltung) in ein Elektron-Positron-Paar übergehen. Das Positron bildet mit einem weiteren Elektron das sogenannte Positronium. Dieses ist instabil und annihiliert vor allem in zwei γ -Quanten der Energie $E_\gamma = m_e c^2 = 511 \text{ keV}$. Entweicht eines bzw. beide dieser γ -Quanten undetektiert, so erhält man den so genannten Escape-Peak $E_{\text{esc}}^{(1)}$ bzw. den Double-Escape-Peak $E_{\text{esc}}^{(2)}$. Der Peak setzt sich also aus der Energie des bei der Paarbildung entstandenen Elektrons und ggf. der Energie eines nachgewiesenen γ -Quants der Positron-Annihilation zusammen. Können alle drei Teilchen nachgewiesen werden, tragen diese zum Photopeak bei.

Der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich für so hohe Energien zu

$$\sigma_{\text{Paar}} \propto Z^2 \ln E_{\gamma}. \quad (5)$$

2.5 Eigenschaften und Anwendungsgebiete von Szintillationszählern

- **Zeitliches Auflösungsvermögen:** Spezielle organische Szintillatormaterialien besitzen sehr kurze Auflösungszeiten, die eine Messung hoher Pulsraten gestatten. Es können Zeitauflösungen in der Größenordnung von 100 ps erreicht werden. Solche Szintillationszähler werden zum Aufbau von Triggern für andere Detektoren oder für Zeitmessungen benutzt.
- **γ -Spektroskopie:** Speziell die anorganischen Szintillatormaterialien wie NaI(Tl) eignen sich zur γ -Spektroskopie. Durch die enthaltenen Jodatome ($Z = 53$) besitzen sie einen hohen Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt mit einfallenden γ -Quanten. Darüber hinaus können sie (im Gegensatz zu Halbleiterdetektoren) recht groß gebaut werden. Die Proportionalität zwischen γ -Energie und Lichtausbeute ist sehr gut. Abbildung 9 zeigt ein Spektrum, wie man es mit einem NaI(Tl)-Szintillator aufnehmen kann.

Nachteilig ist, dass ungefähr 25 eV Teilchenenergie zur Erzeugung eines Photons benötigt werden und dass im Mittel nur etwa 25 % der Photonen an der Photokathode registriert werden können. Zur Erzeugung eines Photoelektrons werden also im Mittel 100 eV benötigt.

- **Formgebung:** Man hat eine große geometrische Flexibilität beim Bau der Szintillatoren (vor allem bei plastischen und flüssigen Szintillatormaterialien).

3 Die Ionisationskammer

Die Ionisationskammer ist eines der ältesten Nachweisgeräte für radioaktive Strahlung und wird wegen ihres einfachen Aufbaus auch heute noch häufig verwendet. Sie ist schematisch in Abbildung 10 dargestellt.

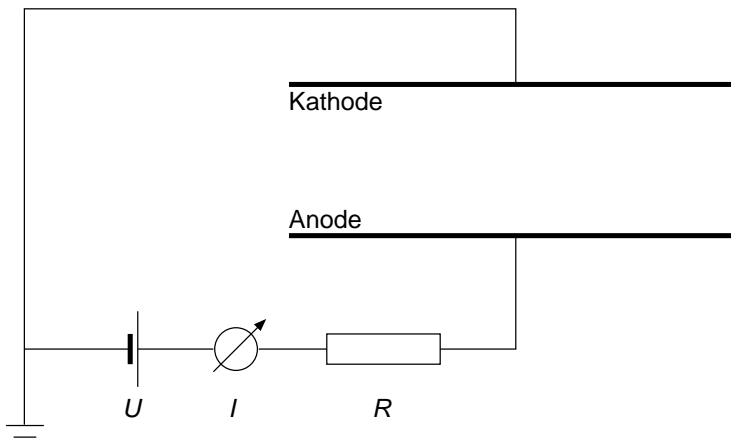


Abbildung 10: Schematische Darstellung einer Ionisations-Stromkammer

Unabhängig von Art und Energie des ionisierenden Teilchens beträgt die Energie zur Erzeugung eines Elektron-Ionen-Paars in Gasen etwa 30 eV. Gibt die einfallende Strahlung z. B. 1 MeV Energie in der Kammer ab, so werden rund $3 \cdot 10^4$ Elektron-Ionen-Paare gebildet, was einer Ladung von etwa $5 \cdot 10^{-15}$ C beiderlei Vorzeichens entspricht. Je nach Bauart werden die von den einfallenden Teilchen erzeugten Ladungen zu einem Konstantstrom aufintegriert (Stromkammer) oder liefern für jedes einzelne Teilchen einen Spannungspuls (Impulskammer).

Im Praktikum werden **Stromkammern** verwendet. Bei einem typischen Wert für die Kapazität von $C = 10^{-12}$ F zwischen den beiden Elektroden der Ionisationskammer erhält man z. B. mit einem Ladewiderstand von $R = 10^{12} \Omega$ eine Zeitkonstante von 1 s, die groß ist gegen die zur Sammlung der Ionen benötigte Zeit (≈ 1 ms). Man weist damit nicht den Durchgang einzelner Teilchen nach, sondern misst die

über längere Zeiten integrierten Ströme. Solche Kammern werden z. B. zur Dosis- oder Dosisleistungsmessung im Strahlenschutz und zur Intensitätsüberwachung und -steuerung an Teilchenbeschleunigern benutzt. Die zu messenden Ströme bzw. Ladungen sind außerordentlich klein, daher ist eine gute elektrische Isolierung Voraussetzung für eine solche Kammer. Ein weiteres Problem sind Rekombinationsvorgänge im Gas, die einen linearen Zusammenhang zwischen absorbierter Energie und gemessenem Strom stören können.

4 Reichweite von Strahlung in Materie

4.1 Reichweite von α -Teilchen

Das Geiger-Nuttall-Gesetz

Bei radioaktiven Elementen, die α -Teilchen emittieren, fanden Hans Geiger und John Mitchell Nuttall bereits 1911 eine empirische Beziehung zwischen der Reichweite R der α -Teilchen und der Zerfallswahrscheinlichkeit λ :

$$\log \lambda = C_1 + C_2 \log R, \quad (6)$$

wobei C_1 und C_2 Konstanten sind. Mit Hilfe der Geigerschen Reichweiteregeln, die den Zusammenhang zwischen Energie E und Reichweite R eines Teilchens beschreibt,

$$R \approx \text{const} \cdot E^{1,5}, \quad (7)$$

lässt sich das Geiger-Nuttall-Gesetz umformen in

$$\log \lambda = C'_1 + C'_2 \log E. \quad (8)$$

Dies ist als empirische Beziehung ein erstaunlicher Zusammenhang, wenn man bedenkt, dass die Zerfallswahrscheinlichkeiten über einen Bereich von 25 Größenordnungen variieren und die α -Energien sich lediglich zwischen 2 und 10 MeV bewegen. Das Gesetz fand seine theoretische Bestätigung bei der quantenmechanischen Behandlung des α -Zerfalls (Tunneleffekt).

Energieverlust von α -Teilchen in Materie

Die Energieabgabe von α -Teilchen oder allgemein schwerer geladener Teilchen in Materie geschieht in der Hauptsache durch inelastische Stöße mit Hüllenelektronen. Dabei wird das gestoßene Atom durch Coulomb-Wechselwirkung angeregt oder ionisiert.

Die Bahn der schweren Teilchen verläuft bis zu ihrem Ende praktisch geradlinig, da die Stöße mit Elektronen keine wesentliche Änderung der Flugrichtung verursachen. Man kann daher die Reichweite der Teilchen gleich der gesamten Bahnlänge setzen.

Die Teilchen geben pro Weglänge dx eine bestimmte Energie dE ab, die von ihrer Geschwindigkeit abhängt. Der Quotient $-dE/dx$ wird als mittlerer Energieverlust pro Weglänge bezeichnet¹ und quantitativ durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben. Integriert man den reziproken Wert dx/dE über die Energie, so erhält man die mittlere Reichweite \bar{R} der Teilchen:

$$\bar{R} = \int_{E_0}^0 \frac{dx}{dE} dE = \int_{E_0}^0 \frac{1}{dE/dx} dE. \quad (9)$$

Bei bekanntem Zusammenhang $\frac{dE}{dx}(E)$ lässt sich so durch eine Messung der Reichweite die Energie E_0 der Teilchen bestimmen.

Infolge der statistischen Natur des gesamten Abbremsvorgangs ist die Reichweite R nicht für alle Teilchen gleich, sondern folgt einer Gaußverteilung. In Abbildung 11 ist die differenzielle Reichweiteverteilung zusammen mit der integrierten Verteilung aufgetragen. Letztere stellt gerade die normierte Absorptionskurve dar.

¹Derselbe Term wird auch als *Bremsvermögen* oder *Stopping Power* angegeben, wenn er als eine Eigenschaft des durchdrungenen Materials interpretiert werden soll

Zeichnet man an die integrierte Verteilung durch den Halbwertspunkt eine Tangente, so liefert ihr Schnitt mit der R -Achse die so genannte extrapolierte Reichweite R_{ex} . Zwischen mittlerer und extrapolierte Reichweite besteht der Zusammenhang

$$R_{\text{ex}} - \bar{R} = \sigma \sqrt{\frac{\pi}{2}}. \quad (10)$$

Damit kann man aus einer experimentell bestimmten Absorptionskurve die Reichweitenstreuung σ ermitteln.

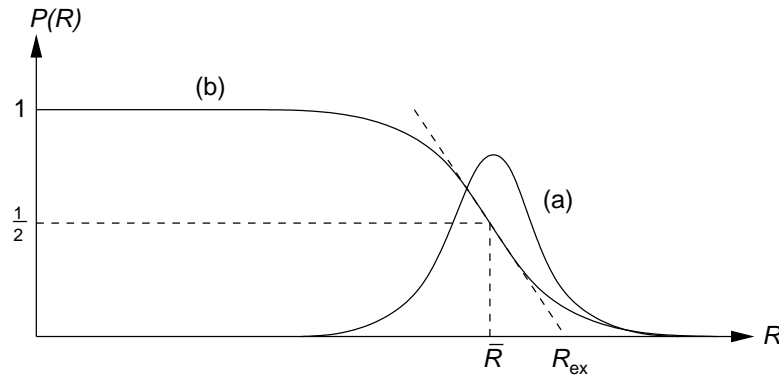


Abbildung 11: Differenzielle (a) und integrierte (b) Reichweiteverteilung von α -Teilchen

Die Braggsche Kurve

Aus dem spezifischen Energieverlust $-dE/dx$ lässt sich unmittelbar die spezifische Ionisation herleiten, d. h. die Anzahl n der Ionenpaare, die pro Weegeinheit gebildet werden:

$$n = -\frac{dE}{dx} \frac{1}{w}. \quad (11)$$

Hierbei ist w die mittlere Energie zur Bildung eines Ionenpaares. w hängt praktisch nur vom bremsenden Material (z. B. für Luft 33,7 eV) und nicht von Energie und Art der gebremsten Teilchen ab. Die Ionisationsdichte n in Abhängigkeit vom Weg, den ein Teilchen zurückgelegt hat, ist in Abbildung 12, Kurve (a) dargestellt. Eine solche Kurve nennt man Braggsche Kurve. Auffallend ist die starke Zunahme der Ionisationsdichte kurz vor dem Ende der Bahn, weil die Teilchen langsamer werden und der Energieverlust $-dE/dx$ dabei stark ansteigt (vgl. Bethe-Bloch-Formel). Für einen ganzen Strahl monoenergetischer Teilchen streuen die Reichweiten der einzelnen Teilchen. Dadurch erfährt die Ionisationskurve die mit der Kurve (b) angedeutete Verschmierung.

4.2 Reichweite von β -Teilchen

Während der spezifische Energieverlust schwerer Teilchen in Materie im Wesentlichen vom Energieübertrag auf Hüllenelektronen herrührt und durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben wird, spielen bei der Abbremsung von Elektronen drei Effekte eine Rolle:

1. Streuung an Hüllenelektronen (Elektron-Elektron-Streuung, so genannte Møller-Streuung): Die quantitative Beschreibung führt auf einen ähnlichen Ausdruck wie die Bethe-Bloch-Formel, jedoch mit einem zusätzlichen Interferenzterm für die Wechselwirkung zwischen identischen Teilchen.
2. Elastische Streuung an Kernen (Mott-Streuung): Sie wird durch die Rutherford-Streuformel beschrieben, wobei durch den Spin des Elektrons noch ein Faktor $(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2})$ hinzukommt (Spin-Bahn-Wechselwirkung).
3. Erzeugung von Bremsstrahlung im Coulomb-Feld der Kerne: Die Strahlungsleistung dE/dt ist proportional zu \ddot{x}^2 und die Abbremsung im Coulomb-Feld wird beschrieben durch $m\ddot{x} = -Ze^2/x^2$. Die Bremsstrahlung spielt daher nur bei leichten Teilchen (d. h. vor allem bei Elektronen) eine Rolle.

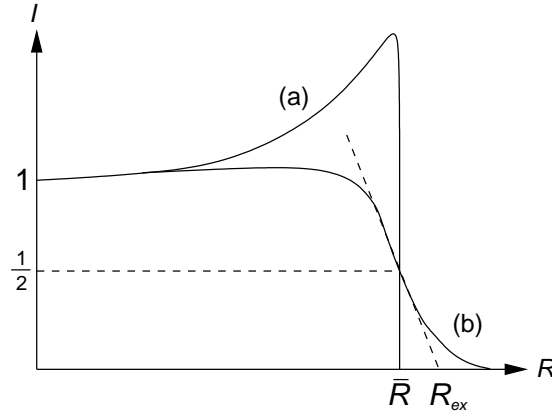


Abbildung 12: Ionisationskurve für α -Teilchen (Braggsche Kurve). (a) einzelnes Teilchen, (b) gebündelter Strahl mit statistischer Verteilung der Reichweiten

Das Verhältnis zwischen dem Energieverlust durch Bremsstrahlung und durch Ionisation ergibt sich nach Bethe und Heitler zu:

$$\frac{(dE/dx)_{\text{Bremsstr}}}{(dE/dx)_{\text{Ion}}} = \frac{E \cdot Z}{1600 m_e c^2} \approx \frac{E \cdot Z}{800 \text{ MeV}}. \quad (12)$$

Beide Anteile sind also bei einer Energie von $E = 800 \text{ MeV}/Z$ gleich groß, d. h. im Fall von Luft bei etwa $E = 100 \text{ MeV}$. Dies bedeutet, dass die Bremsstrahlung in Luft bei Elektronenergien kleiner als etwa 10 MeV im Vergleich mit dem Energieverlust durch Ionisation vernachlässigt werden kann.

Durch die elastische Streuung an Kernen geraten die Elektronen aus ihrer Bahn. Ein scharf kollimierter Elektronenstrahl weitet sich daher beim Durchgang durch Materie infolge von Vielfachstreuung an den Kernen auf. Die Elektronen haben deshalb im Gegensatz zu schweren Teilchen keine klar definierte Reichweite, selbst nicht bei der Verwendung eines monoenergetischen Strahls. Man kann jedoch die Reichweite R_{max} derjenigen Elektronen angeben, die am weitesten in das Material eindringen. Die Absorption in Abhängigkeit von der Dicke des Materials ergibt eine monoton fallende Funktion, deren extrapolierte Endpunkt die maximale Reichweite der Elektronen angibt.

Im Fall des β -Spektrums mit einer kontinuierlichen Energieverteilung der Elektronen erhält man empirisch ein exponentielles Absorptionsgesetz:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x}. \quad (13)$$

Dieser einfache exponentielle Zusammenhang ist (im Gegensatz zur Absorption von γ -Strahlung, siehe Abschnitt 4.3) nicht selbstverständlich, sondern ergibt sich hier empirisch durch die Form des β -Spektrums einerseits und die Vielfachstreuung andererseits.

Der Massenabsorptionskoeffizient $\mu' = \mu/\rho$ erweist sich hierbei als nahezu unabhängig von Z und lässt sich empirisch darstellen durch:

$$\mu' \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right] \equiv \frac{\mu [\text{cm}]}{\rho \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right]} = \frac{17}{(E_{\text{max}}[\text{MeV}])^{1,14}}. \quad (14)$$

Diese beiden Beziehungen gestatten für die Praxis eine grobe Abschätzung der Maximalenergie E_{max} eines β -Spektrums, indem z. B. die Halbwertsdicke $d_{1/2}$ (die Absorberdicke, die die Anfangsintensität auf die Hälfte herabsetzt) experimentell bestimmt wird:

$$d'_{1/2} \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right] \equiv d_{1/2} [\text{cm}] \cdot \rho \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right] = \frac{\ln 2}{\mu'} = 0,04 (E_{\text{max}}[\text{MeV}])^{1,14}. \quad (15)$$

Die Messung der maximalen Reichweite R_{max} geschieht durch Extrapolation der halblogarithmisch aufgetragenen Absorptionskurve auf den konstanten Untergrund (im Wesentlichen Bremsstrahlung). Zwischen

der Maximalenergie E_{\max} des β -Spektrums und der maximalen Reichweite R_{\max} gibt es den empirischen Zusammenhang:

$$R'_{\max} \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right] \equiv R_{\max} [\text{cm}] \cdot \rho \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right] = 0,412 \cdot (E_{\max} [\text{MeV}])^a \quad (16)$$

mit $a = 1,265 - 0,0954 \cdot \ln(E_{\max} [\text{MeV}])$.

Die Reichweiten von Positronen können sich um bis zu 10 % von denjenigen von Elektronen unterscheiden.

4.3 Reichweite von γ -Strahlen

Treffen γ -Quanten auf Materie, so können sie mit den Elektronen der Atomhülle oder mit den Kernen auf verschiedene Weise wechselwirken:

- Photoeffekt
- Compton-Streuung
- Paarerzeugung

Betrachtet man einen Strahl von γ -Quanten, der auf einen Absorber trifft, und setzt man voraus, dass jedes Photon nach einem dieser drei Prozesse aus dem Strahl ausscheidet, so gilt für die Schwächung der Strahlintensität I des γ -Strahlers:

$$dI = -IN(\sigma_{\text{Photo}} + \sigma_{\text{Compton}} + \sigma_{\text{Paar}}) dx. \quad (17)$$

N ist dabei die Anzahl der Atome des Absorbers pro Volumeneinheit, x dessen Schichtdicke und I_0 sei die Intensität des γ -Strahlers. Mit der Definition $\mu = N(\sigma_{\text{Photo}} + \sigma_{\text{Compton}} + \sigma_{\text{Paar}})$ und nach Integration von (17) erhält man das Absorptionsgesetz:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}. \quad (18)$$

Wird statt des Absorptionskoeffizienten μ [1/cm] der Massenabsorptionskoeffizient $\mu' = \mu/\rho$ verwendet, so tritt an die Stelle der Schichtdicke x im Exponenten von (18) die Massenbelegung $d = x \cdot \rho$.

5 Strahlenschutz

Nach der Strahlenschutzverordnung (StrSchV) [8] unterliegen der Umgang mit radioaktiven Stoffen und die Lagerung solcher Stoffe grundsätzlich der Genehmigung durch die staatlichen Behörden, soweit die Aktivitäten der verwendeten Stoffe oberhalb der in der StrSchV festgelegten Freigrenzen liegen. Im Rahmen des genehmigungspflichtigen Umgangs schreibt die StrSchV für beruflich strahlenexponierte Personen eine regelmäßige Überwachung der Strahlendosis vor. Dieser Abschnitt soll die wesentlichen Kenntnisse über die Dosimetrie sowie die wichtigsten Messmethoden und Maßnahmen zum Schutz vor ionisierenden Strahlen vermitteln.

5.1 Maßeinheiten

Um quantitative Aussagen über die Stärke eines Präparates sowie über die Menge einer absorbierten Strahlungsenergie und ihre Wirkung auf Materie – besonders auf das menschliche Gewebe – zu ermöglichen, sind mehrere Einheiten definiert worden, von denen die wichtigsten nachfolgend aufgeführt werden.

1. **Aktivität:** Die Aktivität A eines radioaktiven Stoffes gibt die Zahl der Zerfälle pro Zeiteinheit an. Es gilt

$$A = -\dot{n} = n\lambda. \quad (19)$$

Dabei ist n die Zahl der vorhandenen aktiven Kerne und $\lambda = 1/\tau$ die Zerfallswahrscheinlichkeit eines Kerns pro Zeiteinheit. τ ist die mittlere Lebensdauer eines einzelnen Kerns.

Einheit: 1 Becquerel = 1 Bq = 1 Zerfall/Sekunde

Früher: 1 Curie = 1 Ci = $3,7 \cdot 10^{10}$ Bq

Ein Curie entspricht der Aktivität von 1 g Radium.

2. **Ionendosis:** Die Ionendosis I ist die durch Röntgen- oder γ -Quanten in Luft erzeugte Ladung pro Masseneinheit: $I = dq/dm$.

Einheit: C/kg

Früher: 1 Röntgen = 1 R = $2,58 \cdot 10^{-4}$ C/kg

3. **Energiedosis:** Die Energiedosis D ist die von Strahlung beliebiger Art abgegebene Energie pro Masseneinheit: $D = dE/dm$.

Einheit: 1 Gray = 1 Gy = 1 J/kg

Früher: 1 Rad = 1 Rd = 0,01 Gy

Der Zusammenhang zwischen der Ionendosis und der am gleichen Ort in Luft entsprechenden Energiedosis ergibt sich aus der für die Bildung eines Ionenpaares benötigten mittleren Energie von $w = 33,7$ eV. Somit ist die Energiedosis D_{Luft} , die einer Ionendosis von 1 C/kg entspricht,

$$D_{\text{Luft}} = \frac{dE}{dm} = \frac{dE}{dq} \frac{dq}{dm} = \frac{33,7 \text{ eV}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}} \cdot 1 \frac{\text{C}}{\text{kg}} = 33,7 \frac{\text{J}}{\text{kg}} = 33,7 \text{ Gy}. \quad (20)$$

Für Körpergewebe gilt Entsprechendes. Da Körpergewebe überwiegend aus Wasser besteht und der Massenabsorptionskoeffizient für Wasser etwa 1,11-mal größer ist als der von Luft, gilt:

$$D_{\text{Körpergewebe}} = 1,11 \cdot 33,7 \frac{\text{J}}{\text{kg}} = 37,1 \text{ Gy}. \quad (21)$$

4. **Äquivalentdosis:** Ionisierungsvorgänge gleicher Energiedosis haben je nach Strahlenart verschiedene biologische Wirkungen. Die durch Ionisation abgegebene Energie allein ist also noch kein Maß für die Gefährlichkeit einer Strahlung. Dies wird durch den Qualitätsfaktor Q berücksichtigt, der das unterschiedliche Ionisierungsvermögen der verschiedenen Strahlenarten berücksichtigt. Hierzu führt man die Äquivalentdosis $H = Q \cdot D$ ein.

Einheit: 1 Sievert = 1 Sv

Früher: 1 Röntgen Equivalent Man = 1 rem = 0,01 Sv

Das Sievert gibt die Energiedosis einer beliebigen Strahlung an, die im Körper denselben biologischen Schaden hervorruft wie 1 Gy γ -Strahlung. Qualitätsfaktoren Q für verschiedene Arten von Strahlung sind in der folgenden Tabelle aufgeführt:

Strahlung	Q
γ -Strahlen	1
β -Strahlen	1
α -Strahlen	20
thermische und langsame Neutronen	2–3
schnelle Neutronen	20

5. **Dosisleistung:** Die Dosisleistung \dot{D} bzw. die Äquivalentdosisleistung \dot{H} ist die pro Zeiteinheit aufgenommene Strahlendosis.

Einheit: Gy/h bzw. Sv/h

5.2 Die Dosiskonstante von γ -Strahlern

Die Angabe der Aktivität A eines γ -Strahlers allein ist noch kein Maß für die an einem bestimmten Ort zu erwartende Dosis. Dies wird einleuchtend, wenn man bedenkt, dass bei einem Zerfallsprozess je nach Strahler z. B. eine ganze γ -Kaskade emittiert werden kann. Man berücksichtigt dies durch die so genannte Dosiskonstante I_γ . Dabei wird das Präparat als punktförmig angenommen und die Absorption durch Luft vernachlässigt:

$$\dot{D} = I_\gamma \frac{A}{r^2}. \quad (22)$$

Befindet sich zwischen Strahler und Messort ein Absorber der Dicke x mit dem Absorptionskoeffizienten μ , so beträgt die Dosisleistung

$$\dot{D}_A = \dot{D} \exp(-\mu x). \quad (23)$$

Dabei ist \dot{D} die Dosisleistung ohne Absorber.

Hieraus kann die Absorberdicke x abgeschätzt werden, die benötigt wird, um die Dosisleistung auf einen bestimmten Wert zu reduzieren. Die Abschätzung gilt allerdings nur für die Schwächung der primären γ -Quanten, während die Streustrahlung (sekundäre γ -Quanten, z. B. durch Compton-Effekt im Absorber) unberücksichtigt bleibt. Man kann diese Streustrahlung pauschal durch einen Korrekturfaktor (so genannter Dosisaufbaufaktor) miteinbeziehen. Für γ -Energien oberhalb von 0,5 MeV lässt er sich näherungsweise durch $(1 + \mu x)$ darstellen. Somit ist die obige Gleichung (23) zu ersetzen durch:

$$\dot{D}_A = \dot{D}(1 + \mu x) \exp(-\mu x). \quad (24)$$

5.3 Dosisgrenzwerte

Eine kleine Menge an radioaktiver Strahlung, die für den menschlichen Körper völlig unschädlich wäre, gibt es nicht. Die noch zulässige Dosis liegt jedoch zwischen zwei Grenzwerten, die gegeben sind durch:

- die natürlich vorkommende Umgebungsstrahlung (von außen: kosmische Strahlung 0,35 mSv/Jahr, Gesteine 0,5 mSv/Jahr, von innen: ^{14}C , ^{40}K im Körper, Rn in der Atemluft usw. 1,6 mSv/Jahr),
- Dosiswerte, die offensichtlich als schädlich bezeichnet werden müssen (z. B. beim Auftreten von Veränderungen des Blutbilds oder von Hautschäden).

In der Bundesrepublik Deutschland sind nach der Strahlenschutzverordnung [8] folgende Dosisgrenzwerte für Radioaktivität aus *künstlichen* Quellen festgelegt:

1. Bereiche, die keine Strahlenschutzbereiche sind (Staatsgebiet):
maximale Strahlenbelastung von 1 mSv im Jahr.
2. Betrieblicher Überwachungsbereich (z. B. die Praktikumsräume):
Dosisleistung $> 1 \text{ mSv/a}$ bzw. $> 0,5 \mu\text{Sv/h}$ bei 2000 Arbeitsstunden pro Jahr.
3. Kontrollbereich (z. B. das Isotopenlabor mit Versuch X):
Dosisleistung $> 6 \text{ mSv/a}$ bzw. $> 3 \mu\text{Sv/h}$ bei 2000 Arbeitsstunden pro Jahr.
4. Sperrbereich (z. B. Beschleuniger während des Betriebs):
Dosisleistung $> 3 \text{ mSv/h}$.

5.4 Kontamination

Ein Objekt oder Bereich gilt als kontaminiert, wenn dessen gemessene Aktivität die natürliche Aktivität eines unbelasteten Bereichs um das Dreifache überschreitet. [9]

5.5 Abschirmung radioaktiver Strahlung

α -Strahlung wird bereits durch Papier vollständig absorbiert. Sie kann Haut nicht durchdringen und ist deshalb nur dann (sehr) gefährlich, wenn α -Strahler durch die Luft oder durch Speisen in den Körper gelangen. Dies ist ein Grund, warum das Essen und Trinken in den Praktikumsräumen verboten ist.

β -Präparate üblicher Energie können leicht durch einige Zentimeter Aluminium abgeschirmt werden. Die Verwendung von Aluminium (niedrige Kernladungszahl von $Z = 13$) hat den Vorteil, dass die Erzeugung von Bremsstrahlung im Absorber vermindert wird.

Zur Abschirmung von γ -Strahlen verwendet man Blei, Eisen oder Schwerbeton (mit Eisen oder Eisenerz als Füllstoff). Blei ist bei niedrigeren γ -Energien besonders geeignet, weil es durch seine hohe Kernladungszahl von $Z = 82$ einen hohen Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt hat. Eisen und Beton werden für hohe γ -Energien verwendet, weil dann sehr dicke Abschirmungen notwendig sind, die mit Blei nicht gebaut werden können.

Die Abschirmung von Neutronen ist schwieriger, da vor allem schnelle Neutronen wegen der geringen Wirkungsquerschnitte fast alle Materialien leicht durchdringen. In der Regel bremst man die Neutronen

durch Materialien mit hohem Protonengehalt (z. B. Wasser, Paraffin) so lange ab, bis sie als thermische Neutronen im Abbremsmaterial selbst oder durch zusätzliche Neutronenfänger (z. B. Bor) absorbiert werden (siehe Versuch X). Die bei diesen Absorptionsprozessen oder bei der Abbremsung durch inelastische Streuung ausgelöste γ -Strahlung muss dann zusätzlich mit Blei abgeschirmt werden. Als zweckmäßig hat sich stark wasserhaltiger Schwerbeton erwiesen, der sowohl Protonen zum Abbremsen der Neutronen als auch Atome mit hohem Z zur Absorption der γ -Quanten enthält.

5.6 Messgeräte

Zur Strahlungsmessung werden Dosisleistungsmesser und Dosimeter verwendet. Dosisleistungsmesser sind häufig batteriebetriebene tragbare Instrumente, die zur Messung von α -, β - oder γ -Strahlung mit einem entsprechenden Zählrohr oder einer Ionisationskammer ausgerüstet sind. Im Fall von α - und β -Strahlung werden in der Regel die Pulse pro Sekunde angezeigt. Im Fall der γ -Strahlung sind die Geräte in Einheiten der Äquivalentdosisleistung (Sv/h) geeicht. Die Dosisleistungsmessung von Neutronen ist schwierig. Für Neutronenspektren, wie sie z. B. bei Kernreaktoren auftreten, wurden Geräte entwickelt, die einen brauchbaren Mittelwert für die Dosisleistung anzeigen. Das Praktikum verfügt über einen Dosisleistungsmesser mit einer dosisrichtigen Anzeige (in mrem/h) über einen Energiebereich der Neutronen von 10^{-2} bis 10^7 eV.

Dosimeter registrieren die aufgenommene Strahlungsdosis (nicht Dosisleistung). Viel verwendet wird das Taschendosimeter (Stabdosisimeter) in Stiftform für die Feststellung der Tagesdosis. Es arbeitet nach dem Prinzip des Elektrometers: Nach Aufladung mit einem Ladegerät entlädt es sich durch Ionisation der eindringenden β -Strahlung bzw. der Elektronen, die beim Einfall von γ -Strahlung im Gehäuse ausgelöst werden. Für die Bestimmung von Monatsdosen werden meist Filmdosimeter verwendet. Aus der Schwärzung einer Filmemulsion hinter verschieden starken Absorbern kann die Dosis ermittelt werden.

6 Versuchsdurchführung

6.1 Messung der Absorptionsschichtdicke von verschiedenen Detektoren

6.1.1 Halbleiterdetektor

Montieren Sie den Halbleiterdetektor auf die Verschiebebank und schließen Sie den Ausgang des Verstärkers an den Vielkanalanalysator (VKA) an. (Informationen zu den vorliegenden NIM-Modulen finden Sie im Anhang D.) Der VKA ist mit einem USB Kabel an den Computer angeschlossen. Die Daten werden am PC mit dem Programm Genie 2000 dargestellt. (Informationen zur Bedienung dieses Programms finden Sie in Anhang E.)

1. Bringen Sie das ^{226}Ra -Präparat an der Quellenhalterung auf dem x-y-z Verschiebetisch an und positionieren Sie es zentral vor dem Halbleiterdetektor. Sehen Sie alle Peaks des erwarteten Spektrums?
2. Vermessen Sie möglichst präzise diejenigen Abstände, bei denen jeweils ein α -Peak verschwindet. Das heißt: Nehmen Sie jeweils ein Spektrum in dem Abstand auf, bei welchem der Peak verschwindet, sowie etwa 1 mm davor und 1 mm dahinter.
3. Vermessen Sie das Spektrum im kürzest möglichen Abstand.
4. Vergrößern Sie nun in geeigneten Schrittweiten den Abstand zwischen Quelle und Detektor und nehmen Sie jeweils das Spektrum auf. Stellen Sie sicher, dass schlussendlich auch der ^{214}Po - α -Peak ganz herausgeschoben wird.

6.1.2 Ionisationskammer

Anmerkung: Dieser Teil des Versuchs kann nach eigenem Ermessen ausgelassen werden. Allerdings wird dann beiden Teilnehmern der Gruppe jeweils ein Punkt von der Durchführungsnote abgezogen. In diesem Fall kann natürlich die Auswertung zur Ionisationskammer nicht gemacht werden, dies führt aber nicht zu einem weiteren Punktabzug.

Die Ionisationskammer besteht aus einer geerdeten Elektrode sowie einem Gitter, an das eine Hochspannung angelegt wird (**Berühren Sie also das Drahtgitter der Kammer nicht!**). Vermeiden Sie es außerdem, während der Messreihen mit der Ionisationskammer die Kabel zu berühren, da die zu messenden Ströme minimal und daher störanfällig sind. Zudem empfiehlt es sich, den Messbereich zu Beginn sinnvoll auszuwählen und zwischen den einzelnen Messungen nicht mehr zu ändern. Als Zählgas fungiert hier die Raumluft.

1. Legen Sie eine Spannung von 1 kV an die Kammer, schalten Sie das digitale Amperemeter ein und justieren Sie nach etwas Wartezeit den Messverstärker so, dass das Amperemeter auf Null gesetzt ist. Durch die geringen Ströme sind gewisse Schwankungen unvermeidlich. (Fehlerangabe der Messwerte!) Während dieses Nullabgleichs dürfen keine α -Teilchen die Kammer erreichen.
2. Positionieren Sie das ^{226}Ra -Präparat zentral vor der Ionisationskammer und fahren Sie es möglichst nah an den Detektor heran, ohne dessen Drahtgitter zu berühren.
3. Angefangen vom kürzest-möglichen Abstand, vergrößern Sie nun in geeigneten Schritten den Abstand zwischen Probe und Ionisationskammer und nehmen Sie jeweils Messwerte auf. Es empfiehlt bei jedem Anstand eine kurze Weile abzuwarten, bis sich die Schwankung der auf dem Multimeter angezeigten Werte auf ein sinnvolles Maß eingependelt hat.

6.2 Verschiedene Messungen mit dem Szintillationszähler

6.2.1 Messung des Gammaskpektrums

1. Montieren Sie nacheinander den NaI(Tl)-Szintillator und den Plastik-Szintillator an den Photoelektronenvervielfacher (**nur bei abgetrennter Hochspannung!**). Schließen Sie die Spannungsversorgung an (**Maximalspannung 1200 V!**) und betrachten Sie die Pulse am Oszilloskop.

2. Nehmen Sie für beide Szintillatoren ein Pulshöhen-Spektrum des ^{137}Cs -Präparats mit dem VKA auf. Der VKA verarbeitet nur positive Pulse ab etwa $1\ \mu\text{s}$ Länge. Es ist also eine Pulsformung und Verstärkung der Signale anhand der NIM-Module erforderlich! (Informationen zu den vorliegenden NIM-Modulen finden Sie im Anhang D.) Notieren Sie alle vorgenommenen Verstärkereinstellungen und weisen Sie auf etwaige Unterschiede hin. Wie und warum unterscheiden sich die Spektren?

6.2.2 Absorption von Gammastrahlung in Blei

Messen Sie die Absorption in Blei mit dem NaI(Tl) -Szintillationszähler und den Bleiabsorbern für die γ -Energie des ^{137}Cs -Präparats. Der Untergrund darf entfernt werden: verwenden Sie die Schwelle (threshold) der NIM-Module. Kontrollieren Sie die Pulse am Oszilloskop und führen Sie diese dem Zähler zu. Messen Sie den Nulleffekt und notieren Sie alle Daten, die für die Berücksichtigung von zusätzlichen Absorptionen notwendig sind.

6.2.3 Absorption von Betastrahlung in Aluminium

Anmerkung: Dieser Teil des Versuchs kann nach eigenem Ermessen ausgelassen werden. Allerdings wird dann beiden Teilnehmern der Gruppe jeweils ein Punkt von der Durchführungsnote abgezogen. In diesem Fall kann natürlich die Auswertung zur Absorption in Aluminium nicht gemacht werden, dies führt aber nicht zu einem weiteren Punktabzug.

Schließen Sie nun den Photoelektronenvervielfacher des Anthrazen-Szintillationszählers an die Spannungsversorgung an. (**Maximalspannung 1200 V!**) Bringen Sie das ^{90}Sr -Präparat in die Zählkammer, kontrollieren Sie die Pulse am Oszilloskop und führen Sie diese dem Zähler zu. Der Untergrund darf entfernt werden: verwenden Sie die Schwelle (threshold) der NIM-Module. Messen Sie nun die Zählrate für die verschiedenen Aluminium-Absorber. Betrachten Sie vorher das Zerfallsschema des verwendeten Präparats und achten Sie darauf, auch Messungen oberhalb der zu erwartenden Reichweite R_{max} durchzuführen. Messen Sie den Nulleffekt und notieren Sie alle Daten, die für die Berücksichtigung von zusätzlichen Absorptionen notwendig sind.

6.3 Messungen zum Strahlenschutz

1. Messen Sie die γ -Dosisleistungen in 10 cm Abstand von den Außenwänden der geschlossenen Treppe in den Praktikumsräumen sowie an den Messplätzen der Versuche II, V und X. Messen Sie außerdem die Dosisleistungen der ^{241}Am -Be-Neutronenquelle und der Umgebung des Wassertanks von Versuch X.
2. Führen Sie Kontaminationsmessungen am Ihrem Messplatz sowie an den Messplätzen der Versuche II, V, VI, VII, VIII und X durch. Prüfen Sie insbesondere die Greifzangen und das Innere der Zählkammern. Falls Sie eine Kontamination feststellen, melden Sie diese dem Versuchsbetreuer!

7 Versuchsauswertung

7.1 Messung der Absorptionsschichtdicke von verschiedenen Detektoren

Bitte fügen Sie alle Rohdaten Ihrer Messungen Ihrem Protokoll hinzu (tabellarisch) bzw. senden Sie die Dateien der aufgenommenen Spektren per e-mail Ihrem Betreuer zu.

7.1.1 Halbleiterdetektor

1. Stellen Sie beispielhaft ein gemessenes Spektrum graphisch dar und diskutieren Sie dieses.
2. Ermitteln Sie aus den Messungen des Spektrums diejenigen Abstände, bei denen α -Teilchen einer bestimmten Energie den Detektor **im Mittel** nicht mehr erreichen. Schätzen Sie damit das Luftäquivalent der Dicke des, **zusätzlich zum gemessenen Abstand vorhandenen**, absorbierenden Materials zwischen Quelle und Detektor ab.
Vergleichen Sie hierzu die Literaturwerte für die Reichweite in Luft von α -Teilchen der entsprechenden Energien (siehe z.B. [10]) mit Ihren tatsächlich gemessenen Abständen. Wie dick ist also die im Versuchsaufbau inhärent enthaltene, nicht über die Verschiebank einstellbare Absorptionsschicht infolge der Verkapselung bzw. Beschichtung der Quelle und des Detektors? Schätzen Sie Fehler ab.
3. Bestimmen Sie unter Verwendung des im minimalen Abstand zwischen Quelle und Detektor gemessenen ^{226}Ra -Spektrums eine (lineare) Kalibrierungskurve für den Vielkanalanalysator.
Verwenden Sie hierzu wieder Literaturwerte [10] für die Reichweite der α -Teilchen, die im Detektor deponierte Energie und die Stopping Power von Luft. Berücksichtigen Sie bei der Auftragung die gewonnene Information über die Absorptionsschichtdicke und die daraus resultierende Restreichweite der α -Teilchen. Schätzen Sie Fehler ab.
4. Bestimmen Sie aus der beobachteten Signaldifferenz der ^{214}Po - α -Peaks (VKA Kanalnummer) von in verschiedenem Abstand aufgenommenen Spektren erneut die Energie-Kalibrierung für den VKA. Aus Ihrer Messung erhalten Sie die Beziehung zwischen Kanalnummer und Abstand (Quelle - Detektor, **Gesamtabsorptionsschichtdicke**). Die somit gewonnene Abstandskalibrierung des VKAs kann in eine (lineare) Energiekalibrierung umgewandelt werden, indem mit der richtigen Stopping Power skaliert wird. Um diese zu bestimmen, berechnen Sie die Restreichweite der ^{214}Po - α -Teilchen nach Durchfliegen des eingestellten Abstandes (Absorptionsschichtdicke des Setups berücksichtigen!). Ermitteln Sie dann aus Tabellen die dieser Reichweite entsprechende Energie und lesen Sie die Stopping Power von Luft ab. Hiermit kann man nun die Abstandskalibrierung des VKAs in eine Energiekalibrierung überführen. Schätzen Sie Fehler ab.
Vergleichen Sie die Steigung der Kurve mit den im vorherigen Aufgabenteil ermittelten Kalibrierungskonstanten.
5. Bestimmen Sie aus den aufgenommenen Spektren die mittlere Reichweite der ^{214}Po - α -Teilchen gemäß Abb. 11. Hierzu integrieren Sie die Flächen unter den bei verschiedenen Abständen gemessenen Peaks der ^{214}Po - α -Teilchen. Überlegen und diskutieren Sie, ob eine Raumwinkelkorrektur von Nöten ist. Schätzen Sie Fehler ab und vergleichen Sie das Ergebnis mit dem Literaturwert.

7.1.2 Ionisationskammer

1. Tragen Sie die gemessenen Ströme gegen die entsprechenden Abstände auf und erläutern Sie den Graphen. Wie kommen die Plateaus zustande?
2. Ermitteln Sie anhand der obigen Abbildung den Abstand, bei dem keine ^{214}Po - α -Teilchen den Detektor mehr erreichen. Schätzen Sie damit das Luftäquivalent der Dicke des, **zusätzlich zum gemessenen Abstand vorhandenen**, absorbierenden Materials zwischen Quelle und Detektor ab.
3. Bestimmen Sie gemäß Abb. 11 die mittlere Reichweite der ^{214}Po - α -Teilchen. Schätzen sie auch hier die Fehler ab.
4. Vergleichen Sie die gewonnenen Ergebnisse mit denen von der Halbleiterdetektor-Messung. Stimmen die erhaltenen Werte mit einander überein?

7.2 Messungen mit dem Szintillationszähler

1. Diskutieren Sie die gemessenen Energiespektren von ^{137}Cs für die beiden Szintillationszähler. Welche Peaks erwarten Sie im Spektrum?
2. Ermitteln Sie aus den Spektren die Nachweiswahrscheinlichkeit ε des Plastiksintillators relativ zum NaI(Tl)-Zähler, hierzu kann z.B. die Zählrate dienen. Bestimmen Sie auch die Lichtausbeute des Plastiksintillators relativ zum NaI(Tl)-Zähler, wobei z.B. die Position des Photopeaks verwendet werden kann.
3. Bestimmen Sie den Absorptionskoeffizienten μ und den Massenabsorptionskoeffizienten μ' der γ -Strahlung von ^{137}Cs für Blei.
4. Bestimmen Sie Massenabsorptionskoeffizienten μ' für die vorliegende β -Strahlung in Aluminium. Tragen Sie hierzu die Absorptionskurve der β -Strahlung des ^{90}Sr -Präparats unter Berücksichtigung der erforderlichen Korrekturen auf. Bestimmen Sie hieraus die Maximalenergie des β -Spektrums. Machen Sie sich klar warum die Messwerte nicht einer einfachen Exponentialfunktion folgen. Beim Definieren der Fitfunktion kann es sehr hilfreich sein dem Fitprogramm konkrete Werte für die Fitparameter vorzugeben.
5. Ermitteln Sie für die höchstenergetischen β -Teilchen aus dem Zerfall von ^{90}Sr die Reichweite in Aluminium. Vergleichen Sie das Ergebnis mit Ihrer Messung.

7.3 Messungen zum Strahlenschutz

Geben Sie die gemessenen Dosisleistungen an den Messplätzen und in 10 cm Abstand von den Tresoren an. Sind die Präparate in den Tresoren ausreichend abgeschirmt? Sind die Praktikanten bei den einzelnen Versuchen und an den verschiedenen Messplätzen genügend geschützt? Konnten Sie Kontaminationen feststellen?

C Eigenschaften der Aluminum-Absorber

Absorber	Massenbelegung in mg/cm ²	Dicke in mm	Absorber	Massenbelegung in mg/cm ²	Dicke in mm
1-4	(defekt)		14	174	0,64
5	6,84	0,03	15	224	0,83
6	10,7	0,04	16	274	1,01
7	13,2	0,05	17	332	1,23
8	22,9	0,08	18	375	1,39
9	28,2	0,10	19	423	1,57
10	45,6	0,17	20	507	1,88
11	66,8	0,25	21	617	2,29
12	100	0,37	22	754	2,79
13	135	0,50	23	933	3,46

D Erläuterung der NIM-Module

In der Kern- und Teilchenphysik gibt es einen Standard für mechanische Maße und elektrische Größen: die Nuclear Instrument Module (NIM). In diesem Standard sind die Außenmaße von elektrischen Modulen so definiert, dass jedes Modul in jede Halterung passt. Die Steckerbelegung zur Spannungsversorgung ist ebenfalls vereinheitlicht: die Spannung wird über den Rahmen, das NIM crate, bereitgestellt.

Im Versuch TI verwenden wir fünf verschiedene NIM-Module (im crate der Szintillationszähler von links nach rechts): Zähler, Multiport, Verstärker, Diskriminator und Spannungsversorgung.

- **Zähler:** Dieses Module zählt die logischen Pulse die der Szintillationszähler liefert. Es kann entweder die Messzeit vorgeben oder eine feste Anzahl Pulse vorraussetzen werden. Bei Vorgabe der Messzeit kann man mit einem Kippschalter zwischen Sekunden und Minuten wählen und einen Wert zwischen 0.1 und 999.9 der entsprechenden Skala einstellen. Die Vorgabe der Anzahl Pulse (counts) erfolgt durch Angabe der Zehnerpotenz. Im Display kann man jederzeit zwischen der gemessenen Anzahl Pulse und der bereits verstrichenen Messzeit umschalten. Die Aufnahme der Messwerte wird über die START/STOP/RESET Knöpfe geregelt.
- **Multiport:** Das Multiport II Modul enthält einen Analog-Digital-Wandler, dessen digitales Ausgangssignal proportional zur Amplitude des analogen Eingangspulses und somit der Energie der ionisierenden Teilchen ist. Das Eingangssignal muss vor dem Digitalisieren zunächst verstärkt und geformt werden (siehe unten) und wird dann von einem Vielkanalanalysator (VKA) ausgewertet. Über ein USB Kabel werden die Informationen vom VKA an einen PC weitergeleitet. Dort können die Messwerte in Form eines Energiespektrums vom Programm Genie 2000 dargestellt werden. Weitere Details zum Multiport II Modul finden Sie z.B. unter:
http://www.canberra.com/products/radiochemistry_lab/nim-multichannel-analyzer.asp
- **Verstärker:** Die Signale der Szintillationszähler befinden sich im mV Bereich und müssen somit verstärkt werden. Dafür stehen einem am Amplifier Modul mehrere Gain Stufen zur Verfügung. Idealerweise sollte die Verstärkungsstufe so gewählt werden, dass der mit dem VKA messbare Energiebereich vollständig ausgenutzt wird. Auch bei Messungen mit dem Zähler sollte auf eine möglichst hohe Rate optimiert werden.
- **Diskriminator und Pulsformung:** Über den Diskriminator erhält man die Möglichkeit das Rauschen der PMs abzuschwächen. Es gibt dafür mehrere Modi, die entweder mit einer oberen Schwelle, unteren Schwelle oder Kombination aus beiden arbeiten. Die Werte der Schwelle (threshold) können jeweils variiert werden. Um eine geeignete Länge und Amplitude der Pulse zu erhalten, kann man die Differentiations- und Integrationszeit verändern. Die Differentiationszeit ermöglicht es Eingangspulse die kurz hinter einander ankommen voneinander zu trennen. Die Wahl der Integrationszeit sollte sich danach richten wie lange es dauert alle, vom ionisierenden Teilchen erzeugten, Ladungen zu sammeln und gleichzeitig kurz genug sein um hohe Zählraten zu ermöglichen. Auch die Polarität

der Pulse kann anhand des Kippschalters positiv/negativ variiert werden. Die Form der Pulse sollte mit Hilfe des vorliegenden Oszilloskops überprüft werden.

- **Spannungsversorgung:** Die Photomultiplier werden mit einer Spannung von **maximal** 1200 V betrieben. Die Spannung wird über einen Drehkopf geregelt. Zusätzlich es gibt drei Multiplikationsfaktoren/Stufen, dabei ist die im Display angezeigte Spannung bereits die, die wirklich angelgt ist. Gehen Sie beim Ein- und Ausschalten immer behutsam vor: zunächst die Spannung herunter regeln und erst dann die Spannungsversorgung abschalten.

E Arbeiten mit Genie 2000: Gammamessung und -analyse

Bei den Messungen der Zerfallsspektren (Halbleiter- und Szintillationszähler) wird in diesem Versuch die Software Genie 2000 verwendet. Diese wird gestartet indem man auf dem Desktop das Icon "DET 01" bzw. "Gammamessung & -analyse" auswählt.

Beim Start des Programms kann es vorkommen, dass der Detektor noch nicht ausgewählt worden ist und man keine Messung mit dem "Start" Knopf ausführen kann. In diesem Fall gehen Sie wie folgt vor: wählen Sie: Datei → Datenquelle öffnen → Quelle: Detektor → MP2_MCA1 öffnen → messen.

Anhand des Programms können auch einige Messeinstellungen vorgenommen werden. So kann man unter "VKA" → "Messung-Vorwahl" etwa die Anzahl Kanäle sinnvoll wählen (Messbereich vorher überprüfen) und auch die Messzeit festlegen. Dabei ist zu beachten, dass bei der livetime die Totzeit des Detektors schon berücksichtigt wird und die realtime lediglich angibt wie lange der Detektor betrieben wird.

Weitere, möglicherweise lohnenswerte Einstellungen können unter "VKA" → "Einstellen" getroffen werden. Hier kann man anhand des LLD (Lower Level Discriminator in % der vollen Messskala) und des ULD (Upper Level Discriminator in % der vollen Messskala) evtl. auftauchendes Rauschen minimieren. Wichtig ist dabei sicherzustellen, dass kein Anteil des Signals abgeschnitten wird und die vorgenommenen Einstellungen im Protokoll festzuhalten.

F Bethe-Bloch-Formel

Zur Berechnung des Energieverlustes von α -Teilchen in Luft kann folgende Darstellung der Bethe-Bloch-Formel verwendet werden:

$$-\frac{dE}{dx} = \kappa \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) \right] \quad (25)$$

Dabei ist

- $\kappa = 2\pi N_0 r_e^2 m_e c^2 = 0,154 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$,
- $\rho = 1,225 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ die Dichte von Luft am Boden,
- Z die Kernladungszahl von Luft (hauptsächlich Stickstoff),
- $m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}$ die Masse des Elektrons,
- $I \approx 15 \text{ eV}$ das mittlere Ionisationspotenzial von Luft,
- A das Atomgewicht von Luft,
- z die Ladung des durchquerenden Teilchens,
- $\beta = \sqrt{E_\alpha / \frac{1}{2} m_\alpha c^2}$ die Geschwindigkeit des durchquerenden Teilchens in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit (E_α ist die Energie und m_α die Masse der α -Teilchen) und
- $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ der Lorentzfaktor.

Beachten Sie jedoch, dass diese Formulierung nur näherungsweise richtig ist und nur für qualitative Betrachtungen herangezogen werden sollte; insbesondere im Bereich kleinerer Energien spielen Effekte der Atomphysik eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Es empfiehlt sich daher, Werte für den Energieverlust von α -Teilchen aus entsprechenden Tabellen zu verwenden, wie sie zum Beispiel auf den Internetseiten des etablierten *National Institute of Standards and Technology* [10] vorhanden sind.