

# Physikalisches Grundpraktikum für Physiker/innen

## Teil I

### Radioaktivität



WWW-Adresse Grundpraktikum Physik: <http://grundpraktikum.physik.uni-saarland.de/>

**Kontaktadressen der Praktikumsleiter:**

Dr. Manfred Deicher  
Zimmer: 1.11, Gebäude E 2.6  
e-mail: [manfred.deicher@tech-phys.uni-sb.de](mailto:manfred.deicher@tech-phys.uni-sb.de)  
Telefon: 0681/302-58198

Dr. Patrick Huber  
Zimmer: 3.23, Gebäude E2.6  
e-mail: [p.huber@physik.uni-saarland.de](mailto:p.huber@physik.uni-saarland.de)  
Telefon: 0681/302-3944

## 1. Stoffgebiet

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

## 2. Literatur

- P.A. Tipler, G. Mosca, *Physik*  
2. Auflage (Elsevier, München 2004) Kap. 40
- A.C. Melissinos, J. Napolitano, *Experiments in Modern Physics*  
2. ed. (Academic Press, Amsterdam 2003) p. 295
- H.-J. Eichler, H.-D. Kronfeldt, J. Sahn, *Das Neue Physikalische Grundpraktikum*  
2. Aufl. (Springer, Berlin 2006) S. 507
- Strahlenschutzverordnung – StrlSchV  
BGBl. I Nr. 38 S. 1714 und BGBl. I Nr. 55 S. 2618
- Bundesamt für Strahlenschutz, *Umweltradioaktivität und Strahlenbelastung*  
<http://www.bfs.de/bfs/druck/uus>

### 3. Fragen

1. Was bedeutet die Angabe  ${}^{226}_{88}\text{Ra}$  . ? 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. Zur Strahlungsmessung (Dosimetrie) werden die Größen „Aktivität“, „Energiedosis“ und „Äquivalentdosis“ benutzt. Wie sind diese Größen definiert und in welchen Einheiten werden sie gemessen?
4. Wie ändert sich die Aktivität eines radioaktiven Präparates mit der Zeit? Was versteht man unter einem „radioaktiven Gleichgewicht“?
5. Definieren Sie die Begriffe „(elektronische) Anregung eines Atoms“, „Ionisation“ und „Rekombination“.
6. Mit welcher Geschwindigkeit verlässt ein  $\alpha$ -Teilchen einen  ${}^{226}\text{Ra}$ -Kern, wenn ihm dabei infolge der Änderung der Bindungsenergie im Kern eine Energie von 4,7 MeV mitgegeben wird?
7. Wieso erfolgt die Schwächung (monoenergetischer)  $\alpha$ -Strahlung nicht nach einem exponentiellen Absorptionsgesetz?
8. 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?
9. Beschreiben Sie den prinzipiellen Aufbau eines Geiger-Müller-Zählers und eines Szintillationszählers.
10. Wieso sind mit dem Szintillationszähler energieaufgelöste Messungen möglich, nicht jedoch mit dem Geiger-Müller-Zähler?

## 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

#### *a-Zerfall*

Beim  $\alpha$ -Zerfall geht ein Mutterkern mit der Ordnungszahl  $Z$  und der Massenzahl  $A$  unter Emission eines  ${}^4\text{He}$ -Kerns, des  $\alpha$ -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

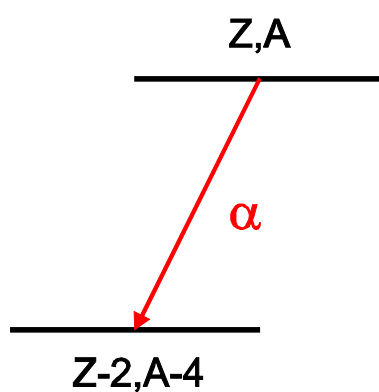


Abb. 1: Der  $\alpha$ -Zerfall.

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  $\alpha$ -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

$$Q = [M(Z, A) - M(Z - 2, A - 4) - M({}^4_2\text{He})]c^2 \quad (2)$$

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

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

$$E_{kin}(a) + E_{kin}(Y) = Q \quad (3)$$

Mit dem Impulssatz ergibt sich dann

$$E_{kin}(a) = Q \frac{m_Y}{m_Y + m_a} \quad (4)$$

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

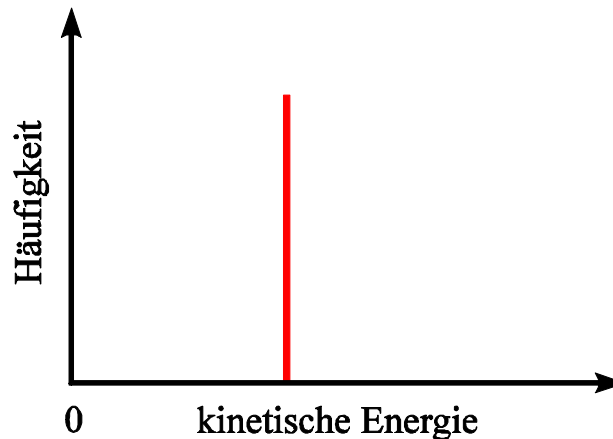


Abb. 2: Energiespektrum von  $\alpha$ -Teilchen.

Wegen ihrer relativ großen Masse und Geschwindigkeit werden  $\alpha$ -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  $R$ :

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

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

### ***b*-Zerfall**

Unter dem  $\beta$ -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  $\beta$ -Zerfällen.

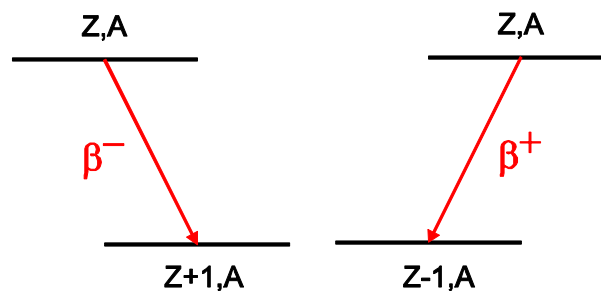


Abb. 3:  $\beta^-$  (links) und  $\beta^+$ -Zerfall (rechts).

Beim  $\beta^-$ -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:

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

Beim  $\beta^+$ -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

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

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.

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

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

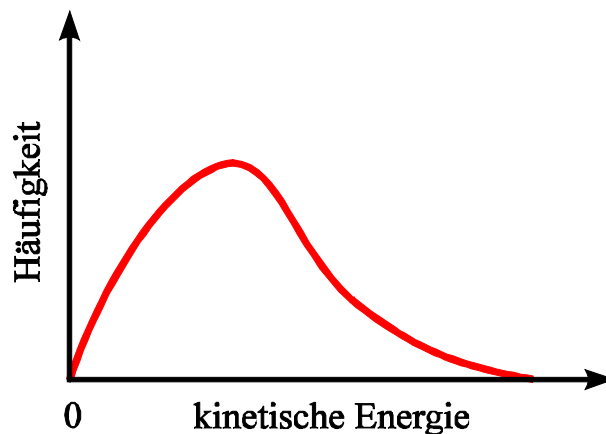


Abb. 4: Energiespektrum von  $\beta$ -Teilchen.

Misst man die Energie der beim  $\beta^-$  oder  $\beta^+$  emittierten Teilchen, stellt man im Unterschied zum  $\alpha$ -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  $\beta$ -Zerfällen noch ein weiteres Teilchen emittiert wird, das 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  $\beta$ -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.

### ***g*-Zerfall**

Der  $\gamma$ -Zerfall tritt in Verbindung mit dem  $\alpha$ - und  $\beta$ -Zerfall auf, falls die Übergänge zu einem angeregten Zustand des Tochterkerns führen. Der Tochterkern gibt dann diese Anregungsenergie durch Emission von  $\gamma$ -Strahlung ab.  $\gamma$ -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  $\gamma$ -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  $dn$  der sich in einem Präparat im Zeitintervall zwischen  $t$  und  $t+dt$  umwandelnden Kerne hängt von der Zahl der Kerne eines Radionuklids ab. Je mehr Kerne vorhanden sind, umso wahrscheinlicher ist es, dass einer davon zerfällt.

$$dn = -I n(t)dt \quad (9)$$

$I$  ist die als Zerfallskonstante bezeichnete Proportionalitätskonstante. Ihr Kehrwert  $t = 1/I$  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

$$n(t) = n_0 e^{-I t} = n_0 e^{-\frac{t}{t}} \quad (10)$$

Üblicherweise verwendet man nicht die mittlere Lebensdauer  $t$  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.

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

Nach Einsetzen in Gl. (10) ergibt sich

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{I} = t \ln 2 \quad (12)$$

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 |
|-------------------------|-------------------|---------------|
| ${}^{14}_6\text{C}$     | $\beta^-, \gamma$ | 5730 a        |
| ${}^{59}_{26}\text{Fe}$ | $\beta^-, \gamma$ | 44,5 d        |

|                        |                     |         |
|------------------------|---------------------|---------|
| $^{131}_{53}\text{I}$  | $\beta^{-}, \gamma$ | 8 d     |
| $^{60}_{27}\text{Co}$  | $\beta^{-}, \gamma$ | 5,3 a   |
| $^{137}_{55}\text{Cs}$ | $\beta^{-}, \gamma$ | 30 a    |
| $^{226}_{88}\text{Ra}$ | $\alpha, \beta^{-}$ | 1620 a  |
| $^{24}_{11}\text{Na}$  | $\beta^{-}, \gamma$ | 0,6 d   |
| $^{22}_{11}\text{Na}$  | $\beta^{+}, \gamma$ | 2,6 a   |
| $^{90}_{38}\text{Sr}$  | $\beta^{-}$         | 28,8 a  |
| $^{32}_{15}\text{P}$   | $\beta^{-}$         | 14,3 d  |
| $^{239}_{94}\text{Pu}$ | $\alpha, \gamma$    | 24110 a |
| $^{241}_{95}\text{Am}$ | $\alpha, \gamma$    | 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 angegeben 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, die Poisson-Verteilung.

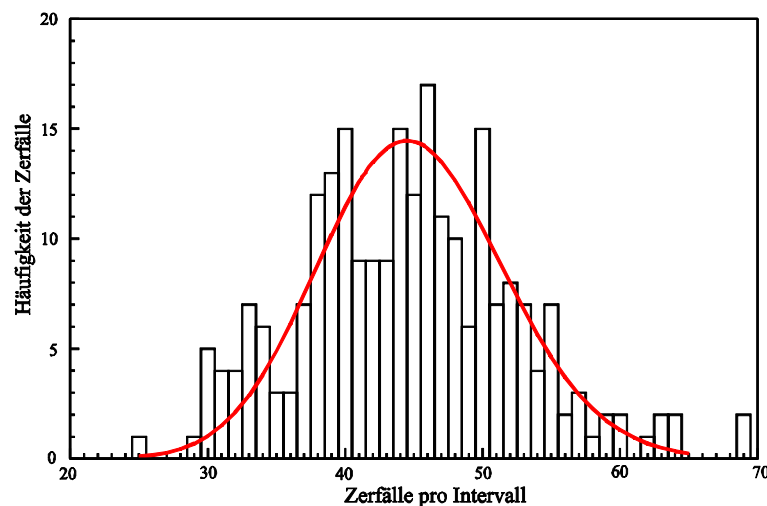


Abb. 5: Histogramm der Zählratenverteilung beim Radioaktiven Zerfall. Die rote Linie zeigt die zugehörige Poisson-Verteilung.

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



$$\bar{N} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n N_i \quad (13)$$

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

$$s^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (N_i - \bar{N})^2 \quad (14)$$

Die Wurzel aus der Varianz, die Standardabweichung  $s$ , 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.

$$s^2 = \bar{N} \quad \text{oder} \quad s = \sqrt{\bar{N}} \quad (15)$$

Für genügend große Zählergebnisse (Mittelwert  $\bar{N} > 20$ ) lässt sich die Poisson-Verteilung gut durch eine Normal- bzw. Gauß-Verteilung (Gl. (16)) annähern. Die Häufigkeit,  $P(N)$ , mit der die Ereigniszahl  $N$  (Zerfälle pro Intervall) eintritt, ist dann gegeben durch

$$P(N) = \frac{1}{s\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{N-\bar{N}}{s}\right)^2} \quad (16)$$

#### 4.4 Neutronenaktivierung

Neben den Reaktionsprozessen von Atomkernen durch spontane Umwandlung durch  $\alpha$ - oder  $\beta$ -Emission gibt es auch Nuklide, die sich mit spontaner Neutronenemission ( $n$ ) umwandeln. Eine Umkehrung der ersten beiden Prozesse ist wegen der starken abstoßenden Coulomb-Wechselwirkung der Teilchen mit dem positiven Atomkern nur möglich, wenn die Teilchen extrem hohe kinetische Energie mitbringen, wie sie für radioaktive Umwandlungen typisch sind und auch in Beschleunigungsanlagen erzeugt werden können. Anders verhält es sich mit  $n$ -Umwandlungen. Da Neutronen ungeladen sind, entfallen Coulomb-Wechselwirkungen, so dass auch langsame  $n$  bis zum Kern vordringen können. Nur wenn ihre kinetische Energie niedrig ist, können sie vom Kern leicht eingefangen werden. Infolge der durch den Einfang erhöhten Neutronenzahl entstehen dadurch zumeist instabile Nuklide, die weiteren spontanen Kernprozessen unterworfen sind, insbesondere  $\alpha$ - oder  $\beta$ -Zerfällen. Man spricht dann von „neutroneninduzierter Radioaktivität“ oder „Neutronenaktivierung“ und von künstlicher Radioaktivität, da die radioaktiven Nuklide zumeist nicht in natürlichen radioaktiven Zerfallsreihen und damit auch nicht in der Natur vorkommen. Handelt es sich dabei um sehr schwere Kerne mit großer Massenzahl, so können diese durch den Einfang von Neutronen in Bruchstücke auseinanderfallen (Kernspaltung). Beispiele für diesen Prozess sind die in Kernreaktoren zur Energiegewinnung ausgenutzte Spaltung von  $^{235}\text{U}$  oder  $^{239}\text{Pu}$ .

Entstehen durch  $n$ -Einfang radioaktive Aktivierungsprodukte, so können diese anhand ihrer charakteristischen Strahlung und Halbwertszeit identifiziert werden und damit auch der ursprüngliche stabile Kern, der das Neutron eingefangen hat. Technisch wird dieser Prozess zur Bestimmung von Spurenelementen und Verunreinigungen in Materialien benutzt (Neutronenaktivierungsanalyse (NAA)). Die NAA ist wesentlich empfindlicher als eine chemische Analyse, je nach nachzuweisendem Element und der eingesetzten Neutronenquelle liegt die Nachweisgrenze zwischen  $10^{-6}$  g und  $10^{-11}$  g.

Beim Aktivierungsvorgang werden während der Zeit  $dt$

$$dn_a = a dt \quad (17)$$

aktive Kerne erzeugt.  $a$  ist eine für die Aktivierungswahrscheinlichkeit charakteristische Konstante. Sie hängt ab von der Anzahl der aktivierbaren Kerne, dem Neutronenstrom (Anzahl einfallender Neutronen pro Querschnittsfläche und Zeit) und der Wahrscheinlichkeit (dem „Wirkungsquerschnitt“) für die Reaktion des Neutrons mit dem Kern.

In der gleichen Zeit  $dt$  zerfallen nach Gl. (9)

$$dn_z = -I n(t) dt = -\frac{n(t)}{t} dt \quad (18)$$

Kerne, wobei  $n(t)$  die Anzahl der vorhandenen aktivierten Kerne angibt.  $I$  ist die für den Zerfall charakteristische Zerfallskonstante. Damit erhält man nach der Zeit  $dt$

$$dn = \left( a - \frac{n(t)}{t} \right) dt \quad (19)$$

aktivierte Kerne. Nach der gesamten Aktivierungszeit  $t_a$  ergibt sich die Gesamtzahl der aktivierten Kerne:

$$N(t_a) = at \left( 1 - e^{-\frac{t_a}{t}} \right) \quad (20)$$

Mit zunehmendem  $t_a$  stellt sich ein Gleichgewicht zwischen erzeugten und zerfallenden Kernen ein (siehe Abb. 6). Als Faustregel wird diese Sättigung nach einer Aktivierungsdauer von größer als der sechsfachen Halbwertszeit des erzeugten Isotops erreicht.

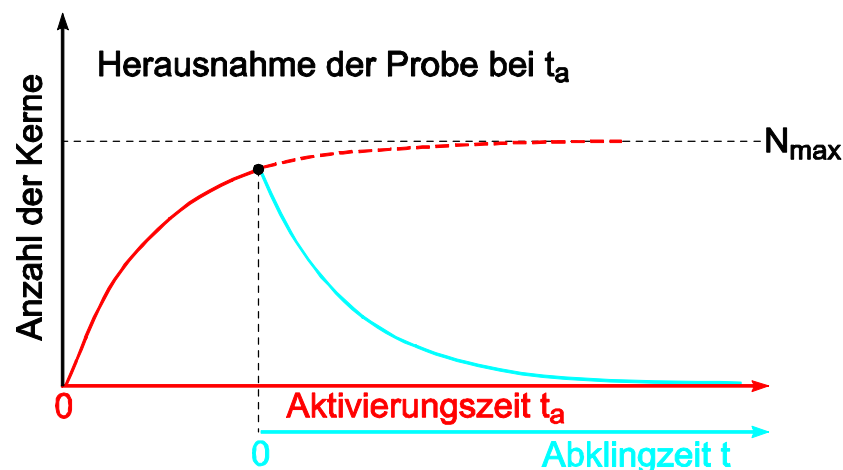


Abb. 6: Anzahl der durch die Aktivierung erzeugten Kerne als Funktion der Zeit. Zum Zeitpunkt  $t_a$  wird die Aktivierung beendet.

Nach der Aktivierung wird mit einem Detektor die Zahl der zerfallenen Kerne registriert:

$$N(t) = N(t_a) \left( 1 - e^{-\frac{t}{t}} \right) \quad (21)$$

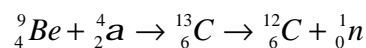
Gemessen wird die Zerfallsrate  $R$  zur Zeit  $t$  gemittelt über ein Zeitintervall („Gatezeit“)  $\Delta t_g$ . Durch Differenzieren und Integrieren erhält man

$$R = \frac{d\bar{N}}{dt} = \frac{1}{\Delta t_g} \int_t^{t+\Delta t_g} \frac{N(t_a)}{t} e^{-\frac{t'}{t}} dt' = \frac{N(t_a)}{\Delta t_g} \left( 1 - e^{-\frac{\Delta t_g}{t}} \right) e^{-\frac{t}{t}} = R_0 e^{-\frac{t}{t}} \quad (22)$$

Es genügt also, analog zu Gl. (10) die Zerfallsrate  $R$  zu messen und eine Exponentialfunktion anzupassen, um ein Maß für die aktivierten Kerne und die Zerfallskonstante des Isotops zu erhalten.

Wichtig ist die Wahl einer geeigneten Gatezeit  $\Delta t_g$ . Wählt man  $\Delta t_g$  zu klein, so erhält man große statistische Fehler für  $R$ . Ist hingegen  $\Delta t_g$  zu groß, etwa in der Größe von  $t$ , hängen das ermittelte  $t$  bzw.  $I$  scheinbar von  $\Delta t_g$  ab und dies führt zu einem systematischen Fehler der Messung.

Die hier benutzte Neutronenquelle ist ein „Radium-Beryllium-Generator“:  $^{226}\text{Ra}$  zerfällt zu  $^{222}\text{Rn}$  unter Emission hochenergetischer  $\alpha$ -Teilchen. Ein kleiner Teil der emittierten  $\alpha$ -Teilchen wird von Beryllium-Kernen eingefangen, wobei ein instabiles C-Isotop entsteht. Dieses wandelt sich unter Emission eines Neutrons in das stabile Isotop  $^{12}\text{C}$  um:



Dabei entstehen schnelle Neutronen mit einem Energiespektrum von 5 MeV bis 13 MeV. Diese kinetische Energie ist allerdings viel zu hoch, so dass die Neutronen für die Aktivierung abgebremst werden müssen, man spricht von Moderation. Dies geschieht durch Paraffin, das zum größten Teil aus Wasserstoff besteht. Da der Wasserstoffkern eine ähnliche Masse hat wie ein Neutron und der größte Energieübertrag und damit die größte Verlangsamung bei Stößen von Teilchen gleicher Masse erfolgt, ist Wasserstoff ein sehr guter Moderator für Neutronen. Die Neutronen erreichen schließlich thermische Energien von etwa 0,025 eV, dies entspricht einer Geschwindigkeit von etwa 2200 m/s.

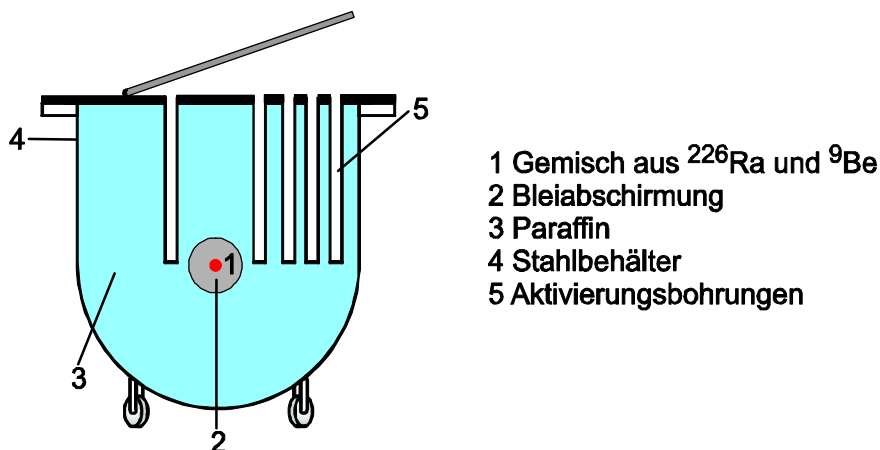


Abb. 7: Aufbau des Radium-Beryllium-Generators zur Erzeugung thermischer Neutronen.

Abb. 7 zeigt den Aufbau der Neutronenquelle. Ein Gemisch von  $^{226}\text{Ra}$  (259 Mbq) und  $^9\text{Be}$  befindet sich im Zentrum des Stahlbehälters innerhalb einer Bleiabschirmung. Das Blei dient zur Abschirmung der bei den Prozessen entstehenden  $\alpha$ - und  $\gamma$ -Strahlung, so dass die  $\gamma$ -Dosisleistung außerhalb des Behälters unter die gesetzlich zulässige Grenze reduziert wird.

Der Rest des Stahlbehälters ist zur Moderation der Neutronen mit Paraffin gefüllt, in dem sich Bohrungen zur Aufnahme der zu aktivierenden Materialien befinden. Die Quelle liefert rund 100 000 langsame Neutronen pro s.

#### 4.5 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  $\alpha$ -Teilchen ist das Geigersches Reichweitengesetz (Gl. (5)).

Falls  $\beta^+$ -Teilchen (Positronen) bei einem Zerfall emittiert werden, begegnen die Positronen entweder 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  $\gamma$ -Quanten mit einer Energie von je 512 keV. Diese Energie entspricht gerade der Ruhemasse des Elektrons bzw. des Protons.

##### *g-Strahlung*

Im Gegensatz zu geladenen Teilchen ionisiert  $\gamma$ -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  $\gamma$ -Strahlung ermöglichen.

Im Unterschied zu geladenen Teilchen verliert  $\gamma$ -Strahlung in Materie Intensität, aber die Photonen, die durchkommen, haben keine Energie verloren. Gegen  $\gamma$ -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

$$I = I_0 e^{-md} \quad (23)$$

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

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

#### 4.6 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, dass 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  $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$ .

#### *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  $[H] = 1 \text{ Sv} = 1 \text{ Sievert}$  angegeben. Der Qualitätsfaktor ist 1 für  $\gamma$ -Strahlung und 20 für  $\alpha$ -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  $0,27 \mu\text{Sv/h}$ ).

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 $^{40}\text{K}$ und $^{14}\text{C}$ . |
| 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  |

#### 4.7 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

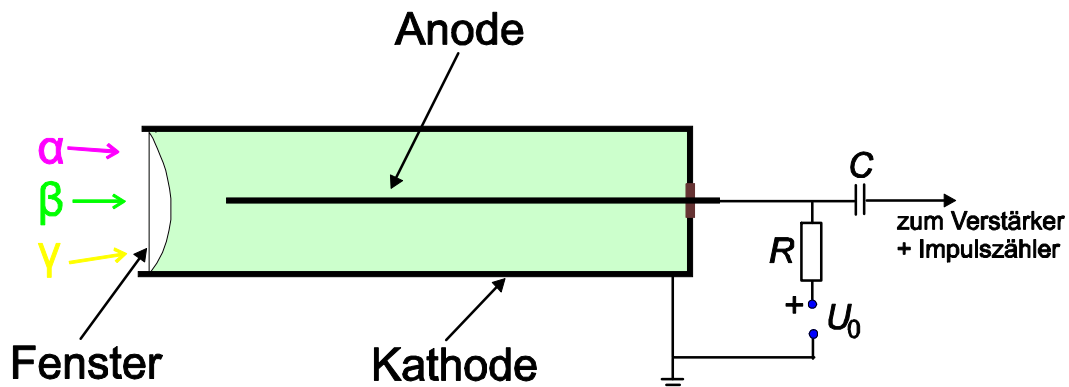


Abb. 8: Schematische Darstellung eines Geiger-Müller-Zählrohres.

Beim Geiger-Müller-Zählrohr (GMZ) (Abb. 8) 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  $\beta$ -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.

Die ionisierende Wirkung, die die Strahlung hat, ist abhängig von der Energie und der Art der Strahlung.  $\alpha$ -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:

$$N_W = \frac{N_Z}{1 - N_Z t^*} \quad (24)$$

Die hier verwendeten Zählrohre haben eine Totzeit von ca.  $100 \mu\text{s}$ , so dass sie nur für kleine bis mittlere Zählraten geeignet sind. Sie registrieren  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlung gleichermaßen gut. Die Zählrohre registrieren auch  $\gamma$ -Strahlung, allerdings erzeugt nur etwa jedes hundertste einfallende Photon ein Ionenpaar, woraus sich eine nur geringe Empfindlichkeit für  $\gamma$ -Strahlung ergibt.

### Szintillationsdetektor

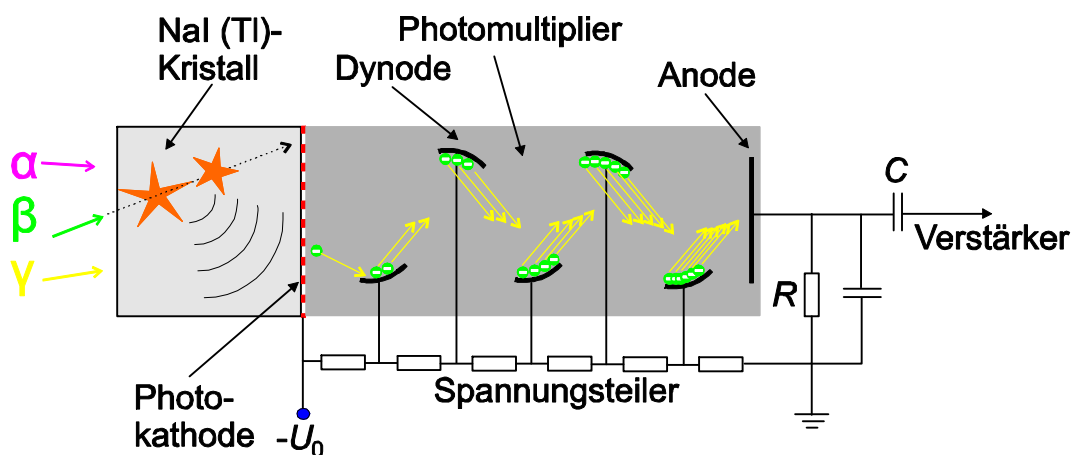


Abb. 9: Schematische Darstellung eines Szintillationsdetektors.

Die Abnahme der Intensität von  $\gamma$ -Strahlung durch Absorption in Materie wird durch Gl. (23) 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 (NaI, ZnS, Anthrazen) 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  $\gamma$ -Quant erzeugten freien Elektronen. Solche Szintillatoren können zur Detektion von radioaktiver Strahlung benutzt werden.

In einem Szintillationsdetektor werden die erzeugten Lichtblitze mit Hilfe eines Sekundärelektronenvervielfachers („Photomultiplier“) in ein messbares elektrisches Signal umgesetzt. Abb. 9 zeigt den Aufbau eines Szintillationsdetektors, bestehend aus einem mit Tl dotierten NaI-Kristall und einem Photomultiplier.

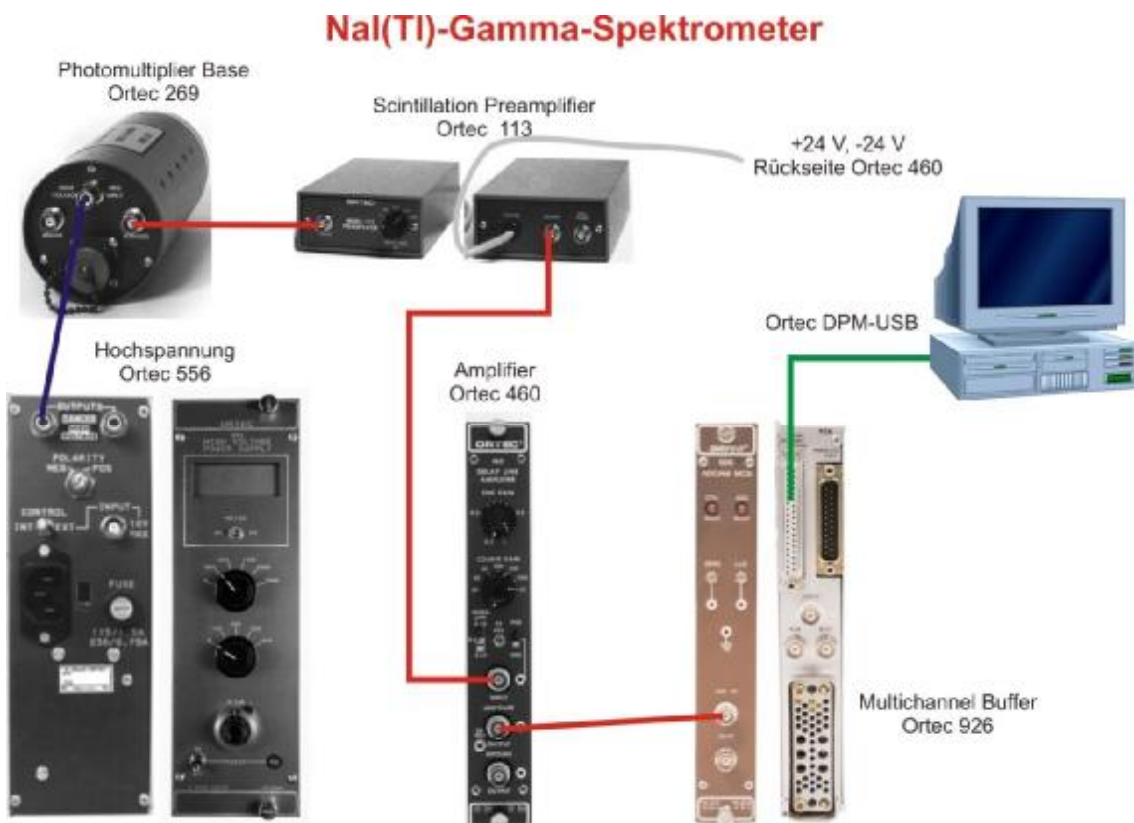


Abb. 10: Aufbau des NaI(Tl)-Gamma-Spektrometers.

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 entstehende Strom- bzw. Spannungspuls ist proportional zur Energie des ursprünglich absorbierten  $\gamma$ -Quants (oder auch  $\alpha$ - oder  $\beta$ -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 des hier verwendeten Szintillations-Zähler-Systems beträgt wenige  $\mu\text{s}$ , 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  $\gamma$ -Strahlung wesentlich erhöht.

In Abb. 10 ist der Aufbau des kompletten Szintillations-Spektrometers dargestellt. Die „Photomultiplier Base“ beinhaltet den Spannungsteiler und alle Anschlüsse für den Photomultiplier. Der Spannungsteiler wird über die Hochspannungsversorgung mit einer negativen Spannung von  $-1400\text{ V}$  versorgt. Das Ausgangssignal des Photomultipliers wird mit zwei Verstärkern (Preamplifier und Amplifier) auf eine Signalhöhe im Bereich zwischen  $0\text{ V}$  und  $10\text{ V}$  verstärkt. Das verstärkte Signal wird dann im „Multichannel Buffer“ mit einem Analog-Digital-Konverter mit einer Auflösung von 13 Bit entsprechend 8192 Spannungsintervallen digitalisiert und in einem Histogrammspeicher abgespeichert. Dieser Speicher enthält nun das „Energiespektrum“ der Messung und kann zu einem PC übertragen und analysiert werden.

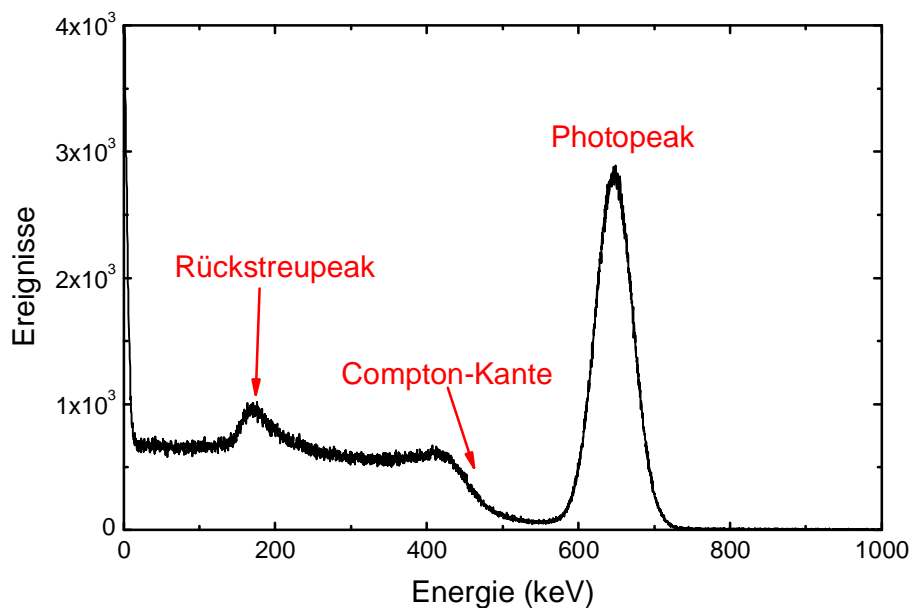


Abb. 11:  $\gamma$ -Spektrum gemessen mit NaI(Tl)-Spektrometer.

Abb. 11 zeigt ein mit diesem Spektrometer aufgenommenes Energiespektrum für ein Radionuklid, das  $\gamma$ -Strahlung mit nur einer Energie ( $662\text{ keV}$ ) aussendet.

Dieses Spektrum zeigt die verschiedenen Komponenten eines Spektrums:

- Der „Photopeak“ entspricht der Energie eines  $\gamma$ -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  $\gamma$ -Quant durch Compton-Effekt gestreut wurde. Die Lage der Compton-Kante hängt von der Energie der  $\gamma$ -Strahlung ab.

- Der „Rückstreupeak“ wird durch  $\gamma$ -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.

### 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. 12).

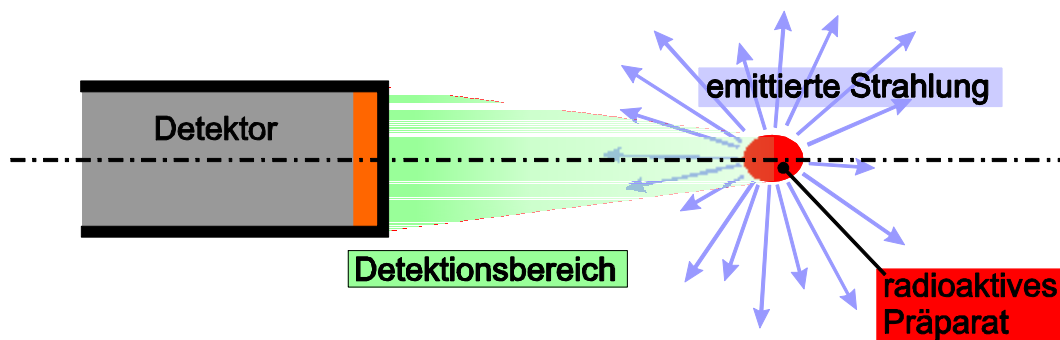


Abb. 12: Beschränkte Sicht eines Detektors. Nur diejenigen Teilchen können registriert werden, die in den grün markierten Winkelbereich emittiert werden.

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.

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. 13), 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)

$$\frac{b}{2pr} = \frac{q}{360^\circ} \Rightarrow b[\text{rad}] = 2p \frac{q[^\circ]}{360^\circ} \quad (25)$$

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. (25) gilt dann

$$\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{A}{S} \quad \text{bzw.} \quad \Omega = \frac{A}{R^2} \quad (26)$$

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. 13 links) ersetzt man bei der Kugel die Kugelkappe durch deren Grundseite (siehe Abb. 13).

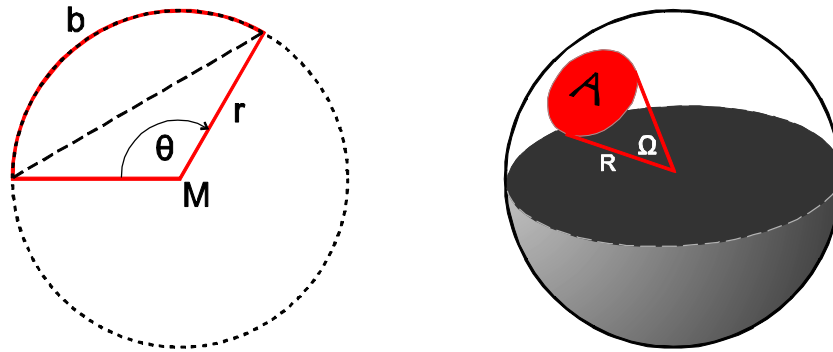


Abb. 13: Analogie zwischen dem ebenen Winkel im Bogenmaß (links) und dem Raumwinkel (rechts).

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  $\gamma$ -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. 14: Aufbau für Messungen mit einem Geiger-Müller-Zählrohr.

Für die Versuche 5.1 bis 5.3 wird der in Abb. 14 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. 15.

### **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 eventuell 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 $\alpha$ -Strahlung von $^{241}\text{Am}$ oder $^{239}\text{Pu}$

In diesem Versuchsteil sollen die Eigenschaften von  $\alpha$ -Strahlung untersucht werden.

Da  $\alpha$ -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 €).

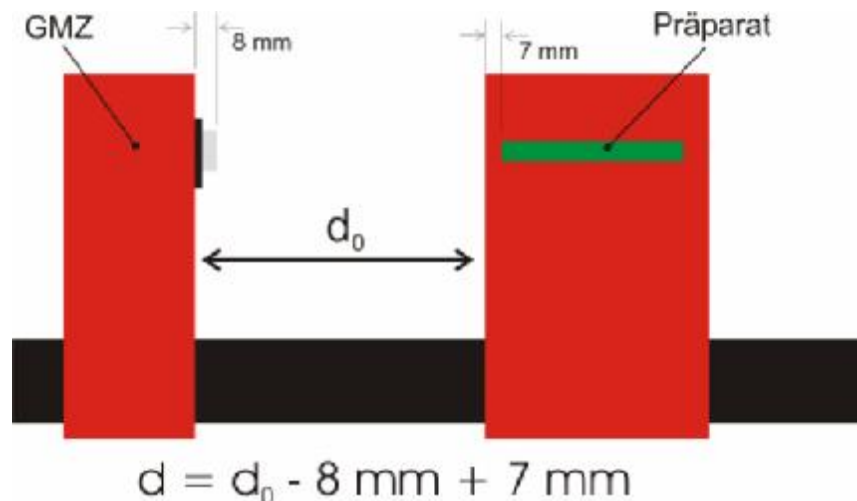


Abb. 15: Abstandsmaße für Messungen mit einem Geiger-Müller-Zählrohr.

#### Messung der statistischen Verteilung

Starten sie die Software für die Messwernerfassung „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 eines Zeitintervalls, z.B. einer Sekunde gezählt. Nach der Erfassung dieses Wertes wird der Wert zurückgesetzt auf null und es wird neu gezählt.

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.

### **Bestimmung der Reichweite von $\alpha$ -Strahlung**

Wie bereits bei den unterschiedlichen Zerfallsarten ausgeführt wurde, besitzen  $\alpha$ -Teilchen, die durch denselben Zerfallsprozess entstehen, identische kinetische Energien, sie sind monoenergetisch. Da die Wahrscheinlichkeit für Zusammenstöße mit Molekülen der Luft für alle  $\alpha$ -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 Messwernerfassung „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. 15).

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  $\gamma$ -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  $\alpha$ -Zählrate praktisch konstant ist (die Absorption monoenergetischer  $\alpha$ -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  $\alpha$ -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 Raum-

winkel. Die so erhaltenen Werte stellen sie grafisch gegen den Abstand dar. Bestimmen Sie daraus die Reichweite.

## 5.2 Untersuchung der $\beta$ -Strahlung von $^{60}\text{Co}$

### *Bestimmung der Absorptionsskonstanten von $\beta$ -Strahlung in Polymeren und Aluminium*

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

$$N(x) = N(0)e^{-Kx} \quad (27)$$

wobei  $N(0)$  und  $N(x)$  die Zählraten der  $\beta$ -Teilchen vor und hinter einem Absorber der Dicke  $x$  bedeuten.  $K$  ist die Absorptions- oder Schwächungskonstante; ihr Kehrwert  $d = K^{-1}$  wird als mittlere Reichweite bezeichnet.  $d$  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  $\beta$ -Teilchen unterschiedlicher Energie im Strahl und zum anderen die Ablenkung des  $\beta$ -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  $\beta$ -Teilchen passiert das viel häufiger als bei den schweren  $\alpha$ -Teilchen, deren Flugrichtung sich so gut wie nicht ändert.

$^{60}\text{Co}$  emittiert sowohl  $\beta$ - als auch  $\gamma$ -Strahlung. Die  $\gamma$ -Strahlen werden wesentlich weniger absorbiert als die  $\beta$ -Strahlen. Da die Empfindlichkeit des GMZ für  $\gamma$ -Strahlen wesentlich geringer ist als die für  $\beta$ -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  $N_{\text{Mess}}(x)$  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  $\alpha$ -Strahlung. Was lässt sich daraus bezüglich der Schädlichkeit von  $\beta$ -Strahlung für Organismen folgern? Wie kann man sich gegen von außen kommende  $\beta$ -Strahlung schützen? Wie dick muss eine Plastik-Abschirmung sein, um die  $\beta$ -Strahlung von  $^{60}\text{Co}$  bis auf 0,1% abzuschirmen?

## 5.3 Neutronenaktivierung von $^{103}\text{Rh}$

In diesem Versuch wird stabiles  $^{103}\text{Rh}$  durch den Einfang thermische Neutronen aktiviert. Für das Element Rhodium ist  $^{103}\text{Rh}$  das einzige stabile Isotop. Durch den Neutroneneinfang werden zwei angeregte Zustände von  $^{104}\text{Rh}$  erzeugt, die anschließend zu 99,55% durch  $\beta^-$ -Zerfall zu  $^{104}\text{Pd}$  zerfallen (Abb. 16):

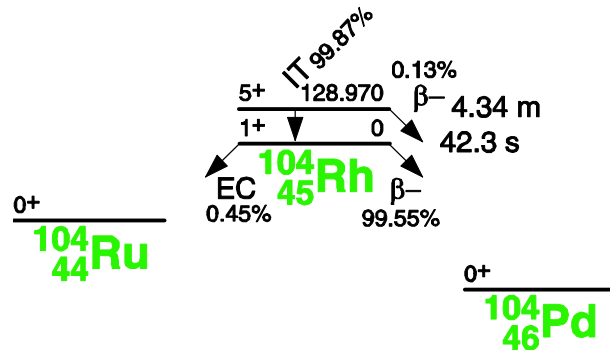
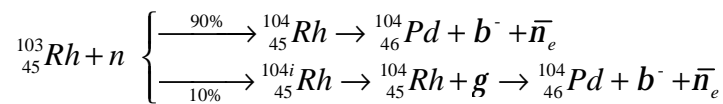


Abb. 16: Mögliche  $b$ -Zerfälle von  ${}^{104}\text{Rh}$  nach Neutroneneinfang (nach R.B. Firestone, Table of Isotopes (8th ed., Wiley-Interscience, New York 1996)).

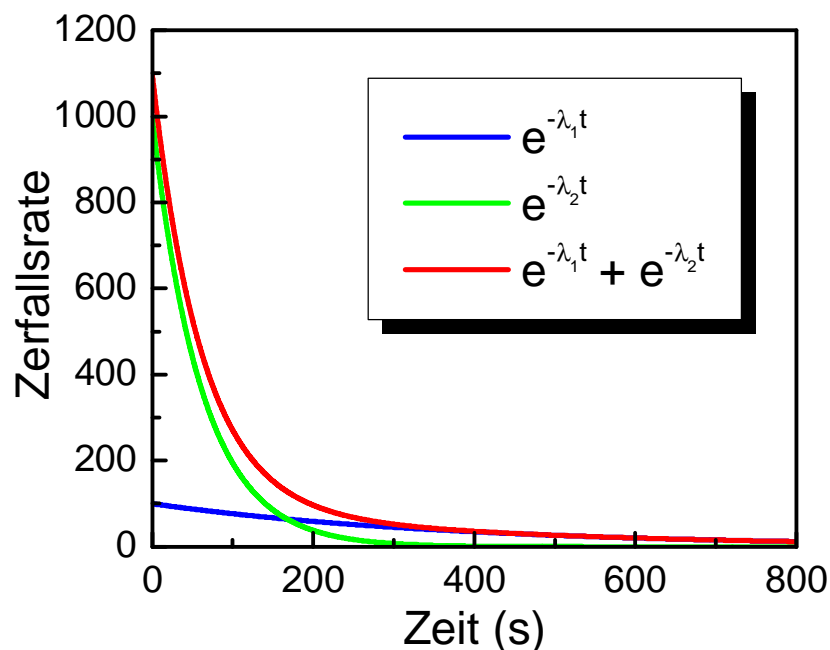


Abb. 17: Zerfallskurve von  ${}^{104}\text{Rh}$  und  ${}^{104i}\text{Rh}$  mit unterschiedlichen Zerfallskonstanten  $I_2 \ll I_1$ .

Der zu 90% erzeugte Zustand von  ${}^{104}\text{Rh}$  zerfällt mit einer Halbwertszeit von 42,3 s, der mit 10% erzeugte isomere Zustand  ${}^{104i}\text{Rh}$  zerfällt mit einer Halbwertszeit von 260,4 s durch  $\gamma$ -Zerfall zu  ${}^{104}\text{Pd}$  mit anschließendem  $\beta^-$ -Zerfall. Die beiden Zerfälle laufen nebeneinander mit verschiedenen Halbwertszeiten ab. Der beim Experiment verwendete Strahlungsdetektor kann auch die von den  ${}^{104i}\text{Rh}$  emittierte niedenergetische  $\gamma$ -Strahlung nachweisen. Die Gesamtkativität der Probe setzt sich additiv aus den beiden Zerfällen zusammen und die Bestimmung der Halbwertszeiten der beiden Zerfälle ist nur möglich, wenn beide stark genug voneinander verschieden sind. Für die Zerfälle von  ${}^{104}\text{Rh}$  ist dies in Abb. 17 dargestellt. Nach hinreichend langer Zeit (etwa 350 s) wird der kurzlebige Zustand praktisch zerfallen sein und die für grö-



ßere Zeiten beobachteten Zerfälle rühren nur noch von  $^{104\text{i}}\text{Rh}$  her. Ganz stimmt dies allerdings nicht; denn das aus  $^{104\text{i}}\text{Rh}$  entstandene  $^{104}\text{Rh}$  zerfällt weiter zu  $^{104}\text{Pd}$ . Allerdings ist die Zerfallsrate der aus  $^{104\text{i}}\text{Rh}$  entstandenen  $^{104}\text{Rh}$ -Kerne vernachlässigbar.

Für diese Messungen wird statt des für die vorhergehenden Versuch benutzten Zählrohrs mit Fenster auf der Vorderseite ein zylinderförmiges Zählrohr mit dünner Glaswand benutzt, über das die aktivierten röhrenförmigen Metallzylinder geschoben werden.

- Bestimmen Sie den Nulleffekt (Untergrund) des Zählrohres. Der Nulleffekt sollte mit kleinem statistischen Fehler, d.h. hinreichend langer Messzeit bestimmt werden.
- Schätzen Sie eine sinnvolle Aktivierungsdauer zum Erreichen der Sättigungsaktivierung ab.
- Bereiten Sie im Programm *CASSY Lab* die Messung vor. Welche Gatezeit (s. Gl. (22)) ist für die Halbwertszeit von  $^{104}\text{Rh}$  sinnvoll?
- Senken Sie die Rh-Probe mit Hilfe der Probenhalterung in eines der am nächsten Zur Mitte der Neutronenquelle gelegenen Löcher. Messen Sie die Aktivierungsdauer mit einer Stoppuhr.
- Nach der Aktivierung nehmen Sie die Probe heraus und stülpen sie möglichst schnell (vorsichtig und mit Schutzhandschuhen) über das Zählrohr und starten Sie die Messung.

*Zur Auswertung:*

- Übertragen Sie Ihre Messungen in das Programm *Origin*.
- Ziehen Sie den Nulleffekt (bezogen auf die von Ihnen gewählte Gatezeit) von den Messwerten ab.
- Schätzen Sie ab, nach welcher Zeit nach Bestrahlungsende praktisch nur noch das Isotop  $^{104\text{i}}\text{Rh}$  vorliegt. Von diesem Zeitpunkt an verwendet Sie die Messpunkte für eine Anpassung (Fit) nach Gl. (22) zur Bestimmung der Halbwertszeit von  $^{104\text{i}}\text{Rh}$ .
- Mit diesem Ergebnis extrapolieren Sie die Zerfallskurve von  $^{104\text{i}}\text{Rh}$  zurück bis zum Messbeginn und subtrahieren diese Kurve von den Messwerten. Damit erhalten Sie die Zerfallskurve für  $^{104}\text{Rh}$ .
- Mit der so erhaltenen Zerfallskurve führen Sie ein Anpassung (Fit) nach Gl. (22) durch und bestimmen die kürzere Halbwertszeit von  $^{104}\text{Rh}$ .
- Alternativ können Sie auch ausgehend von Gl. (22) eine Gleichung aufstellen, die beide Zerfälle beinhaltet und die ursprünglichen (auf den Untergrund korrigierten) Messwerte zur gleichzeitigen Bestimmung beider Halbwertszeiten anpassen.

## 5.4 Gamma-Spektroskopie

Zur Messung von Energiespektren der  $\gamma$ -Strahlung steht ein Gamma-Spektrometer zur Verfügung, das im Abschnitt 4.7 beschrieben ist.

### *Eichung der Energieskala des Gamma-Spektrometers*

- Lassen Sie sich vom Betreuer die beiden Präparate  $^{22}\text{Na}$  und  $^{137}\text{Cs}$  vor den Szintillatorkristall einbauen. Stellen Sie den Zähler ca. 5 cm von den Proben entfernt auf.
- Stellen Sie sicher, dass folgende Einstellungen der Geräte vorliegen:
  - Die Hochspannungsversorgung der Photomultiplier-Röhre ist auf -1400 V eingestellt.
  - Die Eingangskapazität des Vorverstärkers ist auf 0 pF eingestellt.

- Der Hauptschalter ganz rechts für die Elektronik des Szintillationszählers in dem Einschubgehäuse ist eingeschaltet.
- Starten sie über die Verknüpfung auf dem Desktop die Software „MAESTRO for Windows“. Mit dieser Software spricht man die Messgeräte für diesen Versuch an.
- Nach dem Öffnen des Programmes sehen Sie gewöhnlich ein Messfenster, das mit „Buffer“ betitelt ist. Es handelt sich dabei um die graphische Darstellung der Messwerte, wie sie lokal auf dem Mess-PC in einem Zwischenspeicher liegen. Zu Beginn des Versuchs sollte dieses Fenster leer sein. Ist dies nicht der Fall, so klicken Sie rechts auf das Innere des Fensters und wählen Sie „Clear“, um den Inhalt zu löschen.
- Klicken Sie im Menü „View“ auf „Detector/Buffer“, und zwar so oft, bis Sie zwei Messfenster geöffnet haben:
  - Ein Fenster, welches mit „Buffer“ überschrieben ist, und
  - ein Fenster, welches mit „MCB“ überschrieben ist. Dieses zeigt Ihnen den aktuellen Inhalt des Speichers des Spektrometers.
- Aktivieren Sie durch einen Linksklick dort hinein das Fenster „MCB“. Durch einen Klick auf die Schaltfläche „Start Acquisition“ (grüner Kreis mit Aufschrift Go) starten Sie dann die Messung.

Jede Spalte innerhalb des Fensters repräsentiert einen von insgesamt 8192 Kanälen, zu deren gleichzeitiger Aufnahme das Spektrometer fähig ist. Jedes Zählereignis wird hinsichtlich der Energie in eine der 8192 Kanäle einsortiert. Die in die Höhe wachsenden, türkisfarbenen Balken repräsentieren die Häufigkeit, mit der Ereignisse in dieses Raster einsortiert werden. Je höher, umso mehr Ereignisse werden innerhalb dieses Energiebereiches registriert.

Zunächst besitzt das Spektrometer keine Energieeichung, weil die Lage eines Signals von der Detektorelektronik von zu vielen Variablen abhängt, z.B. von den frei einzustellenden Verstärkerempfindlichkeiten. Daher muss das Spektrometer geeicht werden. Indem gut erkennbare Linien von bekannten  $\gamma$ -Übergängen als Fixpunkte mit ihrer Energie dem Mess-PC mitgeteilt werden, kann das Spektrometer danach auch die Energie von  $\gamma$ -Strahlung einer unbekannt Probe bestimmen.

Bei den hier verwendeten Eichlinien handelt es sich um intensive und damit gut identifizierbare  $\gamma$ -Übergänge von  $^{22}\text{Na}$  mit 1274 keV und von  $^{137}\text{Cs}$  mit 661 keV Energie.

- Lassen Sie die Messung etwa 10 Minuten lang laufen, bis Sie ein sauberes Spektrum in dem Messfenster des Detektors sehen. Beenden Sie dann die Aufnahme von Daten durch Klick auf „Stop acquisition“.
- Bei der stärksten Linie („Peak“) in diesem Spektrum handelt es sich um die 661 keV-Linie von  $^{137}\text{Cs}$ . Platzieren Sie den Cursor auf das Zentrum dieses Peaks. Wählen Sie aus dem Menü „ROI (Region of Interest)“ den Punkt „Mark Peak“. Markieren Sie dann den gesamten Peak per Linksklick und Halten mit dem erscheinenden Kasten.
- Aus dem Menü „Calculate“ wählen Sie dann den Punkt „Calibration“ aus. Wenn der von Ihnen ausgewählte Peak für das Programm gut erkennbar ist, fragt sie das Programm nach der Energie. Geben Sie für die stärkste Linie im Spektrum eine Energie von 661 keV an.
- Wiederholen Sie den Vorgang für die weiter rechts gelegene  $^{22}\text{Na}$ -Linie. Geben Sie dafür eine Energie von 1274 keV an. Ab zwei definierten Stützstellen kann das Programm näherungsweise die Energie der anderen Kanäle berechnen. Durch Hinzufügen weiterer Stellen kann diese Eichung verbessert werden.

- Rechtsklicken Sie auf das Spektrum und wählen Sie die Option „Copy to Buffer“. Der aktuelle Inhalt des Detektormessfensters erscheint daraufhin in einem Bufferfenster, d.h. ist in den Speicher des PC übertragen, wo sie das Spektrum weiter bearbeiten und speichern können. Verwenden Sie zum Abspeichern das Integer-CHN-Format.

### *Messung des $\gamma$ -Energiespektrums von $^{60}\text{Co}$*

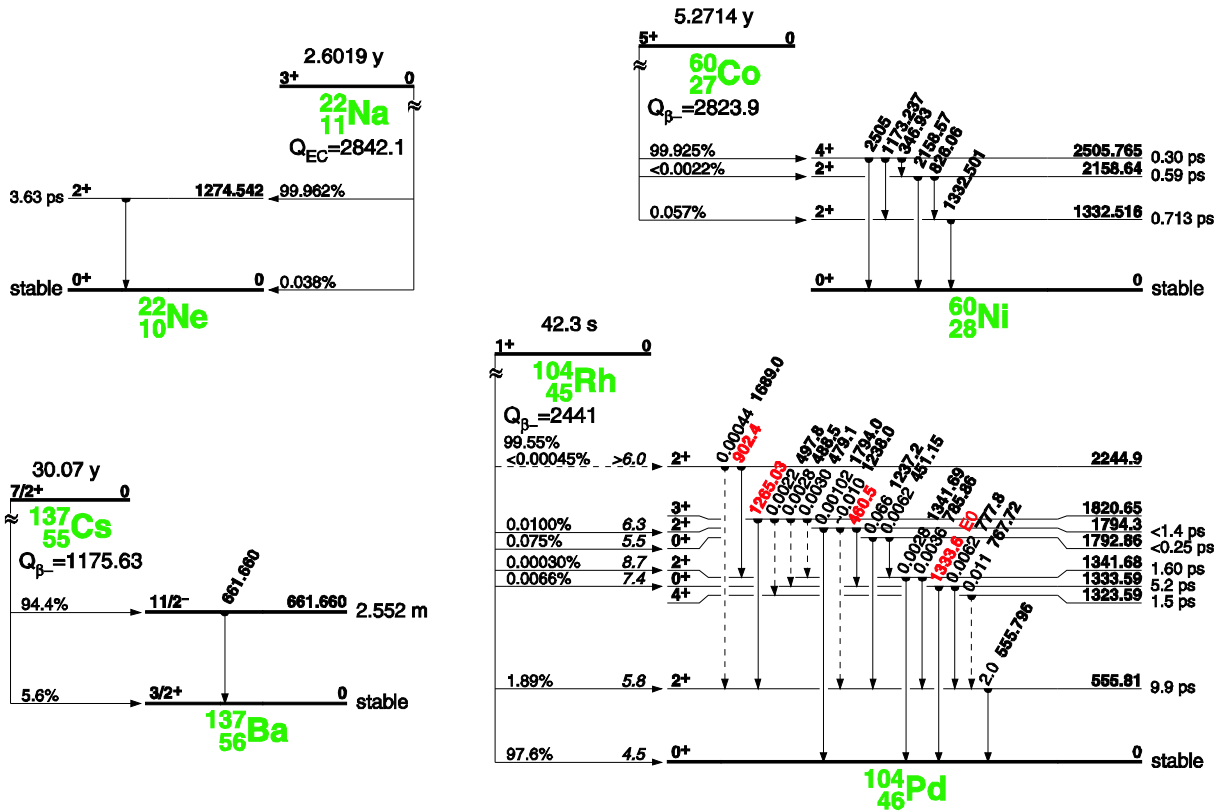
Mit der geeichten Apparatur kann man nun weitere Messungen vornehmen und Spektren anderer Radionuklide aufnehmen. Das Verfahren ist ähnlich leistungsfähig wie die Bestimmung von Spektrallinien im sichtbaren elektromagnetischen Spektrum, d.h. die Lage und die Intensität der  $\gamma$ -Spektrallinien sind so spezifisch für ein Radionuklid wie atomare Emissions-Linien für ein bestimmtes Element. Anhand der Energie der Spektrallinien kann man also identifizieren, welche Nuklide in einer Probe vorhanden sind.

- Löschen Sie den Inhalt des Detektor-Messfensters (Rechtsklick - Clear).
- Positionieren Sie das  $^{60}\text{Co}$ -Präparat knapp vor den Detektor und starten Sie die Messung. Warten Sie ca. 10 Minuten, bis Sie ein sauberes Spektrum vorliegen haben.
- Beenden Sie dann die Messung. Speichern Sie das Spektrum analog zur Eichung ebenfalls im Integer-CHN-Format ab.

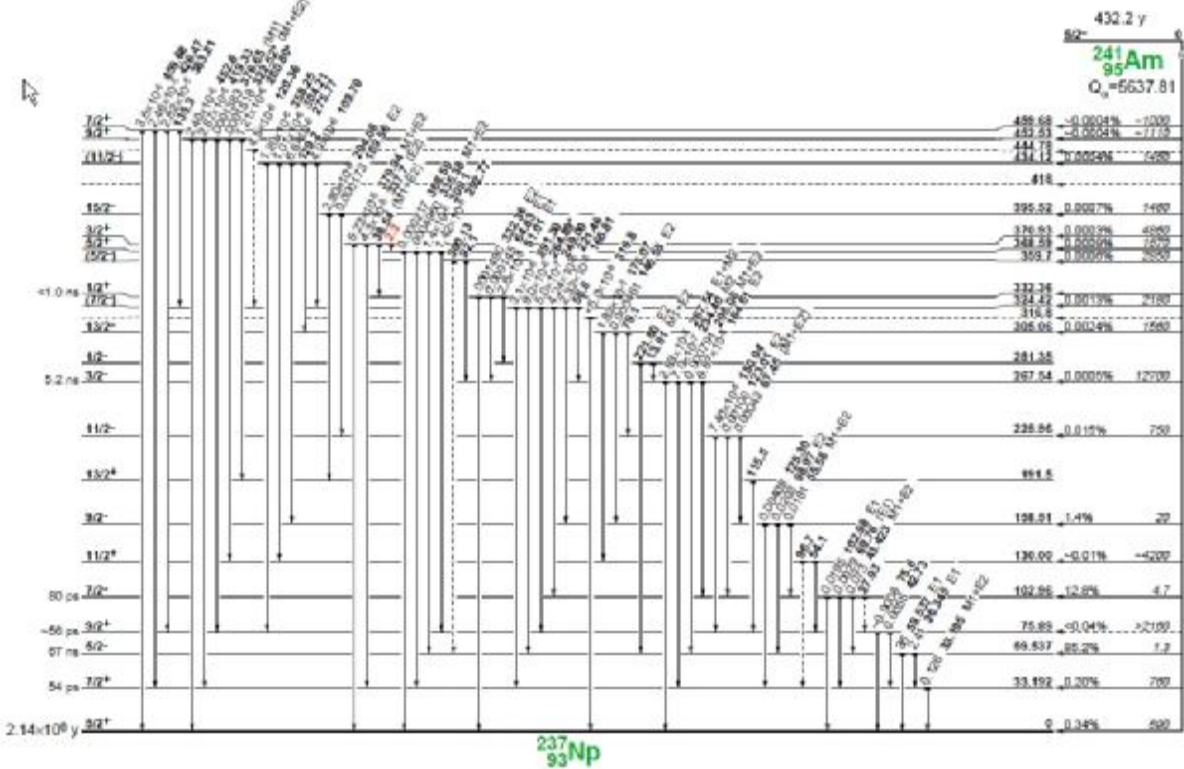
Um einen genauen Energiewert für die  $\gamma$ -Linien zu bekommen, sollten Sie die einzelnen Linien mit einer Gauß-Kurve annähern und deren Zentrum bestimmen, dessen Wert dann gerade die Energie der Spektrallinie ist.

Die Bestimmung der Lage der Peaks bewerkstelligen Sie mit Hilfe des Programmes Origin. Dazu ist eine Import-Makro erstellt worden, die Sie in Origin mit „File - Import... - ORTEC Maestro Data“ aufrufen. Nach Angabe ihrer Datei erzeugt das Makro eine graphische Darstellung Ihrer Messergebnisse. Mit Hilfe des „Select range of data“-Tools in der Werkzeugleiste links in Fenster können sie knapp links und rechts des zu untersuchenden Peaks jeweils eine Markierung setzen. Unter dem Menüpunkt „Analysis“ finden Sie die Funktion „Fit Gaussian“, die Ihnen eine Gausskurve an den zwischen den Markierungen liegenden Peak anpasst. Die im Ergebnisfenster  $x_c$  genannte Größe ist dann die Position des Peak.

6. Zerfalls-Diagramme der radioaktiven Isotope



... und hier das wirklich komplizierte (und nicht mal vollständige) Zerfalls-Diagramm von  $^{241}_{95}\text{Am}$ :



Alle Energieangaben sind in „keV“.

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