

# Fortgeschrittenen Praktikum Teil 1: IKF

**Versuch 2: Schnelle Neutronen**

**Betreuer: Philipp Sitzmann**

Gruppe 1: Reinhold Kaiser, Florian Stoll

07.05.2018

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Zielsetzung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Neutronenstrahlung . . . . .	3
2.2	Wechselwirkung von $\gamma$ -Strahlung mit Materie . . . . .	3
2.2.1	Compton-Streuung . . . . .	4
2.2.2	Photoeffekt . . . . .	4
2.3	$^{241}\text{Am}$ - $^9\text{Be}$ -Neutronenquelle . . . . .	4
2.4	$^{22}\text{Na}$ -Gammastrahlenquelle . . . . .	5
2.5	Organische Szintillatoren . . . . .	5
2.6	Pulsformdiskriminierung . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Versuchsaufbau und Messgeräte</b>	<b>7</b>
<b>4</b>	<b>Kalibrierung</b>	<b>8</b>
4.1	Energie . . . . .	8
4.2	Time of Flight . . . . .	9
<b>5</b>	<b>Durchführung und Auswertung</b>	<b>10</b>
5.1	Kernradienbestimmung . . . . .	10
5.2	Time of Flight - Messung . . . . .	13
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung/Fazit</b>	<b>14</b>

# 1 Zielsetzung

In diesem Versuch soll einerseits mit einer Time-of-Flight-Messung die maximale kinetische Energie von Neutronen, die aus einer  $^{241}\text{Am}$ - $^9\text{Be}$ -Quelle emittiert werden, bestimmt werden. Außerdem werden die Neutronen dazu benutzt die Kernradien von verschiedenen Materialien zu bestimmen. Dies gelingt dadurch, dass die Neutronen mit den Elektronen in der Atomhülle aufgrund ihrer elektrischen Neutralität nicht wechselwirken. Der Effekt auf die Elektronen durch das geringe magnetische Moment des Neutrons kann vernachlässigt werden.

Detektiert werden die Neutronen mit 2 organischen Szintillatoren, die sowohl für energieaufgelöste Messung, als auch für die Time-of-Flight-Messung geeignet sind. Für die Energie- und Zeitkalibrierung werden daher zwei weitere kleine Versuche durchgeführt. Für die Energiekalibrierung wird die Elektron-Positron-Annihilation genutzt, die nach dem  $\beta$ -Zerfall von  $^{22}\text{Na}$  stattfindet. Die Zeitkalibrierung wird mit Hilfe eines elektrischen Delays bei einer Vergleichsmessung durchgeführt.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Neutronenstrahlung

Neutronen tragen keine Ladung und auch ihr magnetisches Moment ist so gering, dass es in diesem Versuch vernachlässigt werden kann, sodass keine elektromagnetische Wechselwirkung zwischen Neutronen und Elektronen vorhanden ist. Neutronen geben ihre Energie daher ausschließlich über die starke Wechselwirkung an die Kerne ab. Dabei kann der Stoßprozess mit Hilfe klassischer Mechanik beschrieben werden. Der Wirkungsquerschnitt hängt dabei aber von der Masse des Stoßpartners und der Energie des Neutrons ab [?]. Um nun die Neutronen zu detektieren werden große Detektoren benötigt, da Wirkungsquerschnitt im Allgemeinen sehr klein ist. Dort wird dann ausgenutzt, dass die Wasserstoffkerne, an denen die Neutronen streuen, im Szintillator registriert werden können. So kann das Proton mit den Elektronen wechselwirken, die dann ein Signal erzeugen, dass proportional zur Elektronenenergie ist. Allerdings ist die vom Neutron an das Proton abgegebene Energie abhängig vom Rückstoßwinkel  $\Phi$ , des Stoßprozesses:

$$E_R = \frac{4A}{(A+1)^2} E_n \cos^2 \Phi \quad (1)$$

Dabei ist  $A$  die Massenzahl des Stoßpartners und  $E_n$  die Neutronenenergie. Für ein Proton ( $A = 1$ ) ist die maximale Energie  $E_n$  im Falle eines zentralen Stoßes und 0 im Falle eines Streifschusses. Die Energieverteilung ist also kontinuierlich, die maximal gemessene Energie entspricht aber der Energie der Neutronen.

### 2.2 Wechselwirkung von $\gamma$ -Strahlung mit Materie

Im Wesentlichen wechselwirken  $\gamma$ -Quanten mit Materie auf fünf unterschiedliche Arten: elastische Streuung, Compton-Streuung, Photoeffekt, Mößbauer-Effekt und Paarbildung.

In diesem Versuch sind aber nur die Compton-Streuung und der Photoeffekt von Relevanz, weswegen wir uns hier im Protokoll darauf beschränken.

### 2.2.1 Compton-Streuung

Trifft ein Photon auf ein schwach gebundenes Elektron eines Atoms, so wird durch einen elastischen Stoß ein Teil seines Impulses und seiner Energie auf dieses Elektron übertragen. Das Elektron verlässt das Atom, während das gestreute Photon an Energie verliert. Der Energieverlust des gestreuten Photons führt zu einer Frequenzänderung. Je nach Streuwinkel  $\theta$  verändert sich dieser Energieübertrag an das Elektron.

$$E = \frac{\alpha(1 - \cos \theta)E_\gamma}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)}, \quad (2)$$

dabei ist  $\alpha = \frac{E_\gamma}{m_e \cdot c^2}$  und  $E_\gamma$  die Energie des Gammaquants. Das Maximum wird bei einem Winkel von  $180^\circ$  erreicht, wodurch sich die Formel zu

$$E_{max} = \frac{2\alpha E_\gamma}{1 + 2\alpha} \quad (3)$$

reduziert. An diesen Stellen treten im Spektrum die Comptonkanten auf, da von Gammaquanten mit einer bestimmten Energie  $E_\gamma$  keine Elektronen induziert werden, die eine höhere Energie haben.

Der Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung an einem bestimmten Material steigt dabei mit zunehmender Kernladungszahl und nimmt mit steigender Photonenenergie ab.

### 2.2.2 Photoeffekt

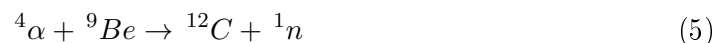
Beim Photoeffekt wird ein Photon von einem Hüllenelektron absorbiert. Es kommt zum vollständigen Energieübertrag an das Elektron, wodurch es aus seiner Bindung mit dem Atomkern gelöst wird und das Atom verlässt. Damit dieser Vorgang stattfinden kann, muss die Energie  $E_\gamma$  des einfallenden Photons größer sein als die Bindungsenergie  $E_b$  des Elektrons. Je nachdem, in welcher Elektronenschale sich das Elektron befindet, variiert diese Bindungsenergie. Wegen der Impulserhaltung werden bevorzugt Elektronen aus den beiden innersten Schalen herausgelöst. Die kinetische Energie des emittierten Elektrons folgt dabei der Beziehung

$$E_{kin} = E_\gamma - E_b \quad (4)$$

Da nun in einer der energetisch niedrigeren Schalen ein Elektron fehlt, tritt an dessen Stelle ein Elektron aus einem energetisch höheren Niveau. Die dabei freiwerdende Energie wird in Form eines charakteristischen Photons abgestrahlt.

## 2.3 $^{241}\text{Am}$ - $^9\text{Be}$ -Neutronenquelle

Americium-241 zerfällt unter Aussendung eines Alpha-Teilchens zu Neptunium-237. Das Alpha-Teilchen hat dabei eine Energie von ungefähr  $5,5\text{MeV}$  [? ], wodurch es die Kernreaktion



induzieren kann.

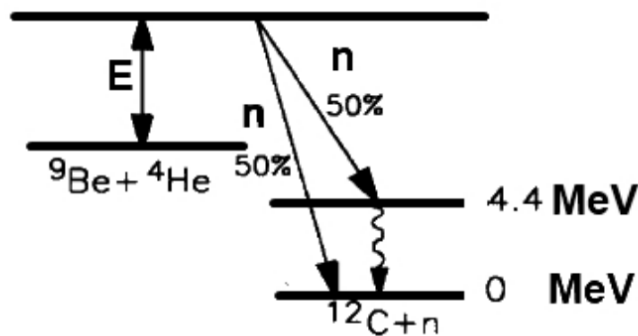


Abbildung 1: Energieschema für den Alpha-Teilcheneinfang von  ${}^9\text{Be}$  [?]

Wie in Abbildung 1 zu erkennen ist, zerfällt der angeregte Zustand von  $^{13}\text{C}$  zu jeweils 50% über zwei unterschiedliche Wege. Die angeregten Zustände zerfallen aber direkt bei einer sehr kurzen Lebensdauer zum  $^{12}\text{C}$ -Grundzustand, wobei bei der Kaskade auch ein  $\gamma$ -Quant ausgesendet wird.

## 2.4 $^{22}\text{Na}$ -Gammastrahlenquelle

Diese Gammastrahlenquelle wird zur Energiekalibrierung verwendet, da  $^{22}\text{Na}$  über einen energetisch klar definierten kurzlebigen Zwischenzustand zerfällt (siehe Abbildung 2).

Zunächst wird ein Positron ausgesendet, welches eine Ruhemasse von  $511\text{keV}$  hat. Der angeregte Zustand  $^{22}\text{Ne}$  zerfällt dann unter Aussendung eines Gammaquants mit der Energie  $1274\text{keV}$  zum Grundzustand von  $^{22}\text{Ne}$ . Zusätzlich zu dem klar definierten Gammaquant entstehen bei der Annihilation des Positrons mit einem Elektron des umgebenden Materials zwei weitere Gammaquanten, die beide die Energie  $511\text{keV}$  haben.

## 2.5 Organische Szintillatoren

Organische Szintillatoren haben einige Eigenschaften, die sie zu guten Detektoren für die Detektion von Gammaquanten und Neutronen machen. Der hohe Wasserstoffgehalt führt dazu, dass der Protonen-Neutronen-Stoß für den Nachweis der Neutronen und ihrer Energie heranagezogen werden kann. Außerdem besitzen organische Szintillatoren sehr kurze und teilchenspezifische Abklingzeiten, was zum einen Zeitmessungen und hohe Zählraten zulässt. Zum anderen kann eine Unterscheidung der Teilchen durch Pulsformdiskriminierung stattfinden. Somit können solche Detektoren auch zur Neutronendetektion bei starkem Gamma-Hintergrund benutzt werden, obwohl sie auch eine sehr hohe Ansprechwahrscheinlichkeit für Gammaquanten haben.

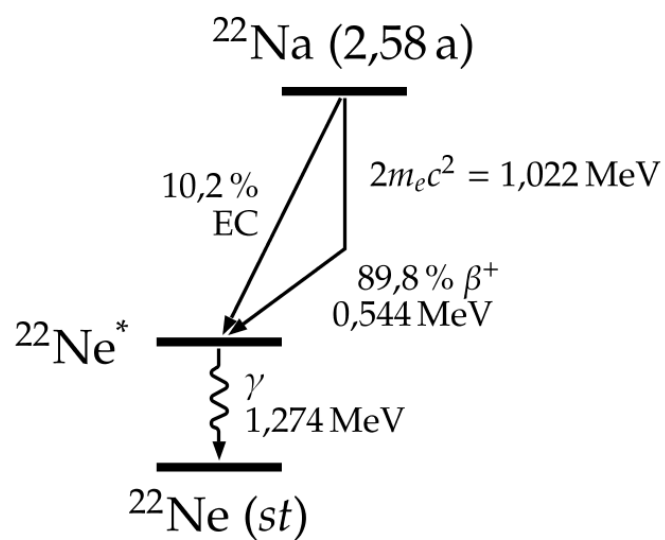


Abbildung 2: Energieschema für den Zerfall von  $^{22}\text{Na}$  zu  $^{22}\text{Ne}$  [? ]

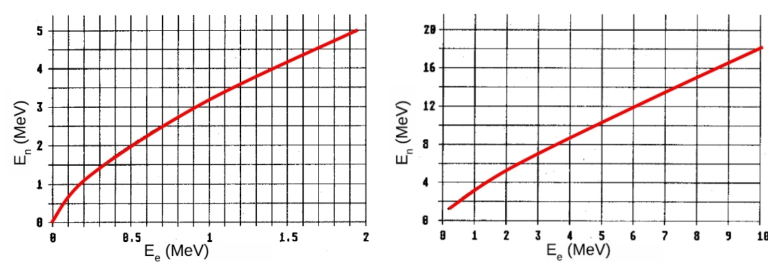


Abbildung 3: Zusammenhang zwischen Neutronen- und Elektronen-Energien beim NE213 [? ]

Da die Kalibrierung mit Hilfe des Comptoneffekts stattfindet, sind die gemessenen Energien im Detektor Elektronenenergien. Um nun auf die Neutronenenergien zu kommen, gibt es empirisch bestimmte Zusammenhangskurven, die in Abbildung 3 zu sehen sind. So muss nach der Kalibrierung die Energie der Neutronen mithilfe dieser Kurven ungefähr abgelesen werden.

## 2.6 Pulsformdiskriminierung

Um in der Zählrate des organischen Szintillators zwischen den Gammaquanten und Neutronen zu unterscheiden, macht man sich zu Nutze, dass die Pulsform für Neutronen und Gammaquanten unterschiedlich ist. Dies hängt mit der spezifischen Energieabgabe der einzelnen Teilchen im Szintillatormaterial zusammen.

Mit Hilfe einer geeigneten elektrischen Schaltung wird so eine Pulsformdiskriminierung (PSD) zwischen Neutronen und Gammaquanten erreicht. Im Prinzip funktioniert dies so, dass das aufintegrierte Signal mehrfach invertiert und verzögert aufsummiert wird. Durch die unterschiedlichen Antiegszeiten der Signale wird erreicht, dass das resultierende Signal unterschiedliche Nulldurchgänge hat. Aus dieser bestimmten Zeit wird dann das für Neutronen und Gammaquanten charakteristische PSD-Signal gewonnen. Trägt man dieses Signal über der Energie der Teilchen auf, gelingt es gut, die für die Messung gewünschten Teilchen auszuwählen.

## 3 Versuchsaufbau und Messgeräte



Abbildung 4: Schematischer Aufbau zur Energie-Kalibrierung mit der Quelle (Q)  $^{22}\text{Na}$

In diesem Versuch werden zwei Detektoren vom Typ NE213 verwendet. Zunächst wird eine Natrium-22-Quelle in der Mitte dieser beiden aufeinander gereichteten Detektoren platziert (siehe Abbildung 4). Nach der Kalibrierung wird nun diese Quelle mit einer Americium-241-Berillium-9-Quelle ausgetauscht. Die Absorber, die nun in den Strahlengang zwischen der Quelle und dem Detektor 1 gestellt werden, müssen einen bestimmten Abstand  $a$  zu dem Detektor haben (siehe Abbildung 5). Die Bedingung dafür ist, dass die Neutronenstrahlen von der Quelle Q (als punktförmig angenommen) die gesamte Länge  $l$  des Absorbers durchqueren müssen, bevor sie den Detektor erreichen. Detektoren und Absorber sind zylinderförmig und die Zylinderachse liegt auf der Strahachse. Aus dem Strahlensatz ergibt sich dann mit dem Abstand Quelle - Detektor  $x$ , Durchmesser Detektor  $D$  und Durchmesser Absorber  $d$

$$\frac{x - a}{d} = \frac{x}{D} \quad (6)$$

und dann auch direkt

$$a = x \left( 1 - \frac{d}{D} \right). \quad (7)$$

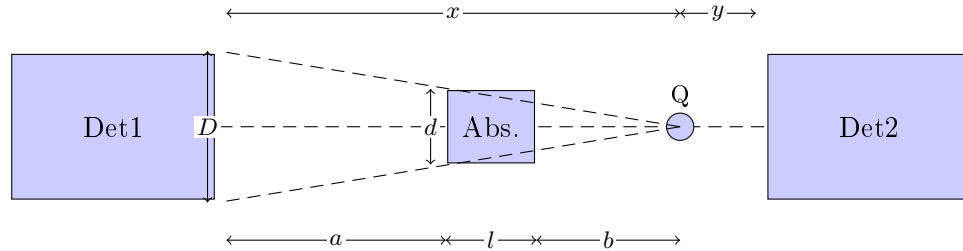


Abbildung 5: Schematischer Aufbau zur Kernradienbestimmung des Absorbers (Abs.) mit der Quelle (Q)  $^{241}\text{Am}$ - $^9\text{Be}$

Mit den Werten  $D = 11,43\text{cm}$ ,  $d = 4\text{cm}$  und  $x = 50\text{cm}$  erhält man  $a = 32,5\text{cm}$ . Da die Länge des Absorbers  $l = 5\text{cm}$  ist, erhält man für  $b = 12,5\text{cm}$ . Für die Time-of-Flight-Messung ist es noch wichtig  $y = 3,15\text{cm}$  zu wissen.

Die Signale aus den Detektoren werden über eine Verstärkerelektronik und einen Analog-Digital-Wandler zum Computer geführt, auf dem die Signale dargestellt werden. Außerdem gibt es einen Zeit-Analysator der Koinzidenzen zwischen den beiden Detektoren erkennt und Zeitdifferenz auf dem Computer darstellt. Als letztes ist das PSD-Signal zu nennen, was in der Elektronik generiert wird und auf dem Computer als 2D-Histogramm dargestellt werden kann.

## 4 Kalibrierung

### 4.1 Energie

Um aus der am PC ausgegebenen Kanalzahl die entsprechende Neutronenenergie bestimmen zu können, muss zunächst eine Kalibrierung durchgeführt werden. Da die Kanallagen aus den in den Szintillatoren gemessenen Elektronenenergien stammen, muss zunächst ein Zusammenhang zwischen der Kanalnummer und der Elektronenenergie hergestellt werden:

$$E_e = a + b \cdot K \quad (8)$$

Dafür wird das  $\gamma$ -Spektrum der  $^{22}\text{Na}$ -Quelle aufgenommen und die Lage der beiden Compton-Kanten bestimmt. Um später das korrekte Energiespektrum (Neutronenenergie bis ca.  $10\text{MeV}$ ) zu messen, muss hierbei auf die passende Einstellung der Elektronik geachtet werden, welche durch äußere Einflüsse, wie Wärme und Feuchtigkeit beeinflusst wird. Die gewählten Einstellungen finden sich in 1.



Tabelle 1: Messparameter der Energiekalibrierung

Coarse Gain	Fine Gain	Messdauer
100	0,75	3512s

Die beiden Compton-Kanten entsprechen  $\gamma$ -Quanten mit 511 bzw. 1275 keV, welche aus den Übergängen der Quelle stammen. Über die in der Theorie beschriebene Formel, kann die zugehörige Elektronenergie bestimmt werden:

$$E_{e,1} = \frac{2\alpha \cdot E_\gamma}{1 + 2\alpha} = \frac{2 \cdot \frac{511keV}{511keV} \cdot 511keV}{1 + 2 \cdot \frac{511keV}{511keV}} = \frac{2 \cdot 511keV}{3} \approx 340,7keV \quad (9)$$

$$E_{e,2} = \frac{2\alpha \cdot E_\gamma}{1 + 2\alpha} = \frac{2 \cdot \frac{1275keV}{511keV} \cdot 1275keV}{1 + 2 \cdot \frac{1275keV}{511keV}} \approx 1062,2keV \quad (10)$$

Die aus dem Spektrum bestimmten Compton-Kanten befinden sich bei den Kanälen 68 bzw. 202. Aus den Werten und dem gerade beschriebenen Elektron-Photon Zusammenhang ergibt sich die Eichung zu:

$$b = \frac{1062,2 - 340,7}{202,5 - 68} \approx 5,36 \frac{keV}{K} \quad (11)$$

$$a = 340,7 - b \cdot 68 \approx -24,1keV \quad (12)$$

$$E_e = -24,1keV + 5,36 \frac{keV}{K} \cdot K \quad (13)$$

Die maximale Elektronenenergie ergibt sich über die maximale Kanalnummer von 1024 zu:

$$E_{e,max} = -24,1 + 5,36 \cdot 1024 \approx 5470keV \quad (14)$$

Über die in Abbildung 6 dargestellte Beziehung der Elektronen- und Neutronenenergien lässt sich das messbare Energiespektrum der Neutronen bestimmen, was in unserem Fall Neutronen bis ungefähr 11 MeV umfasst.

## 4.2 Time of Flight

Für die später folgende Time-of-Flight(ToF)-Messung muss nun auch eine Kalibrierung der Kanalzahl in Flugzeit durchgeführt werden. Die im ToF-Spektrum angezeigten Daten entsprechen dabei der zeitlichen Differenz zwischen den beiden Detektoren, wobei je

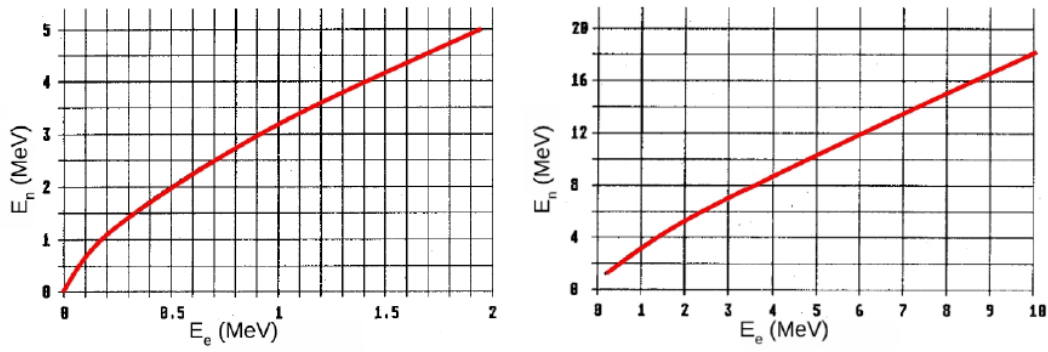


Abbildung 6: Energiebeziehung Elektronen - Neutronen [? ]

größer die Differenz, desto höher die Kanalnummer gilt. Um die Kanaldifferenz später auch in Zeitdifferenz umrechnen zu können, muss folgende Kalibrierung bestimmt werden:

$$\Delta t = a \cdot \Delta K \quad (15)$$

Dafür wird das gleiche Spektrum zweimal aufgenommen und die Lagen zweier Peaks im ToF-Spektrum bestimmt, wobei bei der zweiten Messung über eine Delay-Box ein künstliches Delay von 30ns zugeschaltet wird. Dadurch verschiebt sich das gesamte Spektrum hin zu höheren Kanalnummern und die Kalibrierung kann bestimmt werden. Die Messzeit beträgt in beiden Fällen 960s. Die bestimmten Kanallagen finden sich in 2, für jeden Peak einmal ohne zusätzliches Delay (o.D.) und einmal mit einem Delay von 30ns (m.D.)

Tabelle 2: Kanallagen der Peaks im ToF-Spektrum

Peak 1 o.D.	Peak 2 o.D.	Peak 1 m.D.	Peak 2 m.D.
465	493	762	786

Die Kalibrierung des ToF-Spektrums ergibt sich nun zu:

$$a = \frac{\Delta t}{\Delta K} = \frac{30ns}{762 - 465} = \frac{30ns}{786 - 493} \approx 0,101 \frac{ns}{K} \quad (16)$$

## 5 Durchführung und Auswertung

### 5.1 Kernradienbestimmung

Mithilfe der Am-Be-Neutronenquelle sollen im eigentlichen Versuchsteil nun die Kernradien verschiedener Absorbermaterialien bestimmt werden. Dafür benötigt man den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion der Neutronen im Absorber. Diesen kann man über die verschiedenen Zählraten der eingesetzten Absorber wie folgt bestimmen:

$$Z = Z_0 \cdot e^{-\mu d} \quad (17)$$

Dabei entspricht  $Z$  der Zählrate mit Absorber,  $Z_0$  der Zählrate ohne Absorber,  $d$  der Dicke des Absorber und  $\mu$  dem sogenannten Schwächungskoeffizienten, welcher wie folgt mit dem totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot} = 2\pi R^2$  und der Zahl der Kerne pro  $cm^3$  N zusammenhängt:

$$\mu = \sigma_{tot} \cdot N \quad (18)$$

Über die verschiedenen Zählraten können so  $\mu$ ,  $\sigma_{tot}$  und damit  $R$  bestimmt werden. Die bestimmten Werte können anschließend zur Bestimmung der Radiuskonstante  $r_0$  verwendet werden, da folgende Beziehung gilt:

$$R = r_0 \cdot A^{1/3} \quad (19)$$

Da das Neutron weiterhin nur bis auf eine reduzierte De-Broglie-Wellenlänge lokalisiert werden kann, ergibt sich die reduzierte De-Broglie-Wellenlänge  $\lambda_{dB}$  als Offset der gerade genannten Beziehung.

Für die Messung werden die verschiedenen Absorber in die in Abschnitt 3 bestimmte Position gebracht und die entsprechenden Spektren mit einer Messdauer von 1920s vermessen. Weiterhin werden nur Neutronen mit einer Energie von über 7MeV als "richtige" Neutronen angenommen, da der oben angenommene Wirkungsquerschnitt nur in diesem Energiebereich gültig ist. Dafür muss bei der Bestimmung der Zählrate der richtige Bereich des 2D-Histogramms ausgewählt werden, wobei hier nur 128 Kanäle vorhanden sind. Über die oben schon dargestellte Energierelation zwischen Neutronen und Elektronen, kann eine minimale Elektron-Energie von 3MeV identifiziert werden. Im schon kalibrierten Energie-Diagramm mit 2014 Kanälen entspricht dies allen Ereignissen ab Kanal 562. Umgerechnet auf 128 Kanäle müssen wir also alle Neutronen-Ereignisse ab Kanal 71 zählen, um auf die korrekte Zählrate zu kommen. Die bei den verschiedenen Absorbern aufgenommenen Zählraten gemeinsam mit den Atommassen und Dichten der Absorbermaterialien finden sich in 3.

Die bestimmten Werte für  $R$  können gegenüber der dritten Wurzel der Massenzahl aufgetragen und aus der Steigung die Radiuskonstante  $r_0$  und aus dem y-Achsenabschnitt die De-Broglie-Wellenlänge bestimmt werden. In Abbildung 7 findet sich dieser Plot. Als fehlerbehaftete Größen wurden die Dicke der Absorber und die Zählraten angenommen, wobei der Fehler der Absorberdicke auf  $\Delta d = 1mm$  geschätzt wurde, während die Zählraten als normalverteilte Größen und damit mit einem Fehler von  $\sqrt{Z}$  behaftet angenommen wurden. Der Fehler für  $R$  ergibt sich dann zu:

$$\Delta R = R \left( \frac{\Delta d}{2d} \right) + \frac{\Delta Z_0}{2Z_0 \log \frac{Z_0}{Z}} + \frac{\Delta Z}{2Z \log \frac{Z_0}{Z}} \quad (20)$$

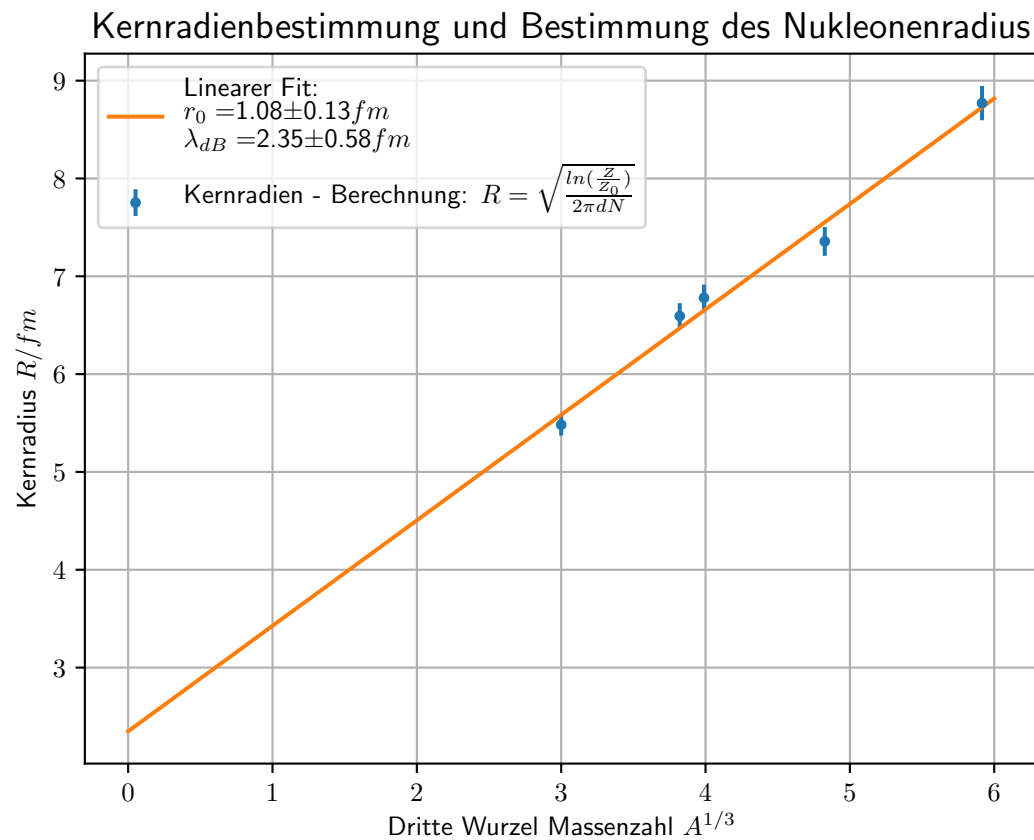


Abbildung 7: Kernradien über der dritten Wurzel der Massenzahl

Tabelle 3: Neutronen-Zählraten mit verschiedenen Absorbermaterialien

Absorber	Zählrate	Dichte in $\text{g}/\text{cm}^3$	Teilchen / $\text{cm}^3$	$\mu$	$\sigma$	R	$A^{\frac{1}{3}}$
ohne	23713						
Cadmium	10785	8,65	$4,63 \cdot 10^{22}$	0,157	$3,4 \cdot 10^{-24}$	$7,36 \cdot 10^{-13}$	4,83
Aluminium	13459	2,69	$5,99 \cdot 10^{22}$	0,113	$3,4 \cdot 10^{-24}$	$5,48 \cdot 10^{-13}$	3
Blei	10714	11,3	$3,28 \cdot 10^{22}$	0,159	$3,4 \cdot 10^{-24}$	$8,77 \cdot 10^{-13}$	5,92
Eisen	7434	7,87	$8,49 \cdot 10^{22}$	0,232	$3,4 \cdot 10^{-24}$	$6,59 \cdot 10^{-13}$	3,82
Kupfer	6990	8,92	$8,45 \cdot 10^{22}$	0,244	$3,4 \cdot 10^{-24}$	$6,78 \cdot 10^{-13}$	3,99

Als Ergebnis finden wir so eine Radiuskonstante von  $r_0 = 1,08 \pm 0,13 \text{ fm}$ . Der Literaturwert beträgt hier  $\approx 1,2 \text{ fm}$ , unsere Messung ergibt also innerhalb der Fehlergrenzen einen absolut plausiblen und guten Wert. Unser Wert für die De-Broglie-Wellenlänge beträgt für die Neutronen  $\lambda_{dB} = 2,35 \pm 0,58 \text{ fm}$ . Über die relativistische Energie-Impuls-Beziehung und die Definition der De-Broglie-Wellenlänge lässt sich daraus eine Neutronenenergie von 526 MeV ableiten. Dieser Wert erscheint jedoch sehr unrealistisch, da die typischen Neutronenenergien der verwendeten Quelle im 1-10 MeV - Bereich liegen. Als mögliche Fehlerquellen sind hier auf jeden Fall die einfache Abschätzung des Wirkungsquerschnitts und die geometrischen Fehler der Absorber zu nennen.

## 5.2 Time of Flight - Messung

Für die Time-of-Flight-Messung wird aus den Daten der Messung der Kernradienbestimmung ohne Absorber die Lage der Peaks bestimmt. Die Abstände der beiden Detektoren zur Quelle betragen dabei einmal 50 cm und einmal 3,15 cm. Im ToF-Spektrum treten dabei insgesamt 4 Peaks auf, welche aus den verschiedenen Kombinationen der Ansprechmöglichkeiten der beiden Detektoren resultieren. So kann ein bei der Kernreaktion entstehendes Neutron entweder im ersten oder im zweiten Detektor registriert werden, während der jeweils andere eines der entstehenden Photonen registrieren kann. Aus den unterschiedlichen Flugzeiten der Neutronen entstehen so die verschiedenen Peaks.

Die energiereichsten Neutronen sind im Spektrum durch den Peak mit der geringsten Zeitdifferenz zu finden. Über die Kanallage bei Kanal 493 und der geometrischen Abmessung des Aufbaus ergibt sich mit der vorausgegangenen Eichung eine kinetische Energie von 3,29 MeV für die Neutronen. Über das im Theorieteil gezeigte Zerfallsschema, wäre eigentlich eine Maximalenergie von 4,4 MeV zu erwarten gewesen, da die zu 50% entstehende Zwischenstufe noch genau diese Anregungsenergie aufweist. Im Rahmen der vorliegenden Fehlerquellen (keine punktförmige Quelle, ungenaue Peakbestimmung, fehlerhafte Elektronik) ergibt unsere Messung jedoch eine gute Größenordnung. Die Neutronen besitzen mit dieser Energie ungefähr 10% der Lichtgeschwindigkeit, sodass auch relativistische Effekte durchaus eine Begründung für die Abweichung darstellen.

## **6 Zusammenfassung/Fazit**

### **Literatur**