

V702 Aktivierung mit Neutronen

Connor Magnus Böckmann

email: connormagnus.boeckmann@tu-dortmund.de

Tim Theissel

email: tim.theissel@tu-dortmund.de

29. Januar 2021

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	3
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Kernreaktionen mit Neutronen	3
2.2	Erzeugung niederenergetischer Neutronen	5
2.3	Untersuchung des Zerfalls instabiler Isotope	6

1 Zielsetzung

Der folgende Versuch dient der experimentellen Bestimmung der Halbwertszeiten und Zerfallskurven von verschiedenen radioaktiven Isotopen und Isotopengemische mit Hilfe von Neutronenstrahlung.

2 Theoretische Grundlagen

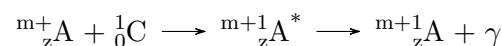
Die Stabilität, des aus Protonen und Neutronen bestehenden Kerns eines Atoms, hängt von dem Verhältnis zwischen Neutronen und Protonen ab. Sollte bei einem Kern das Verhältnis ausserhalb des Stabilitätsbereichs liegen, wandelt sich der Kern mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit in einen stabilen oder in einen instabilen Kern um. Dieser instabile Kern zerfällt dann weiter. Die Zerfallswahrscheinlichkeit wird durch die Halbwertszeit T ausgedrückt. Diese Halbwertszeit ist der Zeitraum, in dem von einer grossen Anzahl an Kernen gerade die Hälfte zerfallen ist. Dieses Zeitintervall kann dabei sehr unterschiedliche Längen annehmen. Die Variation erstreckt sich dabei über 23 Zehnerpotenzen. Kernphysikalisch ist T eine bedeutsame Grösse, weshalb es entscheidend ist, diese zu bestimmen. Dafür gibt es verschiedene Methoden.

Die im Folgenden benutzte Methode ermöglicht eine Bestimmung im Bereich von Sekunden bis Stunden. Um eine akkurate Messung zu ermöglichen, müssen die Nuklide direkt vor der Messung hergestellt werden, um die Messung nicht zu verfälschen. Eine einfache und verlässliche Methode dafür stellt der Beschuss von stabilen Kernen mit Neutronen dar. Vorteil dieser Methode ist die fehlende elektrische Ladung der Neutronen, weshalb sie nicht die Coulomb-Barriere überwinden müssen.

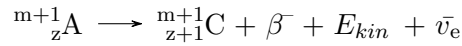
Auf die Wechselwirkung von Neutronen mit Kernen, die Erzeugung freier Neutronen, sowie das Messverfahren zur Bestimmung der Halbwertszeit samt geeignetem Messaufbau soll in den folgenden Abschnitten tiefer eingegangen werden.

2.1 Kernreaktionen mit Neutronen

Als Kernreaktionen werden alle Wechselwirkungen von Teilchen mit Atomkernen bezeichnet. Speziell die Reaktion von Neutronen mit dem Kern sind hier von Interesse für den Versuch. Absorbiert der Ursprungskern A ein Neutron bildet sich ein so genannter Compoundkern A^* . Energetisch liegt dieser um die kinetische Energie und die Bindungsenergie des Neutron höher als A . Dabei wird die hinzugekommene Energie gleichmässig auf die Nukleonen verteilt. Dies rührt von den starken Wechselwirkungen des neuen Neutron mit dem Kern her. Die Nukleonen werden dadurch in höhere Energiezustände versetzt. Es wird von einer so genannten Aufheizung von A^* gesprochen. Häufig ist der Kern dabei nicht in der Lage ein Nukleonen abzustossen, wenn die kinetische Energie des eintreffenden Neutronen nur gering war. Es läuft eine Reaktion ab, bei der der Kern nach etwa $10^{-16}s$ unter Emission eines γ -Quants zurück in den Grundzustand fällt. Die Reaktion läuft dabei folgendermassen ab:



Die Massenzahl wird dabei durch m ausgedrueckt. Der nun entstandene Kern ${}^{m+1}_{z}\text{A}^*$ ist meistens nicht stabil, da dieser nun mehr Neutronen als ein normaler, stabiler Kern enthaelt. Dieser ist verhaeltnismaessig langlebig im Vergleich mit dem Zwischenkern, auf Grund des Energieverlustes ueber den γ -Quant. Der Kern wird nun in einen stabilen Kern umgewandelt. Die Emission eines Elektronen, welche dafuer benoetigt wird, erfolgt folgendermassen:



$\bar{\nu}_e$ stellt dabei ein Antineutrino dar. Die Summe der einzelnen Massen der Teilchen ist dabei geringfuegig kleiner, als die Masse des Kerns ${}^{m+1}_{z}\text{A}$. Der so genannte Massendefekt wird entsprechend der Einsteinschen Beziehung $\Delta E = \Delta mc^2$ in kinetische Energie und Antineutrino umgewandelt.

Entscheidend fuer die Wahrscheinlichkeit des Einfangens eines Neutrons ist der Wirkungsquerschnitt σ . Es ist die Flaeche, welche der Kern haben muesste, damit jedes auftreffende Neutron eingefangen wuerde. Wenn ein 1cm^2 -Stueck Folie mit der Dicke d und K Atomen pro cm^3 von n Neutronen pro Sekunde getroffen wird, wobei u Einfange geschehen, wird σ gegeben durch

$$\sigma = \frac{u}{nKd}$$

gegeben. Der Wirkungsquerschnitt hat die Einheit $10^{-24}\text{cm}^2 =: 1\text{barn}$. Der Neutroneneinfang und damit der Wirkungsquerschnitt ist stark abhaengig von der Geschwindigkeit der Neutronen. Daher unterscheidet man schnelle und langsame Neutronen mit dem Kriterium der De-Broglie-Wellenlaenge λ . Ein Neutron der Geschwindigkeit v hat eine Wellenlaenge nach De Broglie von

$$\lambda = \frac{h}{m_n v}$$

mit dem plankschen Wirkungsquantum h und der Neutronenmasse m_n . Ist v so gross, dass die Wellenlaenge verglichen mit dem Kernradius klein ist ($\approx 10^{-12}\text{cm}$), lassen sich geometrische Ueberlegungen nutzen, um die Wechselwirkungen des Kerns mit den Neutronen zu beschreiben. Analog geometrisch dazu laesst sich in der Optik Lichtstreuung an einem Objekt beschreiben, welches gross verglichen mit der Wellenlaenge ist. Diese Ueberlegungen sind bei langsamen Neutronen aber nutzlos auf Grund von Interferenzeffekten. Der Wirkungsquerschnitt kann um mehrere Zehnerpotenzen groesser sein als der geometrische Querschnitt. Resonanzabsorption tritt auf, wenn ein Neutron genau die Energie hat wie die Differenz zweier Energieniveaus des Compoundkerns. Dieser kann etwa als ein System harmonischer Oszillatoren mit diskreten Energieeigenwerten aufgefasst werden. Der Wirkungsquerschnitt kann als Funktion der Neutronenenergie beschrieben werden:

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{\frac{E_{r_i}}{E}} \frac{\tilde{c}}{(E - E_{r_i})^2 + \tilde{c}}$$

\tilde{c} und c_0 sind die charakteristischen Konstanten der Kernreaktion. E_{r_i} sind die unterschiedlichen Energieniveaus des Compoundkerns. $\sigma(E)$ hat immer dann ein Maximum, wenn die Energie, die einfaellt, gleich der Hoehe eines der Energieniveaus ist. Fuer den

Fall, dass $E \ll E_r$ ist, lässt sich $(E - E_r)^2$ als quasi konstant annehmen. Daraus folgt:

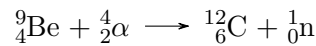
$$\sigma \approx \frac{1}{\sqrt{E}} \approx \frac{1}{v}$$

Der Einfangquerschnitt ist also umgekehrt proportional zur Neutronengeschwindigkeit. Das heisst, dass die Wahrscheinlichkeit fuer das Einfangen steigt je langsamer die Neutronen sind.

2.2 Erzeugung niederenergetischer Neutronen

Es werden also niederenergetische Neutronen benoetigt. Im Folgenden soll erklart werden, wie diese erreicht werden.

Die Neutronen werden in diesem Versuch durch Kernreaktionen erzeugt, da Neutronen in der Natur nicht als freies Teilchen vorkommen. Hier werden die Neutronen beim Beschuss von ${}^9\text{Be}$ mit α -Teilchen freigesetzt.



Die noetigen α -Teilchen stammen aus dem Zerfall von ${}^{226}\text{Ra}$ -Kernen. Sie haben ein kontinuierliches Energiespektrum bis zu 13,7MeV. Abgebremst werden sie durch das Diffundieren durch dickere Materialsichten aus Atomen mit leichten Kernen. Durch elastische Stoesse wird dabei Energie an die leichten Kerne abgegeben. Je aehnlicher die Massen der stossenden Massen, desto besser ist der Bremseffekt. Dadurch ergibt sich Wasserstoff als geeignetster Stosspartner fuer die Neutronen.

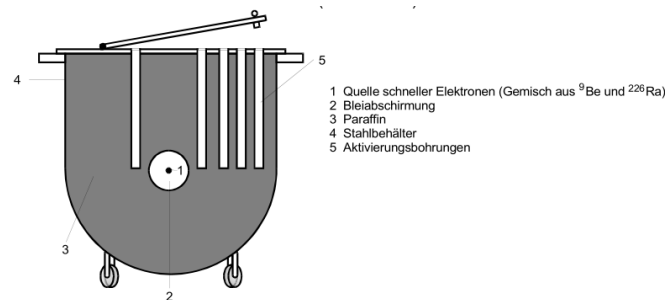
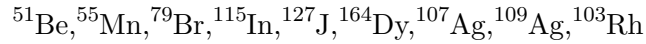


Abbildung 1: Querschnitt durch die verwendete Quelle fuer Neutronen
 Aus: Anleitung V702 Seite 213

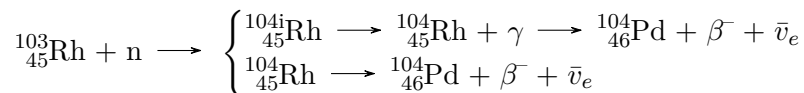
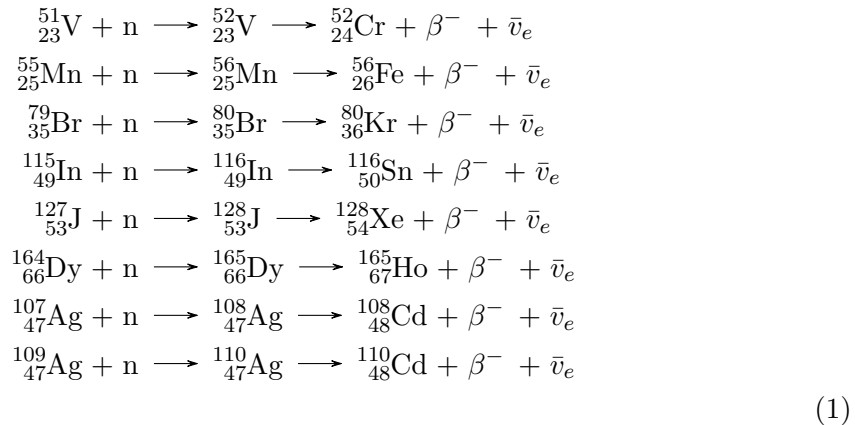
Aus diesem Grund wird die Neutronenquelle mit einem Mantel aus Paraffin umgeben, wie in 1 zu sehen ist. Durch die Stoesse mit den Kernen des Paraffins werden die Neutronen schliesslich auf eine Ernergie gebracht, die den Molekuelen ihrer Umgebung entspricht. Dies entspricht etwa 0,025eV bei 290K. Die Neutronengeschwindigkeit entspricht dabei 2,2km/s. Diese Neutronen nennen sich thermische Neutronen.

2.3 Untersuchung des Zerfalls instabiler Isotope

Durch Neutronenstrahlung koennen folgende stabile Isotope in instabile verwandelt werden:



Um diesen Prozess durchzufuehren, werden Proben dieser Isotope in die Schaechte der Neutronenquelle (1) gesteckt. Durch β^- -Zerfall werden die erzeugten instabilen Isotope wieder zu stabilen Isotopen. Die Halbwertszeiten erstrecken sich dabei von Sekunden bis Stunden. Die Prozesse laufen folgendermassen ab:



Aufgabe des hier durchzufuehrenden Experiments soll sein, die Halbwertszeiten der obigen Isotope zu bestimmen. Dazu muss der radioaktive Zerfall und seine Gesetzmaessigkeiten bekannt sein.

Die Zahl $N(t)$ der nicht zerfallenen Kerne zum Zeitpunkt t gegeben wird durch:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2)$$

Die Zahl N_0 gibt die zum Zeitpunkt $t = 0$ nicht zerfallenen Kerne an. λ ist die so genannte Zerfallskonstante. Sie stellt ein Mass fuer die Wahrscheinlichkeit eines Zerfalls vor und ist daher aeusserst wichtig, da sie somit in direktem Zusammenhang mit der Halbwertszeit T steht.

$$\frac{1}{2}N_0 = N_0 e^{-\lambda T}$$

Daraus folgt schliesslich:

$$T = \ln\left(\frac{2}{\lambda}\right)$$

Der hier verwendete Weg zur ermittelnden Halbwertszeiten geht ueber die Messung der pro festem Zeitintervall Δt zerfallenen Kerne $N_{\Delta t}(t)$ in Abhaengigkeit von der Zeit. $N_{\Delta t}(t)$ haengt dabei von der Zeit in exponentieller Beziehung ab. Der Definition entsprechend ist

$$N_{\Delta t}(t) = N(t) - N(t + \Delta t) \quad (3)$$

Es folgt also aus ?? fuer $N_{\Delta t}(t)$:

$$\begin{aligned} N_{\Delta t}(t) &= N_0 e^{-\lambda t} - N_0 e^{-\lambda(t+\Delta t)} = N_0(1 - e^{-\lambda\Delta t})e^{-\lambda t} \\ \ln(N_{\Delta t}(t)) &= \ln N_0(1 - e^{-\lambda\Delta t}) - \lambda t \end{aligned} \tag{4}$$