

VORBEREITUNG: BETA-/ GAMMA-ABSORPTION

TOBIAS FREY, FREYA GNAM

PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN

Radioaktiver Zerfall. Unter natürlicher Radioaktivität versteht man die Eigenschaft instabiler Atomkerne, sich spontan unter Energieabgabe umzuwandeln. Die freiwerdende Energie wird in Form ionisierender Strahlung abgegeben. Bei den Umwandlungs- oder Zerfallsprozessen werden α - oder β -Teilchen vom Kern emittiert, meist begleitet von γ -Strahlung.

Nimmt man an, dass für α - und β -Zerfall eines bestimmten radioaktiven Elements der Prozess jeweils mit der gleichen Energieabgabe verbunden ist, so muss man zur Aufrechterhaltung des Energiesatzes die Existenz eines dritten Zerfallspartners annehmen, der einen Teil der frei werdenden Zerfallsenergie aufnimmt. Da dieses Elementarteilchen ungeladen sein muss, nennt man es Neutrino.

α -Zerfall. Ist der Atomkern sehr schwer, enthält er also viele Protonen und Neutronen, so kann die starke Wechselwirkung den Kern nicht mehr zusammen halten und es kommt zum α -Zerfall. Die freiwerdende Energie wird als Ionenstrahlung in Form von Helium-4-Kernen mit einer Geschwindigkeit von unter 0,1 c emittiert. Der Restkern verringert bei diesem Vorgang seine Massenzahl um vier und die Ordnungszahl um zwei.

β -Zerfall. Beim β^- -Zerfall wird im Kern ein Neutron in ein Proton umgewandelt und ein hochenergetisches Elektron sowie ein Elektron-Antineutrino emittiert. Die Massenzahl des Kerns ändert sich dabei nicht, seine Ordnungszahl erhöht sich um eins. Beim β^+ -Zerfall wird im Kern ein Proton in ein Neutron und ein hochenergetisches Positron umgewandelt und ein Elektron-Neutrino emittiert. Die Massenzahl des Kerns ändert sich dabei nicht, seine Ordnungszahl verringt sich um eins.

γ -Zerfall. Ein γ -Zerfall ist möglich, wenn der Atomkern nach einem Zerfall in einem energetisch angeregten Zustand vorliegt. Beim Übergang in einen energetisch niedrigeren Zustand gibt der Atomkern Energie in Form von γ -Strahlung ab. Die Emission von γ -Strahlung verändert nicht die Neutronen- und Protonenzahl des emittierenden Kerns. Es erfolgt lediglich ein Übergang zwischen zwei angeregten Kernzuständen oder einem angeregten Kernzustand und dem Grundzustand. Dies geschieht meist unmittelbar nach einem β - oder α -Zerfall.

β -Strahlung. β -Strahlen bestehen aus Elektronen mit Geschwindigkeiten bis zu 99% der Lichtgeschwindigkeit. Sie entstehen bei der Umwandlung eines Neutrons in ein Proton.

β -Strahlen lassen sich mit einem einige Millimeter dicken Absorber gut abschirmen. Allerdings wird dabei ein Teil der Energie der β -Teilchen in Röntgenstrahlung umgewandelt, die so genannte Bremsstrahlung. Um diesen Prozess zu verringern, sollte das Abschirmmaterial möglichst leichte Atomkerne aufweisen. Dahinter kann dann ein Schwermetall als zweiter Absorber dienen, der die Bremsstrahlung abschirmt.

Wenn β -Teilchen in ein Material eindringen, findet der höchste Energieübertrag auf das Material und die höchste Ionisierung in einer dünnen Schicht statt, die der Eindringtiefe der Teilchen entspricht.

Geschwindigkeitsspektrum der β -Strahlung. Das Geschwindigkeitsspektrum der β -Strahlen ist ein kontinuierliches Spektrum. Es setzt bei einer scharfen oberen Geschwindigkeitsgrenze ein und erstreckt sich bis zu ganz kleinen Geschwindigkeiten. Die maximale Energie der β -Strahlen sowie die Energieverteilung des Spektrums sind für die zerfallende Kernart charakteristisch.

γ -Strahlung. γ -Strahlen bestehen aus energiereichen Lichtquanten (γ -Quanten) und bilden eine kurzwellige elektromagnetische Wellenstrahlung ($\lambda < 0,5 \text{ nm}$). γ -Strahlung ist oft eine Begleiterscheinung der α - und β -Umwandlung der Atomkerne. Wird ein Atomkern von einem angeregten Zustand in einen niedrigeren Zustand zurückgeführt, so entsteht als Folge dieser radioaktiven Kernumwandlung γ -Strahlung. Die γ -Quanten sind elektrisch neutral. Somit lässt sich die γ -Strahlung nicht durch elektrische und magnetische Felder ablenken. γ -Strahlung hat ein großes Durchdringungsvermögen. Sie kann erst durch mehrere Zentimeter dicke Bleiplatten merklich geschwächt werden.

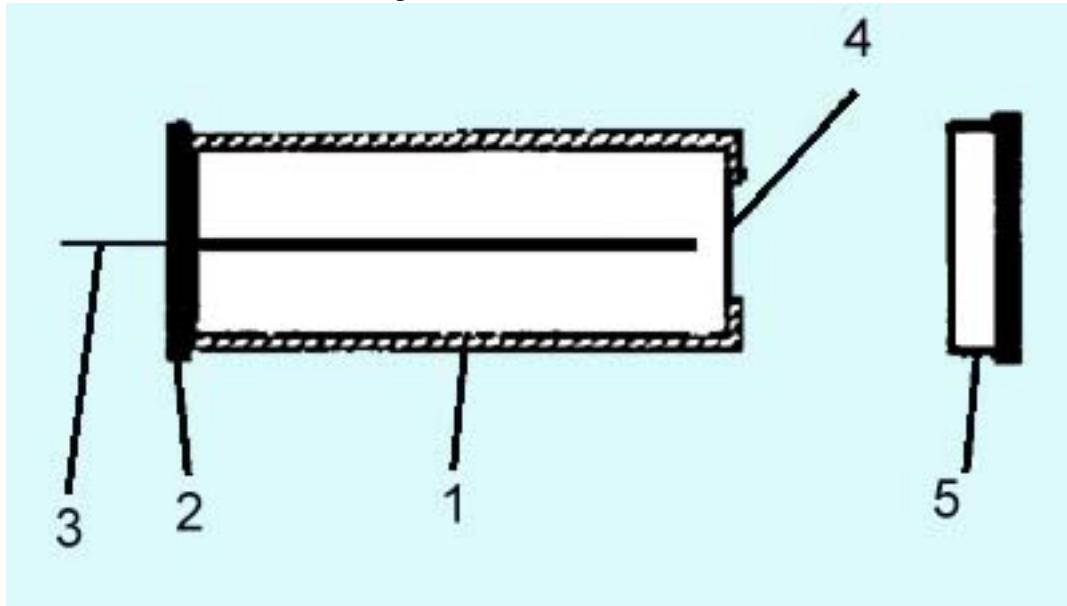
Es gibt drei fundamentale Formen der Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie:

Photoeffekt. Bestrahlt man eine Metallplatte mit Licht genügend hoher Frequenz, so werden Elektronen abgelöst. Die Freisetzung eines Elektrons erfolgt durch den Stoß eines Photons (im Experiment: γ -Quant). Das Photon wird dabei vollständig absorbiert. Seine Energie geht bei der Wechselwirkung über in die Austrittsarbeit W_A , die zur Ionisation des Atoms benötigt wird, und in die maximale kinetische Energie des abgelösten Elektrons:

$$h\nu = W_A + \frac{1}{2}m_e v^2$$

Der Photoeffekt kann nur stattfinden, wenn die Energie des Photons größer als die Bindungsenergie des Elektrons ist.

ABBILDUNG 1. Geiger-Müller-Zählrohr, schematischer Aufbau



Compton-Streuung. Beim Compton-Effekt handelt es sich um eine Wechselwirkung zwischen einem Photon und einem freien Elektron. Verhältnismäßig lose gebundene Elektronen, die hier als frei zu betrachten sind, findet man in Streukörpern von kleiner relativer Atommasse. Die Wechselwirkung zwischen Photon und Elektron kann formal als Stoß betrachtet werden, für den Energie und Impulserhaltungssatz gelten.

Paarbildung. Das Positron ist das Antiteilchen des Elektrons. Durch Quanten der Höhenstrahlung werden sogenannte Elektronenzwillinge (Elektron-Positron) erzeugt. Ein Elektronenzwilling, tritt dann auf, wenn ein γ -Quant, dessen Energie größer als 1,022 MeV ist, auf einen Atomkern trifft.

Geiger-Müller-Zählrohr. Das Geiger-Müller-Zählrohr gehört zu den Gasionisationszählern und arbeitet im Auslösebereich (“Auslösezählrohr”).

Abbildung 1 zeigt vereinfacht den Aufbau eines Geiger-Müller-Zählrohrs. Der Hauptbestandteil des Geigerzählers ist ein Metallrohr, das die Kathode bildet, und in dessen Mitte sich ein Draht befindet, der als Anode dient. Am vorderen Ende befindet sich ein strahlendurchlässiges Fenster (z. B. aus Glimmer) (4), das durch eine Schutzabdeckung (5) geschützt ist. Im hinteren Teil steckt ein Isolator, der auch die Anode (3) hält und sie von der Kathode isoliert. Im Innern befindet sich ein Edelgas (z. B. Argon) mit geringem Druck. Zwischen Anode und Kathode liegt eine Gleichspannung von mehreren hundert Volt an.

Tritt ionisierende Strahlung durch die Zählrohrwand (2) oder das Fenster (4) ein, so trennt sie auf ihrer Flugbahn Hüllenelektronen des Edelgases von ihren Atomkernen. Die Elektronen werden aufgrund der elektrischen Feldkraft in Richtung Anode (3) beschleunigt und kollidieren dabei mit weiteren Gasatomen, die so ebenfalls ionisiert werden (Stoßionisation, Gasentladung). Die so lawinenartig freigesetzten Elektronen ermöglichen nun einen Stromfluss zwischen Anode und Kathode, der mittels eines in den Stromkreis eingeschalteten Widerstandes in ein Spannungssignal umgewandelt wird. Dieses Signal wird dann elektronisch verstärkt und kann als akustisches oder optisches Signal angezeigt werden. Um die Aktivität bzw. die Dosisleistung eines Präparates abschätzen zu können, werden diese Impulse außerdem von einer Zählerschaltung erfasst.

1. GEIGER-MÜLLER-ZÄHLROHR UND β -ABSORPTION

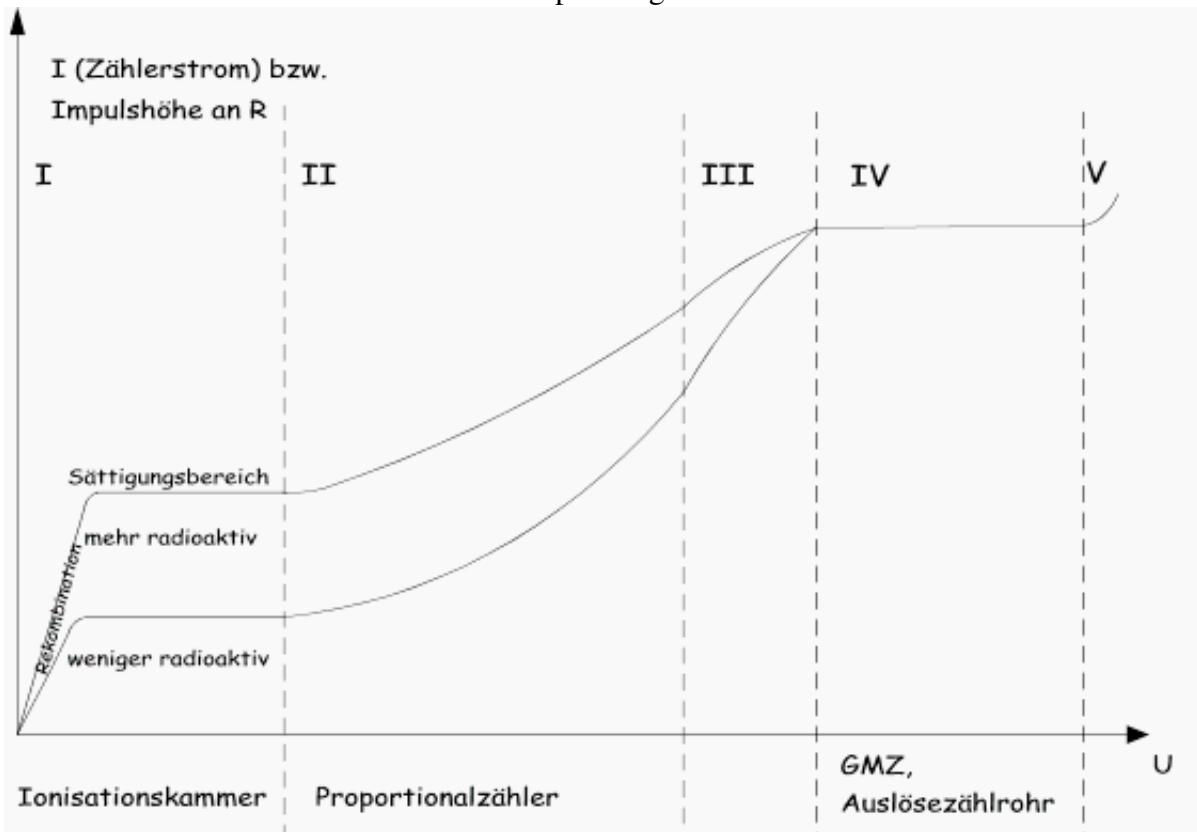
1.1. Zählrohrcharakteristik. Die Spannung zwischen Draht und Zylinder bestimmt entscheidend das Verhalten des Zählrohrs.

Um die Zählrohrcharakteristik des verwendeten Geiger-Müller-Zählrohrs zu bestimmen, misst man die Zählrate und die Impulshöhe in Abhängigkeit von der Betriebsspannung U . Da die Totzeit des Zählrohrs etwa 1 ms beträgt, ist die Zählrate relativ gering zu wählen. Wählt man die Zahlrate zu hoch, so erreicht die Betriebsspannung am Zählrohr in der Zeit zwischen zwei Impulsen nicht ihren maximalen Wert. Dadurch würde das Ergebnis verfälscht werden. Der Abstand zwischen Quelle und Zählrohr soll so gewählt werden, dass die Zählrate kleiner ist als $300 \frac{1}{s}$.

Unterschiedliche Spannungsbereiche.

- I Zunächst ist das angelegte elektrische Feld zu klein. Die entstehenden Ionen rekombinieren (neutralisieren sich gegenseitig) bevor sie die Elektroden erreichen. Im Sättigungsbereich der Ionisationskammer werden sämtliche primär erzeugte Ladungsträger an den Elektroden gesammelt. Die Ladungsmenge Q ist von der Höhe der Spannung unabhängig.
- II Die elektrische Feldstärke in der Nähe des Drahtes ist bereits so groß, dass sich dort die primär gebildeten Ionen durch Stoßionisation um den Gasverstärkungsfaktor vermehren. Für eine feste Spannung U ist in diesem Bereich die gemessene Ladungsmenge proportional zur Anzahl der primär gebildeten Ladungsträger ($Q \sim Q_0$).
- III In diesem Bereich wird bei einer großen Primärionisation die ungestört Ausbildung der einzelnen, durch Stoßionisation entstehenden, Ionenlawinen durch die bereits in starkem Maße vorhandenen Raumladungen beeinträchtigt. Der Gasverstärkungsfaktor ist bei einer festen Spannung nur bei einer genügend kleinen Primärionisation eine Konstante.

ABBILDUNG 2. Spannungsbereiche



IV Oberhalb einer bestimmten Spannung U wird die am Zähldraht gemessene Ladungsmenge völlig unabhängig von der Stärke der Primärionisation. Diesen Bereich nennt man auch “Auslöse”- oder “Geigerbereich”.

V In diesem Spannungsbereich setzt eine Dauerentladung ein, die schnell zur Zerstörung des Zählrohrs führt.

Die beiden dargestellten Kurven und beziehen sich auf unterschiedliche Primärionisationen.

1.2. Totzeit (oszillosgraphisch). Nachdem ein Elektron einen Impuls ausgelöst hat, ist das Zählrohr für einen gewisse Zeitraum für weitere einfallende Elektronen unempfindlich. Die Zeit, in der das Zählrohr keine Elektronen registriert nennt man Totzeit. Sie beträgt üblicherweise etwa 10^{-4} Sekunden.

Erklärung: Um den Draht bildet sich ein Schlauch von positiven Ionen. Diese schirmen das E-Feld des Drahtes nach außen hin ab. Somit können keine weiteren Ionen am Draht registriert werden. Sind die positiven Ionen zur Außenwand des Zylinders gewandert, so baut sich wieder ein Feld auf und einfallende Elektronen können wieder registriert werden.

Um die Totzeit des verwendeten Zählrohrs oszilloskopisch zu messen, stellt man das Oszilloskop so ein, dass die Zeitablenkung des Oszilloskops durch einen Impuls aus dem Zählrohr ausgelöst wird. Der erste Impuls löst die Zeitablenkung aus. Danach registriert das Zählrohr keine weiteren Impulse. Nach einer bestimmten Zeit werden neue Impulse registriert, diese sind jedoch kleiner als der erste Impuls. Nach einer gewissen Zeit erreichen die Impulse wieder die ursprüngliche Höhe.

1.3. Totzeitbestimmung aus den Zählergebnissen. Wir bestimmen nun die Totzeit aus den Zählergebnissen unter Verwendung zweier verschiedener Quellen. Der Abstand der beiden Quellen zum Zählrohr wird so eingestellt, dass die Anzahl der ausgelösten Impulse ca. $500 \frac{1}{\text{s}}$ bzw. $150 \frac{1}{\text{s}}$ betragen. Nacheinander wird die Anzahl der Impulse N_1 bzw. N_2 der einzelnen Quellen gemessen.

Laut Vorbereitungshilfe ergibt sich aus $\hat{N}_{12} = \hat{N}_1 + \hat{N}_2$ und $\hat{N} = \frac{N}{1 - \frac{N \cdot \tau}{T}}$ für die Totzeit:

$$\tau = \frac{T}{N_{12}} \cdot \left(1 - \sqrt{1 - \frac{(N_1 + N_2 - N_{12}) \cdot N_{12}}{N_1 \cdot N_2}} \right)$$

1.4. β -Absorptionskurve. Beim Durchgang durch Materie treten die Elektronen in Wechselwirkung mit der Materie und verlieren dadurch Energie. Die Absorptionskurve gibt die Zählrate in Abhängigkeit von der Absorberdicke an. Um sie zu bestimmen, bringen wir Absorberplatten verschiedener Dicke zwischen Quelle und Zählrohr und messen die jeweilige Zählrate. Für geringe Schichtdicken ist ein relativ starker exponentieller Abfall der Zählrate zu erwarten. Deshalb sollte in diesem Bereich besonders genau gemessen werden.

Trägt man die Zählrate logarithmisch über der Schichtdicke auf, so kann man aus der Steigung der erhaltenen Gerade den Massenabsorptionskoeffizienten k bestimmen. Bei der Bestimmung der Absorptionskoeffizienten müssen Störeffekte wie Untergrundstrahlung und Totzeit des Zählers berücksichtigt werden. Die Absorption durch Präparatabdeckung, Zählrohrfenster und Luftweg entspricht einer äquivalenten Aluminiumdicke von $12 \mu\text{m}$.

Die korrigierte Zählrate N_{korr} ergibt sich mit der oben berechneten Totzeit des Zählrohrs zu:

$$N_{\text{korr}} = \frac{N}{1 - \frac{N \cdot \tau}{T}}$$

Die maximale Reichweite R kann aus dem Diagramm abgelesen werden. Die Grenzenergie W berechnet sich damit nach der Flammersfeld-Beziehung zu:

$$W = 1,92 \cdot \sqrt{R^2 \cdot \rho^2 + 0,22 \cdot R \cdot \rho}$$

Dabei ist ρ die Dichte des Absorbermaterials.

Das verwendete Sr-90/Y-90- Präparat zeigt zwei β -Zerfälle unterschiedlicher Grenzenergien. Zum einen zerfällt Strontium zu Yttrium (540 keV) und zum anderen Yttrium zu Zirkonium (2,25 MeV). Da der Zerfall $Y \rightarrow Zr$ im Vergleich zu $Sr \rightarrow Y$ eine sehr viel geringe Halbwertszeit besitzt, erhält man für beide Zerfälle etwa die gleiche Aktivität.

Die Messung kann mit dem Co-60.Präparat wiederholt werden. Hier gibt es nur einen β -Zerfall, dafür allerdings einen zusätzlichen γ -Zerfall.

1.5. Aktivität der Co-60-Quelle. In diesem Versuchsteil wird die Aktivität der Co-60-Quelle bestimmt.

Die Aktivität A ist definiert als die Anzahl N der Zerfälle pro Zeiteinheit:

$$A = \frac{dN}{dt}$$

Vor dem Zählrohr ist eine Cu-Lochblende angebracht. Das Zählrohr misst daher nur einen kleinen Ausschnitt der Zerfälle. Aus dem gemessenen Wert kann man den Wert für den gesamten Raumwinkel Ω berechnen.

Der gesamte Raumwinkel ist:

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

Dabei ist $d = 16$ mm der Durchmesser der Blendenöffnung und a der Abstand der Quelle von der Blende.

Damit ergibt sich der geometrische Korrekturfaktor c_G zu:

$$c_G = \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\frac{d^2}{4a^2} + 1}} \right)$$

Die korrigierte Zerfallsrate berücksichtigt die Totzeit τ und die Hintergrund-Strahlung N_0 :

$$N_{korr} = \frac{N - N_0}{T - N \cdot \tau}$$

Insgesamt ergibt sich für die Aktivität:

$$A = \frac{1}{c_G} \cdot \frac{N - N_0}{T - N \cdot \tau}$$

1.6. Zeitintervallverteilung. Die Zeitintervall-Verteilung wird für $n = 1, 2, 4$ Ereignisse aufgenommen. Zu erwarten sind folgende Verteilungen:

$$\begin{aligned} n = 1 \quad & N(t) = a \cdot e^{-a \cdot t} \\ n = 2 \quad & N(t) = a^2 \cdot t \cdot e^{-a \cdot t} \\ n = 4 \quad & N(t) = a^4 \cdot \frac{t^3}{6} \cdot e^{-a \cdot t} \end{aligned}$$

a ist eine Konstante mit $a = \frac{N_{\text{ges}}}{T_{\text{ges}}}$

2. γ -ABSORPTION

2.1. Massenabsorptionskoeffizient. Hier wird die Absorptionskurve von Blei für γ -Strahlung bestimmt. Die Messung erfolgt wie in Aufgabe 1.4 beschrieben. Auch hier müssen Totzeit τ und Untergrundstrahlung als Korrekturfaktoren berücksichtigt werden. Um zu erreichen, dass der statistische Fehler unter 3% liegt, sollte die Anzahl der gezählten Ereignisse größer als 1000 sein

Da Co-60 kein reines γ -Präparat ist, fügt man in den Halter eine Kupferscheibe, die die Elektronen des β -Zerfalls absorbiert. Um das Zählrohr unempfindlich gegen Elektronen zu machen, kann man auf die Stirnseite des Zählrohrs eine Aluminiumkappe aufschieben.

2.2. Absorptionsvermögen. Der Intensitätsverlust einer Strahlung ist umso größer, je dichter das durchstrahlte Material ist. Zur Bestimmung des Absorptionsvermögens A misst man die Anfangsintensität N_0 und die Intensität nach Durchgang durch den Absorber $N(d)$.

Damit gilt:

$$A = \frac{N_0 - N(d)}{N_0}$$