

Praktikum Kern- und Teilchenphysik

Justus Liebig-Universität Gießen

Sommersemester 2011

**Versuch 5**  
**Neutronenaktivierungsanalyse**

Nils Stöckmann

Stefan Diehl

Diego Semmler

18. Mai 2011

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Eigenschaften des Neutrons . . . . .	3
2.2	Bezeichnung von Neutronen . . . . .	3
2.3	Neutronenquellen . . . . .	4
2.3.1	( $\alpha$ , n)-Quellen . . . . .	5
2.3.2	( $\gamma$ , n)-Quellen . . . . .	6
2.3.3	Spontane Spaltung . . . . .	7
2.3.4	Kernreaktionen als Neutronenquelle . . . . .	7
2.3.5	Kernreaktoren als Neutronenquelle . . . . .	7
2.3.6	Spallationsquellen . . . . .	7
2.3.7	Thermische Neutronenquellen . . . . .	8
2.4	Wechselwirkung, Detektion und Abschirmung von Neutronen . . . . .	8
2.4.1	Wechselwirkungen von Neutronen mit Materie . . . . .	8
2.4.2	Funktionsweise eines Neutronendetektors . . . . .	10
2.4.3	Funktionsweise eines Neutronenschildes . . . . .	13
2.5	Die Neutronenaktivierungsanalyse . . . . .	14
2.6	Datenreduktion . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau und Ausleseelektronik</b>	<b>18</b>
3.1	Blockschalbild der Ausleseelektronik des Ge - Detektors . . . . .	18
3.2	Blockschalbild der Ausleseelektronik des NaJ:Tl - Detektors . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>20</b>
4.1	Energieeichung . . . . .	20
4.2	Bestimmung der thermischen Neutronenflussdichte . . . . .	23

4.2.1	Bestimmung der gemessenen mittleren Aktivität . . . . .	23
4.2.2	Bestimmung der tatsächlichen mittleren Aktivität . . . . .	23
4.2.3	Errechnung der Sättigungsaktivität . . . . .	25
4.2.4	Errechnung der Neutronenflussdichte . . . . .	28
4.3	Bestimmung der Masse der ersten Manganprobe . . . . .	29
4.3.1	Bestimmung der Sättigungsaktivität . . . . .	29
4.3.2	Vergleich mit der zweiten Masse . . . . .	30
4.4	Analyse des Silber-Gammaspektrums . . . . .	30
4.5	Halbwertszeiten der Nuklide in der aktivierten Silberprobe . . . . .	34
<b>5</b>	<b>Zusammenfassende Diskussion</b>	<b>38</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>39</b>

# Abstract

Durch den Beschuss mit Neutronen ist es möglich stabile Atomkerne in radioaktive Kerne umzuwandeln. Die von den radioaktiven kernen emittierte Gammastrahlung, welche charakteristisch für den emittierenden Kern ist kann dazu genutzt werden die durch die Aktivierung entstandenen Elemente quantitativ nachzuweisen. In diesem Versuch werden zunächst die Halbwertszeiten der Radionuklide bestimmt, welche in einer aktivierten Silberprobe enthalten sind. Weiterhin wird über die Messung der Aktivität einer bekannten Probe, die Neutronenflussdichte der verwendeten Neutronenquelle bestimmt. Durch die ermittelte Neutronenflussdichte kann schließlich die Masse einer durch Neutronenbeschuss aktivierten Probe bestimmen.

# Kapitel 1

## Einführung

Das Neutron spielt als ungeladener Konstituent des Atomkerns eine entscheidende Rolle bei der Untersuchung der Kernkräfte. Da Neutronen auf Grund ihrer neutralen Ladung nicht durch die Coulombbarriere beeinflusst werden, können diese Teilchen selbst mit kleinsten Energien noch in den Atomkern eindringen und dort Kernreaktionen auslösen. Genau diese fehlende Coulombwechselwirkung erschwert das experimentieren mit Neutronen jedoch ungemein, da die Fokussierung und Energieselektion eines Neutronenstrahls hierdurch sehr erschwert wird.

Die Entdeckung eines neutralen Kernbausteins erfolgte bereits in den 30er Jahren des letzten Jahrhunderts. Einen ersten experimentellen Hinweis gab es im Jahr 1930 als Bothe und Becker entdeckten, dass eine durchdringende aber nicht ionisierende Strahlung entsteht, wenn man Beryllium mit  $\alpha$ -Teilchen aus einem radioaktiven Zerfall beschießt. Diese Strahlung wurde zunächst für hochenergetische Gammastrahlung gehalten. Erst als Curie und Joliot kurze Zeit später entdeckten, dass energetische Protonen mit Energien bis 5,3 MeV entstehen, wenn man diese Strahlung auf Paraffin treffen lässt. Sollte es sich wirklich um Gammastrahlung handeln, so würden die Protonen durch Compton-Streuung aus dem Paraffin gestoßen. Eine Berechnung mit der zu dieser Zeit bereits bekannten Compton-Streuformel hatte jedoch ergeben, dass die primären Gammaquanten hierzu eine Energie von mindestens 52 MeV haben müssten, was bereits zu dieser Zeit als unrealistisch erschien. Die korrekte Erklärung wurde schließlich 1932 durch Chadwick geliefert, der durch zusätzliche Rückstoßexperimente mit Protonen belegen konnte, dass es sich um ein bisher unbekanntes neutrales (daher durchdringendes und nichtionisierendes) Teilchen mit etwa der gleichen Masse wie das Proton handelt. Eine Anwendung von Neutronen, welche in diesem Versuch durchgeführt werden soll, ist die Aktivierungsanalyse. Diese dient zum zerstörungsfreien quantitativen Nachweis der in einer Probe vorhandenen Elemente, so dass sie ein wichtiges Hilfsmittel bei forensischen und historischen Untersuchungen ist. Bestrahlt man eine Probe mit thermischen Neutronen, so werden diese an die vorhandenen Kerne angelagert und es entstehen neue angeregte, zum Teil radioaktive Kerne. Diese emittieren schließlich bei ihrem Zerfall bzw. Abregung charakteristische Gammastrahlung, über welche sie identifiziert werden können.

Im Theorieteil dieses Versuchs werden zunächst die Eigenschaften des Neutrons, sowie verschiedene Neutronenquellen vorgestellt. Weiterhin werden Möglichkeiten zur Detektion und Abschirmung der Neutronen erläutert. Zum Abschluss des Theorieteils werden schließlich die Grundlagen der im Versuch angewandten Aktivierungsanalyse dargestellt. Im 3. Kapitel wird

schließlich der verwendete Experimentelle Aufbau dargestellt und die Ausleseelektronik erläutert. Im 4. Kapitel geht es schließlich um die eigentlichen Messungen und deren Ergebnisse. Hier werden zunächst die Halbwertszeiten der in einer aktivierten Silberprobe enthaltenen Radionukliden bestimmt. Weiterhin wird über die Aktivität einer bekannten Probe die Neutronenflussdichte bestimmt und bei bekannter Neutronenflussdichte über die Aktivität einer anderen aktivierten Probe, deren Masse ermittelt.

# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

### 2.1 Eigenschaften des Neutrons

Atomkerne bestehen neben Protonen auch aus Neutronen und werden durch die starke Kraft zusammengehalten. Ohne Neutronen bestünde das komplette Universum nur aus Wasserstoff, denn der einzige stabile Kern, der nur Protonen enthält ist  ${}^1\text{H}$ . Das Neutron ist mit einer Ruhemasse von  $939,6 \frac{\text{MeV}}{c^2}$  etwa  $1,2933 \frac{\text{MeV}}{c^2}$  schwerer als das Proton. Dieser kleine Massenunterschied, welcher etwa 0,14% der Masse des freien Protons ausmacht, macht freie Neutronen instabil. Sie zerfallen durch die schwache Wechselwirkung in ein Proton, ein Elektron und ein Elektron-Antineutrino.



Die mittlere Lebensdauer eines freien Neutrons beträgt 14 Minuten und 46 Sekunden, was einer Halbwertszeit von 10 Minuten und 24 Sekunden entspricht. Die Instabilität des freien Neutrons ermöglicht es, seine Eigenschaften wie z.B. das magnetische Dipolmoment von  $\mu = -0,966\,236\,47(23) \cdot 10^{-26}$  sehr genau zu bestimmen. [\[COD10\]](#)

Das Neutron ist kein elementares Teilchen sondern zusammengesetzt aus einem u-Quark und zwei d-Quarks, was in [Abbildung 2.1](#) (links) schematisch dargestellt ist. Mit diesem Wissen kann der Betazerfall des Neutrons auch im Quarkmodell angegeben werden, in welchem er als Umwandlung eines down-Quarks in ein up-Quark interpretiert wird. Das zugehörige Feynmandiagramm ist in [Abbildung 2.1](#) (rechts) dargestellt.

Die elektrische Ladung der Quarkkonstituenten summiert sich beim Neutron zu null ( $1 \cdot Q(u) + 2 \cdot Q(d) = 2/3 + 2 \cdot (-1/3) = 0$ ).

### 2.2 Bezeichnung von Neutronen

Abhängig von ihrer Energie teilt man die Neutronen per Definition in die in [Tabelle 2.1](#) angegebenen Klassen ein.

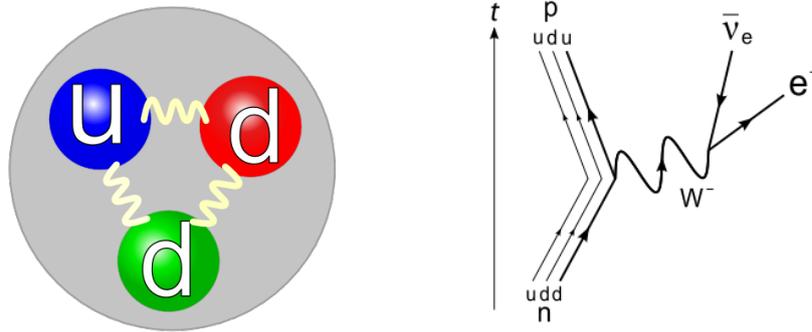


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Quarkstruktur des Neutrons (links) und schematische Darstellung des Betazerfalls im Quarkmodell (rechts)

Bezeichnung	kin. Energie	Temperatur/K	Wellenlänge/pm	Geschwindigkeit/ $\frac{\text{km}}{\text{s}}$
ultrakalte N.	$< 0,2 \text{ meV}$	$< 1,5$	$> 2000$	$< 0,195$
kalte N.	$< 2 \text{ meV}$	$< 15$	$> 640$	$< 0,620$
thermische N.	$< 100 \text{ meV}$	$< 770$	$> 90$	$< 4,4$
epithermische N.	$< 1 \text{ eV}$	$< 7700$	$> 28$	$< 13,8$
mittelschnelle N.	$0,5 \text{ eV} - 10 \text{ keV}$	$390 \dots 77 \cdot 10^6$	$40 \dots 0,28$	$9,8 \dots 1380$
schnelle N.	$10 \text{ keV} \dots 20 \text{ MeV}$	$77 \cdot 10^6 \dots 155 \cdot 10^9$	$0,28 \dots 0,0064$	$1380 \dots 61000$
relativistische N.	$> 20 \text{ MeV}$	$> 155 \cdot 10^9$	$< 0,0064$	$> 61000$

Tabelle 2.1: Bezeichnung von Neutronen in Abhängigkeit ihrer Energie

Am Beispiel von thermischen Neutronen sollen kurz die Zusammenhänge zwischen den einzelnen Größen erläutert werden. Die Energieverteilung thermischer Neutronen ist eine Maxwellverteilung mit der Durchschnittsenergie  $\langle E \rangle \approx k_B \cdot T$ . Die mittlere kinetische Energie von thermischen Neutronen beträgt  $\frac{1}{40} \text{ eV}$ . Dies entspricht einer Temperatur von

$$T = \frac{E}{k_B} = \frac{\frac{1}{40} \cdot e}{1,38 \cdot 10^{-23}} \approx 290 \text{ K} \quad (2.2)$$

Die Geschwindigkeit ergibt sich zu

$$v = \sqrt{\frac{2E}{m}} = \sqrt{\frac{2 \cdot \frac{1}{40} \text{ eV}}{939,6 \cdot 10^6 \frac{\text{eV}}{c^2}}} \approx 2187 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (2.3)$$

Für die mittlere de Broglie-Wellenlänge folgt damit

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}}{1,675 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \cdot 2187 \frac{\text{m}}{\text{s}}} \approx 180 \text{ pm} \quad (2.4)$$

## 2.3 Neutronenquellen

Es gibt verschiedene Neutronenquellen, die sich hinsichtlich der Energie der Neutronen, der erreichbaren Neutronendichte und dem nötigen technischen Aufwand deutlich unterscheiden.

Da sich Neutronen praktisch nicht beschleunigen lassen, müssen sie direkt mit der benötigten Energie erzeugt werden. Daher bleiben nur die Möglichkeiten, entweder direkt Neutronen mit der gewünschten Energie zu erzeugen oder mit hochenergetischen Neutronen zu beginnen und deren Energie durch die Kollision mit Atomen verschiedener Materialien zu verringern (*moderieren*).

### 2.3.1 ( $\alpha$ , n)-Quellen

Die ( $\alpha$ , n)-Quelle ist die am Einfachsten zu realisierende Neutronenquelle. Sie wurde bereits von Bothe und Becker entdeckt. Es wird hierbei ausgenutzt, dass das stabile Isotop  $^9\text{Be}$  ein mit einer Bindungsenergie von nur 1,665 MeV relativ schwach gebundenes Neutron besitzt. Trifft nun ein  $\alpha$ -Teilchen aus einem radioaktiven Zerfall ( $E \approx 5\text{--}6\text{ MeV}$ ) auf den  $^9\text{Be}$  Kern, so kann ein Neutron aus dem Kern herausgelöst werden. Das  $\alpha$ -Teilchen verschmilzt dabei mit dem restlichen Kern zu einem  $^{12}\text{C}$ -Kern. Um eine konstante Neutronenproduktionsrate zu erhalten, mischt man  $^9\text{Be}$  mit einem langlebigen  $\alpha$ -Strahler wie zum Beispiel  $^{226}\text{Ra}$  oder – wie in diesem Versuch –  $^{241}\text{Am}$  ( $T_{1/2} = 432\text{ a}$ ). Mit letzterem als  $\alpha$ -Strahler sieht die Reaktion, welche zur Emission des Neutrons führt folgendermaßen aus:



Das  $\alpha$ -Teilchen erzeugt hierbei zunächst einen angeregten  $^{13}_6\text{C}^*$  Zwischenkern, welcher dann unter Emission eines Neutrons und Gammastrahlung zu einem stabilen  $^{12}_6\text{C}$  Kern zerfällt.<sup>1</sup> Bei dieser Reaktion (2.6–2.7) werden 5,7 MeV frei. Berücksichtigt man, dass die in Reaktion 2.5 sowie die durch die entstandenen Tochterkerne emittierten  $\alpha$ -Teilchen Energien im Bereich 5–6 MeV haben, so reicht das Energiespektrum der Neutronen, welches in Abbildung 2.2 dargestellt ist, von um 2 MeV bis hin zu etwa 11 MeV. Es handelt sich also um schnelle Neutronen.

Das Energiespektrum besitzt eine mittlere Energie von 5 MeV. Es kann nicht durch eine einfache Funktion beschrieben werden kann, da viele Resonanzen, die Abbremsung des  $\alpha$ -Teilchens sowie die verschiedenen Emissionsrichtungen des Neutrons relativ zum  $\alpha$ -Teilchen eine Rolle spielen.

Da der Einfangquerschnitt von  $^9\text{Be}$  für  $\alpha$ -Teilchen relativ gering ist<sup>2</sup>, muss der primäre  $\alpha$ -Strahler recht hohe Aktivitäten aufweisen, damit sich ein brauchbarer Neutronenfluss ergibt.

Bei einer Aktivität des  $^{241}\text{Am}$  von 1 Ci erhält man einen Neutronenfluss von  $2\text{--}3 \cdot 10^6$  Neutronen pro Sekunde [?].

<sup>1</sup>Auf Grund der emittierten Gammaquanten ist es wichtig, dass um die Neutronenquelle auch eine effektive Abschirmung für Gammastrahlung existiert.

<sup>2</sup>siehe Abb. 2.3

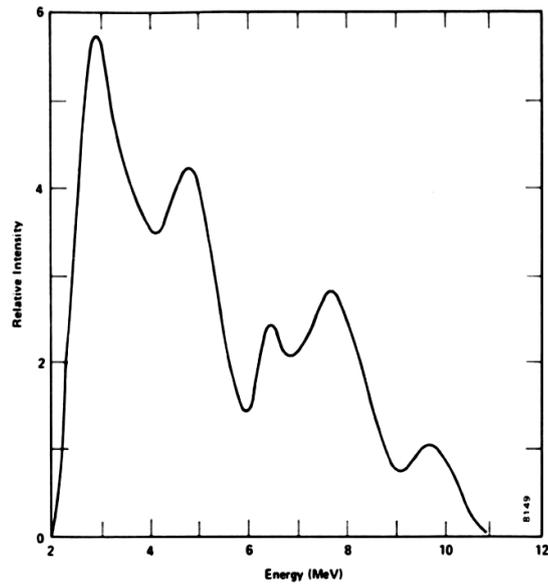


Abbildung 2.2: Spektrum der Neutronenenergien einer  $^{241}\text{Am}$ - $^9\text{Be}$ -Neutronenquelle [TUD12]

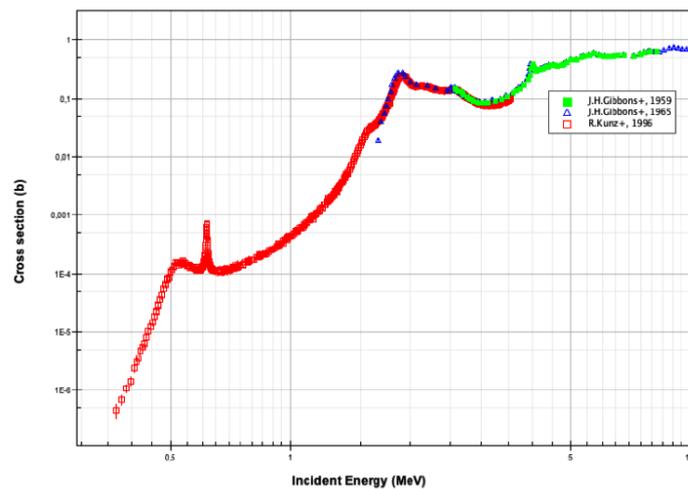


Abbildung 2.3: Energieabhängiger Einfangquerschnitt von  $^9\text{Be}$  für  $\alpha$ -Teilchen [NEA12]

### 2.3.2 $(\gamma, n)$ -Quellen

Eine andere Möglichkeit zur Erzeugung von freien Neutronen ist der Beschuss des  $^9\text{Be}$ -Kerns mit Photonen an Stelle von  $\alpha$ -Teilchen. Ähnlich wie man aus einem Atom mit einem Photon dessen Energie größer ist als die Bindungsenergie des Elektrons ein Elektron herauslösen kann (Photoeffekt), kann man mit einem hochenergetischen Photon ein Neutron aus dem Kern herauslösen (Kernphotoeffekt).



Als  $\gamma$ -Quelle bieten sich hier  $^{24}\text{Na}$  ( $E_\gamma = 2,76 \text{ MeV}$ ) und  $^{124}\text{Sb}$  ( $E_\gamma = 1,689 \text{ MeV}$ ) an. Die Energie der von  $^{24}\text{Na}$  ausgesandten  $\gamma$ -Strahlung reicht aus, um Neutronen aus Deuterium auszulösen. Die Gamma-Energie von  $^{124}\text{Sb}$  ist dafür zu gering. Die Ausbeute an Neutronen ist mit  $2 \cdot 10^6 \frac{\text{Neutronen}}{\text{s}}$  pro Ci  $^{24}\text{Na}$  vergleichbar mit der  $^{241}\text{Am-}^9\text{Be}$ -Quelle.

Der Vorteil dieser Quelle ist, dass die Neutronen, wenn man eine Quelle mit monoenergetischer Gammastrahlung verwendet, nahezu monoenergetisch sind. Die Energie der Neutronen beträgt etwa  $0,8 \text{ MeV}$ . Der Nachteil ist die geringe Halbwertszeit der verwendeten Gammastrahler ( $15 \text{ Stunden}$  für  $^{24}\text{Na}$ ,  $60 \text{ Tage}$  für  $^{124}\text{Sb}$ ). Verwendet man ein langlebigeres Isotop wie zum Beispiel  $^{126}\text{Sb}$ , so beträgt die Neutronenenergie nur noch etwa  $24 \text{ keV}$ , da die Energie der Gammaquanten dieses Isotops gerade über der Bindungsenergie des Neutrons in  $^9\text{Be}$  liegt.

### 2.3.3 Spontane Spaltung

Bei einer spontanen Spaltung werden – je nach Isotop – mehrere Neutronen freigesetzt.  $^{252}\text{Cf}$  setzt im Schnitt ca.  $4$  Neutronen frei. Diese haben eine kontinuierliche Energieverteilung mit einer Durchschnittsenergie von  $1$  bis  $3 \text{ MeV}$ . Die Neutronenausbeute liegt im Vergleich zu den beiden ersten Quellen mit  $4,3 \cdot 10^9 \frac{\text{Neutronen}}{\text{s}}$  pro Ci  $^{252}\text{Cf}$  deutlich höher.

### 2.3.4 Kernreaktionen als Neutronenquelle

Die Energie zur Abspaltung eines Neutrons kann auch aus einem Beschleuniger kommen. Dabei sucht man sich einen Prozess aus, bei dem Neutronen frei werden z.B.  $^2\text{H}(^2\text{H}, n)^3\text{H}$ ;  $^3\text{H}(^2\text{H}, n)^4\text{He}$ ;  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$  oder  $^9\text{Be}(^4\text{He}, n)^{12}\text{C}$  [?].

Durch die Strahlenergie und den Winkel, unter dem man die emittierten Neutronen betrachtet, kann die Energie der Neutronen eingestellt werden. Im Gegensatz zu den  $(\gamma, n)$ -Quellen, die nur bestimmte Energien erlauben, kann hier durch Variation der genannten Parameter und Abschirmung der übrigen Neutronen ein monoenergetischer Neutronenstrahl mit einer einstellbaren Energie erzeugt werden. Der Neutronenfluss hängt bei diesen Prozessen von der Reaktionsrate ab.

Bei der Reaktion  $^3\text{H}(^2\text{H}, n)^4\text{He}$  werden  $17,589 \text{ MeV}$  frei[?].

### 2.3.5 Kernreaktoren als Neutronenquelle

Bei der Kernspaltung von  $^{235}\text{U}$  werden typischerweise zwei bis drei Neutronen frei. Die Energie der Neutronen beträgt meist  $1$  bis  $2 \text{ MeV}$ , wobei der hochenergetische Teil des Neutronenspektrums bis hin zu  $7 \text{ MeV}$  reicht. Eine solche Neutronenquelle ist technisch zwar sehr aufwendig, aber im Inneren eines als Neutronenquelle konzipierten Kernreaktors kann der Neutronenfluss bis zu  $10^{14} \frac{\text{Neutronen}}{\text{cm}^2\text{s}}$  betragen.

### 2.3.6 Spallationsquellen

Bestrahlt man schwere Kerne mit Protonen aus einem Beschleuniger, so werden diese Kerne zerstört. Dabei entstehen neben leichten Kernen und Protonen ca.  $30$  Neutronen pro Spallation. Der erreichbare Neutronenfluss liegt bei  $10^{17} \frac{\text{Neutronen}}{\text{cm}^2\text{s}}$ . Der Hauptvorteil dieser Quelle,

neben des höheren Neutronenflusses, ist jedoch sicherheitstechnischer Natur: Im Gegensatz zu einem Kernkraftwerk wird diese Neutronenquelle nicht durch eine Kettenreaktion aufrechterhalten. Eine Kernschmelze kann durch die Kontrolle des Strahlstroms ausgeschlossen werden.

### 2.3.7 Thermische Neutronenquellen

Die bisher vorgestellten Neutronenquellen liefern alle Neutronen mit Energien im keV- bis MeV-Bereich. Sollen die Neutronen im Experiment von Kernen eingefangen werden, eignen sich thermische Neutronen besser, da diese in der Regel einen höheren Wirkungsquerschnitt haben (vgl. Kapitel 1.3.1). Dazu bremst man die schnellen Neutronen mit einem Moderator auf eine mittlere Energie von ca. 25 meV ab. Am besten eignet sich hierfür Wasserstoff, da Protonen und Neutronen ungefähr gleich schwer sind und bei einem frontalem Stoß sogar die komplette kinetische Energie übertragen wird. Üblicherweise verwendet man Paraffin oder Wasser, das Wasserstoff enthält und einfach zu handhaben ist.

## 2.4 Wechselwirkung, Detektion und Abschirmung von Neutronen

Nachdem im letzten Abschnitt die verschiedenen Möglichkeiten für Neutronenquellen vorgestellt wurden, wird sich dieser Abschnitt mit der Wechselwirkung der Neutronen mit Materie und darauf Aufbauend mit der Detektion und Abschirmung von Neutronen beschäftigen.

### 2.4.1 Wechselwirkungen von Neutronen mit Materie

Da Neutronen keine elektrische Ladung haben, wechselwirken sie kaum mit der Elektronenhülle der Atome, sondern verursachen hauptsächlich Reaktionen mit den Atomkern. Je nach Energie der Neutronen treten hier verschiedene Wechselwirkungen auf. Während für schnelle Neutronen eine ganze Reihe an Wechselwirkungseffekten wie  $(n,p)$ ,  $(n, \alpha)$  oder auch  $(n, 2n)$  auftreten können, werden langsame Neutronen meist durch eine  $(n, \gamma)$  Reaktion eingefangen und in den Atomkern eingebaut [?]. Die Bindungsenergie des Neutrons, die bei dieser Reaktion frei wird, geht zunächst in Anregungsenergie des neuen Atomkerns über. Die Abregung dieses Atomkerns erfolgt meist über die Emission ein oder mehrerer Gamma-Quanten. Die so entstandenen Isotope können instabil sein und radioaktiv zerfallen.

Der Wirkungsquerschnitt von solchen Einfangreaktionen ist im Allgemeinen proportional zu  $1/v$ , was sich durch die folgende Überlegung plausibel machen lässt: Je langsamer die Neutronen sind, desto länger bleiben sie in der Nähe eines Atomkerns und desto wahrscheinlicher ist eine Reaktion. Für thermische Neutronen ist der Einfangquerschnitt zum Beispiel für  $^9\text{Be}$  0,0092 barn und für  $^{55}\text{Mn}$  13,3 barn ([TECH11], [?]). Hinzu kommt noch, dass es bei den meisten Kernen Resonanzen gibt, welche den Wirkungsquerschnitt in einem eingeschränkten Bereich, in scharfer Abhängigkeit von der Energie der Neutronen um mehrere Zehnerpotenzen erhöhen können.

Schnelle Neutronen können außerdem inelastisch mit Atomkernen zusammenstoßen und diese anregen oder sogar spalten. Dafür müssen die Neutronen eine für jeden Atomkern spezifische

Energie überschreiten. Ab einer Neutronenenergie von mehreren MeV kann es auch zu einem hadronischen Schauer kommen, in welchem die durch die nukleare Wechselwirkung der Neutronen entstandenen geladenen Sekundärteilchen wie Pionen oder Protonen wiederum Wechselwirkungen hervorrufen.

**Die Abschwächungsfunktion:** Im folgenden soll die funktionale Abhängigkeit eines monoenergetischen Neutronenstrahls der Intensität  $I_0$  von der Eindringtiefe  $x$  in Materie hergeleitet werden. Durchquert der Neutronenstrahl eine Dicke  $dx$  so sieht er  $ndx$  Atome pro Oberflächeneinheit des Strahls bzw. der Materie. Ist  $\sigma_t$  der totale Intensitätsverlust, so ergibt sich die Abnahme der Intensität zu:

$$dI = -I\sigma_t n dx \quad (2.9)$$

Integration liefert schließlich:

$$I = I_0 \cdot e^{-\sigma_t n x} \quad (2.10)$$

Hiermit haben wir eine Formel, mit der wir den Verlust an Neutronen mit einer vorgegebenen Energie abschätzen können. Es ist jedoch zu berücksichtigen, dass diese Formel Neutronen, welche ihrer Energie durch Streuung verringern und weiterhin im Strahl bleiben, nicht berücksichtigt.

**Moderation der Neutronen durch elastische Stöße:** Fliegen schnelle Neutronen durch Materie, stoßen sie mit den Atomen zusammen und verlieren Energie, bis ihre mittlere Energie den Elektronenvoltbereich erreicht hat und sie mit hoher Wahrscheinlichkeit eingefangen werden können. Diesen Vorgang bezeichnet man auch als Moderation. Da die Wirkungsquerschnitte für Streuung und Absorption stark von der Energie abhängen können, die sich während der Moderation ändert, sollen hier nur einige allgemeine Überlegungen aufgeführt werden.

Hierzu betrachtet man die Kollision eines Neutrons der Ausgangsenergie  $E$  mit einem in Ruhe befindlichen Atom der Masse  $A$ . Aus der Viererimpulserhaltung ergibt sich hierbei das Verhältnis der Neutronenenergie nach dem Stoß  $E'$  zu Energie  $E$  vor dem Stoß zu:

$$\frac{E'_{Neutron}}{E_{Neutron}} = \frac{m_K^2 + m_N^2 + 2m_N m_K \cdot \cos(\theta)}{(m_K + m_N)^2} \approx \frac{A^2 + 1 + 2A \cdot \cos(\theta)}{(A + 1)^2} \quad (2.11)$$

wobei  $\theta$  der Streuwinkel im Schwerpunktssystem ist. Der maximale Energieverlust tritt bei einer Rückwärtsstreuung auf und ergibt sich zu:

$$\frac{E'_{Neutron}}{E_{Neutron \min}} = \left( \frac{A - 1}{A + 1} \right)^2 \quad (2.12)$$

Man kann leicht erkennen, dass die gesamte Energie des Neutrons abgegeben wird, wenn es mit einem gleich schweren Körper ( $A = 1$ ) zusammenstößt, während die Energie für Stoßpartner, die im Vergleich zum Neutron eine sehr große oder sehr kleine Masse besitzen, nahezu

unverändert bleibt. Wasserstoff ( $A = 1$ ) eignet sich daher am besten zur Thermalisierung von Neutronen, da das Neutron hier die meiste Energie und im Falle einer Rückwärtsstreuung sogar fast seine gesamte Energie abgibt. In der Praxis verwendet man üblicherweise Paraffin (z.B. Neutronenschild) oder Wasser (z.B. Kernreaktor).

Für Neutronen mit Energien bis etwa 10 MeV findet die Streuung meist gemäß einer s-Welle statt und ist daher im Schwerpunktsystem winkelnunabhängig. Der Energieübertrag in diesem Energiebereich ist daher gleichmäßig bis hin zum in Gleichung 2.12 angegebenen Maximum verteilt.

Um nun die mittlere Anzahl an Stößen zu berechnen, müsste man nach jedem Stoß wieder den Energieverlust berechnen. Das Problem besteht jedoch darin, dass die Neutronen nach einem Stoß nicht mehr monoenergetisch sind, sondern einer Energieverteilung gehorchen. Es muss also gemittelt werden. Um den mittleren Energieverlust pro Kollision abzuschätzen definiert man den Parameter [?]

$$\xi = \left[ \log \left( \frac{E}{E'} \right) \right]_{av.} = \frac{\int \log \left[ \frac{(A+1)^2}{A^2+1+2A\cos(\theta)} \right] d\Omega}{\int d\Omega} = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \log \left( \frac{A-1}{A+1} \right) \quad (2.13)$$

wobei  $d\Omega$  das Raumwinkelelement im Schwerpunktsystem ist.

Für die Anzahl der Kollisionen bis zur Thermalisierung gilt damit:

$$\log(E'_n) = \log(E) - n\xi \quad (2.14)$$

Tabelle 2.2 gibt hierzu die Werte für  $\xi$  für verschiedene Moderatoren an. Weiterhin ist die mittlere Anzahl der Kollisionen  $n$  zur Thermalisierung ( $E'_n = 0,025 \text{ eV}$ ) von Neutronen mit einer Ausgangsenergie von 2 MeV angegeben.

Isotop	$\xi$	$n_{therm}$
$^1\text{H}$	1,00	18
$^2\text{H}$	0,725	25
$^4\text{He}$	0,425	43
$^{12}\text{C}$	0,158	110
$^{238}\text{U}$	0,0084	2200

Tabelle 2.2: Moderationsfähigkeit verschiedener Isotope [?].

Die zu Beginn der Berechnung gemachte Annahme, dass der Atomkern in Ruhe ist, mit welchem das Neutron kollidiert, trifft für thermische Neutronen nicht zu. Die thermische Bewegung der Atome ist hier vergleichbar mit der Geschwindigkeit der Neutronen. Daher kann man in diesem Fall vereinfachend annehmen, dass die Neutronen nach einer gewissen Zeit mit dem Moderator der Temperatur  $T$  im Gleichgewicht sind und durch die Maxwellverteilung beschrieben werden können.

### 2.4.2 Funktionsweise eines Neutronendetektors

Anders als geladene Teilchen können Neutronen auf Grund ihrer fehlenden elektrischen Ladung nicht durch direkte Ionisationsereignisse detektiert werden. Daher muss ein Neutronen-

detektor darauf ausgerichtet sein die Sekundärteilchen der im letzten Abschnitt beschriebenen Kernreaktionen (z.B. (n,p), ...) bzw. von Streueignissen an leichten geladenen Teilchen nachzuweisen. Es werden also immer in einem Zwischenschritt zunächst geladene Teilchen oder hochenergetische Photonen erzeugt. Die Detektorkonzepte hängen hierbei entscheidend von der Energie der Neutronen ab.

**Nachweis langsamer und thermischer Neutronen:** Zum Nachweis langsamer und thermischer Neutronen verwendet man ein Material mit großem Neutroneneinfangquerschnitt wie z.B.  $^3\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$  oder  $^{10}\text{B}$ . Wird ein Neutron von einem dieser Kerne eingefangen, so wird ein schnelles  $\alpha$ -Teilchen, bzw. im Fall  $^3\text{He}$  ein schnelles Proton emittiert, dessen Signal dann nachgewiesen werden kann. Hierzu werden in der Regel Ionisationskammern oder Proportionalitätszähler mit  $\text{BF}_3$  Gas gefüllt oder mit einer bohrhaltigen Beschichtung ausgekleidet. Alternativ eignen sich auch Szintillatoren aus z.B. Lithiumiodid (LiI), in welchen die Sekundärprodukte Szintillationslicht erzeugen. Wird in einem solchen Detektor z.B. durch das Isotop  $^{10}\text{B}$  ein Neutron eingefangen, so findet die folgende Reaktion statt:



Der Einfangquerschnitt liegt bei diesem Isotop für thermische Neutronen bei einem sehr hohen Wert von 3840 barn und gehorcht bis etwa 100 keV ohne Resonanzen einer  $1/v$ -Abhängigkeit (siehe Abbildung 2.4).

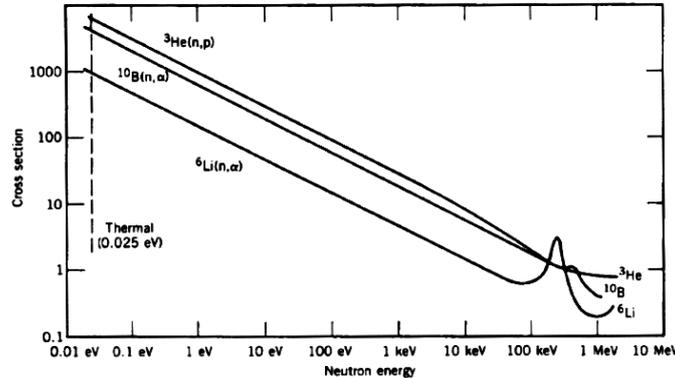


Abbildung 2.4: Wirkungsquerschnitt der Reaktionen  $^3\text{He}(n,p)$ ,  $^6\text{Li}(n,\alpha)$  und  $^{10}\text{Be}(n,\alpha)$  für Energien  $< 100$  keV. [?]

Durch diesen Verlauf des Wirkungsquerschnittes ist es auch möglich die Zählrate bei bekannter Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen zu berechnen. Ähnliche Detektoren basieren auf der  $^6\text{Li}(n,\alpha)$  und der  $^3\text{He}(n,p)$  Reaktion, deren Wirkungsquerschnitte ebenfalls in Abbildung 2.4 dargestellt sind.

Ein anderer Weg die Intensität eines Neutronenstrahls zu messen ist es, dem Neutronenfluss ein Material auszusetzen, welches nach einem Neutroneneinfang radioaktiv wird und einen bekannten Einfangquerschnitt für Neutronen mit einer bestimmten Energie hat. Nimmt man das Material nach einer gewissen Zeit aus dem Neutronenstrahl und misst seinen Aktivität, so kann auf den ursprünglichen Neutronenfluss geschlossen werden.

Um die Energie der Neutronen zu bestimmen kann man zum Beispiel Geschwindigkeitsfilter einsetzen. Eine einfache Ausführung besteht aus einem rotierenden Kolben aus einem Material, welches einen hohen Absorptionsquerschnitt für thermische Neutronen besitzt (z.B. Cadmium oder Gadolinium) und in dessen äußeren Bereich sich ein oder mehrere schmale spiralförmige Kanäle befinden, die nur Neutronen mit einer bestimmten Geschwindigkeit (kin. Energie) passieren können (siehe Abb. 2.5).

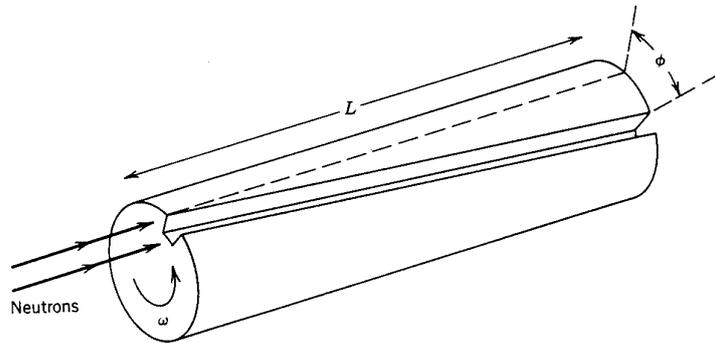


Abbildung 2.5: Mögliche Ausführungen eines Geschwindigkeitsselektors für Neutronen. Der Filter kann nur von Neutronen mit der Geschwindigkeit  $v$  passiert werden. Sie passieren den Kanal in derselben Zeit, die zur Rotation um den Winkel  $\phi$  benötigt wird. Für die Geschwindigkeit gilt daher  $v = L \cdot \omega / \phi$  [?]

Ein solcher Filter ist zwar nur für thermische Neutronen geeignet, kann jedoch zur Energieselektion dieser aus einem kontinuierlichen Spektrum genutzt werden.

Eine andere Möglichkeit der Flugzeitmessung ist, dass man den Neutronenstrahl mit einem „Chopper“ in Pulse mit der Frequenz  $f$  unterbricht. Nach einer gewissen Strecke unterbricht man den Neutronenstrahl synchron dazu erneut. Durch beide Chopper gelangen nur Neutronen, welche die Geschwindigkeitsrelation  $v = n \cdot s \cdot f$ ,  $n \in \mathbb{N}$  erfüllen. Um schnelle Neutronen im MeV-Bereich zu selektieren, benötigt man eine Flugstrecke von mehreren hundert Metern. Hat man eine gepulste Neutronenquelle – wie z.B. einen Beschleuniger –, kann man auch den ersten Chopper verzichten. Der Nachteil dieser Methoden ist, dass alle Neutronen, die nicht die gewünschte Geschwindigkeit haben, verloren gehen.

Thermische Neutronen haben eine de Broglie-Wellenlänge im Bereich von  $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{Em}} = \frac{2 \cdot \pi \cdot 197,3 \text{ eV nm}}{\sqrt{25 \text{ meV} \cdot 939,6 \text{ MeV}}} = 0,26 \text{ nm}$ . Dies entspricht ungefähr dem Abstand der Atome eines Kristallgitters. Bestrahlt man einen Kristall mit Neutronen, so werden durch die Bragg-Streuung Neutronen bestimmter Energien in bestimmten Winkeln zwischen Neutronenstrahl und Kristalloberfläche

$$\vartheta = \arcsin \left( \frac{n \cdot \lambda}{2d} \right) \quad (2.16)$$

gestreut.

Die Energie ergibt sich damit zu

$$E = \frac{h}{\sqrt{m \cdot \lambda}} = h \cdot \sqrt{\frac{n}{2 \cdot d \cdot n \cdot \sin(\vartheta)}}, \quad n \in \mathbb{N} \quad (2.17)$$

Der große Vorteil dieser Methode liegt darin, dass Neutronen mit verschiedenen Energien, welche sich im selben Strahl befinden parallel detektiert werden können. Durch das Herausfiltern der unter einem bestimmten Winkel gestreuten Neutronen eignet sich diese Methode auch zur Erzeugung eines monoenergetischen Neutronenstrahls. Nutzt man einen monoenergetischen Neutronenstrahl bekannter Energie als Primärstrahl, so eignet sich diese Methode auch sehr gut zur Analyse der Kristallstruktur und hat in diesem Bereich viele praktische Anwendungen. Ein Nachteil dieser Methode ist jedoch die Tatsache, dass sie nicht für höherenergetische Neutronen eingesetzt werden kann, da deren Wellenlänge zu kurz ist, um Interferenzstrukturen bei der Reflexion an Kristallen beobachten zu können.

**Nachweis schneller Neutronen:** Schnelle Neutronen kann man über den Rückstoß, welcher aus einer elastischen Streuung zwischen einem Neutron und einem leichten Target wie Wasserstoff ( $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ) oder Helium ( $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ) resultiert nachweisen. Diese Streuung wurde in Abschnitt 2.4.1 im Rahmen der Moderation von Neutronen bereits diskutiert. Es wurde gezeigt, dass die gestreuten Neutronen ein kontinuierliches Energiespektrum besitzen, welches von  $E' = E$  bis zu dem in Gleichung 2.12 gegebenen Minimalwert reicht. Die Energie des gestoßenen Kerns  $E_R$  beträgt demnach

$$E_R = E - E' \quad (2.18)$$

Mit den Resultaten aus Abschnitt 2.4.1 folgt für die Maximalenergie direkt:

$$(E_R)_{max} = E \frac{4A}{(A+1)^2} \quad (2.19)$$

Für Wasserstoff wäre demnach  $(E_R)_{max} = E$ , während für  $^3\text{He}$   $(E_R)_{max} = 0,75 \cdot E$  gilt. Um eine solche Messung in der Realität durchführen und das gestoßene Objekt nachweisen zu können nutzt man in der Regel organische Szintillatormaterialien mit einem hohen Wasserstoffanteil (Plastik- oder Flüssigszintillatoren). Der Szintillator dient in diesem Fall sowohl als Protonentarget als auch als Detektor für die rückgestoßenen Protonen. Die Menge des durch die Protonen im Szintillator erzeugten Szintillationslichtes ist dabei proportional zur kinetischen Energie der Protonen und damit auch zur Energie der Neutronen, hängt allerdings noch vom Stoßparameter ab. Aus der Energieverteilung der Protonen kann man demnach auf die Energie des Neutronenstrahls geschlossen werden. Die Effizienz eines solchen Detektors liegt bei etwa 50%.

Interessieren nur Neutronen ab einer bestimmten Energie, kann man auch einen *Threshold Detektor* einsetzen. Beispielsweise benötigt die Spaltung von  $^{234}\text{U}$  0,3 MeV. Dabei werden ebenfalls geladene Teilchen frei, die man mit einem Szintillator nachweisen kann. Je nach gewünschter Energieschwelle können verschiedene Materialien eingesetzt werden. Die Reaktion  $^{31}\text{P} (n, p) ^{31}\text{Si}$  benötigt zum Beispiel 0,72 MeV, die Reaktion  $^{32}\text{S} (n, p) ^{32}\text{P}$  0,95 MeV [Nov2].

### 2.4.3 Funktionsweise eines Neutronenschildes

Da Neutronen – wie in den letzten Abschnitten beschrieben – Kernreaktionen auslösen können, bei denen ionisierende Sekundärteilchen oder Strahlung entsteht, ist es wichtig sowohl

schnelle als auch langsame Neutronen abzuschirmen. Ein wirkungsvoller Neutronenschild besteht daher aus drei Stufen:

- Da der Einfangquerschnitt für thermische Neutronen größer ist als für schnelle Neutronen, werden die Neutronen zunächst durch ein wasserstoffhaltiges Material wie Paraffin oder Plastik auf thermische Energien moderiert (vgl. Abschnitt 2.4.1).
- Danach müssen die Neutronen eingefangen werden, was ein Material mit einem hohen Neutroneneinfangquerschnitt wie z.B.  $^{157}\text{Gd}$  oder  $^{10}\text{B}$  erledigt.
- Dabei entsteht  $\gamma$ - und Röntgenstrahlung, die ebenfalls abgeschirmt werden muss. Hierfür eignet sich ein Material mit hoher Ordnungszahl, beispielsweise Blei. In der Praxis wird hierzu auch oft eine dicke Betonschicht verwendet.

## 2.5 Die Neutronenaktivierungsanalyse

Die Aktivierungsanalyse dient zum zerstörungsfreien qualitativen und quantitativen Nachweis der in einer Probe vorhandenen Elemente. Außer für die acht leichtesten Elemente sowie Phosphor, Schwefel, Titan und Bismut können Konzentrationen bis in den ppb-Bereich gemessen werden, welche durch allgemeine chemische Methoden nicht mehr erfassbar sind. Diese Eigenschaften machen die Aktivierungsanalyse zu einem wichtigen Hilfsmittel bei forensischen und historischen Untersuchungen.

Das grundlegende Prinzip dieser Methode besteht darin, dass zunächst stabile Elemente bei der Bestrahlung mit thermischen Neutronen durch eine Neutroneneinfangsreaktion ( $n, \gamma$ ) zu radioaktiven Isotopen des Ausgangselements werden können. Diese Isotope zerfallen in der Regel mit Emission eines oder mehrerer  $\gamma$ -Quanten. Da die Energien dieser Quanten charakteristisch für den emittierenden Kern bzw. dessen Zerfall sind, können die emittierenden Kerne durch präzisen Nachweis der Energie und Intensität der Gammastrahlung qualitativ und quantitativ bestimmt werden. Die grundlegende Voraussetzung für die Anwendbarkeit dieses Verfahrens ist, dass der Einfang- bzw. Aktivierungsquerschnitt der entsprechenden Elemente für Neutronen groß, die Zerfallszeit der gebildeten Isotope nicht zu groß und die Energien der emittierten Gammastrahlung gut nachweisbar und unterscheidbar sind.

Kommen wir nun zur Betrachtung des eigentlichen Verfahrens. Hierbei wird zunächst angenommen, dass durch die Bestrahlung nur ein einzelnes Isotop erzeugt wird. Falls mehrere Isotope erzeugt werden, können diese mit den hergeleiteten Gleichungen unabhängig voneinander betrachtet werden, sofern es gelingt die Aktivitäten getrennt voneinander zu erfassen. Bestrahlt man eine Probe geeigneter Atome mit einem kontinuierlichen Fluss ( $f(t)$ ) von thermischen Neutronen, so werden diese in die vorhandenen Kerne ( $A$ ) eingebaut und es werden kontinuierlich künstliche radioaktive Kerne ( $A^*$ ) erzeugt. Die Rate der zur Zeit  $t_1$  neu erzeugten radioaktiven Kerne ist

$$\frac{dA^*}{dt}(t_1)_{\text{Produktion}} = f \cdot \sigma \cdot A(t_1) \quad (2.20)$$

wobei  $A(t_1)$  näherungsweise als konstant angenommen werden kann, d.h. die Menge der bestrahlten Kerne ändert sich nicht [?]. Im folgenden wird daher  $A(t_1) = A$  gesetzt. Weiterhin

wird davon ausgegangen, dass der Neutronenfluss  $f$  während der gesamten Bestrahlungsdauer näherungsweise konstant ist.

Sobald die Kerne ( $A^*$ ) erzeugt wurden, beginnen diese wiederum mit der für sie charakteristischen Halbwertszeit zu zerfallen. Dieser Zerfall, bei dem die zu messende  $\gamma$ -Strahlung emittiert wird, erfolgt nach einem exponentiellem Zerfallsgesetz. Die Zerfallsrate ist daher durch das Produkt aus der Zerfallskonstanten  $\lambda$  und der Zahl der radioaktiven Kerne gegeben.

$$\frac{dA^*}{dt}(t_1)_{Zerfall} = \lambda \cdot A^*(t_1) \quad (2.21)$$

Die Geschwindigkeit der Zunahme der aktiven Kerne, wird daher durch den gleichzeitigen Zerfall gebremst und ergibt sich zu:

$$\frac{dA^*}{dt}(t_1) = \frac{dA^*}{dt}_{Produktion} - \frac{dA^*}{dt}_{Zerfall} = f(t_1) \cdot \sigma \cdot A - \lambda \cdot A^*(t_1) \quad (2.22)$$

Es gilt nun diese Differentialgleichung zu lösen, um die Zahl der aktiven Kerne nach einer Bestrahlungsdauer  $t_1$  zu erhalten. Diese ergibt sich zu:

$$A^*(t_1) = \frac{f\sigma A}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t_1}) \quad (2.23)$$

Die Aktivität  $\alpha$  der Probe am Ende der Bestrahlungszeit  $t_1$  beträgt damit [?]:

$$\alpha(t_1) = \lambda \cdot A^*(t_1) = f\sigma A \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t_1}) = \sigma \cdot A \cdot f(1 - 2^{-n}) \quad (2.24)$$

Wobei im letzten Schritt die Lebensdauer durch die Zahl der Halbwertszeiten  $n = t_1/T_{1/2} = t_1 \cdot \lambda/\ln(2)$  ersetzt wurde. Bereits nach wenigen Halbwertszeiten tritt eine Sättigung ein, da der Faktor  $1 - 2^{-n}$  für größere  $n$  schnell gegen 1 geht. Aktiviert man die Probe beispielsweise 10 Halbwertszeiten lang, ist  $1 - 2^{-10} = 0,99902 \approx 1$ . Es zeigt sich, dass nach ausreichend langer Bestrahlung eine **Sättigungsaktivität** erreicht wird, für welche sich mit  $n \rightarrow \infty$  direkt aus Gleichung 2.24 der folgende Ausdruck ergibt:

$$\alpha_\infty = \sigma \cdot A \cdot f \quad (2.25)$$

Die Sättigungsaktivität entspricht einem Gleichgewicht zwischen Aktivierung und Zerfall. Wenn man diese Aktivität aus der Messung bestimmt, kann man hieraus bei bekannter Anzahl der Atome den Neutronenfluss  $f$  berechnen oder bei bekanntem Neutronenfluss die Anzahl der Atome eines bestimmten Isotops  $A$ . Hierbei ist

$$f = \frac{\alpha_\infty}{\sigma \cdot A} \Leftrightarrow A = \frac{\alpha_\infty}{\sigma \cdot f} \quad (2.26)$$

Nach der Entnahme der Probe aus dem Neutronenfluss werden keine weiteren Isotope mehr aktiviert, es erfolgt nur noch der exponentielle Zerfall. Wurde die Sättigungsaktivität erreicht, so gilt für die Aktivität  $\alpha_{Mess}$  nach einer Zeit  $t$  nach Entnahme der Probe:

$$\alpha_{Mess}(t) = \alpha_\infty \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (2.27)$$

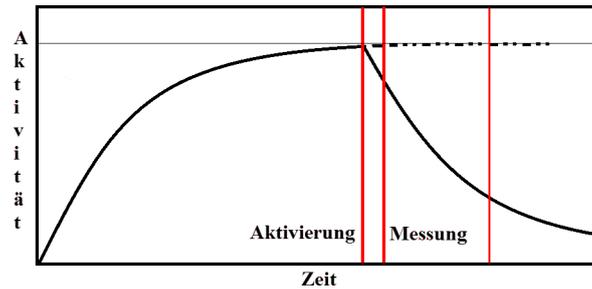


Abbildung 2.6: Verlauf der Aktivität der Probe in Abhängigkeit der Zeit. Die Aktivierung erfolgt, bis die Sättigungsaktivität näherungsweise erreicht ist (erste rote Linie). Danach wird die Probe entnommen und zum Detektor gebracht. Die Messung beginnt schließlich bei der zweiten roten Linie.

Abbildung 2.6 zeigt den Verlauf der Aktivität der Probe in Abhängigkeit der Zeit. Da die Probe nach der Entnahme aus der Neutronenquelle erst zum Detektor gebracht werden muss, beginnt die Messung nicht instantan, sondern um eine Zeit  $T_W$  versetzt. Bei der Extrapolation muss also auf den Zeitpunkt der Entnahme der Probe aus der Neutronenquelle zurückgerechnet werden, sodass sich hierdurch kein Fehler ergibt. Es ist jedoch wichtig, dass die Zeit bis zum Beginn der Messung so gering wie möglich gehalten wird, da sonst einige kurzlebige Isotope schon weitestgehend zerfallen sein können und eine Identifizierung nicht mehr möglich ist. In der Praxis enthält die Probe wie bereits erwähnt meist mehrere aktivierbare Substanzen bzw. Verunreinigungen. Es ergibt sich eine Überlagerung aus mehreren Aktivitäten mit verschiedenen Intensitäten und Halbwertszeiten. Würde man die Aktivitäten energieunsensitiv z.B. mit einem Geiger-Müller-Zähler nachweisen, so würde sich eine Überlagerung aus mehreren Exponentialfunktionen ergeben, welche nur trennbar sind, wenn sich die Halbwertszeiten stark unterscheiden. Meist verwendet man daher – wie auch wir in diesem Versuch – für den Nachweis einen energiesensitiven Detektor (z.B. Halbleiterdetektor), mit dem die energieabhängige Intensität bestimmt werden kann, so dass mehrere Substanzen mit ähnlicher Halbwertszeit gleichzeitig identifiziert werden können.

## 2.6 Datenreduktion

Zur Auswertung der Messreihen der Lebensdauermessung wurde ein Verfahren zur Datenreduktion eingesetzt, welches durch Bartsch et. al. vorgeschlagen wurde [?]. Dieses soll im Folgenden kurz vorgestellt werden: Liest man  $m$  Kanäle über  $n$  Zeiteinheiten der Länge  $t$  aus, muss man  $n \cdot m$  Zahlen speichern. Wenn  $m$  und  $n$  groß sind, wird die zu behandelnde Datenmenge unhandlich und ist zugleich ineffizient, denn die Aktivität eines Stoffes nimmt exponentiell ab. Geschieht das sehr schnell im Vergleich zur gesamten Messdauer, so befinden sich praktisch alle Zerfälle in den ersten paar Messwerten und alle weiteren enthalten keine interessante Information.

Geschieht das im Vergleich zu der Messdauer eines einzelnen Intervalls sehr langsam, enthält ein einzelner Messwert wenig Information.

Effizienter ist eine exponentielle Skala, deren Messzeit sich in jedem Intervall verdoppelt. In

diesem Fall benötigt man nur  $\log_2(n)$ -m Speicherplätze, ohne dass wesentliche Daten verloren gehen. Man setzt hierzu die Intervallgröße  $\Delta t_n$  des bei  $t_n$  beginnenden n-ten Intervalls als

$$\Delta t_n = t_n = t_0 \cdot a^n \quad (2.28)$$

mit  $a \in \mathbb{R} \geq 1$ . Wendet man diese Skala auf den exponentiellen Abfall der Aktivität  $A$

$$A = A_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.29)$$

an, so ergibt sich die Intensitätsverteilung zu [?]:

$$I(n) = A_0 \tau \left[ e^{-\frac{t_0 a^n}{\tau}} - e^{-\frac{t_0 a^{n+1}}{\tau}} \right] \quad (2.30)$$

Grundsätzlich lässt sich sagen, dass alle  $I(n)$ , unabhängig von der Wahl von  $a$  die selbe Form haben und sich nur in der Höhe und der Position des Maximums unterscheiden. Formt man obige Gleichung weiter um und wählt die für die Verarbeitung mit digitalen Medien günstige Basis  $a = 2$ , so ergibt sich für die Intensität  $I$  der einzelnen Messwerte die Verteilung [?]:

$$I(n) = A_1 \cdot e^{-\frac{t}{\tau} \cdot 2^n} \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau} \cdot 2^n}) \quad (2.31)$$

mit  $A_1 = \tau \cdot A_0$ . Die Position des Maximums dieser Funktion ergibt sich zu

$$m = \frac{\ln\left(\frac{\tau \ln(2)}{t_0}\right)}{\ln(2)}; \quad t_m = \tau \ln(2) = T_{1/2} \quad (2.32)$$

Für die Aktivität an der Position des Maximums folgt

$$I_{max} = 0,25 \cdot A_1 = 0,25 \cdot \tau \cdot A_0 \quad (2.33)$$

Die transformierte Verteilung steigt für Messzeiten, die kleiner als die Halbwertszeit sind zunächst an. Die Aktivität kann hier näherungsweise als konstant angenommen werden, aber die Länge der Intervalle verlängert sich, sodass im nächsten Intervall mehr Ereignisse zu finden sind.

Für Messzeiten, die deutlich größer als die Halbwertszeit sind, fällt die transformierte Verteilung ab, denn ist in einer Messzeit mehr als die Hälfte der noch vorhandenen Kerne zerfallen, können in der nächsten Messzeit nur noch weniger Kerne zerfallen.

Das Maximum der Verteilung liegt bei der Halbwertszeit und die Höhe dort ist  $\frac{1}{4} I_{ges}$ . An den Fitparametern dieser Verteilung kann man also die Gesamtintensität und die Halbwertszeit einfach ablesen. Die Betrachtung hat gezeigt, dass das Maximum der Verteilung genau bei der Halbwertszeit liegt und das auch die Höhe an der Position des Maximums direkt von der Halbwertszeit abhängt. Bestimmt man diese Größen durch einen Fit der Verteilung, so kann man die interessanten Größen einfach ablesen. Bei einem solchen Fit muss jedoch bei der Gewichtung der Messpunkte die logarithmische Skala berücksichtigt werden. Aus den Fehlern  $DI(n)$  der gemessenen Variablen ergeben sich die Gewichte zu  $G(n) = 2^n / DI^2(n)$ . Weitere Details können in [?] nachgelesen werden.

## Kapitel 3

# Experimenteller Aufbau und Ausleseelektronik

In diesem Kapitel sollen die beiden im Versuch verwendeten Detektoren und deren Ausleseelektronik genauer betrachtet werden. Hierbei handelt es sich zum einen um einen Germaniumdetektor, welcher für die Lebensdauermessung der aktivierten Silberisotope eingesetzt wird. Weiterhin wird wegen der höheren Nachweeffizienz ein NaJ:Tl-Szintillationsdetektor in Form eines Bohrlochkristalls für die quantitativen Messungen mit den aktivierten Manganproben eingesetzt.

### 3.1 Blockschalbild der Ausleseelektronik des Ge - Detektors

Abbildung 3.1 zeigt das Blockschalbild der Ausleseelektronik (links) und den experimentellen Aufbau des Ge (Germanium) - Halbleiterdetektor mit angeschlossener Stickstoffkühlung.

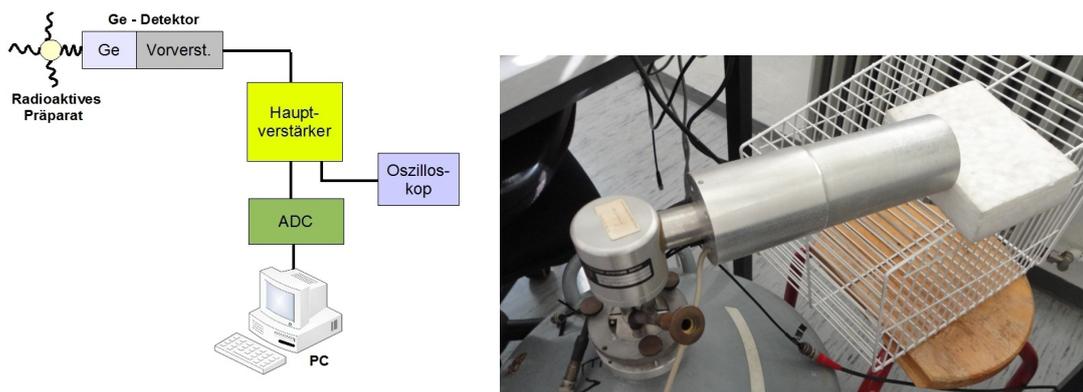


Abbildung 3.1: Blockschalbild der Ausleseelektronik des Ge - Detektors (links) und Foto des Ge-Detektors mit Stickstoffkühlung (rechts)

Bei dem Germaniumdetektor handelt es sich um einen hochreinen Germaniumkristall, der wie eine Diode in Sperrichtung beschaltet ist und eine Hochspannung von +2600 V benötigt (Spannungsquelle: Wenzel N-DS-250). Der Germaniumdetektor wird während der Messung

ständig mit flüssigem Stickstoff gekühlt, da ansonsten das thermische Rauschen die Messung unbrauchbar machen würde. Weitere Details zur Funktionsweise dieses Detektortyps können der Auswertung zu Versuch 3: Gammaspektroskopie entnommen werden. Der Germaniumdetektor hat bereits einen eingebauten ladungsempfindlichen Vorverstärker. Das so verstärkte Signal wird durch einen Hauptverstärker (SILENA 7611) weiter verstärkt, welcher gleichzeitig die Spannungsversorgung für den Vorverstärker liefert. Das verstärkte Signal kann nun wieder auf einem Oszilloskop betrachtet und mittels des ADC digitalisiert werden. Der ADC wurde für diesen Versuchsteil auf 4096 Kanäle eingestellt und mit der Datenerfassungskarte des VME-Datenaufnahmesystems verbunden.

### 3.2 Blockschalbild der Ausleseelektronik des NaJ:Tl - Detektors

Abbildung 3.2 zeigt ein Blockschalbild der Ausleseelektronik (links) und ein Foto des experimentellen Aufbau des NaJ:Tl (Natriumjodid dotiert mit Thallium) Szintillationsdetektors mit Photomultiplier (rechts), welcher sich in einer Bleiabschirmung befindet.

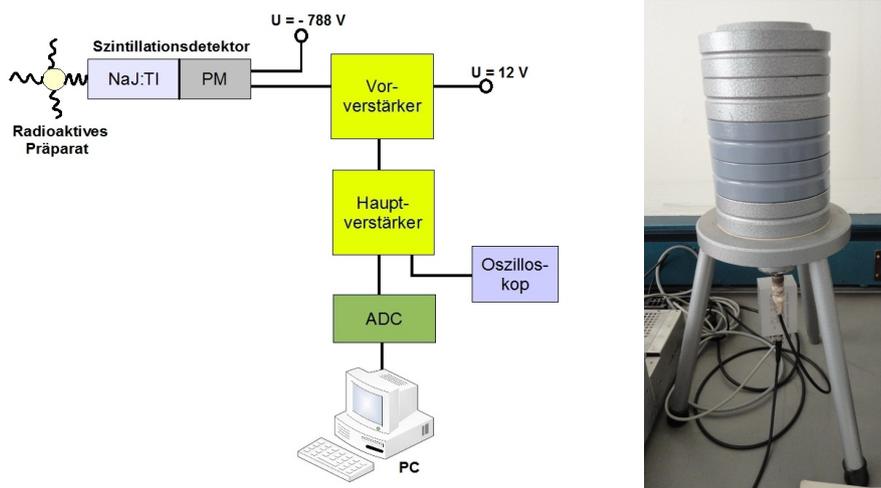


Abbildung 3.2: Blockschalbild der Ausleseelektronik des NaJ:Tl - Detektors (links) und Foto des realen Aufbaus des NaJ-Kristalls mit Photomultiplier

Um möglichst viele Ereignisse zu messen, verwenden wir in diesem Versuch einen Bohrlochkristall, d.h. die Probe wird in einem Loch im Szintillationskristall versenkt. Auf diese Weise wird die Abdeckung eines möglichst großen Raumwinkelbereichs sicher gestellt. Der NaJ-Szintillationsdetektor besteht aus einem NaJ:Tl-Kristall mit angekoppeltem Photomultiplier. Dieser wird mit einer negativen Hochspannung (Spannungsquelle: ISEG NHQ 103M) versorgt. Weitere Details zur Funktionsweise dieses Detektortyps können ebenfalls der Auswertung zum Versuch Gammaspektroskopie entnommen werden. Das Signal wird zunächst von einem Vorverstärker (GSI Eigenbau) und anschließend durch einen Hauptverstärker (ORTEC 471) verstärkt. Das Signal nach dem Hauptverstärker kann zunächst auf einem Oszilloskop betrachtet werden. Weiterhin wird es von einem Analog-digital-Wandler (ADC) (ND 560) digitalisiert und an den PC übergeben. Auch hier wurde der ADC auf 4096 Kanäle eingestellt.

# Kapitel 4

## Ergebnisse

### 4.1 Energieeichung

Zur Energieeichung des Detektors verwenden wir die prominenten  $\gamma$ -Linien, die beim Zerfall von  $^{137}\text{Cs}$  ( $E_{Cs} = 661,7 \text{ keV}$ ) sowie  $^{56}\text{Mn}$  ( $E_{Mn} = 846,8 \text{ keV}$ ) ausgesendet werden:

$$E(K) = E_{Cs} + \frac{E_{Mn} - E_{Cs}}{K_{Mn} - K_{Cs}} \cdot (K - K_{Cs}) \quad (4.1)$$

Wir bestimmen die Position beider Photopeaks mittels eines Gauß-Fits mit konstantem Untergrund:

$$N_{Mn2}(K) = N_{Mn2} \exp\left(-\frac{(K - K_{Mn2})^2}{2\sigma_{Mn2}^2}\right) + C_{Mn2} \quad (4.2)$$

Dabei ergeben sich die folgenden Werte:

$N_{Cs} = 5134,4106$	$K_{Cs} = 671,98587$	$\sigma_{Cs} = 26,468904$	$C_{Cs} = 1001,9869$
$\sigma N_{Cs} = 127,59523$	$\sigma K_{Cs} = 0,11944161$	$\sigma\sigma_{Cs} = 0,6201365$	$\sigma C_{Cs} = 136,18183$
$N_{Mn2} = 829,557$	$K_{Mn2} = 881,88309$	$\sigma_{Mn2} = 38,419029$	$C_{Mn2} = 170,49504$
$\sigma N_{Mn2} = 5,0757988$	$\sigma K_{Mn2} = 0,24594155$	$\sigma\sigma_{Mn2} = 0,32419665$	$\sigma C_{Mn2} = 3,1391489$

Unter Verwendung von Gleichung (4.1) lassen sich die gemessenen Spektren jetzt Energien zuordnen (Abbildungen 4.1 und 4.2).

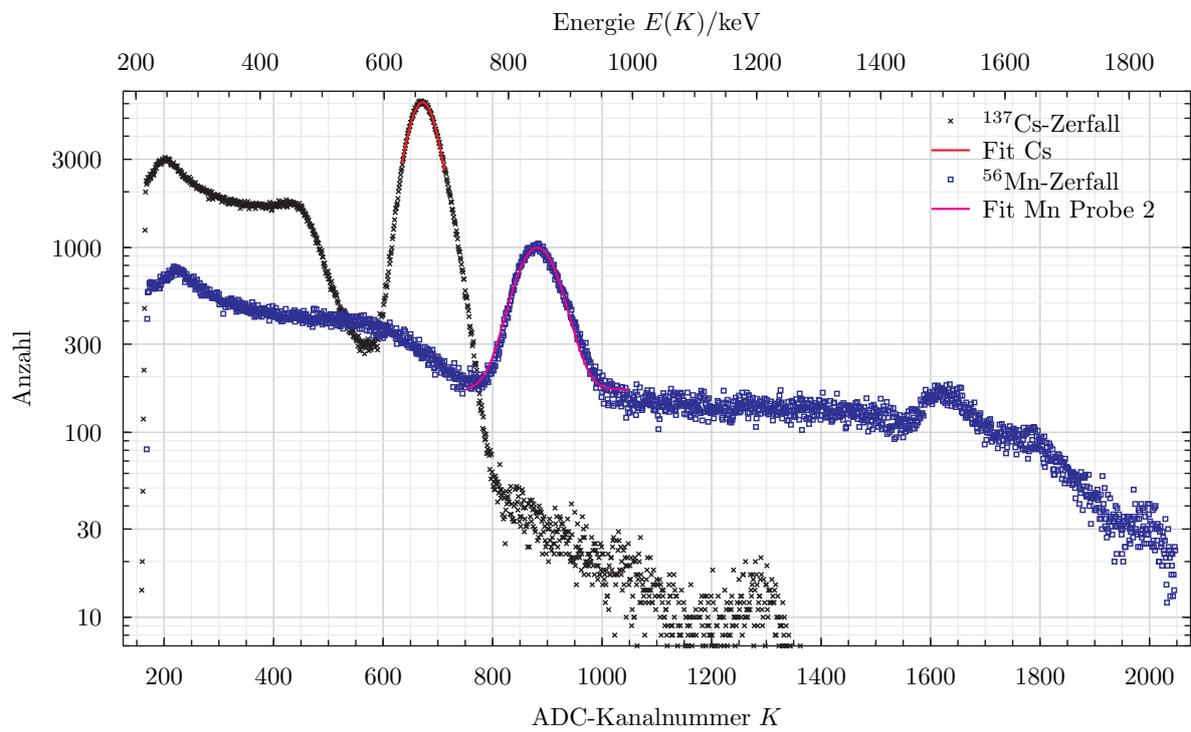


Abbildung 4.1: Gemessene  $\gamma$ -Spektren von  $^{137}\text{Cs}$  und  $^{56}\text{Mn}$ . Die prominenten Photopeaks wurden an die zugehörigen  $\gamma$ -Zerfallsenergien gefittet.

## 4.1 Energieeichung

---

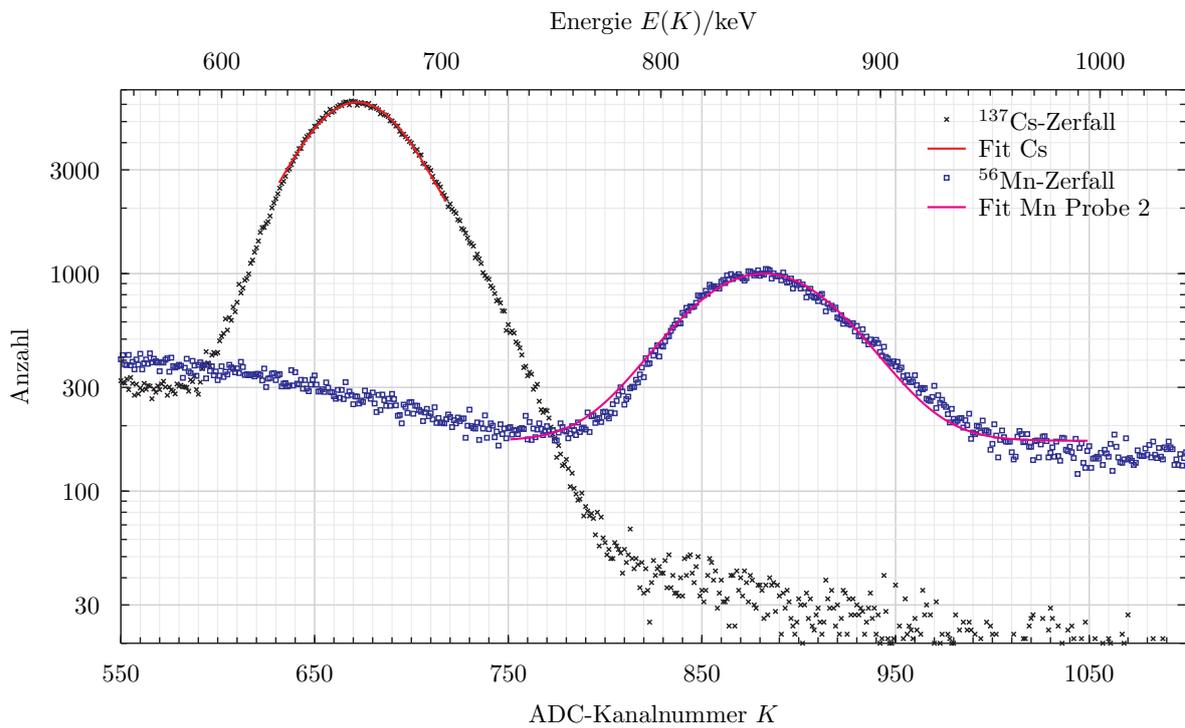


Abbildung 4.2: Energieeichung des Detektors unter Verwendung der  $\gamma$ -Spektren von  $^{137}\text{Cs}$  und  $^{56}\text{Mn}$ .

Die deutlich erkennbare Links-Rechts-Asymmetrie der Normalverteilungen ist auf eine gleichermaßen asymmetrische Apparatefunktion zurückzuführen.

---

## 4.2 Bestimmung der thermischen Neutronenflussdichte

Zur Bestimmung der thermischen Neutronenflussdichte müssen mehrere Einzelschritte erledigt werden.:

1. Bestimmung der gemessenen mittleren Aktivität
2. Bestimmung der tatsächlichen mittleren Aktivität
3. Berechnung der Sättigungsaktivität
4. Errechnung der Neutronenflussdichte

### 4.2.1 Bestimmung der gemessenen mittleren Aktivität

Zur Bestimmung der innerhalb von 1200 s gemessenen mittleren Aktivität  $\mathbb{A}_{m2}$  ermitteln wir die Anzahl der Ereignisse im Bereich von  $\pm 2\sigma$  des Photopeaks. Dazu addieren wir den Inhalt  $n_K$  von jedem der  $z_K = 153$  Kanäle und ziehen den konstanten Untergrund ab. Um fehlende Ereignisse außerhalb des Additionsbereichs zu berücksichtigen, multiplizieren wir mit dem Korrekturfaktor  $0,9545^{-1}$ .

$$\mathbb{A}_{m2} = \frac{1}{1200 \text{ s}} \frac{1}{0,9545} \left( \sum_{K \in [K_{Mn2} \pm 2\sigma_{Mn2}]} n_K - C_{Mn2} \right) \quad (4.3)$$

Die reine Summation über die Ereignisse ergibt den in Gleichung 4.4 angegebenen Wert. Als Fehler nehmen wir die Wurzel der Ergebnisanzahl an.

$$N_{m,Mn2} = \sum_{K=806}^{958} n_K = 102\,172(320) \quad (4.4)$$

Für die gemessene mittlere Aktivität und deren Fehler (nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung via  $\sigma N_{m,Mn2}$  und  $\sigma C_{Mn2}$ ) folgt also:

$$\mathbb{A}_{m2} = \frac{1}{1200 \text{ s}} \frac{1}{0,9545} (N_{m,Mn2} - z_K \cdot C_{Mn2}) = 60,43 \text{ s}^{-1} \quad (4.5)$$

$$\sigma \mathbb{A}_{m2} = \frac{1}{1200 \text{ s}} \frac{1}{0,9545} \sqrt{\sigma N_{m,Mn2}^2 + z_k^2 \sigma C_{Mn2}^2} = 0,50 \text{ s}^{-1} \quad (4.6)$$

### 4.2.2 Bestimmung der tatsächlichen mittleren Aktivität

Die tatsächliche mittlere Aktivität  $\mathbb{A}_{t2}$  ist höher als die gemessene mittlere Aktivität, da nicht nur der Anteil  $P_\gamma$  der Strahlung mit dem Kristall wechselwirkt, und davon wiederum nur der Anteil  $P_a$  mit seiner vollen Energie gemessen wird.

Als weiterer Korrekturfaktor muss das Verzweungsverhältnis  $V_Z = 0,989[?]$  angebracht werden, da nur 98,9% der Abregungen des 846,8 keV-Niveaus im Eisenkern (Zerfallsprodukt von  $^{56}\text{Mn}$ ) via  $\gamma$ -Strahlung geschehen.

$$\mathbb{A}_{t2} = \frac{\mathbb{A}_{m2}}{P_a(E_{Mn}) P_g(E_{Mn}) V_Z} \quad (4.7)$$

## 4.2 Bestimmung der thermischen Neutronenflussdichte

$P_\gamma$  und  $P_a$  lassen sich aus den Herstellerangaben des Bohrlochkristalls[?] bestimmen. Da die benötigten Werte leider nicht genau für die Energie der 846,8 keV-Zerfallsstrahlung tabelliert sind, interpolieren wir diese Werte mittels eines Fits an Laurent-Reihen.

$$P_a(E) := \frac{f_{Pa1}}{1 + \frac{f_{Pa2} E}{1000}} \quad (4.8)$$

$$P_g(E) := \frac{f_{Pg1}}{1 + \frac{f_{Pg2} E}{1000} + f_{Pg3} \left(\frac{E}{1000}\right)^2} \quad (4.9)$$

Die Faktoren 1000 sind dabei aus numerischen Gründen eingebaut, sodass für die Faktoren  $f$  Zahlenwerte nahe 1 entstehen.

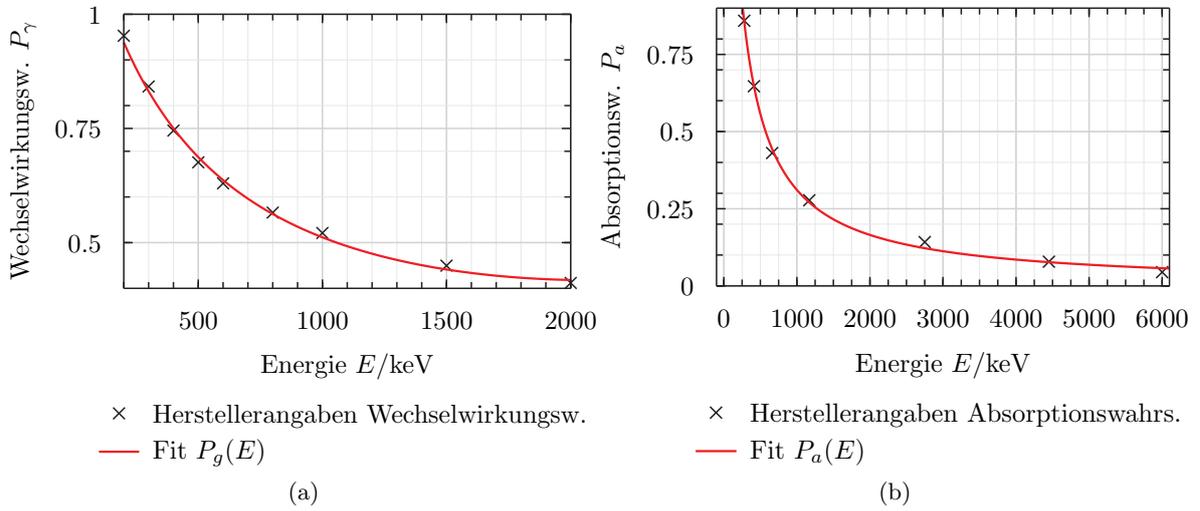


Abbildung 4.3: Fit von Laurent-Reihen an die Herstellerangaben zur Wechselwirkungswahrscheinlichkeit  $P_g$  und zur Absorptionswahrscheinlichkeit  $P_a$ .

Für die zugehörigen Fehler ergibt sich nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung via aller Fitparameter  $f_P$ :

$$\sigma P_a(E) = \sqrt{\frac{\sigma f_{Pa1}^2}{\left(\frac{E f_{Pa2}}{1000} + 1\right)^2} + \frac{E^2 f_{Pa1}^2 \sigma f_{Pa2}^2}{10^6 \left(\frac{E f_{Pa2}}{1000} + 1\right)^4}} \quad (4.10)$$

$$\sigma P_g(E) = \sqrt{\frac{\sigma f_{Pg1}^2}{\left(\frac{E^2 f_{Pg3}}{10^6} + \frac{E f_{Pg2}}{1000} + 1\right)^2} + \frac{E^2 f_{Pg1}^2 \sigma f_{Pg2}^2}{10^6 \left(\frac{E^2 f_{Pg3}}{10^6} + \frac{E f_{Pg2}}{1000} + 1\right)^4} + \frac{E^4 f_{Pg1}^2 \sigma f_{Pg3}^2}{10^{12} \left(\frac{E^2 f_{Pg3}}{10^6} + \frac{E f_{Pg2}}{1000} + 1\right)^4}} \quad (4.11)$$

Beim Ausführen des Fits ergeben sich folgende Werte für die Parameter:

$$f_{Pa1} = 2,6640447 \quad f_{Pa2} = 7,5646516 \text{ MeV}^{-1} \quad (4.12)$$

$$\sigma f_{Pa1} = 0,2875974 \quad \sigma f_{Pa2} = 1,1010639 \text{ MeV}^{-1} \quad (4.13)$$

$$f_{Pg1} = 1,3017178 \quad f_{Pg2} = 2,0323087 \text{ MeV}^{-1} \quad f_{Pg3} = -0,48818967 \text{ MeV}^{-1} \quad (4.14)$$

$$\sigma f_{Pg1} = 0,057306575 \quad \sigma f_{Pg2} = 0,21008632 \text{ MeV}^{-1} \quad \sigma f_{Pg3} = 0,080492915 \text{ MeV}^{-1} \quad (4.15)$$

Damit folgt für die verwendete Gammastrahlung:

$$P_a(E_{Mn}) = 0,360(59) \quad P_g(E_{Mn}) = 0,549(50) \quad (4.16)$$

Das Verzweigungsverhältnis wird mangels Fehlerangabe als fehlerfrei angenommen. Aus Gleichung (4.7) folgt mit gaußscher Fehlerfortpflanzung via  $\sigma P_a, \sigma P_g, \sigma \mathbb{A}_{m2}$ :

$$\sigma \mathbb{A}_{t2} = \mathbb{A}_{t2} \sqrt{\left(\frac{\sigma \mathbb{A}_{m2}}{\mathbb{A}_{m2}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma P_g(E_{Mn})}{P_g(E_{Mn})}\right)^2 + \left(\frac{\sigma P_a(E_{Mn})}{P_a(E_{Mn})}\right)^2} \quad (4.17)$$

Die tatsächliche mittlere Aktivität kann jetzt durch Einsetzen in Gleichung (4.3) bestimmt werden. Trotz der speziellen Geometrie des Bohrlochkristalls beträgt die tatsächliche Aktivität **mehr als das Fünffache** der gemessenen Aktivität:

$$\underline{\underline{\mathbb{A}_{t2} = 340 \text{ s}^{-1} \pm 64 \text{ s}^{-1}}} \quad (4.18)$$

Auffällig ist, dass die relative Messungenauigkeit nach dieser Korrektur erheblich gestiegen ist.  $\sigma \mathbb{A}_{t2}$  ist zu etwa 52% auf den Fehler der Absorptionswahrscheinlichkeit  $\sigma P_a$ , 44% auf den Fehler der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit  $\sigma P_g$  und nur zu etwa 4% auf den statistischen Fehler zurückzuführen.

### 4.2.3 Errechnung der Sättigungsaktivität

Da für das Experiment weder unendlich lange Aktivierungszeiten noch unendlich kurze Wege von der Quelle in den Detektor existieren, muss überlegt werden, welche Zeiten signifikante Änderungen an den Ergebnissen bewirkt haben könnten:

1. Weg von der Quelle zum Detektor vor Messbeginn
2. Unvollständige Aktivierung über Nacht

#### 4.2.3.1 Bestimmung der Anfangsaktivität

Ausgehend vom exponentiellen Zerfallsgesetz kann man aus der mittleren tatsächlichen Aktivität  $\mathbb{A}_{t2}$  die Aktivität  $\mathbb{A}_{a2}$  am Anfang ( $t = 0$ ) des Messintervalls  $\Delta t_m$  min berechnen:

$$\mathbb{A}_{t2} = \frac{\int_0^{\Delta t_m} \mathbb{A}(t) dt}{\Delta t_m} \quad (4.19)$$

$$= \frac{1}{\Delta t_m} \int_0^{\Delta t_m} \mathbb{A}_{a2} e^{-\lambda t} dt = -\frac{1}{\lambda \Delta t_m} [\mathbb{A}_{a2} e^{-\lambda t}]_0^{\Delta t_m} = \frac{\mathbb{A}_{a2}}{\lambda \Delta t_m} (1 - e^{-\lambda \Delta t_m}) \quad (4.20)$$

$$\mathbb{A}_{a2} = \frac{\lambda \Delta t_m}{(1 - e^{-\lambda \Delta t_m})} \mathbb{A}_{t2} \quad (4.21)$$

Nach [?, Anhang A, Abb. 2] beträgt die Halbwertszeit von  $^{56}\text{Mn}$  154,8 min, das entspricht einer Zerfallskonstante von  $\lambda_{Mn} \approx 7,46 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ .

#### 4.2.3.2 Weg von der Quelle um Detektor vor Messbeginn

Für den Weg der Probe 2 von der Quelle zum Detektor war eine Zeitspanne von  $T_{W2} = 9,6 \text{ s}$  notwendig. Wir schätzen den Bedienfehler der Stoppuhr auf  $\sigma T_{W2} = 1 \text{ s}$ . Die Entnahmeaktivität  $\mathbb{A}_{e2}$  der Probe betrug demnach:

$$\mathbb{A}_{e2} = \frac{\mathbb{A}_{a2}}{e^{-\lambda T_{W2}}} = \mathbb{A}_{t2} \cdot \frac{\lambda \Delta t_m}{(1 - e^{-\lambda \Delta t_m}) \cdot e^{-\lambda T_{W2}}} \quad (4.22)$$

#### 4.2.3.3 Unterbrechung der Aktivierung

Vor Beginn der Messung fiel Probe 2 bei der Entnahme von Probe 1 für etwa  $T_p = 60 \text{ s} \pm 5 \text{ s}$  aus der Neutronenquelle. Danach wurde sie vor der nächsten Entnahme für die Messung für eine Zeitspanne von  $T_n = 42 \text{ min} \pm 2 \text{ min}$  nachaktiviert.

Dadurch sank die Aktivität von der Aktivierungspausenanfangsaktivität  $\mathbb{A}_{p2}$  um den Faktor  $e^{-\lambda T_p}$  auf die Aktivität  $\mathbb{A}_{n2}$  zu Beginn der Nachaktivierung und stieg dann wieder bis auf die Entnahmeaktivität  $\mathbb{A}_{e2}$  an.

Der Anstieg kann durch die Lösung des inhomogenen Anfangswertproblems

$$\frac{dN}{dt} = f\sigma \hat{N} - \lambda N \quad (4.23)$$

berechnet werden. Der Anfangswert von  $N$  beträgt  $N_0$  zur Zeit  $t = 0$ ;  $\hat{N}$  ist die Teilchenzahl des nicht-angeregten Isotops, von der in sehr guter Näherung angenommen werden kann, dass sie konstant ist.

Das Problem kann entweder durch Substitution und Ausintegration oder durch Addition von homogener und spezieller Lösung nach Trennung der Variablen gelöst werden. Der Kürze halber sei hier direkt die Lösung gegeben:

$$N(t) = \frac{f\sigma \hat{N}}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) + N_0 e^{-\lambda t} \quad (4.24)$$

Für die Aktivitäten bedeutet dies in der bisher verwendeten Symbolik:

$$\mathbb{A}_{e2} = \mathbb{A}_{s2} \left(1 - e^{-\lambda T_n}\right) + \lambda \mathbb{A}_{n2} e^{-\lambda T_n} \quad (4.25)$$

$$\mathbb{A}_{n2} = \frac{\mathbb{A}_{s2} \left(1 - e^{-\lambda T_n}\right)}{e^{-\lambda T_n}} \quad (4.26)$$

$$\mathbb{A}_{p2} = \mathbb{A}_{n2} e^{\lambda T_p} \quad (4.27)$$

#### 4.2.3.4 Unvollständige Aktivierung über Nacht

Die erste Probe befand sich für etwa 25 h vor der Messung in der Quelle. Dies entspricht einem Aktivierungsgrad von  $1 - e^{-\lambda \cdot 25 \text{ h}} \approx 99,88\%$ . Wenn man von einem Fehler von  $\pm 1$  h ausgeht, kommt man auf Aktivierungsgrade von 99,90% bzw 99,84%. Um die unvollständige Aktivierung herauszurechnen, muss ein Korrekturfaktor von  $1 - 99,88\% = 0,12\%$  aufgerechnet werden. Da in der Messzeit jedoch nur etwa 102 000 Ereignisse gemessen wurden, beträgt  $\frac{\sqrt{N}}{N} \approx 0,31\%$  und dieser Korrekturfaktor geht im Fehler der Messung unter.

Wir fügen den Korrekturfaktor dennoch ein, um die Fehlerrechnung vollständig durchzuführen.

Es ist also

$$\mathbb{A}_{s2} = \frac{\mathbb{A}_p(\mathbb{A}_{s2})}{(1 - e^{-\lambda T_{s2}})} \quad (4.28)$$

Löst man diese implizite Gleichung nach  $\mathbb{A}_{s2}$  explizit auf, so ergibt sich für die Sättigungsaktivität

$$\mathbb{A}_{s2} = \frac{\mathbb{A}_{t2} \Delta t_m \lambda e^{T_{w2} \lambda + T_s \lambda + T_p \lambda + T_n \lambda + \Delta t_m \lambda}}{\left( (e^{\Delta t_m \lambda} - 1) e^{T_n \lambda} - e^{\Delta t_m \lambda} + 1 \right) e^{T_p \lambda} + e^{\Delta t_m \lambda} - 1 \left) e^{T_s \lambda} - e^{\Delta t_m \lambda} + 1 \right)} \quad (4.29)$$

Der Fehler der Sättigungsaktivität lautet dann

$$\sigma \mathbb{A}_{s2} = \sqrt{\left( \left( \frac{d\mathbb{A}_{s2}}{d\mathbb{A}_{t2}} \right) \cdot \sigma \mathbb{A}_{t2} \right)^2 + \left( \left( \frac{d\mathbb{A}_{s2}}{dT_{w2}} \right) \cdot \sigma T_{w2} \right)^2 + \left( \left( \frac{d\mathbb{A}_{s2}}{dT_s} \right) \cdot \sigma T_s \right)^2 \dots} \\ + \left( \left( \frac{d\mathbb{A}_{s2}}{dT_p} \right) \cdot \sigma T_p \right)^2 + \left( \left( \frac{d\mathbb{A}_{s2}}{dT_n} \right) \cdot \sigma T_n \right)^2 \quad (4.30)$$

## 4.2 Bestimmung der thermischen Neutronenflussdichte

mit

$$\left(\frac{d\mathbb{A}_{s2}}{d\mathbb{A}_{t2}}\right) = \frac{\Delta t_m \lambda e^{T_{w2} \lambda + T_s \lambda + T_p \lambda + T_n \lambda + \Delta t_m \lambda}}{\left(\left(e^{\Delta t_m \lambda} - 1\right) e^{T_n \lambda} - e^{\Delta t_m \lambda} + 1\right) e^{T_p \lambda} + e^{\Delta t_m \lambda} - 1} e^{T_s \lambda} - e^{\Delta t_m \lambda} + 1 \quad (4.31)$$

$$\left(\frac{d\mathbb{A}_{s2}}{dT_{W2}}\right) = \frac{\mathbb{A}_{t2} \Delta t_m \lambda^2 e^{T_{w2} \lambda + T_s \lambda + T_p \lambda + T_n \lambda + \Delta t_m \lambda}}{\left(\left(e^{\Delta t_m \lambda} - 1\right) e^{T_n \lambda} - e^{\Delta t_m \lambda} + 1\right) e^{T_p \lambda} + e^{\Delta t_m \lambda} - 1} e^{T_s \lambda} - e^{\Delta t_m \lambda} + 1 \quad (4.32)$$

$$\left(\frac{d\mathbb{A}_{s2}}{dT_s}\right) = -\frac{\mathbb{A}_{t2} \Delta t_m \lambda^2 e^{T_{w2} \lambda + T_s \lambda + T_p \lambda + T_n \lambda + \Delta t_m \lambda}}{\left(e^{\Delta t_m \lambda} - 1\right) \left(e^{T_s \lambda + T_p \lambda + T_n \lambda} - e^{T_s \lambda + T_p \lambda} + e^{T_s \lambda} - 1\right)^2} \quad (4.33)$$

$$\left(\frac{d\mathbb{A}_{s2}}{dT_p}\right) = \frac{\mathbb{A}_{t2} \Delta t_m \lambda^2 \left(e^{T_s \lambda} - 1\right) e^{T_{w2} \lambda + T_s \lambda + T_p \lambda + T_n \lambda + \Delta t_m \lambda}}{\left(e^{\Delta t_m \lambda} - 1\right) \left(e^{T_s \lambda + T_p \lambda + T_n \lambda} - e^{T_s \lambda + T_p \lambda} + e^{T_s \lambda} - 1\right)^2} \quad (4.34)$$

$$\left(\frac{d\mathbb{A}_{s2}}{dT_n}\right) = \frac{\mathbb{A}_{t2} \Delta t_m \lambda^2 \left(e^{T_s \lambda + T_p \lambda} - e^{T_s \lambda} + 1\right) e^{T_{w2} \lambda + T_s \lambda + T_p \lambda + T_n \lambda + \Delta t_m \lambda}}{\left(1 - e^{\Delta t_m \lambda}\right) \left(e^{T_s \lambda + T_p \lambda + T_n \lambda} - e^{T_s \lambda + T_p \lambda} + e^{T_s \lambda} - 1\right)^2} \quad (4.35)$$

Die Sättigungsaktivität betrug folglich  $\boxed{\mathbb{A}_s = 357 \text{ s}^{-1} \pm 68 \text{ s}^{-1}}$ .

### 4.2.4 Errechnung der Neutronenflussdichte

Nach Gleichung (2.26) lässt sich aus der berechneten Sättigungsaktivität einfach die Neutronenflussdichte berechnen. Dazu sind die folgenden Angaben nötig:

**Einfangquerschnitt von Mn-55** Das Grundisotop  $^{55}\text{Mn}$  hat nach [?, Seite 789, Tabelle 20.1] einen Einfangquerschnitt von 13,3 b. Tatsächlich hängt der Einfangquerschnitt ganz erheblich von der Neutronenenergie ab. Eine genaue Rechnung sollte daher die Energieverteilung der emittierten Neutronen<sup>1</sup> sowie den genauen Einfangquerschnitt bei den verschiedenen Energien<sup>2</sup> berücksichtigen.

Der Einfachheit halber wird hier mit der festen Angabe  $\varsigma = 13,3 \text{ b}$  gerechnet.

**Teilchenzahl der Probe** In der Anleitung ist  $m_2 = 560 \text{ mg}$  angegeben, wir schätzen dafür einen Fehler von  $\sigma m_2 \approx 10 \text{ mg}$ . Mit der Avogradokonstanten  $N_A$ , der Teilchenzahl  $N_{\text{Mn}}$  und der Molmasse  $M_{\text{Mn}} = 54,938 \frac{\text{g}}{\text{mol}}$  gilt also

$$f = \frac{\mathbb{A}_{s2} M_{\text{Mn}}}{\varsigma N_A m_2} \quad \text{mit} \quad \sigma f = f \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma \mathbb{A}_{s2}}{\mathbb{A}_{s2}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma m_2}{m_2}\right)^2} \quad (4.36)$$

Damit ist der mittlere Neutronenfluss in der Quelle zu folgendem Wert bestimmt:

$$f = \underline{\underline{4380 \frac{\text{Neutronen}}{\text{s}} \pm 830 \frac{\text{Neutronen}}{\text{s}}}} \quad (4.37)$$

<sup>1</sup>Das Energiespektrum wird z.B. in [?] vermessen.

<sup>2</sup>[?] enthält eine genaue Messung zum Einfangquerschnitt für Neutronen in Abhängigkeit der Energie.

## 4.3 Bestimmung der Masse der ersten Manganprobe

### 4.3.1 Bestimmung der Sättigungsaktivität

Analog zur Bestimmung der mittleren gemessenen Aktivität  $\mathbb{A}_{m2}$  der zweiten Probe in Abschnitt 4.2.1 ermitteln wir aus dem Spektrum der ersten Manganprobe deren mittlere gemessene Aktivität  $\mathbb{A}_{m1}$ .

Aus dem Spektrum erhalten wir die Werte

$$\begin{array}{llll} N_{Mn1} = 502,07821 & K_{Mn1} = 887,90081 & \sigma_{Mn1} = 41,056873 & C_{Mn1} = 116,42606 \\ \sigma N_{Mn1} = 3,2144886 & \sigma K_{Mn1} = 0,26760352 & \sigma \sigma_{Mn1} = 0,3612701 & \sigma C_{Mn1} = 2,1405739 \\ z_{k1} = 165 & Nm_{Mn1} = 68600 & \sigma Nm_{Mn1} = 261,91 & \end{array}$$

Damit ergibt sich analog zu den Gleichungen (4.5) und (4.6):

$$\mathbb{A}_{m1} = 43,12 \text{ Bq} \pm 0,38 \text{ Bq} \quad (4.38)$$

Wie zuvor müssen Korrekturfaktoren angewandt werden.

Da der Detektor bei beiden Messungen derselbe ist, der größte Teil des Messfehlers für die Sättigungsaktivität aus fehlenden Kenntnissen über den Detektor stammt und sich bei der Verhältnisbildung herauskürzt, setzen wir von hier an für die tatsächliche Aktivität die gemessene Aktivität ein. Wir ignorieren dadurch den stark fehlerbehafteten Korrekturfaktor „Detektor“, weil er auf beide Messungen in gleichem Maße gewirkt hat.<sup>3</sup> Die auf diesem Wege berechneten Sättigungsaktivitäten tragen zur Kennzeichnung dass die Detektorkennzahlen nicht eingerechnet sind ein großes S im Index:  $\mathbb{A}_S$  (statt  $\mathbb{A}_s$ ).

Die weiteren Rechnungen bis zur Entnahmeaktivität sind jedoch völlig analog zur bisherigen Berechnung der zweiten Probe und werden hier deshalb nicht nochmal aufgeführt.

Die messbare Sättigungsaktivität der zweiten Probe ergibt sich damit zu:

$$\underline{\underline{\mathbb{A}_{S2} = 69,82 \text{ s}^{-1} \pm 0,53 \text{ s}^{-1}}} \quad (4.39)$$

Da die Entnahme der ersten Probe problemlos funktionierte, gab es keine Aktivierungspausen- und Nachaktivierungszeiten  $T_n, T_p$ . Der Weg von der Quelle zur Probe betrug  $T_{W1} = 8,71 \text{ s} \pm 1 \text{ s}$ .

Die Gleichungen für die Sättigungsaktivität der ersten Probe lauten demnach:

$$\mathbb{A}_{S1} = \frac{\mathbb{A}_{m1} \Delta t_m \lambda e^{T_{w1} \lambda + T_s \lambda + \Delta t_m \lambda}}{(e^{\Delta t_m \lambda} - 1) e^{T_s \lambda} - e^{\Delta t_m \lambda} + 1} \quad (4.40)$$

$$\sigma \mathbb{A}_{S1} = \sqrt{\left( \left( \frac{d\mathbb{A}_{S1}}{d\mathbb{A}_{m1}} \right) \cdot \sigma \mathbb{A}_{m1} \right)^2 + \left( \left( \frac{d\mathbb{A}_{S1}}{dT_{W1}} \right) \cdot \sigma T_{W1} \right)^2 + \left( \left( \frac{d\mathbb{A}_{S1}}{dT_s} \right) \cdot \sigma T_s \right)^2} \quad (4.41)$$

<sup>3</sup>Auf diese Weise sparen wir uns die erneute Herleitung mit noch mehr Differentialen in den Fehlerangaben. Würde man hier direkt weiterrechnen, wäre der große Detektorfehler doppelt berücksichtigt, anstatt sich herauszukürzen; dadurch würde eine viel zu große Ungenauigkeit suggeriert.

#### 4.4 Analyse des Silber-Gammaspektrums

---

mit

$$\left(\frac{d\mathbb{A}_{s1}}{d\mathbb{A}_{m1}}\right) = \frac{\Delta t_m \lambda e^{T_{w1} \lambda + T_s \lambda + \Delta t_m \lambda}}{(e^{\Delta t_m \lambda} - 1) e^{T_s \lambda} - e^{\Delta t_m \lambda} + 1} \quad (4.42)$$

$$\left(\frac{d\mathbb{A}_{s1}}{dT_{W1}}\right) = \frac{\mathbb{A}_{m1} \Delta t_m \lambda^2 e^{T_{w1} \lambda + T_s \lambda + \Delta t_m \lambda}}{(e^{\Delta t_m \lambda} - 1) e^{T_s \lambda} - e^{\Delta t_m \lambda} + 1} \quad (4.43)$$

$$\left(\frac{d\mathbb{A}_{s1}}{dT_s}\right) = -\frac{\mathbb{A}_{m1} \Delta t_m \lambda^2 e^{T_{w1} \lambda + T_s \lambda + \Delta t_m \lambda}}{(e^{\Delta t_m \lambda} - 1) (e^{T_s \lambda} - 1)^2} \quad (4.44)$$

Die messbare Sättigungsaktivität der ersten Probe betrug also  $\boxed{\mathbb{A}_{S1} = 45,16 \text{ s}^{-1} \pm 0,40 \text{ s}^{-1}}$ .

#### 4.3.2 Vergleich mit der zweiten Masse

Da die Aktivität proportional zur Masse der Probe ist, beträgt die Masse der ersten Probe

$$m_1 = m_2 \cdot \frac{\mathbb{A}_{S1}}{\mathbb{A}_{S2}} \quad (4.45)$$

$$\sigma m_1 = m_1 \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma \mathbb{A}_{S1}}{\mathbb{A}_{S1}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma \mathbb{A}_{S2}}{\mathbb{A}_{S2}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma m_2}{m_2}\right)^2} \quad (4.46)$$

$$\underline{\underline{m_1 = 362,2 \text{ mg} \pm 7,7 \text{ mg}}} \quad (4.47)$$

## 4.4 Analyse des Silber-Gammaspektrums

Im Folgenden sollen die Nuklide in einer aktivierten Silberprobe identifiziert und deren Halbwertszeiten bestimmt werden. Hierzu werden mittels eines hochauflösenden Germaniumdetektors innerhalb von 70 Minuten nach der Entnahme der aktivierten Silberprobe aus der Neutronenquelle 12 Gammaspektren aufgenommen. Hierbei wird das n-te Spektrum ( $n \in 1, \dots, 12$ ) für  $2^{n-1}$  Sekunden aufgenommen, um die im Theorieteil beschriebene Methode zur Datenauswertung anwenden zu können. Die Zeitspanne zwischen der Entnahme der Probe aus der Neutronenquelle und dem Start der Messung betrug 9,77 s. Abbildung 4.4 zeigt eine Übersicht über die 12 erhaltenen Gammaspektren.

In natürlichem Silber kommen die beiden Isotope  $^{107}\text{Ag}$  und  $^{109}\text{Ag}$  im Isotopenverhältnis 51,83%:48,17% vor. Das etwas seltenere, schwerere Isotop hat allerdings im Mittel einen 2- bis 5-fachen Aktivierungsquerschnitt.[?] Da weder das exakte Wirkungsquerschnittsverhältnis der Isotope für den verwendeten Neutronenquellenaufbau, noch wie sich das Isotopenverhältnis der Silberprobe durch Aktivierung und Zerfall in den vergangenen Jahrzehnten verändert hat, bekannt ist, ist es theoretisch zunächst nicht möglich abzuschätzen, in welchem Verhältnis die Zerfallsstrahlung beider Isotope nachzuweisen sein wird.

Erst einmal aktiviert, zerfällt das Isotop  $^{110}\text{Ag}$  mit einer Halbwertszeit von 24,6 s und das Isotop  $^{108}\text{Ag}$  mit einer Halbwertszeit von 142,2 s.[?]

Um diese Peaks identifizieren zu können, betrachten wir die in Abbildung 4.5 und 4.6 dargestellten Zerfallsschemata der beiden Isotope. Über die zu Beginn der Messung durchgeführte grobe Energieeichung, ist es möglich die Peaks den jeweiligen Übergängen zuzuordnen. Die zugeordneten Übergänge sind jeweils in den Niveauschemata markiert.

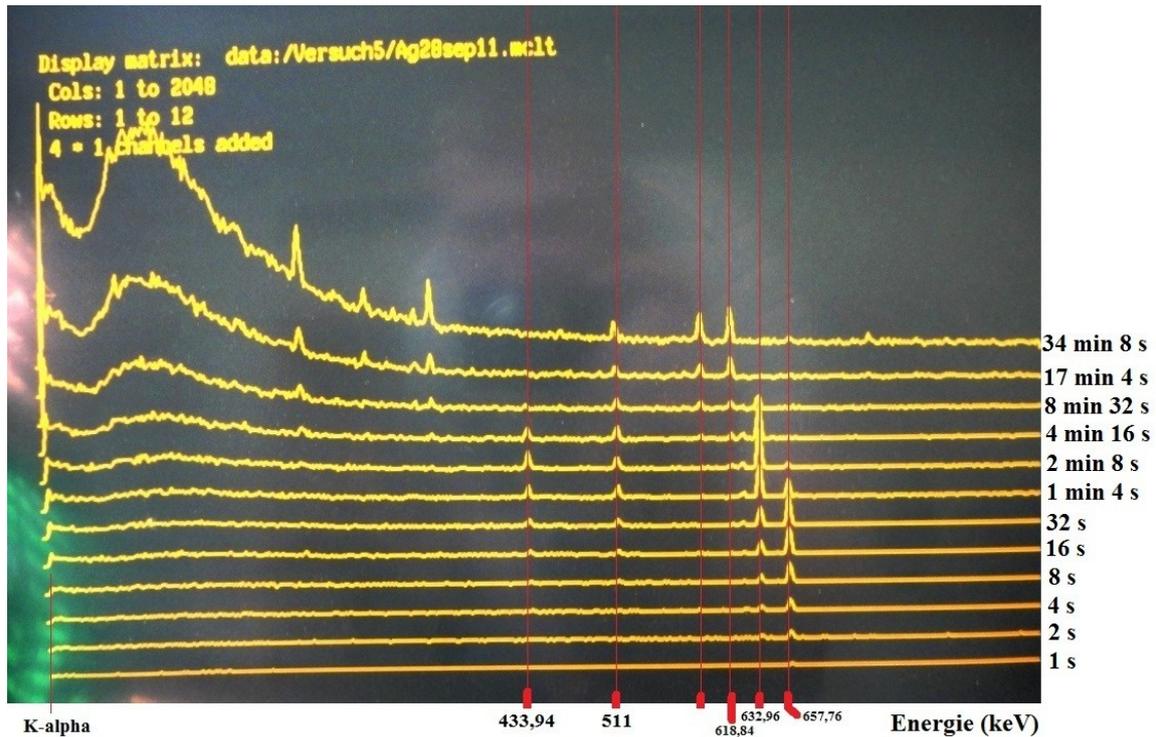


Abbildung 4.4: Zeitliche Entwicklung der Gammaspektren der aktivierten Silberprobe. Die zu beobachtenden Peaks sind rot markiert. Bei zwei Sets von Peaks konnte nur ein Anstieg in den letzten Spektren beobachtet werden, so dass diese nicht für die Auswertung herangezogen werden konnten.

Aus den Kernniveauschemata der beiden Isotope entnehmen wir folgende zu erwartenden Energien:

Isotop	Typ	$T_{1/2}$	$E$	$p$	Markierung im Spektrum
$^{108}\text{Ag}$	$\gamma$	142,2 s	433,94 keV	0,5%	grün in Abb. 4.5
$^{108}\text{Ag}$	$\gamma$	142,2 s	618,84 keV	0,26%	blau in Abb. 4.5
$^{108}\text{Ag}$	$\gamma$	142,2 s	632,96 keV	1,76%	orange in Abb. 4.5
$^{110}\text{Ag}$	$\gamma$	24,6 s	657,76 keV	4,5%	braun in Abb. 4.6
$^{108}\text{Ag}$	$\beta$	142,2 s	1649 keV	95,4%	nicht beobachtbar
$^{110}\text{Ag}$	$\beta$	24,6 s	2892,1 keV	94,1%	nicht beobachtbar

Tabelle 4.1: Tabelle der zu erwartenden von der Silberprobe emittierten Energien. Die emittierte  $\beta$ -Strahlung wird die Probe zwar in den meisten Fällen nicht verlassen, in wenigen Fällen kann es aber theoretisch vorkommen, dass die  $\beta$ -Strahlung in den Germanium-Detektor fällt.

Die Endprodukte der beiden Zerfallsschemata  $^{108}\text{Cd}$  und  $^{110}\text{Cd}$  sowie  $^{108}\text{Pd}$  und  $^{110}\text{Pd}$  sind stabil, so dass durch Tochterzerfälle keine weiteren Linien zu erwarten sind. Zusätzliche Linien können jedoch durch Zerfälle metastabiler Niveaus, Verunreinigungen, Untergrund sowie  $\beta$ -Zerfälle zu Stande kommen.

Neben den aus den Niveauschemata identifizierten Peaks, treten noch 2 weitere deutlich zu

langsamer Zerfall:

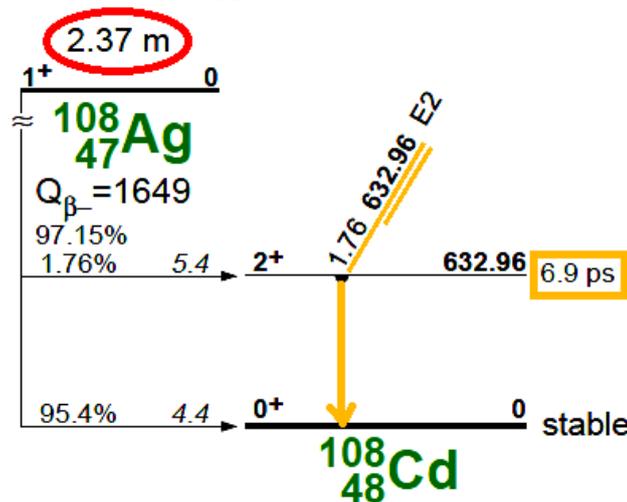
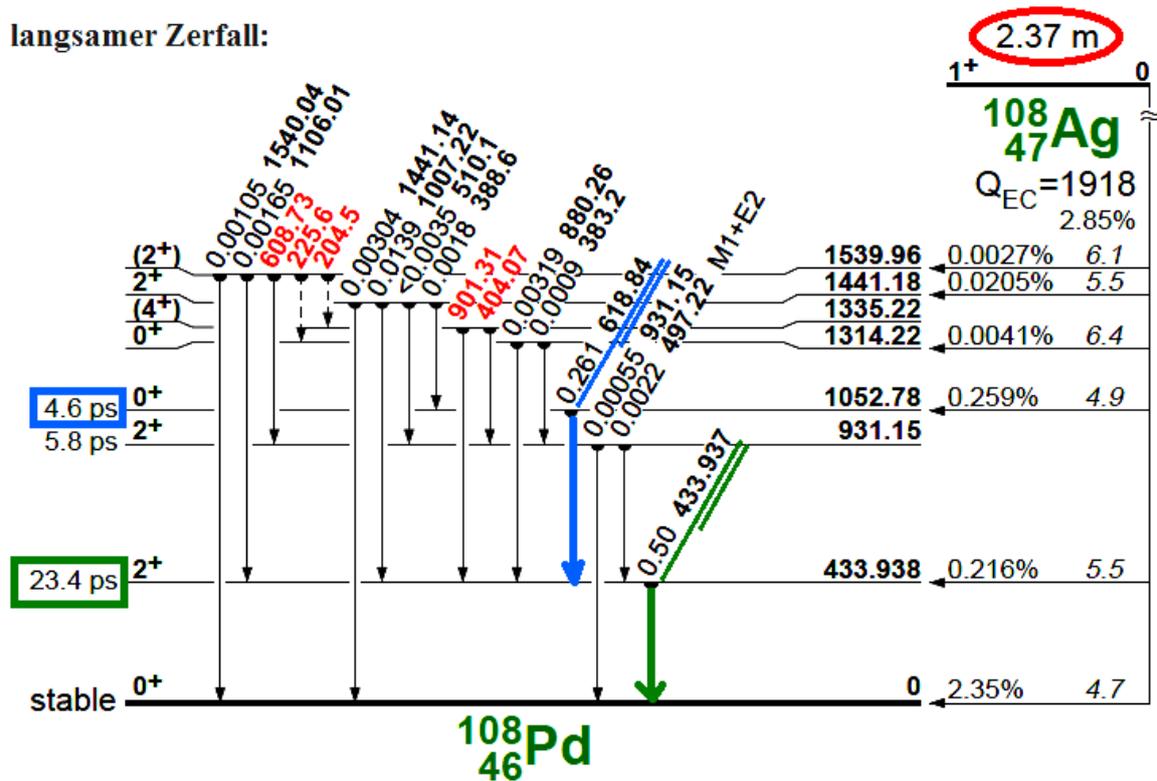


Abbildung 4.5: Kernniveauschema des Isotops  $^{108}\text{Ag}$ . Die im Gammaspektrum eines hochauflösenden Germaniumdetektors im Versuch erkennbaren Linien und die zugehörigen Übergänge sind farbig markiert. [?, Abbn. 3,4]

erkennbare Peaks auf:

- Ein 511 keV Peak, welcher durch die Annihilation von Positronen (Sekundärprodukte) entsteht.
- Der K-Alpha/K-Beta Peak, welcher am niederenergetischen Ende der aufgenommenen

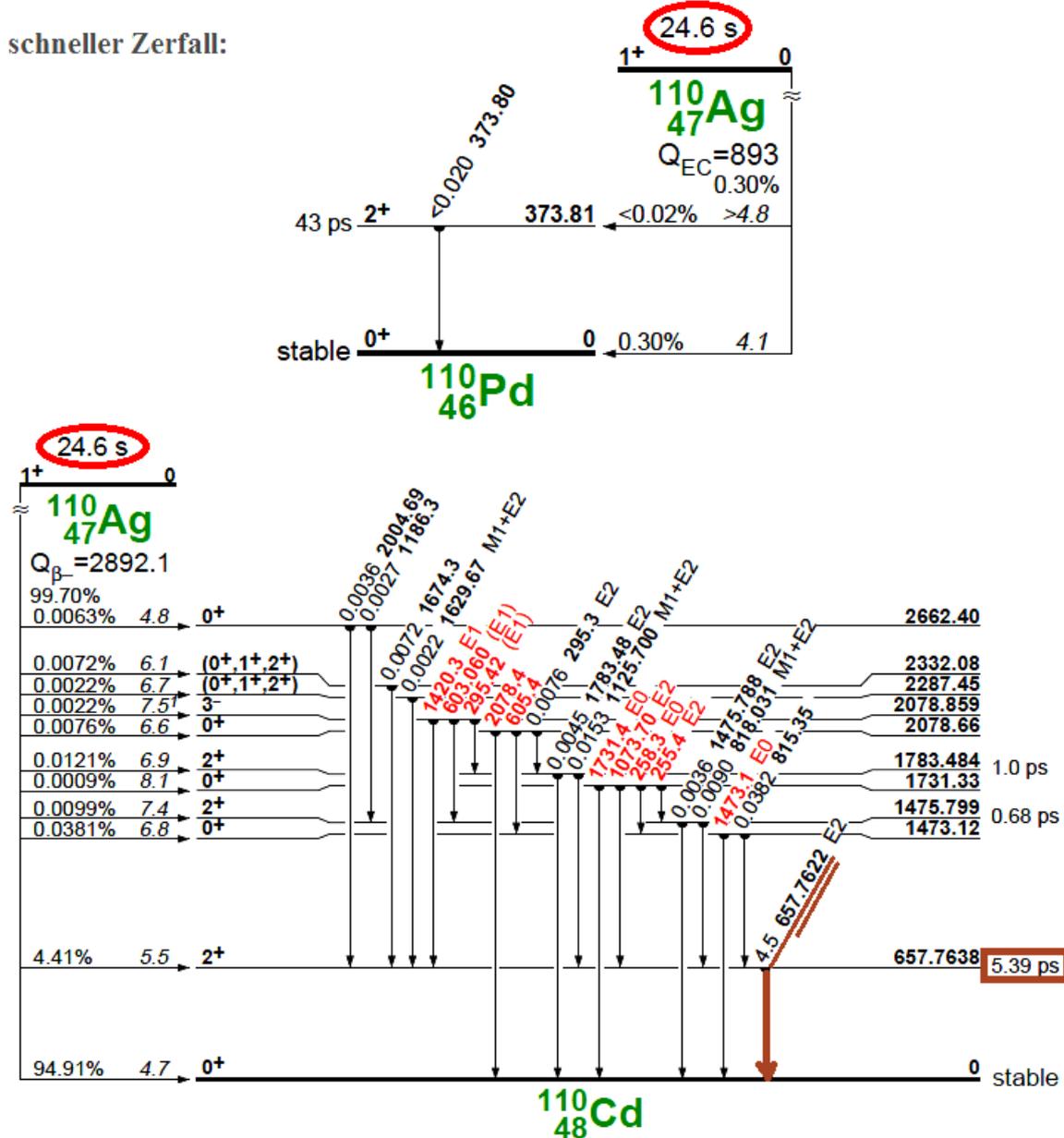


Abbildung 4.6: Kernniveauschema des Isotops  $^{110}\text{Ag}$ . Die im Gammaskopogramm eines hochauflösenden Germaniumdetektors im Versuch erkennbaren Linien und die zugehörigen Übergänge sind farbig markiert. [?, Abbn. 3,4]

Spektren zu erkennen ist. Hierbei handelt es sich um charakteristische Röntgenstrahlung, welche beim Auffüllen der beim Elektroneneinfang von  $^{108}\text{Ag}$  und  $^{110}\text{Ag}$  entstandenen Löcher in der K-Schale durch ein Elektron der L- bzw. M-Schale ausgesendet wird. Für die Energien dieser Linien ergeben sich die Energien: 21,02 keV ( $K_{\alpha 2}$ ), 21,18 keV ( $K_{\alpha 1}$ ) und 23,82 keV ( $K_{\beta 1}$ ). Die Fläche dieser Peaks wurde bei der Bestimmung der Halbwertszeit nicht ermittelt, da es sich hierbei um eine Überlagerung der Gammaquan-

ten beider Isotope handelt. Theoretisch könnte man diesen Peak durch eine überlagerte Funktion ebenfalls fitten und zur Berechnung der Halbwertszeit heranziehen, was jedoch zu einem tendenziell größeren Fehler als bei den anderen Peaks führen würde.

## 4.5 Halbwertszeiten der Nuklide in der aktivierten Silberprobe

Um die Halbwertszeiten der Silberisotope bestimmen zu können, müssen nun die Flächen der einzelnen Peaks bestimmt werden. Dies erfolgt mittels des am Praktikumsplatz zur Verfügung gestellten Programmes `Peak`. Es ergeben sich die in Tabelle 4.2 angegebenen Werte.

n	433,94 keV	618,84 keV	632,96 keV	657,76 keV
1	-	-	$10,5 \pm 3,4$	$40,9 \pm 6,5$
2	-	-	$25,9 \pm 5,9$	$88,9 \pm 9,6$
3	-	-	$42,1 \pm 7,7$	$168,8 \pm 13,3$
4	-	$33,1 \pm 9,5$	$81,5 \pm 10,1$	$295,1 \pm 17,6$
5	$57,0 \pm 12,1$	$74,3 \pm 12,7$	$147,7 \pm 13,5$	$413,5 \pm 21,2$
6	$93,7 \pm 14,8$	$106,3 \pm 14,6$	$261,0 \pm 17,5$	$412,5 \pm 21,2$
7	$134,8 \pm 16,1$	$166,45 \pm 16,75$	$465,3 \pm 22,5$	$213,3 \pm 15,4$
8	$221,95 \pm 19,7$	$215,2 \pm 18,3$	$594,0 \pm 26,0$	$58,6 \pm 9,9$
9	$148,1 \pm 18,4$	$186,3 \pm 18,9$	$460,4 \pm 24,9$	-
10	-	$135,6 \pm 20,3$	$181,9 \pm 20,8$	-
11	-	$145,0 \pm 24,8$	-	-
12	-	$263,5 \pm 33,4$	-	-

Tabelle 4.2: Mittels des Programms „Peak“ ermittelte Flächen der in den Gammaspektren erkennbaren Peaks.

---

Zur Bestimmung der Halbwertszeit wird nun die für jede Energie die Peakfläche gegen die Spektrennummer (n) aufgetragen und mit der folgenden im Theorieteil hergeleiteten Funktion gefittet:

$$I(n) = A \cdot \exp(-t_0 2^n / \tau) \cdot (1 - \exp(-t_0 2^n / \tau)) \quad (4.48)$$

Die Konstante A gibt dabei die Anzahl der zum Peak gehörenden Photonen an, welche man in einer theoretischen unendlich langen Messung erhalten würde.  $t_0$  beschreibt die Messdauer des ersten Spektrums (n=1), also im vorliegenden Fall  $t_0 = 2^{1-1} s = 2^0 s = 1 s$ . Die Konstante  $\tau$  beschreibt die zur gesuchten Halbwertszeit gehörenden Lebensdauer. Der Zusammenhang mit der Halbwertszeit ist gegeben durch:

$$T_{1/2} = \tau \cdot \ln(2) \quad (4.49)$$

Zunächst sollen die durch den Zerfall von  $^{108}\text{Ag}$  hervorgerufenen Photopeaks bei 433,937 keV, 618,84 keV und 632,96 keV betrachtet werden. Es ergeben sich die in Abbildung 4.7, 4.8 und 4.9 gezeigten Fits.

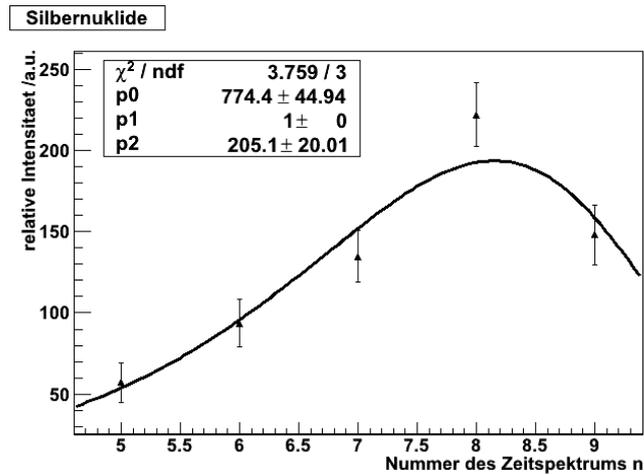


Abbildung 4.7: Abhängigkeit der Peakfläche von der Spektrennummer für den 433,937 keV Peak. Der Fit geht vom ersten bis zum letzten Punkt.

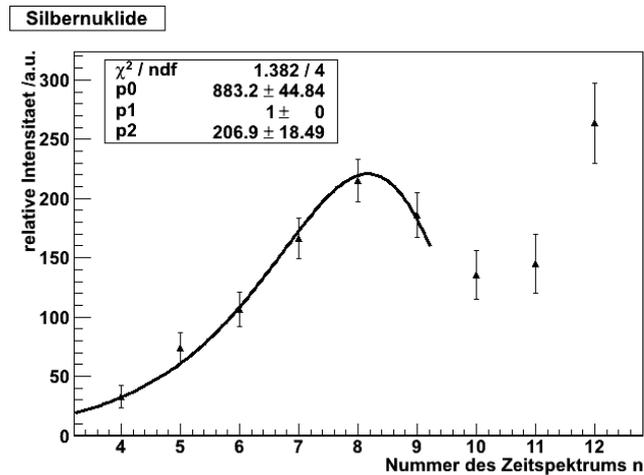


Abbildung 4.8: Abhängigkeit der Peakfläche von der Spektrennummer für den 618,84 keV Peak. Der Fit geht hier nur bis Spektrum 9, da die Peakfläche danach von einer weiteren Komponente überlagert wird, welche nicht vollständig aufgelöst ist.

Die Fitparameter ergeben sich zu:

- a) 433,937 keV Peak:

$$A^{(434)} = 774,4 \pm 45 \quad \tau^{(434)} = (205,1 \pm 20)s \quad \Rightarrow \quad T_{1/2}^{(434)} = (142,2 \pm 14)s$$

- b) 618,84 keV Peak:

$$A^{(619)} = 883,2 \pm 45 \quad \tau^{(619)} = (206,9 \pm 18)s \quad \Rightarrow \quad T_{1/2}^{(619)} = (143,4 \pm 12)s$$

- c) 632,96 keV Peak:

$$A^{(633)} = 2298 \pm 55 \quad \tau^{(633)} = (209 \pm 6,5)s \quad \Rightarrow \quad T_{1/2}^{(633)} = (144,9 \pm 4,5)s$$

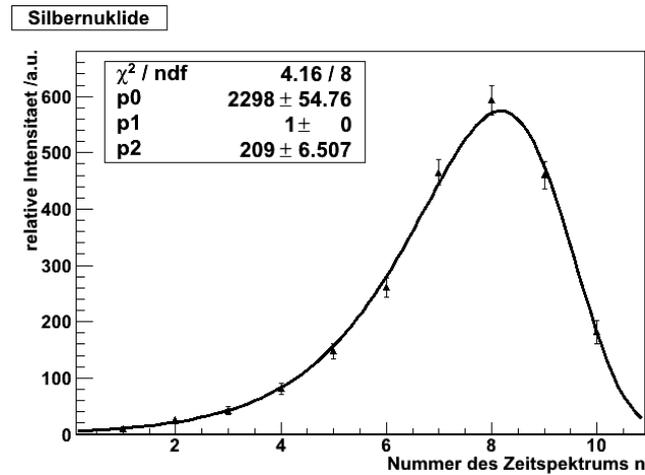


Abbildung 4.9: Abhängigkeit der Peakfläche von der Spektrennummer für den 632,96 keV Peak. Der Fit geht vom ersten bis zum letzten Punkt und ist als durchgehende Linie eingezeichnet.

Die Halbwertszeit von  $^{108}\text{Ag}$  ergibt sich aus den bestimmten Halbwertszeiten durch Bildung eines mit den Quadraten der Fehler gewichteten Mittelwertes.

$$T_{1/2}^{108\text{Ag}} = \frac{\left( \frac{1}{(\Delta T_{1/2}^{(434)})^2} \cdot T_{1/2}^{(434)} + \frac{1}{(\Delta T_{1/2}^{(619)})^2} \cdot T_{1/2}^{(619)} + \frac{1}{(\Delta T_{1/2}^{(633)})^2} \cdot T_{1/2}^{(633)} \right)}{\left( \frac{1}{(\Delta T_{1/2}^{(434)})^2} + \frac{1}{(\Delta T_{1/2}^{(619)})^2} + \frac{1}{(\Delta T_{1/2}^{(633)})^2} \right)}$$

Für den Fehler folgt aus der Gauss-Fehlerfortpflanzung:

$$T_{1/2}^{108\text{Ag}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{(\Delta T_{1/2}^{(434)})^2} + \frac{1}{(\Delta T_{1/2}^{(619)})^2} + \frac{1}{(\Delta T_{1/2}^{(633)})^2}}}$$

Der so erhaltenen Wert von  $T_{1/2}^{108\text{Ag}} = (144,5 \pm 4,0)\text{s}$  ist im Rahmen des Fehlerbereichs konsistent mit dem Literaturwert von  $T_{1/2-Lit.}^{108\text{Ag}} = 142,2\text{s}$ .

Nun sollen noch die relativen Häufigkeiten der einzelnen Gammalinien mit den Literaturwerten verglichen werden. Die relative Häufigkeit der einzelnen Peaks ist wie bereits erläutert proportional zu Fitparameter A. Für die Häufigkeiten relativ zu  $A^{(633)}$  gilt:

$$\frac{A^{(619)}}{A^{(633)}} = 0,38 \pm 0,02 \quad \frac{A^{(434)}}{A^{(633)}} = 0,34 \pm 0,02$$

Die Literaturwerte für die relativen Häufigkeiten können aus den Niveauschemata entnommen werden. Es gilt:

$$\frac{A^{(619)}}{A^{(633)}} = 0,15 \quad \frac{A^{(434)}}{A^{(633)}} = 0,27$$

Die relativen Häufigkeiten liegen so weit außerhalb des Fehlerintervalls, dass ein zu klein geschätzter Fehler durch den Fit ausgeschlossen werden kann. Die Messwerte wurden zwar nicht für die Effizienz des Detektors korrigiert, allerdings liegt 600 keV weit über den Röntgenlinien von Germanium und es sind daher keine Resonanzen zu erwarten. Das macht es äußerst unwahrscheinlich, dass eine Energieänderung um 2% eine Änderung der Detektionswahrscheinlichkeit um 50% verursacht. Wir haben diese Überprüfung zusätzlich zu den Aufgaben erledigt und es gibt keine Vergleichswerte von anderen Gruppen. Die Ursache dieser Abweichung bleibt daher ungeklärt.

Im nächsten Schritt soll das Isotop  $^{110}\text{Ag}$  und der zugehörige Photopeak bei 657,76 keV betrachtet werden. Es ergibt sich der Fit in Abbildung 4.10.

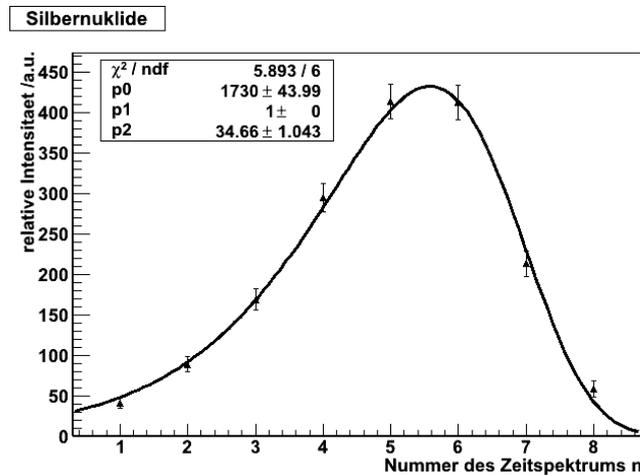


Abbildung 4.10: Abhängigkeit der Peakfläche von der Spektrennummer für den 657,76 keV Peak. Der Fit geht vom ersten bis zum letzten Punkt.

Die Fitparameter ergeben sich in diesem Fall zu:

$$A^{(633)} = 1730 \pm 44 \quad \tau^{(633)} = (34,66 \pm 1,0) \text{ s} \quad \Rightarrow \quad T_{1/2}^{(633)} = (24,02 \pm 0,69) \text{ s}$$

Da für das Isotop  $^{108}\text{Ag}$  nur ein Peak identifiziert werden konnte, ist der gefittete Wert direkt die gesuchte Halbwertszeit. Auch hier wird der Literaturwert von  $T_{1/2-Lit.}^{110\text{Ag}} = 24,6 \text{ s}$  innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen gut reproduziert.

## Kapitel 5

# Zusammenfassende Diskussion

Der Versuch hat am Beispiel zweier Manganproben gezeigt, dass die Neutronenaktivierungsanalyse in der Lage ist Elemente sowohl qualitativ als auch quantitativ nachzuweisen. Weiterhin konnte sie dazu genutzt werden, um die Halbwertszeiten der in einer Silberprobe enthaltenen Isotope zu bestimmen. Hierbei wurde ein in der Literatur vorgeschlagenes Verfahren zur Datenreduktion verwendet, mit dem die Literaturwerte für die Halbwertszeiten im Rahmen der Fehler sehr gut reproduziert werden konnten. Die Stärke der Neutronenquelle konnte vermessen werden, der Fehler ist jedoch durch die ungenaue Herstellerangabe zur Effizienz des Bohrlochkristalls recht groß.

Die Literaturwerte zu den Intensitätsverhältnissen der Gamma-Peaks von  $^{108}\text{Ag}$  konnten nicht bestätigt werden und sollten durch eine weitere Praktikumsgruppe überprüft werden.

Insgesamt hat der Versuch einen guten Einblick in die Neutronenphysik gegeben und gezeigt, welche Möglichkeiten Neutronen bei der Materialanalyse eröffnen.

# Literaturverzeichnis

- [An11] S. Schippers, „*Anleitung zum Praktikum Atom- und Quantenphysik*“, (Institut für Atom- und Molekülphysik, JLU Gießen, 2011)
- [TUD12] IKTP TU Dresden, [http://iktp.tu-dresden.de/IKTP/lehre/fprak/TR\\_anl.pdf](http://iktp.tu-dresden.de/IKTP/lehre/fprak/TR_anl.pdf) (web page - 2012)
- [NEA12] Nuclear Energy Agency, Java-based Nuclear Data Display Program, <http://www.nea.fr/janis/> (web page - 2012)
- [AKT7] *Die Aktivierungsanalyse* (Kapitel 7)
- [COD10] CODATA, <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mun> (web page - 2010)
- [Nov2] Rainer Novotny, *Vorlesung: Messmethoden der Kern- und Teilchenphysik - Teil 2 - Neutronen-Nachweis und Gasedektoren*, Universität Gießen (2011)
- [SNEG] G. Voronin, V. Kovalchuk, M. Svinin, A. Solnyshkov *Development of the Intense Neutron Generator SNEG-13*, D. V. Efremov Research Institute of Electrophysical Apparatus
- [TECH11] Techniklexikon, <http://www.techniklexikon.net> (web page - 2011)
- [LHP67] C.M. Lederer, J.M. Hollander, I. Perlman, *Table of Isotopes*, John Wiley, new York (1967)
- [fen11] [www.free-ed.net](http://www.free-ed.net), *Vorlesung Reaktortheorie:* <http://www.free-ed.net/sweethaven/MiscTech/Nuclear/Lesson0204.pdf> (web page - 2011)