

1. Aufgabenstellung

- 1.1 Ermitteln Sie den Nulleffekt für ein GEIGER-MÜLLER Zählrohr.
- 1.2 Zeigen Sie, dass der radioaktive Zerfall ein stochastischer Prozess ist, der statistischen Gesetzen unterliegt.
- 1.3 Überprüfen Sie die Schwächung von γ – Strahlung durch Bleiplatten und ermitteln Sie den linearen Schwächungskoeffizient und die Halbwertsdicke von Blei.
- 1.4 Untersuchen Sie das Intensitäts-Abstandsverhalten von γ – Strahlung in Luft.

2. Theoretische Grundlagen

Stichworte zur Vorbereitung:

Natürliche Radioaktivität, Radionuklide, α –, β – und γ –Strahlung, Zerfallsreihen, Zerfallsgesetz, Halbwertszeit, Abstandsgesetz, γ –Absorption, Schwächungskoeffizient, Halbwertsdicke, Geiger–Müller–Zählrohr, Nulleffekt.

Literatur:

- | | |
|---|---|
| H. Lindner | Grundriss der Atom- und Kernphysik
Kapitel 9, 12, 13,
Fachbuchverlag Leipzig 1988 |
| W.,. Stolz | Radioaktivität
Teubner Verlag 2005 ISBN 3-519-53022-8 |
| W. Walcher | Praktikum der Physik, Kapitel 6.4
Teubner Verlag 1989 |
| D. Geschke | Physikalisches Praktikum, Kapitel 1.3-6, 1.8, 7
Teubner-Verlag, Stuttgart-Leipzig-Wiesbaden 2001 |
| H. J. Eichler, J. Sahn
H.-D. Kronfeldt | Das neue Physikalische Grundpraktikum,
Kapitel 47, Springer-Verlag, Berlin 2001 |

2.1 radioaktiver Zerfall

Als natürlich radioaktiv werden jene Atomkerne bezeichnet, welche infolge innerer Instabilität spontan und ohne äußere Beeinflussung in einen Folgekern zerfallen oder umwandeln und dabei hochenergetische Strahlung aussenden, die in der Lage ist, andere Atome zu ionisieren. Diese spontane Umwandlung ist ein stochastischer Vorgang, bei welchem die Zerfallswahrscheinlichkeit zeitlich konstant ist. Waren zu einem Ausgangszeitpunkt N_0 Atome eines Radionuklids vorhanden, so beschreibt das Zerfallsgesetz die mittlere Anzahl N dieser Atome, die nach einer Zeitspanne t dann noch vorhanden sind:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad . \quad (1)$$

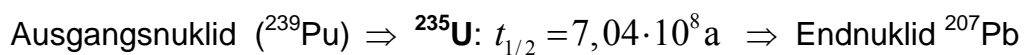
Die Zerfallskonstante λ beschreibt dabei nuklidspezifisch die mittlere Anzahl von Atomkernen, welche pro Zeiteinheit zerfallen. Setzt man $N = N_0/2$ und logarithmiert Gl. (1), erhält man die Halbwertszeit

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad , \quad (2)$$

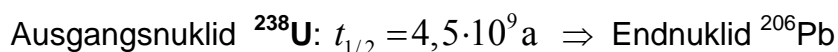
nach welcher die Hälfte der radioaktiven Ausgangsatome zerfallen oder umgewandelt ist. Die Halbwertszeiten der meisten Radionuklide liegen im Bereich von einigen Minuten bis einigen Jahren. Betrachtet man jedoch alle bekannten Radionuklide, so überdecken deren Halbwertszeiten den riesigen Zeitbereich von ca. 10^{-22} s ... 10^{24} s.

Durch Untersuchung der Zerfallsvorgänge wurden vier Zerfallsreihen gefunden, welche die schrittweise Umwandlung radioaktiver Ausgangsnuklide in stabile Endnuklide beschreiben. Meist beginnen diese Reihen bei Radionukliden, die wegen ihrer Halbwertszeiten in der natürlichen Umwelt heute nicht mehr vorkommen und so nur noch künstlich erzeugt werden können (Klammerangaben). Innerhalb der Zerfallsreihen (Namensgeber hervorgehoben) sind die Kernladungszahlen aller Nuklide stets einer der Zahlenfolgen $4n+m$ (n natürliche Zahlen, $m = 0, 1, 2, 3$) zuzuordnen:

(1) Die Uran-Actinium-Reihe (Reihe $4n+3$) gilt als natürliche Zerfallsreihe:



(2) Die Uran-Radium-Reihe (Reihe $4n+2$) ist eine natürliche Zerfallsreihe (Abb. 1):



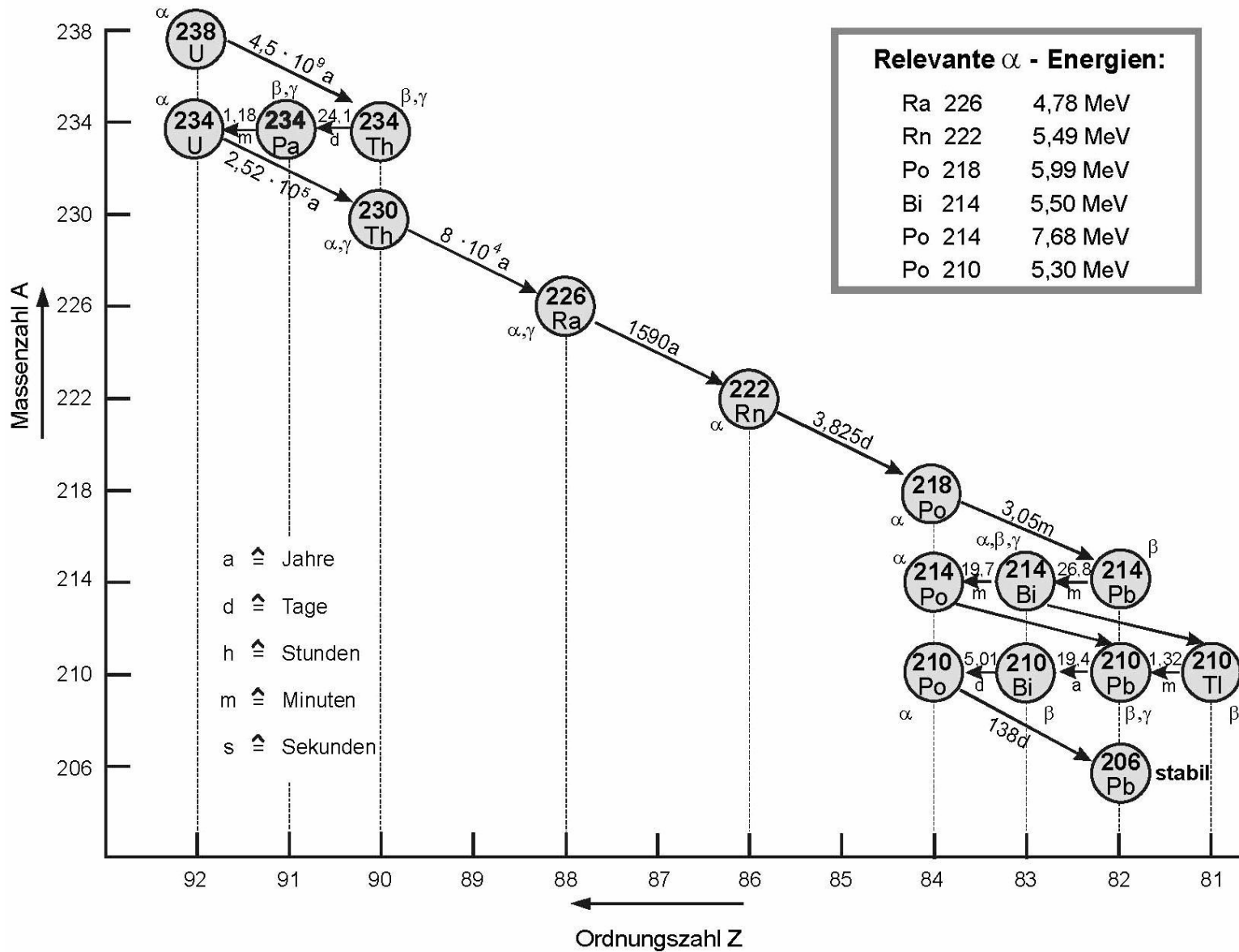


Abb. 1: Die natürliche Uran-Radium-Zerfallsreihe

(3) Neptunium-Reihe (Reihe $4n+1$) gilt als künstliche Zerfallsreihe:

Ausgangsnuklid (^{241}Pu) \Rightarrow (^{237}Np): $t_{1/2} = 2,14 \cdot 10^6 \text{ a} \Rightarrow$ Endnuklid ^{205}Tl

(4) Thorium-Reihe (Reihe $4n$) gilt als natürliche Zerfallsreihe:

Ausgangsnuklid (^{244}Pu) \Rightarrow (^{232}Th): $t_{1/2} = 1,39 \cdot 10^{10} \text{ a} \Rightarrow$ Endnuklid ^{208}Pb

Abgesehen von der dritten, als künstlich bezeichneten Zerfallsreihe enden alle Zerfallsreihen bei dem Element Blei. Sind in einer Zerfallsreihe noch Ausgangsnuklide (Mutternuklide) vorhanden sind, stellt sich zwischen allen in der Zerfallsreihe folgenden Radionukliden (Tochternukliden) ein Zerfallsgleichgewicht ein, bei welchem pro Zeiteinheit genau soviele Atome eines Radionuklids zerfallen, wie von dem vorherigen Radionuklid in der Zerfallsreihe nachgeliefert werden (radioaktives Gleichgewicht).

Bei der durch radioaktiven Zerfall erzeugten ionisierenden Strahlung (es gibt noch weitere Arten ionisierender Strahlung) unterscheidet man drei Strahlungsarten:

α -Strahlung

Diese Teilchenstrahlung besteht aus energiereichen (schweren), zweifach positiv geladenen Heliumkernen, die ein hohes Ionisierungsvermögen besitzen und so durch Stoßprozesse rasch ihr Ionisationsvermögen verlieren. Die Reichweite dieser Strahlung in Materie ist daher gering ($E_\alpha = 10 \text{ MeV}$: Reichweite in Luft ca. 10 cm).

Bsp. $^{238}_{92}\text{U} \rightarrow ^{234}_{90}\text{Th} + ^4_2\text{He} \quad E_\alpha = 4,3 \text{ MeV}$

Aus energetischen Gründen ist die α -Umwandlung vorwiegend auf schwere Nuklide mit Massenzahlen größer 170 und Kernladungszahlen größer 70 beschränkt. Emittiert ein Atomkern ein α -Teilchen, so verringert sich seine Kernladungszahl um zwei und seine Massenzahl um vier. Alle α -Strahler haben ein diskretes Energiespektrum.

β -Strahlung

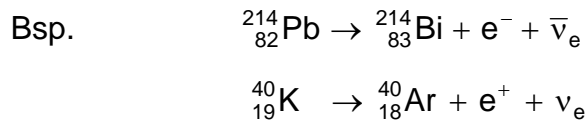
Diese Teilchenstrahlung besteht aus Elektronen (e^-) oder Positronen (e^+). Wird in einem Radionuklid ein Neutron n in ein Proton p umgewandelt, entsteht β^- -Strahlung:



und im Umkehrungsfall die β^+ -Strahlung:



Wegen der geringeren Teilchengröße und -masse ist das Ionisationsvermögen von β -Strahlung gering, und die Teilchen werden leicht aus ihrer ursprünglichen Strahlrichtung gestreut. Die aus Gründen der Energie- und Drehimpulserhaltung zugleich entstehenden Neutrinos bzw. Antineutrinos haben so gut wie keine Wechselwirkung mit Materie und sollen hier nicht weiter betrachtet werden. Bei einem β -Zerfall bleibt die Massezahl erhalten, die Kernladungszahl hingegen erhöht sich beim β^- -Zerfall um eins bzw. verringert sich beim β^+ -Zerfall um den gleichen Betrag.



Die β -Strahler haben ein kontinuierliches Energiespektrum.

γ -Strahlung

Bei dieser Strahlung handelt es sich um elektromagnetische Strahlung, die im Gegensatz zu Röntgenstrahlung bei Umwandlungen von Atomkernen entsteht und wegen ihrer hohen Energie eine große Reichweite in Materie hat. Die γ -Strahlung ist meist ein Nebenprodukt des α - und β -Zerfalls und kann anders als beide Teilchenstrahlungen nicht von elektrischen oder magnetischen Feldern beeinflusst werden.

Für diese drei Arten ionisierender Strahlung wird noch zu oft der veraltete Begriff "radioaktive Strahlung" verwendet. Das ist irreführend, da diese Strahlung keinen radioaktiven Zerfall erzeugt, sondern "nur" Atome ionisieren kann.

2.2 Nachweis ionisierender Strahlung

Der Nachweis ionisierender Strahlung erfolgt über deren Wechselwirkung mit Materie, d. h., der Ionisationsprozess selbst oder einer der Folgeprozesse werden vorzugsweise in elektrische Signale (Spannungs- oder Stromimpulse) gewandelt. Einer der einfachsten Strahlungsdetektoren ist dabei das Auslösezählrohr, welches auch als Geiger-Müller-Zählrohr bekannt ist. Das von H. GEIGER und W. MÜLLER 1928 entwickelte Auslösezählrohr ist wegen des einfachen Aufbaus und der geringen Anforderung an die Nachweiselektronik bis heute ein unentbehrliches Messmittel für den Nachweis ionisierender Strahlung (Abb. 2).

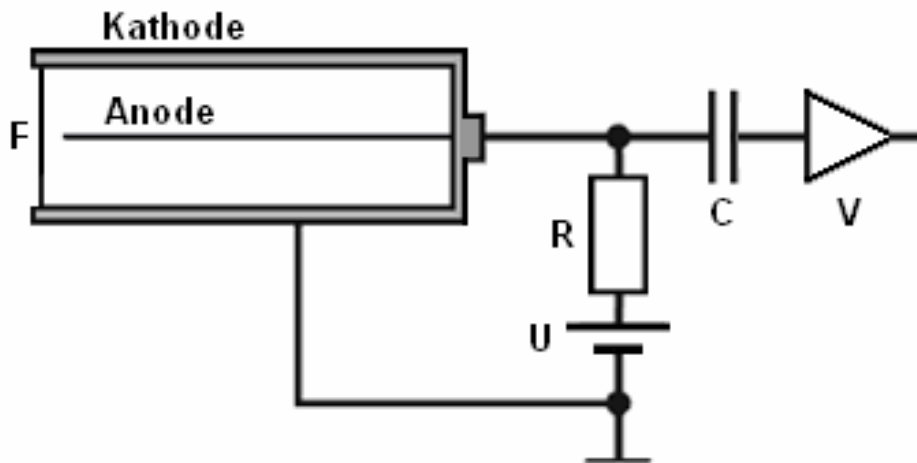


Abb. 2: Schematische Darstellung eines Geiger-Müller-Zählrohrs

Das Zählrohr besteht aus einem metallischen Zylindermantel und einem isoliert aufgehängten Zentraldraht, welche über einen Widerstand R so mit einer Gleichspannungsquelle U verbunden sind, dass der Zählrohrdraht (Anode) gegenüber dem Metallrohr (Kathode) ein positives Potential ($U = 500 \text{ V} \dots 1000 \text{ V}$) hat. Das Rohr wird durch ein sehr empfindliches dünnes Strahleneintrittsfenster F (z. B. Glimmer) verschlossen und mit einem Edelgas (z. B. Ar, Xe) und geringen organischen Zusätzen (z. B. $\text{CH}_3\text{-OH}$, $\text{C}_2\text{H}_5\text{-OH}$, 10%...20%) unter einem Druck von 100 mbar gefüllt.

Trifft ionisierende Strahlung auf die Gasfüllung, wird ein Teil der Edelgasatome ionisiert (Ionisationsenergie: Ar: 15,76 eV; Xe: 10,45 eV). Die freigesetzten Elektronen wandern in Richtung Anode, wobei sie im zentralsymmetrischen elektrischen Feld immer stärker beschleunigt werden. Die Zählrohrspannung wird nun so gewählt, dass die Primärelektronen in unmittelbarer Drahtnähe ihrerseits in der Lage sind, Edelgasatome zu ionisieren, und es kommt zu einer Elektronenvervielfältigung durch Stoßionisation. Die Primär- und Sekundärelektronen erreichen den Anodendraht nahezu zeitgleich und der Stromfluss bewirkt einen kurzzeitigen Spannungsabfall über dem Widerstand R . Nach kapazitiver Entkopplung des Gleichspannungspotentials werden die dadurch erzeugten Spannungsimpulse in einem Verstärker V elektronisch verstärkt und mit einem Impulszähler gezählt. Der organische Zusatz der Gasfüllung begrenzt als Löschgas die Dauer der Elektronenlawine und verhindert so eine Glimmentladung im Zählrohr.

Die von der Zählrichtung gemessene Zahl von Impulsen wird als Impulszahl N und ihre zeitliche Ableitung als Impulsrate \dot{N} bezeichnet. Obgleich die Impulszahl eine Zählgröße ist, hat sich international für Impulszahlen als Maßeinheit "cts" (engl.: **counts**) und für Zählraten die Maßeinheit "cps" (engl.: **counts per second**) durchgesetzt.

2.3 Nulleffekt und statistische Schwankungen

Betreibt man ein beliebiges Detektionssystem (auch Auslösezähler) ohne Anwesenheit einer Strahlungsquelle, so wird man dennoch pro Zeitintervall einige wenige Impulse messen, die man als Nullimpulszahl N_0 bzw. Nullzählrate \dot{N}_0 bezeichnet. Dieser Nulleffekt wird durch natürliche Strahlungsquellen (z. B. Höhenstrahlung) und elektronische Effekte innerhalb des Detektors (z. B. Detektorrauschen) verursacht und kann als statistisches Mittel korrigiert werden:

$$N_N = N - N_0 \frac{t}{t_0} \quad \text{Nettoimpulszahl} \quad (3a)$$

$$\dot{N}_N = \dot{N} - \dot{N}_0 \quad \text{Nettozählrate} \quad (3b)$$

(t Messzeit der Impulszahl N , t_0 .. Messzeit der Nullimpulszahl N_0).

Da der radioaktive Zerfall und auch der Nachweisvorgang stochastische Prozesse sind, werden zeitlich aufeinanderfolgende Messungen über gleiche Zeitintervalle und unter gleichen Bedingungen im Regelfall verschiedene Impulszahlen N_i ergeben. Die Variation dieser Werte ist für eine geringe Anzahl n von Stichproben POISSON-verteilt und kann für $n \rightarrow \infty$ durch eine GAUSS-Verteilung beschrieben werden. Aussagekräftiger ist daher der Mittelwert der Nettoimpulszahl aus n Einzelmessungen $N_{N,i}$:

$$\bar{N}_N = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n N_{N,i} \quad (4a)$$

Aus der statistischen Fehlerrechnung folgt weiter, dass die Schwankungsbreite von Einzelmessungen durch die Standardabweichung

$$\Delta N_N = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (N_{N,i} - \bar{N}_N)^2} \quad (4b)$$

erfasst wird. Für eine statistisch gesicherte Bestimmung der Nettoimpulszahl muss also gelten (es werden nur die Maßzahlen betrachtet)

$$\frac{\Delta N_N}{\text{cts}} \stackrel{!}{=} \sqrt{\frac{\bar{N}_N}{\text{cts}}} \quad (5a)$$

und es folgt für die relative Abweichung

$$\frac{\Delta N_N}{\bar{N}_N} \stackrel{!}{=} \frac{1}{\sqrt{\bar{N}_N/\text{cts}}} \quad (5b)$$

Der relative Fehler einer Impulsmessung wird also umso kleiner, je mehr Impulse gezählt werden, d. h. je länger die Messzeit gewählt wird.

2.4 Schwächung von γ -Strahlung

Anders als beide Teilchenstrahlungen des radioaktiven Zerfalls wird γ -Strahlung von Stoffen nur wenig geschwächt. Verantwortlich für die große Eindringtiefe ist dabei nicht die Intensität, sondern nur die Energie dieser Strahlung. So kann z. B. auch eine sehr intensitätsschwache ^{60}Co -Quelle (künstliche Radionuklidquelle, $t_{1/2} = 5,26$ a) mit ihrer hochenergetischen γ -Strahlung von 1,1732 MeV und 1,3325 MeV mühelos selbst dicke Bleischichten durchdringen.

Für eine feststehende Strahlungsgeometrie (fester Abstand Quelle – Detektor) wird die Schwächung von γ -Strahlung in einem (homogenen) Material der Dicke x durch das Schwächungsgesetz für γ -Strahler beschrieben:

$$N_N(x) = N_N(0) e^{-\mu(E)x} \quad \text{bzw.} \quad \dot{N}_N(x) = \dot{N}_N(0) e^{-\mu(E)x} \quad , \quad (6)$$

wobei $\mu(E)$ der lineare Schwächungskoeffizient des Materials für die Strahlungsenergie E ist und sich die Nettoimpulszahl $N_N(0)$ bzw. Nettoimpulsrate $\dot{N}_N(0)$ auf eine geometrisch gleiche Messung ohne das schwächende Material beziehen. Die Schichtdicke, welche die Strahlung auf die Hälfte schwächt, wird als Halbwertsdicke bezeichnet:

$$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu(E)} \quad (7a)$$

Nach Erweiterung mit der Stoffdichte ρ erhält man die Halbwertsflächenmasse:

$$d_{1/2} = x_{1/2} \rho = \frac{\ln 2}{\mu_p(E)} \quad \text{mit} \quad \mu_p(E) = \frac{\mu(E)}{\rho} \quad , \quad (7b)$$

wobei $\mu_p(E)$ der Massenschwächungskoeffizient für die betreffende Energie ist.

Da Schwächung und Streuung in Luft unter Normaldruck vernachlässigbar sind, breitet sich die γ -Strahlung einer punktförmigen Quelle geradlinig und radialsymmetrisch aus. Im Abstand r zwischen Quelle und Detektor verteilt sich somit die Strahlung auf einer Kugeloberfläche und die Strahlungsdichte pro Flächeneinheit verringert sich mit r^2 (Abstandsgesetz):

$$N_N(r) = N_N(0) \frac{1}{r^2} \quad \text{bzw.} \quad \dot{N}_N(r) = \dot{N}_N(0) \frac{1}{r^2} \quad . \quad (8)$$

In diesen Gleichungen beziehen sich $N_N(0)$ bzw. $\dot{N}_N(0)$ auf eine Vergleichsmessung am Quellenort ($r = 0$).

3. Versuchsdurchführung

Für die Untersuchungen stehen Messplätze mit einem Auslösezählrohr und einer Aufnahme für stabförmige, umschlossene Strahlungsquellen zur Verfügung. Eine quer verschiebbare Aufnahme erlaubt das Einbringen von Materialplatten in den Strahlengang und eine Längssupport ein gezieltes Einstellen des Abstandes Δx_{SP} von Quelle und Zählrohr: $r = \Delta x_{SP} + \Delta x_Q + \Delta x_D$, (9)

wobei $\Delta x_Q = 16 \text{ mm}$ der Abstand Radionuklid – Fenster in der Stabquelle und

$\Delta x_D \leq 22 \text{ mm}$ der messplatzabhängige Abstand Detektor – Supportnull

(die für den jeweiligen Messplatz gültigen Werte liegen am Messplatz aus)

sind. Das Zählrohr ist an eine Nachweiselektronik angeschlossen, welche bei einigen Messplätzen PC-gestützt arbeitet. Eine Einweisung in Messanordnung und Messwertaufnahme erfolgt am Versuchsplatz durch den Betreuer.

Achtung:

Zählrohrfenster sind sehr leicht mechanisch zerstörbar und dürfen daher weder mit der Hand noch mit Gegenständen berührt werden. Vor den Messungen ist die Schutzkappe **vorsichtig** abzunehmen und nach Messabschluss wieder anzubringen.

Als γ -Strahler wird eine intensitätsschwache ^{60}Co -Stabquelle verwendet. Die Quellennummer ist unbedingt zu protokollieren, um bei Nachmessungen die gleiche Quelle zurück zu erhalten.

Teilaufgabe 1.1

Der Nulleffekt ist ohne Radionuklidquelle mit einer Messzeit $t_0 = 900$ s zu messen.

Teilaufgabe 1.2

Die ^{60}Co -Radionuklidquelle ist in die Quellenaufnahme einzusetzen und die Supportposition $\Delta x_{\text{SP}} = 20$ mm einzustellen. Es ist die Impulszahl $10x$ mit einer Messzeit $t = 60$ s zu messen, die Nettoimpulszahlen, Mittelwert und Standardabweichung zu berechnen und die Aussagen nach Gl. (5a/b) zu überprüfen.

Teilaufgabe 1.3

Die Plattenaufnahme ist in den Strahlengang der ^{60}Co -Quelle einzuschieben und bei der Supportposition $\Delta x_{\text{SP}} = 20$ mm die Untersuchungen zum Absorptionsgesetz durch Variation der Pb-Plattendicke mit einer Messzeit $t = 100$ s vorzunehmen. Die mittleren Plattendicken sind durch jeweils drei Messungen mit einer Bügelmessschraube sind zu bestimmen. Die nulleffektkorrigierten Messergebnisse sind in einem linearen Zusammenhang grafisch darzustellen und aus dem Geradenanstieg der lineare Schwächungskoeffizient und die Halbwertsdicke von Blei für diese γ -Strahlung nach Gl. (7a) zu ermitteln.

Teilaufgabe 1.4

Die Untersuchungen zum Abstandsgesetz der γ -Strahlung sind an den Supportpositionen $\Delta x_{\text{SP}} = 0$ mm, 2 mm, 4 mm, 6 mm, 8 mm, 10 mm, 15 mm, 20 mm, 30 mm, 45 mm und 60 mm mit Messzeiten $t = 60$ s durchzuführen. Mit einem doppelt-logarithmischen Auftrag der nulleffektkorrigierten Messwerte ist die Potenz der Abstandsabhängigkeit grafisch zu ermitteln und mit den Aussagen von Gl. (8) zu vergleichen.

Die Untersuchungen sind mit einer Fehlerdiskussion und einer Zusammenstellung und Diskussion der Ergebnisse abzuschließen.

4. Sicherheitshinweise

Der Umgang mit Radionuklidquellen verlangt vom Experimentator besondere Sorgfalt. Auch wenn die verwendeten Quellen umschlossen und ihre Strahlungsintensität gering sind, gilt der **Strahlenschutzgrundsatz**

"So wenig und so kurz wie möglich Körperteile der Strahlung aussetzen!"

Schwangeren ist die Teilnahme an diesem Versuch untersagt (Absprache mit der Praktikumsleitung erforderlich).

Die Nuklidquellen werden vom Betreuer mit einem Transportbehälter ausgehändigt und sind unmittelbar nach den Messungen strahlensicher und unbeschädigt zurückzugeben (Messung und Auswertung zeitlich trennen!). Die Quellen dürfen nur für die gestellten Aufgaben eingesetzt werden, Spielereien und Neckereien sind zu unterlassen.

Essen und Trinken am Versuchsort sind untersagt. Nach dem Umgang mit den Quellen sind die Hände unter fließendem Wasser zu waschen.

5. Kontrollfragen:

- 5.1 Wie ist ein Atom nach dem Bohr'schen Atommodell aufgebaut? Wie werden Nuklide gekennzeichnet und welche Bedeutung haben diese Angaben? Wodurch ist sein Platz im Periodensystem der Elemente festgelegt?
- 5.2 Was ist ein radioaktiver Zerfall und welche Strahlungen können dabei auftreten?
- 5.3 Welcher Zusammenhang besteht zwischen Zerfallskonstante und Halbwertszeit?
- 5.4 Wie wird γ -Strahlung in Materie geschwächt? Welcher Zusammenhang besteht zwischen Schwächungskoeffizient und Halbwertsdicke?
- 5.5 Wie lautet das Abstandsgesetz und was sagt es aus?
- 5.6 Wie ist ein Geiger-Müller-Zählrohr aufgebaut und wie funktioniert es?
- 5.7 Was wird als Nulleffekt bezeichnet und wie wird er korrigiert?

30.03.2011