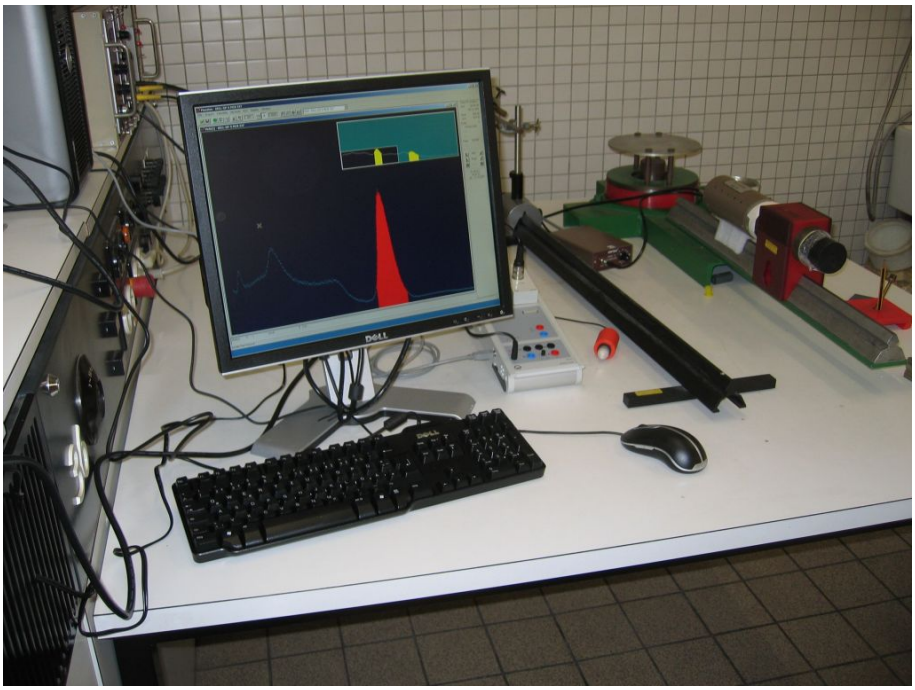
Naturwissenschaftlich-Technische Fakultät
Fachrichtung Physik

UNIVERSITÄT DES SAARLANDES

Physikalisches Grundpraktikum

Radioaktivität



Grundpraktikum Physik: http://grundpraktikum.physik.uni-saarland.de/

Version 8 (2/2017 MD)

1. Stoffgebiet

- Aufbau der Atomkerne
- Nukleonen
- (Radio-)Nuklide
- Zerfallsfamilie
- Zerfallsgesetz
- Radioaktive Umwandlungen
- Radioaktive Strahlung
- Dosimetrie
- Natürliche und technische Strahlenbelastung
- Schwächung von Strahlung
- Photoeffekt, Compton-Effekt, Paarbildung, Ionisation
- Unselbstständige Gasentladung (Geiger-Müller-Zählrohr)

2. Literatur

- Strahlenschutzverordnung – StrlSchV
  2001 BGBl. I S. 1714, 2002 I S. 1459, 2012 BGBl. I S. 212

- P.A. Tipler und G. Mosca,*Physik für Wissenschaftler und Ingenieure*,
  7. Auflage (Springer Spektrum, Berlin Heidelberg 2015) S. 1319
  http://link.springer.com/book/10.1007%2F978-3-642-54166-7

- V. Harms, *Physik für Mediziner und Pharmazeuten*
  16. Aufl. Harms Verlag, Lindhöft 2004) S. 184

- H. J. Eichler, H.-D. Kronfeldt, J. Sahm, *Das Neue Physikalische Grundpraktikum*
  3. Aufl. (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 2016) S. 403
  http://link.springer.com/book/10.1007%2F978-3-662-49023-5

- Bundesamt für Strahlenschutz, *Umweltradioaktivität und Strahlenbelastung*
  http://www.bfs.de/DE/mediathek/berichte/umweltradioaktivitaet/umweltradioaktivitaet_node.html

3. Fragen

1. Was bedeutet die Angabe $^{226}_{88}\mathrm{Ra}$? Was ist ein Isotop? Was versteht man unter einer radioaktiven Zerfallsfamilie? Geben Sie dafür jeweils ein Beispiel an.

2. Geben Sie die Masse (SI-Einheiten und atomare Masseneinheiten) und elektrische Ladung (SI) von Elektron, Positron, Neutrino, Proton und Neutron an.

3. Berechnen Sie die Quanten-Energie, Frequenz und Wellenlänge der elektromagnetischen Strahlung, die bei der Zerstrahlung (Paarvernichtung) eines Elektron-Positron-Paares entsteht $(e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma)$.

4. Zur Strahlungsmessung (Dosimetrie) werden die Größen „Aktivität“, „Energiedosis“ und „Äquivalentdosis“ benutzt. Wie sind diese Größen definiert und in welchen Einheiten werden sie gemessen?

5. Wie ändert sich die Aktivität eines radioaktiven Präparates mit der Zeit? Was versteht man unter einem „radioaktiven Gleichgewicht“?

6. Definieren Sie die Begriffe „(elektronische) Anregung eines Atoms“, „Ionisation“ und „Rekombination“.

7. Mit welcher Geschwindigkeit verlässt ein α-Teilchen einen ^{226}Ra-Kern, wenn ihm dabei infolge der Änderung der Bindungsenergie im Kern eine kinetische Energie von 4,7 MeV mitgegeben wird?

8. Wieso erfolgt die Schwächung (monoenergetischer) α-Strahlung nicht nach einem exponentiellen Absorptionsgesetz?

9. Auf welche Weise wird biologisches Gewebe durch radioaktive Strahlung geschädigt? Wie hoch ist die natürlich auftretende Strahlenbelastung eines Menschen in Deutschland? Wodurch ist diese bedingt?

10. Beschreiben Sie den prinzipiellen Aufbau eines Geiger-Müller-Zählers.

4. Grundlagen

Atomkerne bestehen aus Nukleonen, den positiv geladenen Protonen (p) und Neutronen (n), die durch Kernkräfte zusammengehalten werden. Nicht jeder Kern mit einer bestimmten Kombination von Protonenzahl Z und Neutronenzahl N zu einem Kern mit der Massenzahl $A = N + Z$ ist in der Natur allerdings realisiert oder im Labor herstellbar. Vielmehr führen nur ganz bestimmte Kombinationen zu stabilen Kernen, d.h. zu Kernen, die sich ohne äußere Einflüsse im Laufe der Zeit nicht verändern. Aus ihnen und den an sie gebundenen Elektronen ist unsere materielle Umwelt aufgebaut. Daneben kommen in der Natur instabile Kerne vor (natürliche radioaktive Kerne), und darüber hinaus lassen sich im Labor eine große Zahl instabiler Kerne (künstliche radioaktive Kerne) herstellen. Die instabilen Kerne werden auch Radionuklide genannt. Instabil sind sie bezüglich der Zahl Z und/oder der Zahl N im jeweiligen Kern. Diese ändern sich im Laufe der Zeit, indem spontan Teilchen und Energie aus dem Kern emittiert werden (Radioaktivität).

Entspricht eine Kombination (Z,N) nicht der eines stabilen Kernes, so kommt es zu nuklearen Umwandlungsvorgängen. Ziel für einen Kern ist dabei immer ein möglichst stabiler Bindungszustand, der durch unterschiedliche Umwandlungsarten erreicht werden kann. Ist auch der durch den Zerfall entstandene Kern selbst instabil, zerfällt dieser seinerseits erneut. Es entsteht im allgemeinen eine ganze Zerfallskette, die letztlich bei einem stabilen Nuklid endet (Radioaktive Zerfallsfamilien).

4.1 Radioaktive Zerfallsarten

α-Zerfall

Beim α-Zerfall geht ein Mutterkern mit der Ordnungszahl Z und der Massenzahl A unter Emission eines ^{4}He-Kerns, des α-Teilchens (Z=2, A=4), in einen Kern mit der Ordnungszahl Z-2 und der Massenzahl A-4 über (Abb. 1). Der Zerfall lässt sich symbolisch schreiben als

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X} \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}\mathrm{Y} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \qquad (1)$$

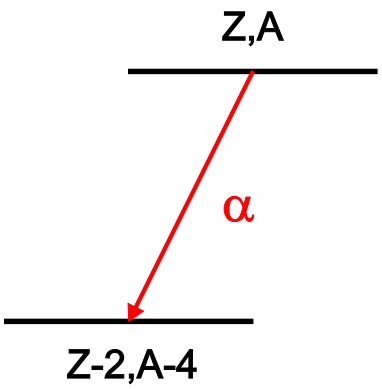


Abb. 1: Der α-Zerfall.

Auf beiden Seiten der Gleichung steht die gleiche Anzahl von Protonen Z und die gleiche Anzahl von Nukleonen A. Dies gilt für alle radioaktiven Zerfälle. Die Zahl der Nukleonen und die Gesamtladung müssen erhalten bleiben.

Der α-Zerfall ist nur möglich, wenn die Kernmasse m auf der linken Seite von Gl. (1) größer ist als die Summe auf der rechten. Zu den Kernmassen kommen im neutralen Atom noch Z Elektronenmassen m_0 hinzu und wir können statt der Kernmassen die Atommassen $M(Z,A) = m(Z,A) + Zm_0$ benutzen. Mit der Einsteinschen Masse-Energie-Äquivalenz ($E = mc^2$) ergibt sich für die Zerfallsenergie

$$Q = \left[M(Z,A) - M(Z-2, A-4) - M({}^{4}_{2}\mathrm{He}) \right] c^2 \qquad (2)$$

Nur für den Fall $Q > 0$ ist ein α-Zerfall möglich. Es zeigt sich, dass nur für Kerne mit $A > 150$ der α-Zerfall möglich ist.

Da die Energie erhalten bleiben muss, verteilt sich Q als kinetische Energie auf die Zerfallsprodukte.

$$E_{kin}(\alpha) + E_{kin}(\mathrm{Y}) = Q \qquad (3)$$

Mit dem Impulssatz ergibt sich dann

$$E_{kin}(\alpha) = Q\frac{m_Y}{m_Y + m_\alpha} \tag{4}$$

Das α-Teilchen erhält also beim Zerfall eine diskrete kinetische Energie, die durch den *Q*-Wert und die Masse des Mutterkerns bestimmt ist. Die α-Strahlung ist deshalb monochromatisch (Abb. 2).

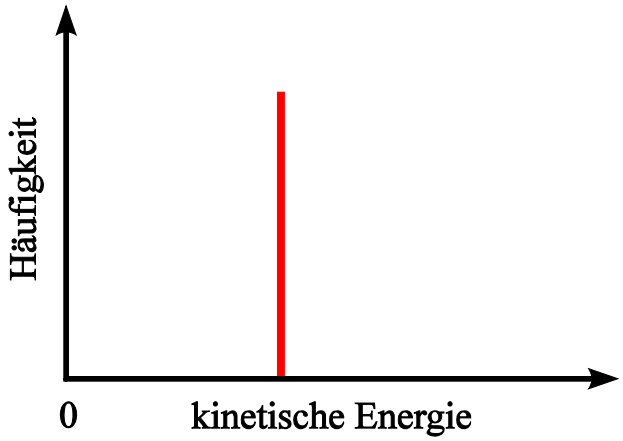


Abb. 2: Energiespektrum von α-Teilchen.

Wegen ihrer relativ großen Masse und Geschwindigkeit werden α-Teilchen bei der Wechselwirkung mit Materie nur selten wesentlich aus ihrer Bewegungsrichtung abgelenkt. Entlang ihres Weges erfolgen so lange Energieübertragungsprozesse (Stöße, Ionisation) mit Atomen oder Molekülen, bis die Bewegungsenergie aufgebraucht ist. Die Länge dieses Weges nennt man die Reichweite *R*. Je höher die Anfangsgeschwindigkeit v_0 der Teilchen, desto größer ist *R*:

$$R = Av_0^3 \qquad \text{(Geigersches Reichweitengesetz)} \tag{5}$$

Gl. (5) ist eine empirische Formel mit *A* als einer materialabhängigen Konstanten. In Luft gilt $A \approx 10^{-27}\ \mathrm{cm^{-2}s^3}$, in Blei ist *A* um den Faktor 1000 kleiner.

β-Zerfall

Unter dem β-Zerfall versteht man die Zerfälle eines Kerns, bei denen die Anzahl der Nukleonen, d.h. die Massenzahl *A*, konstant bleibt, und die Kernladungszahl *Z* sich um eine Einheit ändert. Es gibt drei verschiedene Arten von β-Zerfällen.

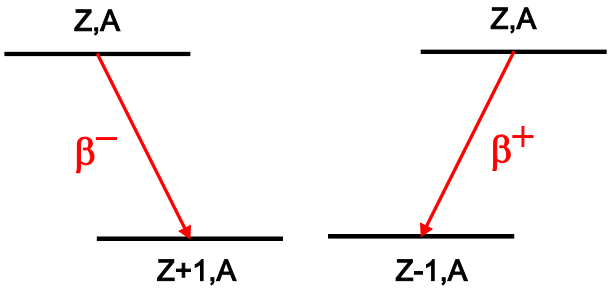


Abb. 3: β^- (links) und β^+-Zerfall (rechts).

Beim β^--Zerfall emittiert der Kern bei der Umwandlung eines Neutrons in ein Proton ein Elektron und erhöht seine Kernladungszahl von *Z* auf *Z*+1 (Abb. 3 links). Energetisch mög-

lich ist dieser Prozess, wenn die Masse des Mutterkerns größer ist als die des Tochterkerns plus eine Elektronenmasse m_0. Die Übergangsenergie Q ist die Differenz dieser Massen. Sie kann in Kernmassen m oder in Atommassen M ausgedrückt werden:

$$Q = \left[m(Z,A) - m(Z+1,A) - m_0\right]c^2 = \left[M(Z,A) - M(Z+1,A)\right]c^2 \qquad (6)$$

Beim β^+-Zerfall emittiert der Kern bei der Umwandlung eines Protons in ein Neutron ein Positron und erniedrigt seine Kernladungszahl von Z auf Z-1 (Abb. 3 rechts). Das Positron ist ein „Antielektron“ mit allen Eigenschaften des Elektrons bis auf die positive Ladung. Für diesen Zerfall muss die Übergangsenergie

$$Q = \left[m(Z,A) - m(Z-1,A) - m_0\right]c^2 = \left[M(Z,A) - M(Z-1,A) - 2m_0\right]c^2 \qquad (7)$$

positiv sein.

Beim Elektroneneinfang (EC, von „electron capture“) fängt sich der Kern ein Elektron aus der Atomhülle ein und erniedrigt dabei die Kernladungszahl um eine Einheit. Die Übergangsenergie ist durch den Überschuss der Masse des Mutterkerns zuzüglich einer Elektronenmasse über die Masse des Tochterkerns gegeben.

$$Q = \left[m(Z,A) - m(Z-1,A) + m_0\right]c^2 = \left[M(Z,A) - M(Z-1,A)\right]c^2 \qquad (8)$$

Vergleicht man Gl. (8) und Gl. (7), ergibt sich, dass β^+ und EC gleichzeitig auftreten können, wenn das Mutteratom mindestens zwei Elektronenmassen schwerer ist als das Tochteratom.

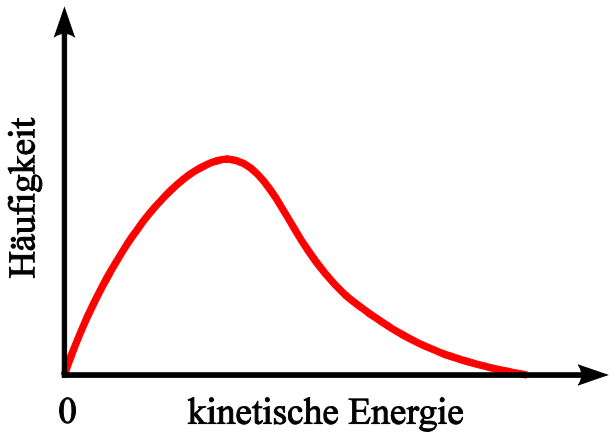


Abb. 4: Energiespektrum von β-Teilchen.

Misst man die Energie der beim β^- oder β^+ emittierten Teilchen, stellt man im Unterschied zum α-Zerfall fest, dass ihre Energien über einen weiten Bereich kontinuierlich verteilt sind, obwohl Mutter- und Tochteratom einen energetisch wohldefinierten Zustand darstellen (Abb. 4). Nur ganze wenige Teilchen besitzen eine kinetische Energie, die der Übergangsenergie Q entspricht. Alle anderen Teilchen haben niedrigere Energien. Diese Beobachtung schien die Energieerhaltung zu verletzen. Deshalb hat Pauli in den 30er Jahren postuliert, dass bei den β-Zerfällen noch ein weiteres Teilchen emittiert wird, dass ungeladen ist und entweder keine oder eine sehr kleine Masse besitzt. Er nannte dieses Teilchen Neutrino. Erst viele Jahre später ist es gelungen, die Existenz des Neutrinos nachzuweisen.

Mit dem Neutrino besteht der Endzustand nach dem β-Zerfall aus drei Teilchen, auf die die Übergangsenergie beliebig verteilt werden kann. Damit können Elektronen oder Positronen mit Energien zwischen null bis zur Übergangsenergie emittiert werden. Die jeweils zur Übergangsenergie fehlende Energie wird vom Neutrino aufgenommen.

γ-Zerfall

Der γ-Zerfall tritt in Verbindung mit dem α- und β-Zerfall auf, falls die Übergänge zu einem angeregten Zustand des Tocherkerns führen. Der Tochterkern gibt dann diese Anregungsenergie durch Emission von γ-Strahlung ab. γ-Strahlung ist elektromagnetische Strahlung (Photonen) wie Licht und Röntgenstrahlung. Über die Beziehung $E = h\nu$ ist die Energie der Strahlung mit ihrer Frequenz verknüpft. Die Energien dieser Übergänge sind spezifisch für ein bestimmtes Radionuklid, so dass man aus der Bestimmung der γ-Energien Rückschlüsse auf die in einer radioaktiven Probe enthaltenen Isotope ziehen kann.

4.2 Radioaktives Zerfallsgesetz

Zu welchem Zeitpunkt ein einzelner Kern eines bestimmten Radionuklides zerfällt, ist nicht vorhersagbar, da diese Zerfälle rein statistisch ablaufen. Für eine genügend große Anzahl n von Kernen jedoch lassen sich Aussagen über die Häufigkeit der Zerfälle machen. Die Zahl $\mathrm{d}n$ der sich in einem Präparat im Zeitintervall zwischen t und $t+\mathrm{d}t$ umwandelnden Kerne hängt von der Zahl der Kerne eines Radionuklids ab. Je mehr Kerne vorhanden sind, umso wahrscheinlicher ist es, dass einer davon zerfällt.

$$\mathrm{d}n = -\lambda n(t)\mathrm{d}t \tag{9}$$

λ ist die als Zerfallskonstante bezeichnete Proportionalitätskonstante . Ihr Kehrwert $\tau = 1/\lambda$ gibt die mittlere Lebensdauer der instabilen Kerne an. Das negative Vorzeichen steht für die Abnahme der Anzahl der Kerne durch den Zerfall.

Hat man zu einem willkürlich mit $t = 0$ bezeichnetem Zeitpunkt, von dem aus die Zeit gemessen wird, die Zahl $n(0) = n_0$ der Kerne eines radioaktiven Isotops bestimmt, so ist davon zum Zeitpunkt t noch die Zahl $n(t)$ übrig. $n(t)$ ergibt sich aus Gl. (9) durch Integration über die Zeit

$$n(t) = n_0 e^{-\lambda t} = n_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{10}$$

Üblicherweise verwendet man nicht die mittlere Lebensdauer τ zur Charakterisierung der Zerfallswahrscheinlichkeit sondern die Halbwertszeit $T_{1/2}$. Sie gibt die Zeit an, nach der von einer anfänglichen Zahl n_0 eines Radionuklids die Hälfte zerfallen ist.

$$n(T_{1/2}) = \frac{1}{2} n_0 \tag{11}$$

Nach Einsetzen in Gl. (10) ergibt sich

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \tau \ln 2 \tag{12}$$

Die „Stärke“ eines radioaktiven Präparats d.h. die mittlere Zahl der Zerfälle pro Zeit, wird als Aktivität A bezeichnet und in der Einheit Becquerel (Bq) angegeben. 1 Bq entspricht einem Zerfall pro Sekunde.

In Tab. 1 sind einige Radionuklide zusammengestellt.

Tab. 1: Zerfallsarten und Halbwertszeiten einiger radioaktiver Isotope.

Radionuklid	Zerfallsarten	Halbwertszeit
${}^{14}_{6}\mathrm{C}$	β^-,γ	5730 a
${}^{59}_{26}\mathrm{Fe}$	β^-,γ	44,5 d

Radionuklid	Zerfallsarten	Halbwertszeit
$^{131}_{53}I$	β^-,γ	8 d
$^{60}_{27}Co$	β^-,γ	5,3 a
$^{137}_{55}Cs$	β^-,γ	30 a
$^{226}_{88}Ra$	α,β^-	1620 a
$^{24}_{11}Na$	β^-,γ	0,6 d
$^{22}_{11}Na$	β^+,γ	2,6 a
$^{90}_{38}Sr$	β^-	28,8 a
$^{32}_{15}P$	β^-	14,3 d
$^{241}_{95}Am$	α,γ	432,2 a

4.3 Poisson-Verteilung

Wird der Zerfall eines radioaktiven Präparates beobachtet, so ist leicht zu erkennen, dass dies kein Vorgang ist, der gleichmäßig von statten geht. Mal zerfallen mehr, mal weniger Kerne, und nur im zeitlichen Mittel kann dafür ein Wert angeben werden. Ob ein einzelner Kern zerfällt oder nicht, ist ein zufälliges Ereignis, das unbeeinflusst von der Umgebung eines Kerns eintritt. Der Zerfall eines Kerns hat kausal nichts mit einem vorhergehenden anderen Kernzerfall zu tun. Damit schwankt auch die Anzahl N der vom Messinstrument pro Zeiteinheit registrierten Impulse. Bei genügend großer Anzahl von Messungen ergibt sich eine in Abb. 5 Dargestellte charakteristische Häufigkeitsverteilung

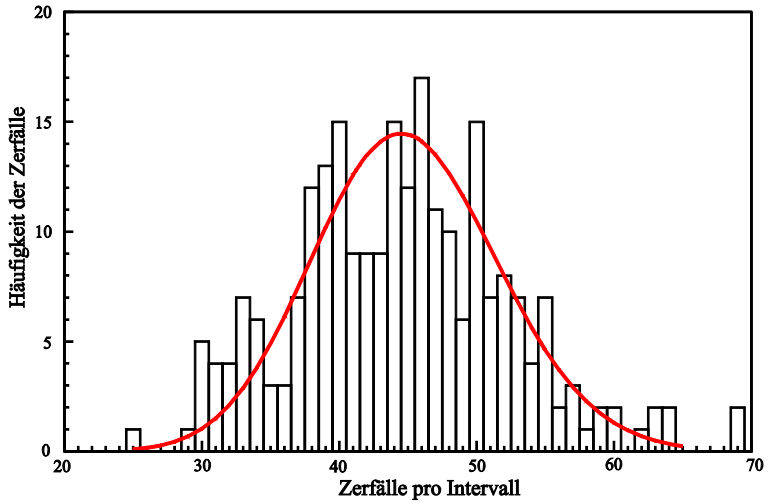


Abb. 5: Histogramm der Zählratenverteilung beim Radioaktiven Zerfall. Die rote Linie zeigt die zugehörige Poisson-Verteilung.

Der wahrscheinlichste Wert kann dabei in guter Näherung durch das arithmetische Mittel $\overline{N}$ ausgedrückt werden.

$$\bar{N} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} N_i \tag{13}$$

Die Genauigkeit einer Messung wird durch die Varianz σ^2 charakterisiert:

$$\sigma^2 = \frac{1}{n-1}\sum_{i=1}^{n}\left(N_i - \bar{N}\right)^2 \tag{14}$$

Die Wurzel aus der Varianz, die Standardabweichung σ, ist ein Maß für die Streuung der einzelnen Zählergebnisse um den Mittelwert.

Die in Abb. 5 als durchgezogene eingezeichnete Häufigkeitsverteilung ist die sogenannte „Poisson-Verteilung“, die praktisch allen Radioaktivitätsmessungen zugrunde liegt. Bei der Poisson-Verteilung ist die Varianz gleich dem Mittelwert.

$$\sigma^2 = \bar{N} \quad \text{oder} \quad \sigma = \sqrt{\bar{N}} \tag{15}$$

Für genügend große Zählergebnisse (Mittelwert $\bar{N} > 20$) lässt sich die Poisson-Verteilung gut durch eine Normal- bzw. Gauß-Verteilung annähern.

4.4 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

Geladene Teilchen

Bei Stößen von geladenen Teilchen mit Materie dominiert die elektromagnetische Wechselwirkung. Es können verschiedene Prozesse dabei auftreten:

- *Inelastische Streuung an Elektronen:* Das geladene Teilchen wird dabei abgebremst und verliert seine kinetische Energie an die Atome oder Moleküle, die dabei angeregt oder ionisiert werden.
- *Elastische Streuung an Kernen:* Die Teilchen werden bei Annäherung an einen positiv geladenen Atomkern durch elastische Stöße gestreut und verlieren dabei an den Kern Rückstoßenergie. Dieser Verlust ist umso kleiner je größer der Massenunterschied der Stoßpartner ist. Die Häufigkeit dieser Stöße ist wesentlich geringer als die inelastischen Stöße in der Elektronenhülle.
- *Inelastische Streuung an Kernen:* In der Häufigkeit vergleichbar mit den elastischen Stößen mit Kernen sind inelastische Prozesse, bei denen ein geladenes Teilchen außer der durch die Kinematik bedingten Rückstoßenergie noch zusätzlich Energie verliert. Solche Prozesse sind z.B. die Erzeugung von Bremsstrahlung oder Anregungen des gestoßenen Kerns.

Geladene Teilchen können in hinreichend ausgedehnter Materie ihre gesamte Energie verlieren. Ihre Reichweite hängt von der Anfangsenergie und dem Bremsvermögen des Materials ab und kann nur näherungsweise berechnet werden. Eine empirische Formel für die Reichweite von α-Teilchen ist das Geigersches Reichweitengesetz (Gl. (5)).

Falls β^+-Teilchen (Positronen) bei einem Zerfall emittiert werden, begegnen die Positronen entwerder bereits in der radioaktiven Probe oder im Detektor innerhalb einiger 100 ps normalerweise einem Elektron. Dies führt zu einer „Materie-Antimaterie“-Vernichtung des Elektrons und des Positrons: $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$. Dabei entstehen zwei γ-Quanten mit einer Energie von je 512 keV. Diese Energie entspricht gerade der Masse des Elektrons bzw. des Protons.

γ-Strahlung

Im Gegensatz zu geladenen Teilchen ionisiert γ-Strahlung Materie nicht direkt. Sie wird nachweisbar durch drei Prozesse der elektromagnetischen Wechselwirkung: den Photoeffekt, die Comptonstreuung und die Paarbildung. Die dabei freigesetzten oder erzeugten Elektronen und Positronen übernehmen kinetische Energie, die sie durch Ionisierung abgeben. Es sind also sekundäre Teilchen, die den Nachweis von γ-Strahlung ermöglichen.

Im Unterschied zu geladenen Teilchen verliert γ-Strahlung in Materie Intensität, aber die Photonen, die durchkommen, haben keine Energie verloren. Gegen γ-Strahlung ist keine vollständige Abschirmung möglich, da auch nach großen Schichtdicken noch eine endliche Intensität vorhanden ist.

Die Abnahme der Intensität elektromagnetischer Strahlung durch Absorption in Materie der Dicke d wird durch die Beziehung

$$I = I_0 e^{-\mu d} \tag{16}$$

beschrieben. Die Größe μ, die die Wahrscheinlichkeit der Absorption beschreibt, hat die Dimension einer reziproken Länge und ist der totale lineare Absorptionskoeffizient.

Die Größe $\lambda=1/\mu$ ist die mittlere freie Weglänge der Strahlung in Materie, d.h. der mittlere Weg, den ein Photon zurücklegt, bevor es absorbiert wird.

4.5 Strahlenwirkung und Dosis

Auf Strahlung reagieren die verschiedenen in einem Organismus vorhandenen Gewebetypen unterschiedlich. Besonders strahlenempfindlich sind die Blutbildungsorgane, die Schleimhäute des Magen-Darm-Traktes und der Luftwege, die Keimdrüsen und embryonales Gewebe. Strahlenexposition bedeutet, das Strahlung im Gewebe absorbiert wird, wodurch es zu Wechselwirkungen auf molekularer Ebene mit dem Körpergewebe kommt. Wenn Strahlung auf Körperzellen einwirkt, können bösartige Mutationen, wie zum Beispiel Krebs, in der strahlenexponierten Person selbst entstehen. Sind Keimzellen betroffen, so kann es zu Mutationen oder zur Veränderung der Erbanlagen, der DNS, kommen.

Ionisierende Strahlung kann zelluläre Bestandteile, insbesondere die Erbsubstanz, verändern oder zerstören. Das ist nicht gleichbedeutend mit einem gesundheitlichen Schaden, denn der Organismus ist in der Lage, Zellverluste auszugleichen und sie zu reparieren. Allerdings können die natürlichen Abwehr- und Reparatursysteme der Immunabwehr auch in dieser Hinsicht versagen. Dies ist abhängig von der Höhe der Dosis, der Strahlenart, des Zeitraums der Strahlenexposition und der räumlichen Verteilung der Zellschäden.

Energiedosis

Für die Beurteilung der Wirkung radioaktiver Strahlung wird die Energiedosis D verwendet, die als absorbierte Strahlungsenergie pro durchstrahlte Masse definiert ist. Die Maßeinheit ist Gray (Gy) mit 1 Gy = 1 J/kg.

Äquivalentdosis

Die verschiedene biologische Wirksamkeit unterschiedlicher Strahlungsarten wird durch die Äquivalentdosis H berücksichtigt:

$$\text{Äquivalentdosis } H = \text{Energiedosis } D \times \text{Qualitätsfaktor } Q$$

Die Äquivalentdosis wird in $[H]$ = 1 Sv = 1 Sievert angegeben. Der Qualitätsfaktor ist 1 für γ-Strahlung und 20 für α-Strahlung.

Äquivalentdosisleistung

Da Strahlung mit einer bestimmten Dosis über unterschiedliche Zeiträume einwirken kann, wird noch die Äquivalentdosisleistung benötigt, die Äquivalentdosis pro Bestrahlungsdauer mit Maßeinheit Sv/h (In Deutschland beträgt die mittlere Äquivalentdosisleistung infolge natürlicher Strahlungsquellen etwa 0,27 µSv/h).

In Tab. 2 sind einige Beispiele für Äquivalentdosen unterschiedlicher Herkunft und ihre möglichen kurzfristigen Wirkungen aufgezählt. Über möglicherweise Jahre oder Jahrzehnte später auftretende Nachwirkungen sagt diese Tabelle nichts aus.

Tab. 2: Äquivalentdosen verschiedener Herkunft und Wirkungen.

Äquivalentdosis	Herkunft bzw. Wirkung
2 -4 mSv	Jährliche natürliche Strahlenbelastung in Deutschland, bestehend aus Höhenstrahlung, Strahlung aus Isotopen in der Erde, der Radonbelastung, der Belastung durch die natürlich entstehenden Isotope ^{40}K und ^{14}C.
0,1 mSv	Interkontinentalflug
0,2-1 mSv	Röntgenaufnahme der Lunge
ca. 10 mSv	Röntgenaufnahme des Beckens
250-500 mSv	Blutbildveränderungen, die sich wieder zurückbilden
1000-1200 mSv	Haarausfall, Übelkeit
4000-5000 mSv	LD50, d.h. 50% der betroffenen Personen sterben
7000 mSv	100% der betroffenen Personen sterben innerhalb von 30 Tagen
50000 mSv	100% der betroffenen Personen sterben innerhalb von 5 Tagen

4.6 Nachweis von Strahlung

Die Strahlung, die bei radioaktiven Zerfällen produziert wird, wird vom Menschen mit keinem seiner Sinne wahrgenommen. Zur Messung radioaktiver Strahlung bedarf es technischer Hilfsmittel. Zwei wichtige Arten von Detektor werden nachfolgend besprochen: das Geiger-Müller-Zählrohr und der Szintillationszähler.

Geiger-Müller-Zählrohr

Beim Geiger-Muller-Zählrohr (GMZ) (Abb. 6) handelt es sich um ein einseitig offenes, meist zylindrisches Gefäß. Die offene Seite, das sog. Fenster, ist mit einem für Strahlung möglichst durchlässigen Material zur Luft hin verschlossen, üblicherweise verwendet man hierfür dünne Plastikfolien oder Glimmer. Dieses Gefäß ist mit einem leicht ionisierbaren Gas (Zählgas) unter niedrigem Druck gefüllt. Die Innenseite des Rohres ist elektrisch leitend, sie bildet einen Pol eines Kondensators (Kathode). Davon isoliert angebracht ist eine Gegenelektrode (Anode), bei zylindrischen Anordnungen befindet sich diese axial innerhalb des Rohres.

An diese Elektrodenanordnung wird nun eine Gleichspannung U_0 angelegt. Das System verhält sich wie ein Kondensator: es baut sich auf Grund der Potentialdifferenz zwischen den beiden Elektroden ein elektrisches Feld auf. Gelangt ein schnelles, elektrisch geladenes Teilchen, z.B. ein β-Teilchen, in das Zählrohr, so entstehen durch Ionisation des Zählgases längs der Bahn des Teilchens freie Elektronen und positiv geladene Ionen. Die Elektronen werden

aufgrund des elektrischen Feldes in Richtung des Anodendrahtes beschleunigt und können durch Stöße weitere Gasmoleküle ionisieren. Die freien Elektronen leiten eine Gasentladung ein, die jedoch bei geeigneter Wahl der Spannung U_0 und einem entsprechend dimensionierten Vorwiderstand R nach etwa 10^{-5} s selbst erlischt. Bei dieser Gasentladung fließt für kurze Zeit ein Strom im Zählrohr, der an dem Widerstand R einen Spannungsimpuls verursacht. Dieser lässt sich elektronisch verstärken und mit einer Zählerschaltung registrieren.

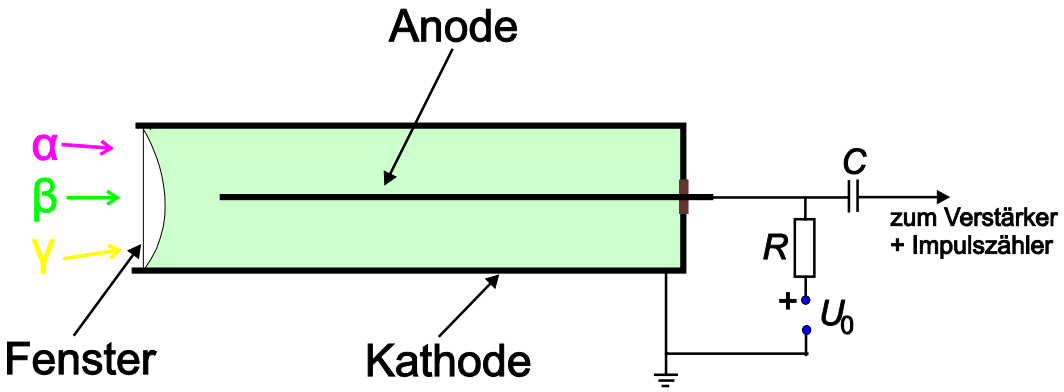


Abb. 6: Schematische Darstellung eines Geiger-Müller-Zählrohres.

Die ionisierende Wirkung, die die Strahlung hat, ist abhängig von der Energie und der Art der Strahlung. α-Teilchen etwa besitzen aufgrund ihrer zweifach positiven Ladung eine höhere Wahrscheinlichkeit für die Ionisation als etwa Elektronen derselben Energie. Dennoch kann mit einem GMZ keine Aussage zu Art oder Energie der detektierten Teilchen gemacht werden. Das System reagiert ausschließlich darauf, dass es ein Zählereignis gegeben hat, nicht jedoch auf die Art des Ereignisses.

Nachdem das GMZ einen Zählimpuls produziert hat, dauert es eine gewisse Zeit t^*, bis sich die Spannung auf den Kondensatorelektroden regeneriert hat. Während dieser Zeit ist das elektrische Feld im Inneren schwächer und es ist nicht mehr garantiert, dass durch Strahlung entstehende freie Ionen getrennt werden können bevor sie mit ihrem/ihren Elektron/en rekombinieren. In dieser Zeit muss daher davon ausgegangen werden, dass das Zählrohr blind ist. t^* bezeichnet man als Totzeit. Folgen die Teilchen schneller aufeinander als im Abstand t^*, ist das Zählrohr nicht mehr in der Lage, diese getrennt zu registrieren, und es gibt einen einzigen Zählimpuls. Je höher daher die aktuelle Zählrate ist, die mit einem GMZ gemessen wird, umso höher ist die Zahl der Teilchen, die in das Zählrohr eindringen, ohne dass dort für jedes Teilchen ein einzelner Zählimpuls ausgelöst wird. Um dennoch auch bei höheren Zählraten messen zu können, bedient man sich einer statistischen Korrekturformel, um aus der gemessenen Zählrate N_Z die wahre Zahl von Teilchen im Zählrohr N_W zu bestimmen:

$$N_W = \frac{N_Z}{1 - N_Z t^*} \tag{17}$$

Die hier verwendeten Zählrohre haben eine Totzeit von ca. 100 µs, so dass sie nur für kleine bis mittlere Zählraten geeignet sind. Sie registrieren α- und β-Strahlung gleichermaßen gut. Die Zählrohre registrieren auch γ-Strahlung, allerdings erzeugt nur etwa jedes hundertste einfallende Photon ein Ionenpaar, woraus sich eine nur geringe Empfindlichkeit für γ-Strahlung ergibt.

Szintillationsdetektor

Die Abnahme der Intensität von γ-Strahlung durch Absorption in Materie wird durch Gl. (16) beschrieben. Die wesentlichen Prozesse dabei sind der Photoeffekt und der Comptoneffekt,

die durch die Absorption bzw. Streuung der Photonen freie Elektronen im Material erzeugen. Beim Photoeffekt entspricht die kinetische Energie des Elektrons der Energie des absorbierten Photons. Diese Elektronen verlieren durch Abbremsung im Material ihre kinetische Energie. Dabei kommt es zu elektronischen Anregungen oder Ionisation der Atome. Die Zahl der Anregungen ist proportional zur Energie der abgebremsten Elektronen. In bestimmten Materialien (z.B. NaI) rekombinieren die angeregten oder ionisierten Atome unter Aussendung von Licht im sichtbaren Bereich. Dieser Prozess heißt Szintillation. Die Zahl dieser Lichtblitze ist proportional zur Energie der durch das γ-Quant erzeugten freien Elektronen und damit proportional zur Anzahl und Energie der absorbierten γ-Quanten.

In einem Szintillationsdetektor werden die erzeugten Lichtblitze mit Hilfe eines Sekundärelektronenvervielfachers („Photomultiplier") in ein messbares elektrisches Signal umgesetzt. Abb. 7 zeigt den Aufbau eines Szintillationsdetektors, bestehend aus eine mit Tl dotieren NaI-Kristalls und einem Photomultiplier.

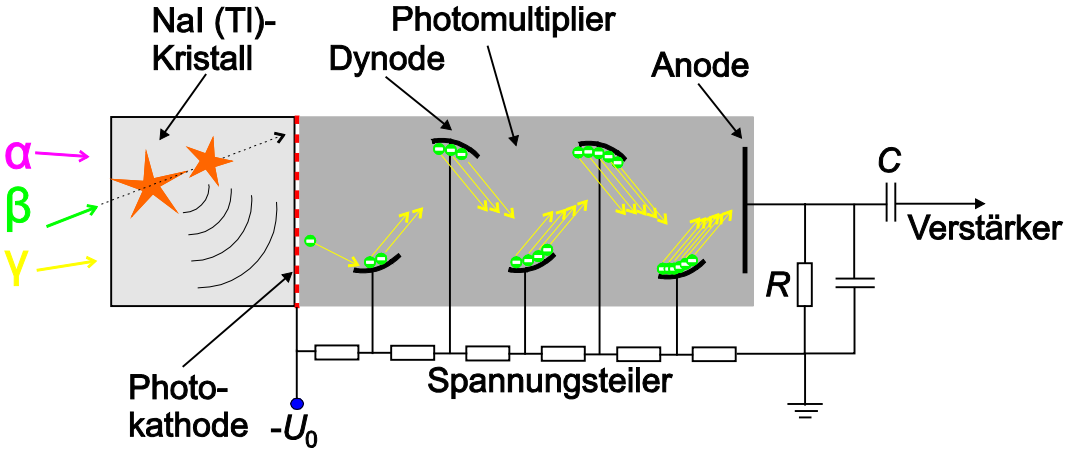


Abb. 7: Schematische Darstellung eines Szintillationsdetektors.

Der durchsichtige NaI(Tl)-Kristall wird auf das Fenster des Photomultipliers gesetzt. Auf der Rückseite dieses Fensters ist die Anode angebracht, die mit einer dünnen Schicht eines Alkalimetalls beschichtet ist. Wird in dem Kristall eine Szintillation ausgelöst, so durchläuft das erzeugte Licht den Kristall und trifft auf die Anode und löst Elektronen aus dem Alkalimetall der Anode aus. Die Anode liegt auf dem negativen Potential U_0, so dass die Elektronen in Richtung der 1. Dynode mit dem Potential $U_0 - \Delta U$ beschleunigt werden und dabei kinetische Energie gewinnen. Treffen die Elektronen auf die Dynode, reicht ihre kinetische Energie aus, um pro einfallendem Elektron mehrere weitere Elektronen herauszuschlagen. Dieser Prozess wird nun über mehrere Dynoden hinweg wiederholt, bis die so erzeugte „Elektronenlawine" schließlich die sich auf Erdpotential befindliche Anode erreicht. Dabei kann ein Elektronen-Verstärkungsfaktor von bis zu 10^{11} erreicht werden. Der dabei entstehenden Strom- bzw. Spannungspuls ist proportional zur Energie des ursprünglich absorbierten γ-Quants (oder auch α- oder β-Teilchens) und kann nun elektronisch verstärkt und analysiert werden.

Anders als ein GMZ ist der Szintillationszähler also in der Lage, die Energie eines einfallenden Teilchens zu bestimmen. Die Totzeit eines Szintillations-Zähler-Systems beträgt wenige µs, d.h. es können wesentlich höhere Zählraten im Vergleich zum GMZ verarbeitet werden. Da es sich bei dem Detektionsmedium um einen Festkörper handelt, ist aufgrund der höheren Dichte verglichen mit dem Füllgas des GMZ die Wahrscheinlichkeit zur Detektion von γ-Strahlung wesentlich erhöht.

Abb. 8 zeigt ein mit einem NaI(Tl)-Szintillationszähler aufgenommenes Energiespektrum für ein Radionuklid, das γ-Strahlung mit nur einer Energie (662 keV) aussendet.

Dieses Spektrum zeigt die verschiedenen Komponenten eines Spektrums:

- Der „Photopeak“ entspricht der Energie eines γ-Quants, das vollständig durch Photoeffekt im Szintillations-Kristall absorbiert wurde. Die Breite des Photopeaks ist durch die Energieauflösung des Szintillations-Detektors gegeben.
- Zwischen der Energie null und der Energie der „Compton-Kante“ sind Ereignisse registriert, bei denen das einfallende γ-Quant durch Compton-Effekt“ gestreut wurde. Die Lage der Compton-Kante hängt von der Energie der γ-Strahlung ab.
- Der „Rückstreupeak“ wird durch γ-Quanten verursacht, die zunächst ohne jede Wechselwirkung den Szintillations-Kristall durchqueren, dann aber an Material in der Umgebung des Detektors gestreut werden (Compton-Streuung) und danach im Detektor absorbiert werden.

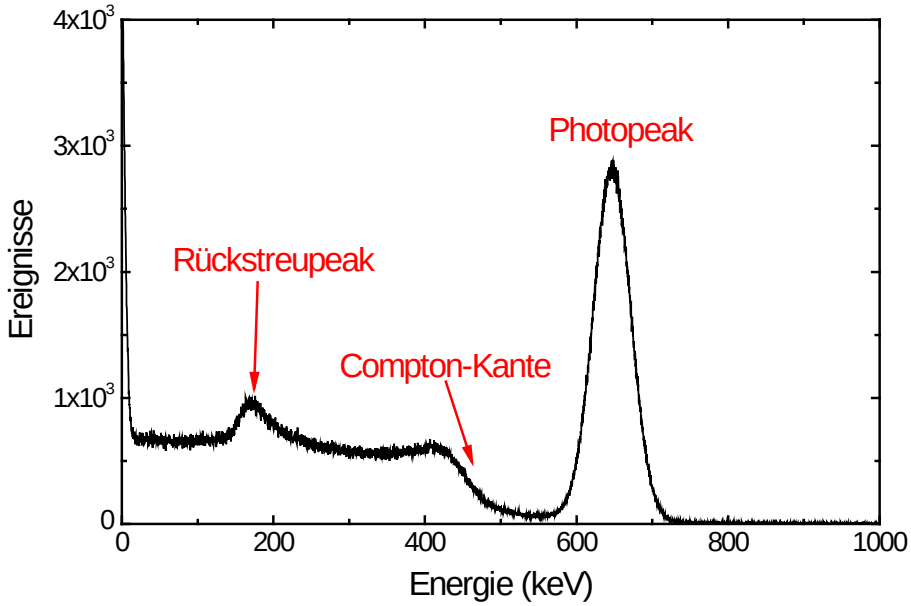


Abb. 8: γ-Spektrum gemessen mit NaI(Tl)-Spektrometer.

Raumwinkel

Betrachtet man ein typisches Experiment zur Radioaktivität, so hat man es in der Regel mit einer strahlenden Substanz zu tun, die sich in einem definierten Abstand zu einem Detektor befindet. Jeder Zerfall innerhalb des Präparates löst die Emission eines entsprechenden Teilchens aus, das in zufälliger Richtung vom Präparat ausgesendet wird. Ein Detektor registriert einfallende Teilchen und die Zählrate lässt Rückschlüsse auf die Aktivität der Probe zu. Schaut man sich die Verhältnisse genauer an, dann ist es aufgrund der begrenzten Größe der Detektoröffnung verständlich, dass nur der kleinere Teil aller emittierten Teilchen in den Detektor gelangt und gezählt wird (Abb. 9).

Um die gesamte Aktivität einer Probe zu messen, müsste man daher die radioaktive Probe in einen Detektor hineinstellen, der Strahlung unabhängig von der Emissionsrichtung erfasst. Solche Geräte gibt es, für die meisten Anwendungen sind diese allerdings zu aufwendig oder zu unhandlich. Wie viel Strahlung von einem Detektor detektiert wird, ist abhängig von der Größe des Detektorfensters und des Abstandes zwischen diesem und der zu messenden Probe. Je weiter entfernt sich der Detektor von dem Präparat befindet, umso kleiner erscheint das Fenster des Detektors, durch das Teilchen einfallen müssen um detektiert zu werden. Da sich bei größeren Abständen die Zahl der emittierten Teilchen auf eine größere Oberfläche verteilt, misst der Detektor eine geringere Zählrate.

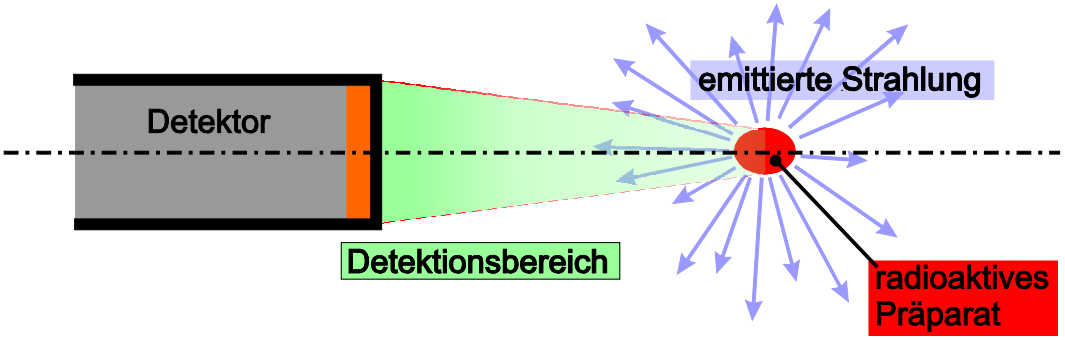


Abb. 9: Beschränkte Sicht eines Detektors. Nur diejenigen Teilchen können registriert werden, die in den grün markierten Winkelbereich emittiert werden.

Um die Detektoreigenschaften „Abstand“ und „Detektionsfläche“ in nur einer Größe erfassen zu können, bedient man sich in Analogie zum ebenen Winkel im Bogenmaß des sogenannten „Raumwinkels“. Betrachtet man den Einheitskreis (Abb. 10), so hat man neben der Angabe eines Winkels in Grad die Möglichkeit, diesen über die Länge des ausgeschnittenen Kreisbogens zu definieren. Dabei gilt (mit $r = 1$ im Einheitskreis)

$$\frac{b}{2\pi r} = \frac{\theta}{360°} \Rightarrow b[\text{rad}] = 2\pi \frac{\theta[°]}{360°} \tag{18}$$

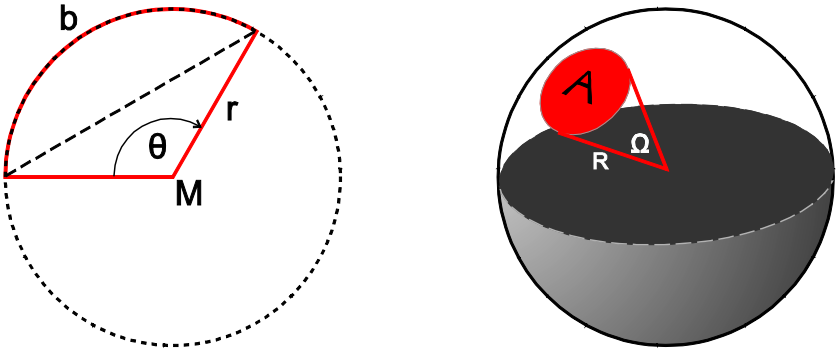


Abb. 10: Analogie zwischen dem ebenen Winkel im Bogenmaß (links) und dem Raumwinkel (rechts).

Für den räumlichen Fall kann man analog überlegen, welches Flächenstück A einer Kugeloberfläche S mit Radius R ($S = 4\pi R^2$) von einem Kegel ausgeschnitten wird, dessen Spitze im Mittelpunkt der Kugel liegt. Analog zu Gl. (18) gilt dann

$$\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{A}{S} \quad \text{bzw.} \quad \Omega = \frac{A}{R^2} \tag{19}$$

Für die Einheitskugel (mit $R = 1$) entspricht der Raumwinkel gerade dem Flächeninhalt des Stückes der Kugelfläche, die den Schnitt zwischen Raumwinkelbereich und Kugeloberfläche darstellt. Für kleine Winkel ist die Krümmung dieses Flächenstückes vernachlässigbar, und es ist näherungsweise zulässig, mit einer ebenen Fläche anstatt einer Kugelkappe zu rechnen. Analog zu Bogen und Sehne beim Kreis (Abb. 10 links) ersetzt man bei der Kugel die Kugelkappe durch deren Grundseite (siehe Abb. 10).

Zur genauen Aktivitätsbestimmung einer Probe muss man neben dem Raumwinkel des Detektors auch die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors für eine bestimmte Art von Strahlung kennen, d.h. die Wahrscheinlichkeit, dass ein in den Detektor eindringendes Teilchen überhaupt ein Zählereignis auslöst. Die Ansprechwahrscheinlichkeit variiert insbesondere für γ-Strahlung stark mit deren Energie und hängt außerdem noch von dem Detektormaterial und dem Detektorvolumen ab.

5. Versuchsdurchführung

Die radioaktiven Präparate, die bei diesem Versuch zum Einsatz kommen, besitzen geringe Aktivitäten und sind für den Unterrichtsgebrauch zugelassen. Trotzdem sollten Sie folgende Hinweise beachten:

- Vermeiden Sie es, in die unmittelbare Nähe der Öffnung der Halterung zu kommen, aus der die Strahlung austritt.
- Versuchen Sie nicht, die Präparate mit den Fingern oder Gegenständen zu berühren (Kontaminationsgefahr).
- Ein- und Ausbau der Präparate in die Halterungen ist Sache der Betreuerin/des Betreuers. Sollte ein Präparatewechsel notwendig werden, informieren Sie sie/ihn.

Sollten Fragen bezüglich des Strahlenschutzes aufkommen, wenden Sie sich bitte an die/den zuständigen Betreuerin/Betreuer.

Abb. 11: Aufbau für Messungen mit einem Geiger-Müller-Zählrohr.

Für die Versuche 5.1 bis 5.3 wird der in Abb. 11 dargestellte Aufbau benutzt. Das radioaktive Präparat befindet sich entweder halboffen an der einen Frontseite eines Stabes oder in einem strahlungsdurchlässigen Gefäß. Diese Präparateträger werden vom Betreuer/in in die Halter aus Kunststoff eingesetzt. Diese sind auf einer optischen Bank montiert. Einerseits gewährleistet das einen Schutz gegen Umkippen, andererseits kann die angebrachte Skala direkt für Abstandsmessungen benutzt werden. Durch ein Loch im Halter kann das Präparat Strahlung nach außerhalb abgeben. Auf einem zweiten Halter ist ein GMZ-Detektor angebracht.

Die sich gegenüberliegenden Stirnseiten der Halter für das Zählrohr wie auch für das radioaktive Präparat definieren beide nicht genau die Position des Zählrohrfensters bzw. der Präparatoberfläche. Die gemessenen Abstände sind daher entsprechend zu korrigieren. Einen schematischen Überblick verschafft dazu Abb. 12.

Nulleffekt

Als Nulleffekt (oder Nullrate bezogen auf die Zeit) wird die Anzahl von Zählimpulsen verstanden, die von der Messapparatur auch ohne Vorhandensein eines radioaktiven Präparats registriert wird. Sie rührt von den natürlichen und künstlichen radioaktiven Isotopen in unserer Umwelt und der kosmischen Strahlung her. Der Nulleffekt ist im Zeitablauf zufälligen Schwankungen unterworfen und hängt vom Ort (geographische Lage und Meereshöhe), dem Gebäude (Baustoffe, Abschirmung) ab. Der Nulleffekt sollte vor Beginn jeder Messreihe erfasst werden.

Zur Vermeidung von Verfälschungen durch den Nulleffekt ist eine Korrektur der gemessenen Zählergebnisse N bzw. der Zählrate Z mit $Z = N/T$ (T: Zähldauer) um den Nulleffekt N_0 bzw. die Nullrate Z_0 nötig.

5.1 Untersuchung der α-Strahlung von ^{241}Am

In diesem Versuchsteil sollen die Eigenschaften von α-Strahlung untersucht werden.

Da α-Teilchen feste Materie kaum durchdringen, muss bei dem folgenden Versuch die Schutzkappe vor dem GMZ-Fenster entfernt werden. Dadurch ist dieses aber nicht mehr vor mechanischen Beanspruchungen geschützt. Es ist daher darauf zu achten, das Fenster nicht zu berühren oder sonst irgendwie mechanisch zu belasten. Ein Loch oder Riss hat die Zerstörung des Zählrohres zur Folge (Kosten etwa 350 €).

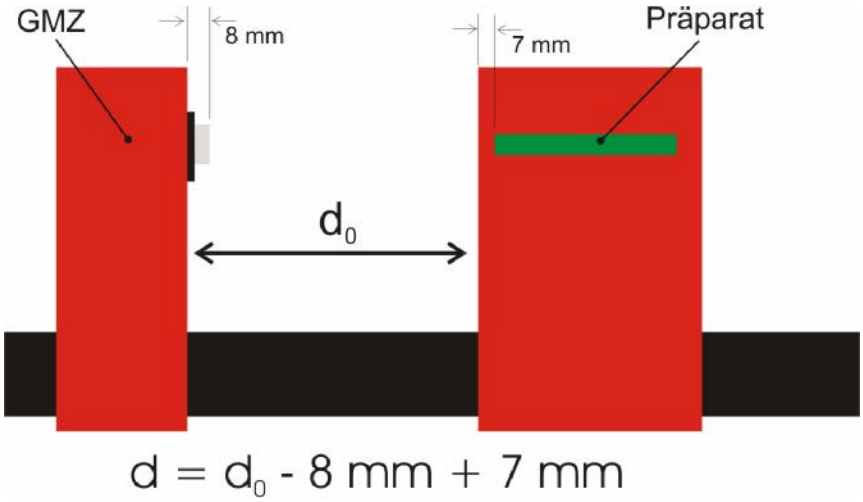


Abb. 12: Abstandsmaße für Messungen mit einem Geiger-Müller-Zählrohr.

Bestimmung der Reichweite von α-Strahlung

Wie bereits bei den unterschiedlichen Zerfallsarten ausgeführt wurde, besitzen α-Teilchen, die durch denselben Zerfallsprozess entstehen, identische kinetische Energien, sie sind monoenergetisch. Da die Wahrscheinlichkeit für Zusammenstöße mit Molekülen der Luft für alle α-Teilchen ebenfalls identisch ist, ergibt sich daraus eine im Mittel gleiche Entfernung, die die Teilchen durch Luft zurücklegen können.

Starten sie die Software für die Messwerterfassung „CASSYLab“. Als Messwertquelle wählen sie auf der schematischen Skizze des CASSY, die von dem Programm am Programmstart angezeigt wird, die Zählrohrbox an. Es stehen Ihnen nun zwei Modi zur Verfügung:

- Messung der Gesamtzahl N der Zählereignisse: jedes Ansprechen des Zählrohres erhöht den Wert der Größe N um eins. Ein Zurücksetzen auf null muss manuell erfolgen.

- Messung der Zählrate *R*: es wird die Anzahl der Zählereignisse innerhalb einer Sekunde gezählt. Nach der Erfassung dieses Wertes wird der Wert zurückgesetzt auf null und es wird neu gezählt.

Für die hier vorliegende Aufgabe ist der zweite Modus der geeignete. Entfernen Sie die Schutzkappe vor dem Zählrohrfenster. Präparat und Zählrohr werden nun einander gegenüber liegend auf der optischen Bank angeordnet. Unter Messparameter stellen Sie eine Messzeit von 60 s ein. Messen Sie so die Zählrate für einen Abstand von 25 mm. Verkleinern Sie dann den Abstand millimeterweise bis auf 10 mm. Beachten Sie die geometrischen Verhältnisse (siehe Abb. 12).

Wie Sie bereits nach der ersten Messung feststellen können, variiert die Zählrate nicht unerheblich, so dass für eine sinnvolle Messung der zeitliche Mittelwert über die 60 s Messzeit ermittelt werden muss (diese Funktion finden Sie im Kontextmenü der CASSYLab-Software). Notieren Sie sich diesen zeitlichen Mittelwert und den dazugehörigen Abstand. Nachdem Sie die Zählrate für alle Abstände bestimmt haben, werten Sie Ihre Ergebnisse direkt aus, indem Sie die Messdaten in der Software „Origin“ erfassen. Tragen Sie die Zählrate gegen den zugehörigen Abstand von Zählrohr und Präparat auf.

In der gemessenen Strahlung sind auch γ-Anteile enthalten, deren Schwächung längs der ausgemessenen Abstände vernachlässigt werden kann. Sie liefern einen abstandsunabhängigen Untergrund. Ziehen sie diesen Untergrund, den Sie bei großen Entfernungen (oder durch ein Blatt Papier zwischen Präparat und GMZ) messen können, von ihren Messwerten ab.

Man sollte erwarten, dass bei kleinen Abständen die α-Zählrate praktisch konstant ist (die Absorption monoenergetischer α-Strahlung erfolgt ja nicht nach einem Exponentialgesetz). Statt dessen werden Ihre Messwerte eine starke Abnahme zeigen. Dies liegt zum einen daran, dass nicht die Reichweite in Luft sondern im System „Luft/Zählrohrfenster“ gemessen wird. Längs ihres Weges sinkt die Geschwindigkeit der α-Teilchen, und da nach dem Reichweitengesetz, Gl. (5), auch die Reichweite im Fenster mit v^3 abnimmt, sinkt die Durchlässigkeit der Folie, wodurch bei größerem Abstand die langsamen Teilchen praktisch nicht mehr in das Zählrohr eindringen können.

Zum anderen ist die Abstandsabhängigkeit Ihrer Messwerte wesentlich durch den mit zunehmenden Abstand verringerten Raumwinkel, aus dem das Zählrohr Strahlung empfängt, bedingt. Berechnen Sie daher für jeden Abstand den Raumwinkel (wobei sie die Quelle als punktförmig annähern können) und dividieren Sie Ihre Messergebnisse durch diesen Raumwinkel. Die so erhaltenen Werte stellen sie grafisch gegen den Abstand dar. Bestimmen Sie daraus die Reichweite.

Messung der statistischen Verteilung

Wenn Sie die Messergebnisse des vorhergehenden Versuchsteils anschauen, so stellen Sie fest, dass die gemessenen Zählraten um den von Ihnen bestimmten Mittelwert eine deutlich merkliche Schwankung zeigen. Offenbar verläuft der Zerfall einer Substanz alles andere als gleichmäßig.

Wechseln sie die Ansicht der CassyLAB-Software in den Modus „Häufigkeitsverteilung“. Für jede einzelne Messung erhalten Sie hier die Information, wie häufig welcher Messwert innerhalb einer Messreihe vorgekommen ist. Markieren Sie einen maximalen Punkt jeweils in einer dieser Verteilungen bei kleinem (z.B. bei 12 mm) und bei großem Abstand (25 mm). Bestimmen Sie jeweils mit Hilfe der Software die Poisson-Verteilung zu der Messreihe, indem Sie nach Auswahl des entsprechenden Menüpunktes die Messwerte ähnlich wie bei der Mittelwertbildung markieren. Die Anzahl der Messwerte, der Mittelwert sowie die Streuung wer-

den nach der Bestimmung der Verteilung im Textfeld als Standardwert eingetragen und sind dort abrufbar. Vergleichen Sie die beiden Ergebnisse miteinander.

5.2 Untersuchung der β-Strahlung von ^{60}Co

Bestimmung der Absorptionsskonstanten von β-Strahlung in Polymeren und Aluminium

In diesem Teil wird das Schwächung von β-Strahlung durch Materie gemessen. Anders als α-Teilchen besitzen β-Teilchen aus einem radioaktiven Zerfall in der Regel alle unterschiedliche kinetische Energien. Daher ist einsichtig, dass die Reichweite von β-Teilchen qualitativ eine andere ist als bei α-Teilchen. Die Absorption polyenergetischer β-Strahlung folgt annähernd einem Exponentialgesetz

$$N(x) = N(0)e^{-Kx} \tag{20}$$

wobei $N(0)$ und $N(x)$ die Zählraten der β-Teilchen vor und hinter einem Absorber der Dicke x bedeuten. K ist die Absorptions- oder Schwächungskonstante; ihr Kehrwert $\delta = K^{-1}$ wird als mittlere Reichweite bezeichnet. δ gibt die Absorberdicke an, in der N auf den e-ten Teil von $N(0)$ abgefallen ist. Ursachen für das (fast) exponentielle Abklingen sind zum einen die verschiedenen Reichweiten der β-Teilchen unterschiedlicher Energie im Strahl und zum anderen die Ablenkung des β-Teilchen bei Wechselwirkungen mit Absorberatomen aus der geradlinigen Richtung heraus, so dass diese nicht mehr in das Fenster des GMZ einfallen. Aufgrund der geringen Masse der β-Teilchen passiert das viel häufiger als bei den schweren α-Teilchen, deren Flugrichtung sich so gut wie nicht ändert.

^{60}Co emittiert sowohl β- als auch γ-Strahlung. Die γ-Strahlen werden wesentlich weniger absorbiert als die β-Strahlen. Da die Empfindlichkeit des GMZ für γ-Strahlen wesentlich geringer ist als die für β-Strahlung, stört dieser Anteil die Messung nur in vernachlässigbarem Maße.

- Messen Sie die Zählrate bei 2 cm Abstand zwischen Probenhalter und GMZ (Zähldauer: 60 s).
- Wiederholen Sie die Messung, platzieren Sie allerdings vor die Austrittsöffnung des Probenhalters eine oder mehrere Plastikfolien. Durch Kombination mehrerer Folien lassen sich unterschiedliche Dicken zwischen 0,1 mm und 2 mm realisieren.
- Tragen Sie halblogarithmisch die Anzahl Messereignisse $N_{Mess}(x)$ gegen die Dicke der Absorberschicht x auf und ermitteln Sie daraus die Absorptionskonstante für das Plastikmaterial. Verwenden Sie als Messwert jeweils den Mittelwert aus 3 Einzelmessungen und geben Sie eine Fehlerabschätzung an.
- Wiederholen sie die Messungen, verwenden Sie als Absorbermaterial nun aber Aluminium (Schichtdicke: 1 mm bis 12 mm).
- Vergleichen Sie qualitativ die aus den Schwächungskonstanten folgenden mittleren Reichweiten mit den aus dem Versuch 5.1 ermittelten Reichweiten von α-Strahlung. Was lässt sich daraus bezüglich der Schädlichkeit von β-Strahlung für Organismen folgern? Wie kann man sich gegen von außen kommende β-Strahlung schützen? Wie dick muss eine Plastik-Abschirmung sein, um die β-Strahlung von ^{60}Co bis auf 0,1% abzuschirmen?

5.3 Untersuchung eines Cs-Ba-Mutter-Tochter-Präparates

Wie bereits in den Grundlagen vorgestellt wurde, liegen Kerne nach einem radioaktiven Zerfall in aller Regel in einer angeregten Form vor. Ähnlich wie bei den Elektronen wird die in dieser Anregung steckende Energie durch Emission von Photonen frei, wenn das System in

den Grundzustand zurückkehrt. Im Falle der Kerne ist die Lebensdauer dieser Anregungen oft deutlich länger als in Atomen.

Bei dem zu untersuchenden System handelt es sich um ^{137}Cs, das über einen metastabilen Zwischenzustand in ^{137}Ba zerfällt (Abb. 13).

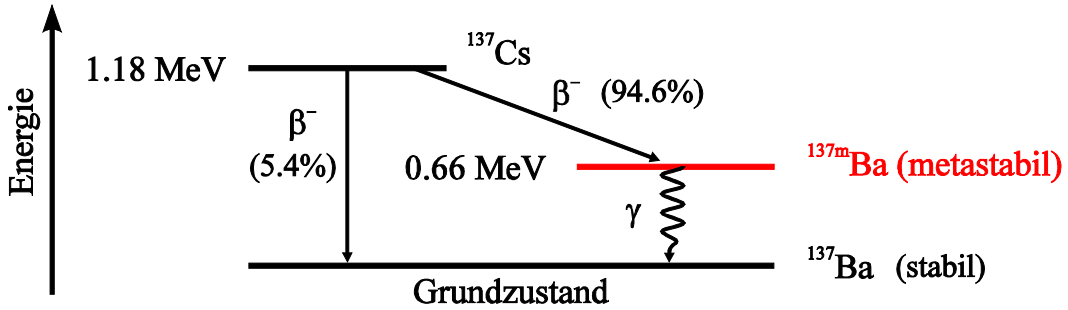


Abb. 13: Termschema für den β-Zerfall von ^{137}Cs. Die Energieskala ist Null im Grundzustand. Ausgehend vom Ausgangskern zerfällt das Isotop entweder zu ^{137}Ba (zu 5,4%) oder der Zerfall läuft über den angeregten Zwischenzustand ^{137m}Ba des Bariums 0,66 MeV oberhalb des Grundzustands ab (zu 94,6%).

Das Isotop ^{137m}Ba mit einer Halbwertszeit von wenigen Minuten wird in einem „Isotopengenerator“, der ^{137}Cs enthält, ständig produziert. Das metastabile ^{137m}Ba besitzt zur Ausgangssubstanz Cs unterschiedliche chemische Eigenschaften. Deswegen kann man mit Hilfe einer entsprechenden Lösung die Ba-Kerne aus dem Isotopengenerator ausspülen, „eluieren“ genannt. Im Generator bleibt danach lediglich das für die Lösung unlösliche Cäsiumsalz zurück, welches bei nachfolgenden Zerfällen wieder Barium produziert. Die metastabilen Kerne des Barium befinden sich nach der Eluierung in der produzierten Lösung.

- Bestimmen Sie den Nulleffekt im GM-Zähler ohne radioaktives Präparat. Betreiben Sie das Zählrohr im Modus, der Ihnen die absolute Anzahl von Zählereignissen liefert. Stellen Sie in den Messeinstellungen die Messzeit auf 10 s ein und wählen Sie eine Zeitauflösung von 100 µs. Führen Sie eine Serie von etwa 50 Einzelmessungen durch. Stellen Sie die Häufigkeitsverteilung als Balkendiagramm dar. Bestimmen Sie Mittelwert und Standardabweichung und überprüfen Sie die Gültigkeit von Gl. (15).

Für die Bestimmung der Halbwertszeit von ^{137m}Ba bleibt Ihnen nach der Produktion der Lösung nicht viel Zeit. Sie sollten mit der nachfolgend beschriebenen Messung daher beginnen, sobald der Betreuer/die Betreuerin die ^{137m}Ba-Lösung hergestellt und in den Präparatehalter eingesetzt hat.

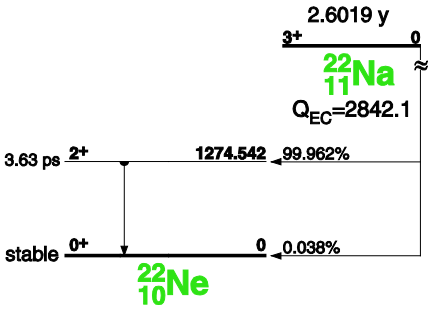
- Bringen Sie Präparat- und Zählrohrhalter möglichst dicht zusammen, um eine gute Intensität für Ihre Messung zu bekommen. Achten Sie darauf, dass die Schutzkappe auf das Zählrohrfenster aufgesetzt ist.
- Betreiben Sie das Zählrohr in diesem Versuch nicht in dem Modus, der ihnen die aktuelle Zählrate liefert, sondern betreiben Sie es im Modus, der ihnen die absolute Anzahl von Zählereignissen liefert. Wählen Sie einen Messbereich von 700 aus.
- Stellen Sie in den Messeinstellungen die Messzeit auf 10 s ein und wählen Sie eine Zeitauflösung von 100 µs. Aktivieren Sie außerdem die Option „neue Messreihe anhängen“.
- Lassen Sie die Einstellungen vom Betreuer/von der Betreuerin noch einmal überprüfen. Da der Isotopengenerator immer eine gewisse Zeit benötigt (etwa 20 min), bis er noch

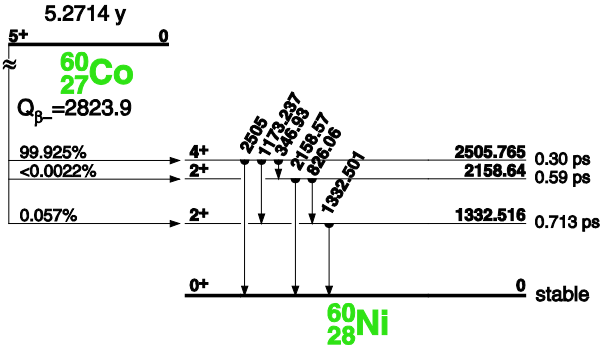
einmal verwendet werden kann, und weil falsche Einstellungen den Abbruch einer Messung fast zwangsläufig bedingen, ist eine Kontrolle sinnvoll und spart im Zweifel Zeit.

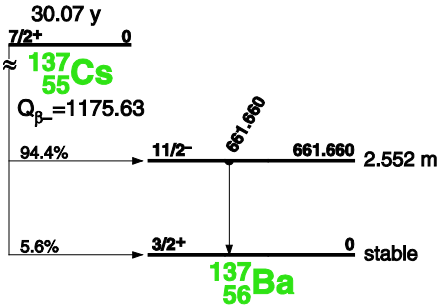
- Nehmen Sie eine Stoppuhr zur Hand.
- Starten Sie eine Messung gleichzeitig mit der vorhandenen Stoppuhr.
- Haben Sie alles richtig gemacht, endet die Messwerterfassung der Cassy-Software nach10 s.
- Nach weiteren 20 s starten sie eine weitere Messung, die wiederum nach 10 s abbricht.
- Wiederholen Sie diesen Vorgang für eine Gesamtdauer von 10 Minuten. Sie erhalten dadurch alle 30 s für jeweils 10 s die Anzahl der Messereignisse des Zählrohres.
- Zuletzt bestimmen Sie aus der Differenz zwischen der Anzahl der Zählereignisse jeweils am Anfang und zum Ende eines 10 s-Intervalls die Anzahl der Detektionen innerhalb von 10 s. Daraus folgt die Aktivität der Probe für jedes der einzelnen 10 s-Intervalle innerhalb der 10 Minuten.

Tragen Sie die Probenaktivität gegen die Zeit auf (mit Origin) und korrigieren Sie auf den Nulleffekt. Erzeugen Sie einen exponentiellen Fit Ihrer Messdaten nach Gl. (10) und bestimmen Sie daraus die Zerfallskonstante und die Halbwertszeit des Nuklids ^{137m}Ba.

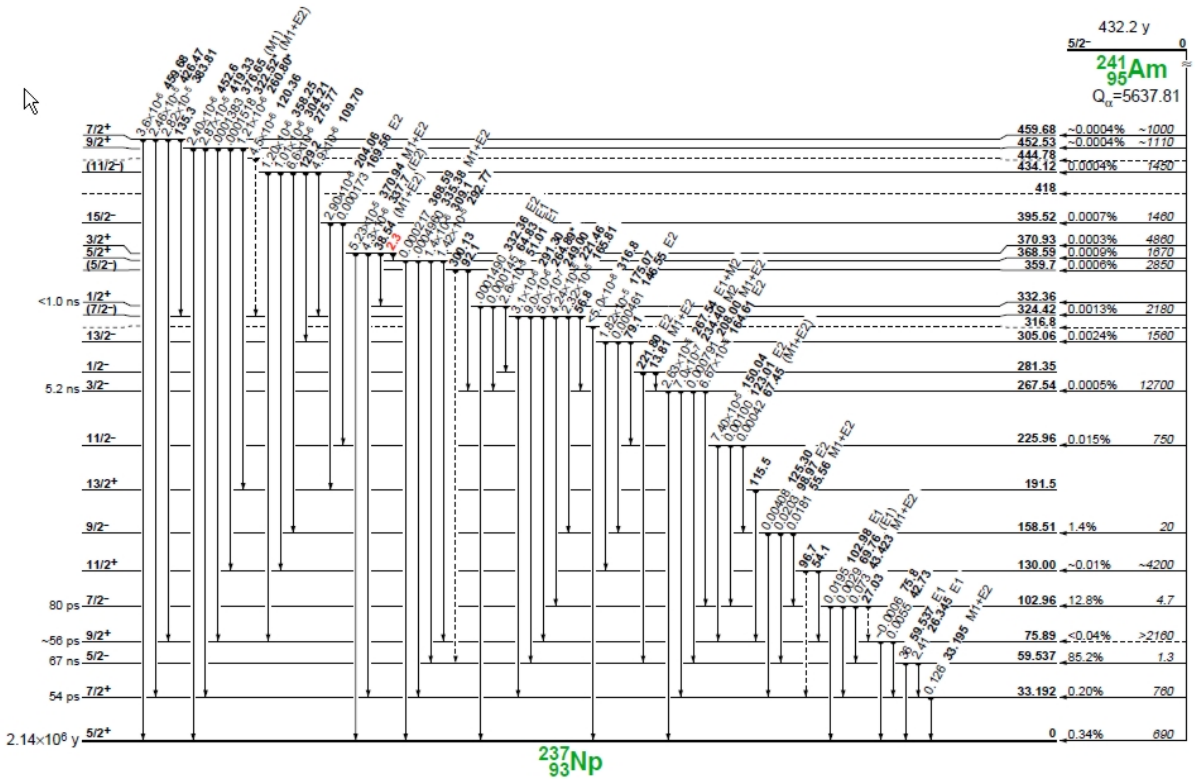
6. Zerfalls-Diagramme der radioaktiven Isotope







… und hier das wirklich komplizierte (und nicht mal vollständige) Zerfalls-Diagramm von ^{241}Am:



Alle Energieangaben sind in „keV“.

Quelle: R.B. Firestone, *Table of Isotopes* (8th ed., Wiley-Interscience, New York 1996).