

Neben der Bestimmung der Halbwertszeit für Ba-137m werden das Absorptions- und das Abstandsge-
setz für γ -Strahlen nachgewiesen

1. Theoretische Grundlagen

1.1 Radioaktive Strahlung

Neben stabilen Atomkernen treten in der Natur auch Atomkerne auf, die ohne äußeren Einfluss unter Emission radioaktiver Strahlung spontan zerfallen. Die am häufigsten auftretenden Strahlungsarten sind α -, β - und γ -Strahlung.

Bei der α -Strahlung emittiert der Atomkern X einen He-Kern (α -Teilchen) und wandelt sich damit in den Tochterkern Y um (A : Massenzahl, Z : Kernladungszahl):



Da Mutter und Tochterkerne nur diskrete Energien annehmen können, haben auch die α -Teilchen nur diskrete kinetische Energien, die typisch zwischen 2 und 10 MeV liegen ($1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$).

β -Strahlung besteht aus schnellen Elektronen, die beim Zerfall eines Neutrons des Atomkerns entstehen. Bei jedem Zerfall entsteht neben einem Elektron und einem Proton noch ein Antineutrino:



Die frei werdende kinetische Energie kann sich auf das Elektron und auf das Antineutrino $\bar{\nu}$ verteilen. Demzufolge besitzt die β -Strahlung ein **kontinuierliches Energiespektrum** mit einer bestimmten Maximalenergie, die in der gleichen Größenordnung wie die Energie der α -Strahlen liegt.

Oft bleibt der Tochterkern nach einem α - oder β -Zerfall zunächst in einem angeregten Zustand zurück und gibt seine Energie mehr oder weniger verzögert als **energiereiches Photon** (Gammaquant) ab:



$$\begin{array}{ll} h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} & \text{Plancksches Wirkungsquantum} \\ f & \text{dem Photon zugeordnete Frequenz} \end{array}$$

Wie bei der Gammastrahlung handelt es sich auch bei der Röntgenstrahlung um elektromagnetische Strahlung. Die Unterscheidung zwischen beiden Strahlungsarten beruht lediglich auf der unterschiedlichen Herkunft der beiden Strahlungsarten. Röntgenstrahlung entsteht in den inneren Schalen der Atomhülle, Gammastrahlung hingegen im Atomkern. Auch im elektromagnetischen Spektrum können sie nicht scharf gegeneinander abgegrenzt werden. Bei Röntgenstrahlung liegen die Photonenenergien etwa zwischen 1 keV und 0,5 MeV. Gammastrahlung besitzt Photonenenergien von etwa 0,1 MeV bis 5 MeV.

Sowohl Gamma- als auch Röntgenstrahlen können Materie ionisieren.

1.2 Absorptionsgesetz für γ -Strahlen

Die Durchdringungsfähigkeit in Materie ist für die drei radioaktiven Strahlungsarten sehr verschieden und hängt jeweils von der Energie der Strahlung ab. α -Strahlung wird schon durch ein Blatt Papier nahezu vollständig absorbiert und hat in Luft bei Normalbedingungen eine Reichweite von nur einigen Zentimetern. Für β -Strahlung misst man in Luft Reichweiten von bis zu einem Meter.

γ -Strahlung unterliegt beim Durchgang durch Materie einer exponentiellen Schwächung:

$$N = N_0 \cdot e^{-k \cdot d}. \quad (4)$$

Dabei ist d die Abschirmdicke des Materials und k die **Absorptionskonstante**.

1.3 Gesetz des radioaktiven Zerfalls

Der Zeitpunkt des Zerfalls eines instabilen Atomkernes hängt nicht von äußeren Einflüssen ab und kann auch nicht vorausgesagt werden. Lediglich die Wahrscheinlichkeit, dass ein unzerfallener Kern während eines Zeitintervalls Δt zerfällt, kann bestimmt werden. Sie hängt ausschließlich von der Protonen- und Neutronenzahl des Kernes ab und ist zeitlich konstant. Insbesondere hat also das „Alter“ des Kernes keine Auswirkungen auf den Zeitpunkt des Zerfalls.

Von einer gegebenen Anzahl N unzerfallener Kerne wird während des folgenden Zeitintervalls dt die Anzahl dN zerfallen. Dabei ist dN proportional zu N und zu dt :

$$dN = -\lambda \cdot N \cdot dt \quad \lambda: \text{Zerfallskonstante} \quad (5)$$

Da die Anzahl N der unzerfallenen Kerne abnimmt, ist dN negativ. Die Integration von Gleichung (5) führt zu dem Zerfallsgesetz

$$N(t) = N(t_0) \cdot e^{-\lambda \cdot t}. \quad (6)$$

Der Quotient dN/dt heißt **Aktivität A** der Probe. Die Einheit der Aktivität ist **1 Becquerel** ($1 \text{ Bq} = 1 \text{ s}^{-1}$). Die Anzahl der noch nicht zerfallenen Atomkerne muss eine natürliche Zahl sein, die Gleichung (5) liefert jedoch auch nichtnatürliche reelle Zahlen. Man darf also sicher nicht annehmen, dass dieses Gesetz einen beliebigen Zerfallsprozess exakt beschreibt. Vielmehr handelt es sich bereits bei Gleichung (5) um eine Wahrscheinlichkeitsaussage. In Gleichung (6) ist $N(t)$ der Erwartungswert für die Anzahl der unzerfallenen Kerne. Die relative Abweichung zwischen diesem Erwartungswert und der tatsächlichen Anzahl unzerfallener Kerne ist umso geringer, je größer die Anzahl N ist.

Die **Halbwertszeit eines Nuklids** gibt die Zeitdauer an, während der die Hälfte einer gegebenen Anzahl von Kernen zerfallen ist. Den Zusammenhang zwischen der Zerfallskonstanten λ und der Halbwertszeit $T_{1/2}$ des radioaktiven Zerfalls erhält man, wenn man auf der linken Seite von Gleichung (6) $N(T_{1/2}) = \frac{1}{2}N_0$ einsetzt. Es folgt

$$T_{1/2} = \frac{1}{\lambda} \cdot \ln 2 \quad (7)$$

Die bei den verschiedenen Nukliden auftretenden Halbwertszeiten liegen zwischen Milliarden von Jahren (z.B. *Uran-238*: $4,5 \cdot 10^9 \text{ a}$) und Bruchteilen von Sekunden (z.B. *Po-214*: $1,6 \cdot 10^{-4} \text{ s}$).

1.4 Nachweis ionisierender Strahlung

Als empfindliches Nachweisgerät wird das **Geiger-Müller-Zählrohr** verwendet. Mit ihm ist der Nachweis einzelner ionisierender Teilchen bzw. Strahlung möglich.

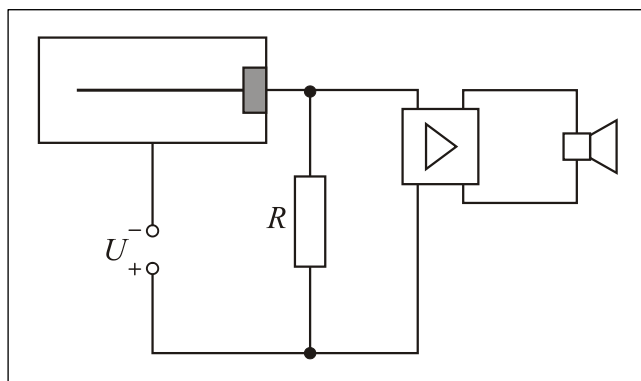


Bild 1: Schaltung Geiger-Müller-Zählrohr

Es besteht aus einem Metallzylinder, in dem isoliert ein dünner Draht gespannt ist. Zwischen Draht und Gehäuse wird eine Spannung von einigen hundert bis tausend Volt gelegt, so dass der Draht positiv gegenüber dem Gehäuse ist. Das Zählrohr ist mit einem Gas (*Halogen*) von etwa 100mbar Druck gefüllt. An einem Ende des Rohres befindet sich ein sehr dünnes Fenster, durch das die Strahlung eintreten kann.

Durch eindringende Strahlung werden wie bei der Ionisationskammer einige Gasatome ionisiert. Wegen der großen Feldstärke in Drahtnähe tritt jedoch

Stoßionisation auf. Durch diese Verstärkung, die je nach Zählrohrspannung einige Zehnerpotenzen beträgt, entsteht ein Stromstoß durch den hochohmigen Widerstand R . Der Spannungsabfall an R kann über eine geeignete Elektronik registriert werden. Wegen der gleichzeitigen Verminderung der Zählrohrspannung reicht die Feldstärke in Drahtnähe für weitere Stoßionisation nicht mehr aus, und die gezündete Gasentladung verlöscht wieder.

Während der Entladung spricht das Zählrohr auf weitere ionisierende Teilchen nicht an. Diese **Totzeit des Zählers** kann verringert werden, indem man dem Füllgas eine geringe Menge Dampf mehratomiger Moleküle (z.B. *Alkohol*) zugibt.

Bei gegebener Intensität der ionisierenden Spannung hängt die mit dem Zählrohr gemessene Zählrate von der Betriebsspannung ab. **Bild 2** zeigt den charakteristischen Verlauf eines Zählrohres. Unterhalb der Einsatzspannung U_E kann eine Entladung ausgelöst werden. Sobald die Betriebsspannung U_E übersteigt, wächst die Zählrate annähernd linear zur Spannung an. Im anschließenden Plateaubereich ist die Zählrate unabhängig von der Spannung, da jedes einfallende Teilchen eine Ionenlawine auslöst. In diesem Bereich wird das Zählrohr üblicherweise betrieben. Bei weiterer Erhöhung der Spannung zündet eine selbständige Gasentladung, die das Zählrohr zerstört.

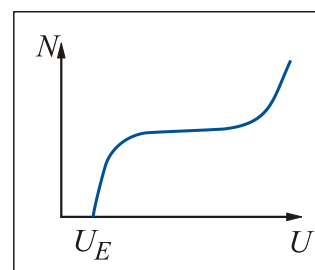


Bild 2: Kennlinie eines Zählrohres

1.5 Statistische Auswertung von Zählergebnissen

Zum Verständnis der folgenden Betrachtungen ist es unumgänglich, **Kapitel 4** der „Einführung in das physikalische Praktikum“ bearbeitet zu haben.

Praktisch alle diskreten Zählergebnisse bei Messungen der Radioaktivität unterliegen nicht der Gauß- und der **t-Verteilung**, die in der „Einführung...“ ausführlich beschrieben werden, sondern der Poissonverteilung mit einem Mittelwert (*Erwartungswert*) $\bar{n}$:

$$p_{\bar{n}}(n) = \frac{\bar{n}^n}{n!} \cdot e^{-\bar{n}} \quad (6)$$

Bild 3 zeigt das Histogramm einer **Poissonverteilung** für $\bar{n} = 5$. $p(n)$ gibt die relative Häufigkeit an, n Impulse im Zählrohr zu registrieren.

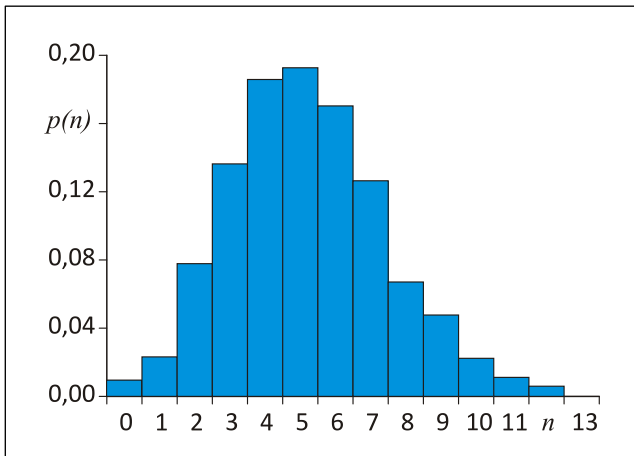


Bild 3: Histogramm der Poissonverteilung mit $\bar{n} = 5,0$

Die Poissonverteilung hat die Eigenschaft, dass bei ihr Erwartungswert und Varianz s^2 übereinstimmen

$$s = \sqrt{\bar{n}}. \quad (9)$$

Bei vielen Ereignissen ($\bar{n} > 10$) geht die Poissonverteilung in die Gaußverteilung mit diesem approximierten Erwartungswert $\bar{n}$ über, wobei die Gleichung (9) näherungsweise erhalten bleibt. Dann liegen ca. 68% aller Messwerte in der einfachen bzw. 95% innerhalb der doppelten Standardabweichung um diesen Mittelwert. Es ist daher zu erwarten, dass bei einer Einzelmessung von n_1 Ereignissen (*innerhalb einer beliebigen Messzeit*) der unbe-

kannte Mittelwert $\bar{n}$ mit einer Wahrscheinlichkeit von 68% innerhalb des Intervalls $(n_1 - \sqrt{n_1}, n_1 + \sqrt{n_1})$ liegt.

Für das Messergebnis eines durch eine einzige Messung bestimmten Mittelwertes schreibt man:

$$\bar{n} = n_1 \pm \sqrt{n_1}. \quad (10)$$

Die relative Abweichung $u(\bar{n}) = \frac{\sqrt{n_1}}{n_1}$ bei Gleichung (10) nimmt mit wachsender Anzahl der gemessenen Ereignisse ab:

$$\frac{u(\bar{n})}{\bar{n}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}} \quad (11)$$

Werden k Einzelmessungen mit den Ergebnissen n_i ($i = 1, \dots, k$) durchgeführt, kann der Mittelwert als Ergebnis angegeben werden:

$$\bar{n} = \frac{1}{k} \cdot \sum_{i=1}^k n_i. \quad (12)$$

Die relative Abweichung dieses Mittelwertes wird nun nicht durch die Standardabweichung der Einzelmessung bestimmt, sondern ausschließlich von der Gesamtzahl der **registrierten Zählereignisse**:

$$\frac{\Delta \bar{n}}{\bar{n}} = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^k n_i}} \neq \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}}. \quad (13)$$

Soll beispielsweise eine relative Abweichung von 10% erreicht werden, so müssen insgesamt 100 Ereignisse gezählt werden. Dabei spielt es keine Rolle, ob dies in mehreren Einzelerperimenten oder in einem einzigen Experiment geschieht.

2. Versuch

2.1 Vorbetrachtung

Aufgabe: Berechnen Sie die Gamma-Dosisleistungen $\dot{H}$ die eine offene Cs-137-Quelle der Aktivität $A=330 \text{ kBq}$ in den Abständen von $a_1=1 \text{ m}$, $a_2=50 \text{ cm}$ und $a_3=2 \text{ cm}$ pro Stunde erzeugt.

$$H = \Gamma_H \cdot \frac{A}{a^2} \quad (\text{Tabellenwert der Gamma-Konstante: } \Gamma_H = 88 \frac{\mu\text{Sv} \cdot \text{m}^2}{\text{h} \cdot \text{GBq}})$$

Zum Vergleich: Die natürliche Strahlung liegt bei $\dot{H} = 0,11 \mu\text{Sv/h}$.

2.2 Versuchsdurchführung

2.2.1 Verwendete Geräte

Strahlungsmessgerät „*Isotrak-Ratemeter*“, Geiger-Müller-Zählrohr, bauartenzugelassener Isotopengenerator Cs-137 /Ba-137, optische Bank mit Halterungen, Bleiplatten, Eluationslösung

2.2.2 Versuchshinweise

Am Praktikumsplatz befindet sich eine ausführliche Bedienungsanleitung des zu verwendenden Zählgerätes (*Ratemeter*).

Aufgabe 1: Messung der Nullrate Z_0

- Messen Sie mit dem Geiger-Müller-Zählrohr die Nullrate Z_0 in Zeitintervallen von **10 s** (**ohne Isotopengenerator**).
- Überprüfen Sie die Befestigung des Zählrohres (*mit Schutzkappe*) am ersten Schiebereiter der optischen Bank und die Anschlussverbindung zwischen Zählrohr und Ratemeter.
- Befestigen Sie den zweiten Schiebereiter zur Aufnahme des Isotopengenerators **ca. 10 cm** vom Zählrohrfenster entfernt auf der optischen Bank. Der Isotopengenerator wird **aber noch nicht** aufgesetzt.
- Stellen Sie am Ratemeter die Betriebsart „**Gate**“ und eine **Einzelzählung von 10s** ein. (*siehe Bedienungsanleitung des Ratemeters am Versuchsplatz*)
- Wiederholen Sie die Messung **50-mal** (**ohne Isotopengenerator**).

Aufgabe 2: Untersuchung der Abhängigkeit zwischen der Schwächung der γ -Strahlung und der Schichtdicke eines Absorbers

- Bestimmen Sie die Zählraten Z des Isotopengenerators in Abhängigkeit von der Schichtdicke der Bleiplatten (*Anzahl der 1mm-Bleiplatten*), die zwischen Isotopengenerator und Zählrohr positioniert werden.
- Setzen Sie den Isotopengenerator auf den vorbereiteten Schiebereiter.
- Stellen Sie am Ratemeter die Betriebsart „**Gate**“ und eine **Einzelzählung von 100 s** ein und starten Sie die erste Messung von **100 s Zähldauer**. (*siehe Bedienungsanleitung des Ratemeters am Versuchsplatz*)
- Hängen Sie nacheinander die Bleiplatten von je **1mm Schichtdicke** an den Bügel vor das Zählrohr und starten Sie jedes Mal eine neue Messung.

Aufgabe 3: Untersuchung der Abhängigkeit der Zählrate vom Abstand

- Bestimmen Sie die Abhängigkeit der Zählrate Z vom Abstand a zwischen Strahlungsquelle und Zählrohr.
- Die Markierung am Schiebereiter ist so montiert, dass Sie den Maßstab der optischen Bank zur Abstandseinstellung verwenden können, dabei ist die Anbringung des radioaktiven Präparates im Gehäuse des Isotopengenerators bereits berücksichtigt.
- Beginnen Sie mit einem Abstand $a=5\text{ cm}$ und vergrößern Sie ihn in **2,5 cm-Schritten** (Strahler – Zählrohr) bis auf **30,0 cm**.
- Bestimmen Sie jeweils die **Zählrate für 100 s**, d. h. die Einstellung des Ratemeters braucht nicht verstellt zu werden.

Aufgabe 4: Bestimmung der Halbwertszeit von Ba-137m

- Bestimmen Sie in **10 min** die Zählraten N für **jeweils 1 min**.
- Stellen Sie die Betriebsart „**Gate**“, eine Zählzeit von **60 s** und die Option „**Continuous**“ am Ratemeter ein. (siehe Bedienungsanleitung des Ratemeters am Versuchsplatz)
- Positionieren Sie den Schiebereiter mit dem Distanzteller auf der optischen Bank so dicht wie möglich vor das Zählrohrfenster.

Beachte:

Der Abstand zwischen dem Isotopengenerator und dem GM-Zähler sollte während der gesamten Messung **mindestens 1 m** betragen!

- **Verständigen Sie zum Eluationsvorgang das Laborpersonal!**
- Das Fläschchen wird dabei mit etwa **2 ml** Eluatslösung befüllt.
(siehe Bedienungsanleitung des Isotopengenerators befindet sich am Versuchsplatz)
- Stellen Sie anschließend das gefüllte Fläschchen auf den dafür vorbereiteten Schiebereiter.
- Starten Sie mit der Taste „**Start/Stop**“ nun eine Messreihe von **10** automatisch aufeinanderfolgenden Einzelzählungen.

Hinweis:

Die besten Messergebnisse werden erzielt, wenn von Beginn des Eluationsvorganges bis zum Start der Messreihe eine Zeit $t < 30\text{ s}$ vergeht.

2.3 Versuchsauswertung**Aufgabe 1:** Messung der Nullrate Z_0

- Stellen Sie die Messergebnisse in einem Histogramm der Funktion $H(Z) = f(Z)$ graphisch dar.
- Bestimmen Sie die Nullrate Z_0 und N_0 (normiert auf 1 s) einschließlich der Messabweichung.
(siehe **Abschnitt 1.5**)

Aufgabe 2: Untersuchung der Abhängigkeit zwischen der Schwächung der γ -Strahlung und der Schichtdicke eines Absorbers

- Stellen Sie die Funktion $N_d = f(d)$ graphisch (*linear und halblogarithmisch*) dar und weisen Sie daran die Abhängigkeit der Schwächung der γ -Strahlung von der Dicke d des Absorbers (*Absorptionsgesetz*) nach.
- Tragen Sie die bestimmten Abweichungen (*nach Gl. (10)*) als Fehlerbalken ein. Berücksichtigen Sie dabei die in **Aufgabe 1** bestimmte normierte Nullrate N_0 .

$$N_d = N_{mess} - N_0$$

- Berechnen Sie unter Verwendung der halblogarithmischen Darstellung die Absorptionskonstante k .

Aufgabe 3: Untersuchung der Abhängigkeit der Zählrate vom Abstand

- Stellen Sie die Funktion $N_a = f(a)$ graphisch (*linear und doppelt-logarithmisch*) dar und weisen Sie daran die Abhängigkeit der Schwächung der γ -Strahlung vom Abstand a (*Abstandsgesetz*) nach.
- Tragen Sie (*nach Gleichung (10)*) die bestimmten Abweichungen als Fehlerbalken ein. Berücksichtigen Sie dabei die in **Aufgabe 1** bestimmte normierte Nullrate N_0 .

$$N_a = N_{mess} - N_0$$

- Bestimmen Sie mit Hilfe der doppelt-logarithmischen Darstellung den Exponenten.
- Schätzen Sie entsprechend **Abschnitt 3.1** die Aktivität des Isotopengenerators für Ihre Werte mit einem Abstand von $a=5\text{ cm}$ ab.

Aufgabe 4: Bestimmung der Halbwertszeit von Ba-137m

- Stellen Sie die Messwerte der Funktion $N_t = f(t)$ graphisch (*linear und halblogarithmisch*) dar. Berücksichtigen Sie dabei die in **Aufgabe 1** bestimmte normierte Nullrate N_0 .

$$N_t = N_{mess} - N_{0(60s)}$$

- Ermitteln Sie graphisch aus der halb-logarithmischen Darstellung die Zählrate zum Zeitpunkt $t=0$ und zeichnen Sie diese in die lineare Darstellung mit ein.
- Berechnen Sie nach **Abschnitt 1.3** die Halbwertszeit bzw. bestimmen Sie diese graphisch aus der halb-logarithmischen Darstellung.
- Vergleichen Sie den berechneten mit dem graphisch ermittelten Wert. Zu welchen Ergebnis kommen Sie?

3. Ergänzung

Für das Verständnis der folgenden Abschnitte ist ein Literaturstudium zu den Begriffen des Strahlenschutzes zu empfehlen.

3.1 Abschätzung der Aktivität des Isotopengenerators

Annahme folgender Messwerte in **Aufgabe 3**:

Abstand: $a=20\text{ cm}$	$N_{(100s)}=162$
Durchmesser GM-Zählers: $d=9,0\text{ mm}$	$N_{0(100s)}=22$

Alle 100 s werden vom Zählrohr ca. $162 - 22 = 140$ ionisierende Teilchen registriert, die vom Isotopengenerator ausgehen. Da nur γ -Strahlung die Hülle des Generators durchdringen kann, muss es sich dabei um γ -Quanten handeln.

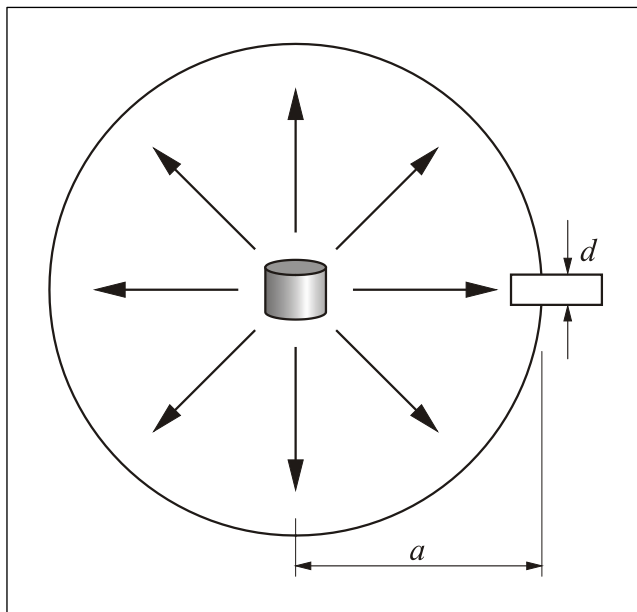


Bild 4: Oberfläche für die Zählung von γ -Quanten

Das Zählrohr kann bauartbedingt nur wenige Prozent der γ -Quanten registrieren, die tatsächlich in das Zählrohr eindringen. Der genaue Prozentsatz ist von den individuellen Eigenschaften des verwendeten Zählrohrs abhängig und lässt sich nicht allgemeingültig angeben, sondern nur mit Hilfe eines geeigneten γ -Strahlers bekannter Aktivität experimentell ermitteln. Er stellt für die sich anschließende Rechnung ggf. eine schwer zu kalkulierende Fehlerquelle dar, was bei einer Beurteilung der Ergebnisse berücksichtigt werden muss. Im Folgenden wird von einem Prozentsatz von 4% ausgegangen (*Messungen des Herstellers*). Demnach treten in das Zählrohrfenster alle 100 s

$$\text{ca. } \frac{140}{4\%} = 3500 \text{ } \gamma\text{-Quanten ein.}$$

Wenn man annimmt, dass die γ -Quanten den Isotopengenerator gleichmäßig in alle Richtungen verlassen, gelangt in das Zählrohrfenster nur derjenige Bruchteil von ihnen, den die Fläche des Zählrohrfensters von der Oberfläche einer fiktiven Kugel ausmacht, die mit dem Radius $a=20\text{ cm}$ den Isotopengenerator umschließt. Dieser Bruchteil beträgt:

$$\frac{\frac{1}{4}\pi \cdot d^2}{4\pi \cdot a^2} = \frac{d^2}{16a^2} = 0,0127\%$$

In 100 s verlassen demnach insgesamt $\frac{3500}{0,0127\%} \approx 28 \cdot 10^6$ γ -Quanten den Isotopengenerator.

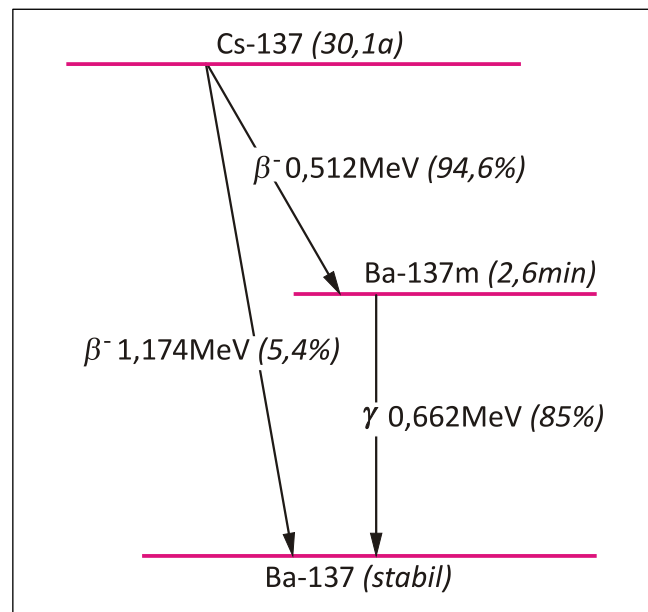
Wegen der großen Durchdringungsfähigkeit der γ -Strahlen soll die abschirmende Wirkung der Umhüllung des Isotopengenerators vernachlässigt werden. Die γ -Quanten rühren demnach von einer ebenso großen Anzahl von γ -Zerfällen im Innern des Isotopengenerators her.

Die Aktivität des Isotopengenerators beträgt demnach:

$$\text{Aktivität} = \frac{\text{Anzahl der } \gamma\text{-Zerfälle}}{\text{zugehörige Zeitspanne}} = \frac{28 \cdot 10^6}{100\text{ s}} = 2,8 \cdot 10^5 \text{ Bq} = \underline{280 \text{ kBq}}$$

Anmerkung:

1. Die vorstehende Rechnung kann nur das Prinzip einer Aktivitätsbestimmung aus Zählraten aufzeigen. Wegen der vereinfachenden Annahmen dürfen keine hohen Ansprüche an die Genauigkeit gestellt werden.
2. Cs-137 zerfällt unter Emission von β -Strahlung in das stabile Barium-Isotop Ba-137. Dieser Übergang erfolgt teils direkt (zu ca. 5%) und teils (zu ca. 95%) über den metastabilen Zustand des Ba-137m.
Die durch diese Vorgänge entstehende β -Strahlung wird von der Hülle des Isotopengenerators vollständig absorbiert. Nach außen dringt im Wesentlichen nur die vom Ba-137m mit einer Übergangswahrscheinlichkeit von 85% erzeugte γ -Strahlung der Photonenenergie 0,662 MeV.

**Bild 5:** Zerfallsschema von Cs-137

3. Berücksichtigt man nur die letztgenannte Übergangswahrscheinlichkeit, ergibt sich für den hier verwendeten Generator zum Zeitpunkt der Messung eine auf die Muttersubstanz Cs-137 bezogene Aktivität von

$$\frac{280 \text{ kBq}}{85\%} \approx \underline{330 \text{ kBq}}.$$

Zum Vergleich:

Nach Angaben des Herstellers besitzt der Isotopengenerator eine auf Cs-137 bezogene Nennaktivität (*Nominalaktivität*) von **370 kBq** (mit einer Toleranz von -20% ... 0%).

3.2 Die Strahlenbelastung beim Umgang mit dem Isotopengenerator

In diesem Kapitel sollen die wichtigsten Messgrößen abgeschätzt werden, die Rückschlüsse auf die Strahlenbelastung eines erwachsenen Menschen zulassen, der sich eine Stunde lang in einer bestimmten Entfernung von dem Isotopengenerator aufhält. (*Testperson: Masse $m=70\text{kg}$, bestrahlte Fläche $A=0,7 \text{ m}^2$, Entfernung $r=1 \text{ m}$*)

3.2.1 Die Energiedosis

Wie in **Abschnitt 3.1** soll auch hier vereinfachend angenommen werden, dass die von dem Isotopengenerator ausgehenden γ -Quanten gleichmäßig in alle Richtungen abgestrahlt werden. Ausgehend von dem maximalen Aktivitätsgehalt von 400 kBq Cs-137 verlassen den Generator pro Sekunde etwa $34 \cdot 10^4$ γ -Quanten, unter Berücksichtigung der γ -Übergangswahrscheinlichkeit von 85% für die Energie von 662 keV. Davon trifft die Testperson nur ein Bruchteil. Dieser berechnet sich aus dem Verhältnis der bestrahlten Fläche zu der Oberfläche einer fiktiven Kugel, die mit dem Radius $r = 1\text{m}$ den Generator umschließt, zu

$$\frac{A}{4\pi \cdot r^2} = \frac{0,7 \text{ m}^2}{4\pi \cdot (1\text{m})^2} \cdot 100\% = \underline{5,6\%}.$$

Pro **Sekunde** treffen die Testperson demnach

$$340000 \cdot 5,6\% = \underline{19.040}$$

γ -Quanten und in **einer Stunde**

$$19040 \cdot 3600 = 68.544.000 \approx \underline{69 \cdot 10^6}$$

γ -Quanten. Da dieser Anteil der γ -Quanten eine Energie von $E_\gamma = 0,662 \text{ MeV}$ besitzt, wird von ihnen maximal (unter der unrealistischen Annahme vollständiger Absorption) rund

$$69 \cdot 10^6 \cdot 0,662 \text{ MeV} = \underline{46 \cdot 10^6 \text{ MeV}} \Rightarrow E_{abs} = \underline{7,4 \cdot 10^{-6} \text{ J}}$$

Energie auf das Gewebe der Testperson übertragen.

Die Energiedosis D ergibt sich aus dem Quotienten der absorbierten Strahlungsenergie und der durchstrahlten Masse des Körpers

$$\text{Energiedosis} = \frac{\text{Absorbierte Strahlungsenergie}}{\text{durchstrahlte Masse}}$$

$$D = \frac{E}{m} = \frac{7,4 \cdot 10^{-6} \text{ J}}{70 \text{ kg}} = \underline{1,1 \cdot 10^{-7} \text{ Gy}}.$$

3.2.2 Die Äquivalentdosis

Die Energiedosis allein ist für eine adäquate Beschreibung der Strahlenexposition eines lebenden Systems nicht ausreichend. Um dieses Problem zu beheben, müssen die unterschiedlichen Strahlungsarten gemäß ihrer biologischen Wirksamkeit unterschiedlich gewichtet werden, welches die Äquivalentdosis H beschreibt.

$$\text{Äquivalentdosis} = \text{Energiedosis} \cdot \text{Qualitätsfaktor}$$

Dieses erreicht man durch die Einführung von Wichtungsfaktoren. Für unseren speziellen Fall liegt der Wichtungsfaktor für γ -Strahlen bei $w_R = 1$.

$$H = D \cdot Q = 1,1 \cdot 10^{-7} \text{ Gy} \cdot 1 = \underline{1,1 \cdot 10^{-7} \text{ Sv}}.$$

Zum Vergleich: Dieser Wert ist genauso groß wie die Äquivalentdosis, die die Testperson in etwa 3000m Höhe während einer einstündigen Bergwanderung aufgrund der natürlichen Höhenstrahlung empfangen hätte.

3.2.3 Die Äquivalentdosisleistung

Die Äquivalentdosisleistung $\dot{H}$ errechnet sich aus dem Quotienten der Äquivalentdosis und der Bestrahlungsdauer

$$\text{Äquivalentdosisleistung} = \frac{\text{Äquivalentdosis}}{\text{Bestrahlungsdauer}}$$

$$\dot{H} = \frac{H}{t} = \frac{1,1 \cdot 10^{-7} \text{ Sv}}{1 \text{ h}} = \underline{0,11 \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}}.$$

Bezogen auf den Zeitraum **eines Jahres** berechnet sich die Äquivalentdosis zu

$$\dot{H} = 1,1 \cdot 10^{-7} \text{ Sv} \cdot 24 \text{ h} \cdot 365 \text{ d} \approx \underline{1 \text{ mSv} \cdot \text{a}^{-1}}$$

Zum Vergleich: Dieser Wert ist geringer als die mittlere Äquivalentdosisleistung von **2,4 mSv·A⁻¹** infolge der natürlichen Strahlungsquellen (*nicht nur der Höhenstrahlung*) in Deutschland.