

Protokollanten: Kathrin Hoffmann
Malte Renius
Inga Zeisberg

Versuch A 3:

A3 Absorption von β - und γ -Strahlung

1. Theorie zum Versuch

Beim Zerfall sowie bei internen Prozessen von Atomkernen werden bestimmte, diskrete Energiebeträge frei, die zur Aussendung von Strahlung führen.

Drei Arten Strahlung werden dabei beobachtet:

- α -Strahlung (Heliumkerne)
- β -Strahlung (Elektronen bzw. Positronen sowie ein Neutrino)
- γ -Strahlung (hochfrequente Photonen)

Während die Teilchen der α - und γ -Strahlung bestimmte Energien besitzen, weist das Elektron bzw. Positron der β -Strahlung ein kontinuierliches Energiespektrum mit einer bestimmten Maximalenergie auf. Diese Unschärfe liegt in dem ebenfalls emittierten Neutrino begründet, welches aufgrund seiner verschwindend geringen Masse und neutralen Ladung nur sehr schwer nachzuweisen ist.

Diese Strahlung wird beim Durchgang durch Materie aufgrund ihrer ungleichen Energieverteilung in unterschiedlich Weise absorbiert. Die Absorption von β - und γ -Strahlung wird in diesem Versuch näher untersucht.

1.1 Absorption von γ -Strahlung

Die theoretische Beschreibung der Absorption von monoenergetischer γ -Strahlung ist recht einfach, da sie statistisch beschrieben werden kann. Trifft eine Zahl von N γ -Quanten auf einen Absorber der Dicke dx , so ist die Änderung der Quanten proportional zu der ursprünglich vorhandenen Anzahl N und der Absorberdicke dx :

$$dN = -\mu N dx \quad (1)$$

Der Proportionalitätsfaktor μ wird Absorptionskoeffizient genannt. Er ist von der Energie der γ -Quanten und dem Absorbermaterial abhängig. Die Abnahme der Teilchenzahl kann auch auf die Massenbelegung $\rho \cdot dx$ des Absorbers bezogen werden. Dabei ist ρ die Dichte des

Absorbermaterials. Der Massenabsorptionskoeffizient ist dann $\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$. Es ist dann

$$dN = -\mu_m N \rho dx \quad (2)$$

Um die Funktion der transmittierten Teilchen in Abhängigkeit von der Absorberdicke zu erhalten, muss man wie folgt integrieren:

$$\int \frac{1}{N} dN = -\mu \int dx$$

$$\Rightarrow \ln(N(x)) - \ln(N_0) = -\mu x$$

$$\Rightarrow \frac{e^{\ln N(x)}}{e^{\ln N_0}} = e^{-\mu x}$$

$$\Rightarrow N(x) = N_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (3)$$

$$\text{bzw. } \Rightarrow N(x) = N_0 \cdot e^{-\mu_m \rho x} \quad (4)$$

Die Abnahme der Teilchen durch Absorption erfolgt also exponentiell.

Die Absorption von γ -Strahlung erfolgt dabei im wesentlichen durch drei

Absorptionsmechanismen:

- Photoeffekt: Das γ -Quant wird unter Emission eines Elektrons aus einer inneren Schale der Atomhülle absorbiert.
- Comptoneffekt: Das γ -Quant wird inelastisch unter Frequenz- und Richtungsänderung an einem äußeren Elektron gestreut.
- Paarbildung: Das γ -Quant wird „materialisiert“, ein Elektron und ein Positron entstehen. Dies ist erst bei Energien über 1 MeV möglich ($2m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$).

Der Absorptionskoeffizient kann dementsprechend in drei Anteile zerlegt werden:

$$\mu = \mu_{\text{Photo}} + \mu_{\text{Compton}} + \mu_{\text{Paar}} \quad (5)$$

In Abb. 1¹ sind die Anteile der Absorptionskoeffizienten als Funktion der Energie der γ -Quanten dargestellt.

1.2 Absorption von β -Strahlung

Für die Absorption von schnellen Elektronen gilt nicht das exponentielle Absorptionsgesetz der γ -Strahlung nicht, weil die Absorption nicht durch einen einzigen Elementarprozess erfolgt. Stattdessen verlieren die Elektronen allmählich in vielen kleinen Stufen durch unelastische Zusammenstöße mit den Atomen des Absorbers an Energie oder scheiden durch Streuung aus dem Strahl aus. Daher ist die Durchdringungswahrscheinlichkeit für die Elektronen vom zurückgelegten Weg abhängig. Die Elektronen können nicht wie die γ -

¹ Die Abbildungen konnten aus technischen Gründen nicht ins Dokument eingefügt werden. Sie befinden sich in identischer Nummerierung in der Versuchsanleitung.

Quanten beliebig lange Strecken im Absorber durchlaufen, sondern haben eine gewisse Reichweite, nach der ihre Energie verbraucht ist.

Das Exponentialgesetz gilt deshalb nur bei kleiner Schichtdicke, da sich in die Energie der Elektronen dann noch nicht wesentlich geändert hat. Für monoenergetische Strahlung ergeben sich Kurven wie in Abb. 2.

R_m ist dabei die „mittlere Reichweite“, also jene Absorberdicke, bei der noch 50% der Anfangsstrahlung vorhanden ist. Hinzu kommt die „praktische Reichweite“ R_p . Hierzu wird der lineare Abfall der Reichweitenverteilung extrapoliert. Der Wert, bei dem die Gerade die x-Achse (Absorberdicke) schneidet, definiert den Wert für R_p .

Falls keine monoenergetische Energieverteilung vorliegt, sondern ein kontinuierliches Spektrum, wie es für den radioaktiven Zerfall typisch ist, überlagern sich die viele Kurven des in Abb. 2 gezeigten Typs.

1.3 Absorption von α -Strahlung

Die α -Teilchen verlieren beim Stoß mit den Atomkernen des Absorbers nur einen geringen Teil ihrer Energie. Sie haben eine weitgehend einheitliche Anfangsenergie und daher bis auf statistische Schwankungen auch eine einheitliche Reichweite: Sie fliegen bis nahezu geradeaus, bis ihre Energie aufgebraucht ist. Es ergibt sich eine charakteristische Reichweitenverteilung (siehe Abb. 3).

Das Absorptionsverhalten von α -Strahlung wird im Zuge der folgenden Experimente nicht untersucht.

1.4 Nachweis der Strahlung

Zum Nachweis radioaktiver Strahlung wird meist ein Geiger-Müller-Zählrohr verwendet. Dieses besteht aus einem geerdeten Metallrohr und einem dagegen isolierten, axialen dünnen Draht. An den Draht ist über einen Widerstand von einigen Megaohm eine positive Spannung von etwa 1kV gelegt. Das Zählrohr ist luftdicht abgeschlossen und mit Argon unter einem Druck von etwa 100mbar und Alkoholdampf der Partialdrucks 10mbar gefüllt.

Da α - und β -Strahlung eine geringe Durchdringungsfähigkeit besitzen, muss zum Eintritt der Strahlung ein sehr dünnwandiges Fenster vorgesehen werden. Abb. 4 zeigt ein Glockenzählrohr mit Glimmerfenster zum Nachweis von β -Strahlung. Aufgrund der hohen Ionisationsfähigkeit der α - und β -Strahlung wird praktisch jedes eindringende Teilchen gezählt. γ -Strahlung benötigen aufgrund ihrer Durchdringungsfähigkeit kein besonders dünnes Fenster, werden aber auch nur mit sehr kleiner Ausbeute gezählt.

Die am Zählrohr anliegende Spannung darf nicht ausreichen, um eine andauernde selbstständige Glimmentladung aufrechtzuerhalten. Stattdessen erzeugt die Ionisation von Teilchen durch die radioaktive Strahlung im Rohrrinneren eine Gasentladung: Das durch die Strahlung vom Atom getrennte Elektron wird zum Anodendraht hin beschleunigt und ruft durch Stöße mit weiteren Gasatomen eine Entladungslawine hervor. Die erzeugten Anionen werden zur Zählrohrwand hin beschleunigt. Wenn sie dort auftreffen, bewirken sie die Emission von Sekundärelektronen, die ihrerseits wieder zur Anode wandern und so den Entladungsprozess aufrecht erhalten würden. Dieser Dauerentladungsprozess wird jedoch von den Alkoholionen gestoppt, da sie die Argonionen beim Stoß umladen. Die Alkoholelektronen erzeugen praktisch keine Sekundärelektronen.

Nach jedem Entladungsstoß bleibt das Zählrohr während des Abwanderns der in der unmittelbaren Umgebung des Drahtes entstandenen positiven Ionen zu Kathode gegen neu eintretende Strahlteilchen für eine kurze Dauer, die sog. „Totzeit“, unempfindlich. Diese Totzeit und die anschließende Erholungszeit beträgt etwas mehr als 0,1ms. In diesem Zeitraum können keine Teilchen nachgewiesen werden.

Vom Draht abfließenden Elektronen verursachen einen Spannungsstoß im Widerstand R. Dieser wird verstärkt und gezählt. Ein Geiger-Müller-Zählrohr spricht bereits auf ein einziges freies Elektron an, die gezählten Impulse sind jedoch von der Menge der Elektronen und Ionen, die vom registrierten Strahlungsteilchen erzeugt werden, unabhängig.

Abb. 5 zeigt eine Zählrohrcharakteristik. Bei Überschreiten der Einsatzspannung nimmt bei Steigerung der Spannung die Zählrohrspannung stark zu. Etwa 50V über der Einsatzspannung ist nur eine geringfügige Zunahme der Zählrate beobachtbar. Es bildet sich ein Plateau. Wenn man die Spannung bis zu einer selbstständigen Gasentladung erhöht, wird das Zählrohr zerstört.

2. Versuche

2.1 Zählrohrcharakteristik

Mittels eines β -Präparates wird die Zählrohrcharakteristik des Geiger-Müller-Zählers bestimmt, d.h. die Abhängigkeit der Frequenz von der anliegenden Spannung wird ermittelt. Dabei wurden folgende Werte ermittelt (die Frequenz wurde errechnet):

Spannung (V)	Zeit (s)	Impulse	Frequenz (Hz)
310	100	0	0
315	109	1001	9,18
330	101	1003	9,93
350	97	999	10,3
450	93	1001	10,8

Für die Spannung ergibt sich aufgrund schlechter Ablesbarkeit eine Unsicherheit von $\pm 5\text{V}$. Die Messunsicherheit für die Frequenz ist von den Unsicherheiten für die Impulse und die Zeit abhängig. Für die Impulse ergibt sich bei einer Anzahl von N Stichproben eine

Messunsicherheit von $\sigma = \frac{1}{\sqrt{N}}$. Bei einer Zahl von ca. 1000 Stichproben liegt die

Unsicherheit etwas über 3%. Die Unsicherheit für die Zeit liegt bei $\pm 1\text{s}$ was bei den vorliegenden Werten 1% entspricht. Die gesamte Messunsicherheit ist somit

$$\sqrt{0,032^2 + 0,01^2} \approx 0,034 = 3,4\% .$$

In Diagramm 1 lässt sich ansatzweise in Abb. 1 dargestellte Zählrohrcharakteristik erkennen. Die Einsatzspannung liegt zwischen 310 und 315 V. Zwischen 350 und 450 V weist die Kurve einen geringen Anstieg auf.

2.2 Untergrundstrahlung

Um die Impulse der zu messenden Präparate von denen der Umgebungsstrahlen separieren zu können, muss die Untergrundstrahlung, also die Zahl der Impulse ohne Präparat, gemessen werden.

Im Experiment wurden 600 Impulse in 2281s gemessen. Das entspricht einer Untergrundfrequenz von $0,26\text{Hz} \pm 4\%$. Die Messunsicherheit von 4% errechnet sich aufgrund

der oben bereits verwendeten Formel $\sigma = \frac{1}{\sqrt{N}}$.