

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Theoretische Grundlagen</b>	<b>4</b>
1.1. Zerfallsgesetz . . . . .	4
1.2. Zerfallsarten . . . . .	4
1.2.1. $\alpha$ -Zerfall . . . . .	4
1.2.2. $\beta^-$ -Zerfall . . . . .	4
1.2.3. $\beta^+$ -Zerfall . . . . .	5
1.2.4. $\gamma$ -Zerfall . . . . .	5
1.2.5. Auger-Effekt . . . . .	5
1.2.6. Innere Konversion . . . . .	5
1.2.7. Elektroneneinfang . . . . .	5
1.2.8. Positronium . . . . .	5
1.3. Zerfallsschemata . . . . .	6
1.3.1. $^{57}\text{Co}$ . . . . .	6
1.3.2. $^{241}\text{Am}$ . . . . .	7
1.4. Wechselwirkung mit Materie . . . . .	7
1.4.1. Photoeffekt . . . . .	7
1.4.2. Comptoneffekt . . . . .	8
1.4.3. Paarbildung . . . . .	8
<b>2. Messgeräte und Messverfahren</b>	<b>9</b>
2.1. Messgeräte . . . . .	9
2.1.1. Szintillationszähler . . . . .	9
2.1.2. Vorverstärker . . . . .	10
2.1.3. Hauptverstärker . . . . .	10
2.1.4. Single Channel Analyser . . . . .	10
2.1.5. Multi-Channel-Analyser . . . . .	10
2.1.6. Koinzidenzeinheit . . . . .	10
2.2. Versuchsaufbau . . . . .	11
2.3. Versuchsdurchführung . . . . .	12
<b>3. Auswertung</b>	<b>13</b>
3.1. Energiekalibrierung . . . . .	13
3.2. Spektrum von $^{228}\text{Th}$ . . . . .	15
3.3. Winkelabhängige Koinzidenzmessung . . . . .	16
<b>4. Zusammenfassung</b>	<b>17</b>
<b>A. Graphiken und Fits</b>	<b>19</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1. Zerfallsschema von $^{57}\text{Co}$ . . . . .	6
1.2. Zerfallsschema von $^{241}\text{Am}$ . . . . .	7
2.1. Schaltung zur Aufnahme der Energie Spektren [VER] . . . . .	11
2.2. Verwendete Schaltung zur Bestimmung der Energiefenster [VER] . . . . .	11
2.3. Verwendete Schaltung zur Messung der Koinzidenzen. [VER] . . . . .	11
3.1. Untergrundmessung mit einer Messzeit von 9430.06 s . . . . .	13
3.2. Energiekanaleichung . . . . .	14
3.3. Aufgenommenes Spektrum von $^{228}\text{Th}$ , von Untergrund bereinigt . . . . .	15
3.4. Winkelabhängige Koinzidenzmessung . . . . .	16
A.1. Aufgenommenes Spektrum von Natrium . . . . .	19
A.2. Fit erster Peak von Natrium . . . . .	20
A.3. Fit Zweiter Peak von Natrium . . . . .	20
A.4. Aufgenommenes Spektrum von Cobalt . . . . .	21
A.5. Fit Doppelpeak von Cobalt . . . . .	21
A.6. Aufgenommenes Spektrum von Europium . . . . .	22
A.7. Gefittete Peaks Europium . . . . .	22
A.8. Erste 9 Peaks von Thorium . . . . .	23
A.9. Zehnter Peak von Thorium . . . . .	23

# Tabellenverzeichnis

3.1. Herkunft und Energien der ermittelten Peaks zur Energiekanaleichung . . . . .	14
3.2. Analyse der Peaks . . . . .	15

# 1. Theoretische Grundlagen

Für diesen Versuch sind Kenntnisse über das Zerfallsgesetz, die unterschiedlichen Zerfallsarten, die Zerfälle von  $^{57}\text{Co}$  und  $^{241}\text{Am}$  und die Wechselwirkung von Strahlung mit Materie nötig. Diese werden im Folgenden erläutert.

## 1.1. Zerfallsgesetz

Viele Isotope von Elementen sind instabil. Das heißt, dass sie zerfallen können. Dieser Prozess ist statistisch, wobei die zeitliche Änderung der Anzahl der Atome durch

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda \cdot N \quad (1.1)$$

gegeben ist. Hierbei bezeichnet  $\lambda$  die isotopenspezifische Zerfallskonstante. Dies liefert nach Integration das Zerfallsgesetz

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (1.2)$$

wobei  $N_0 = N(0)$  entspricht. Bei radioaktiven Zerfällen ist die sogenannte Halbwertszeit  $T_{1/2}$

$$N(T_{1/2}) = 0.5 \cdot N_0 \quad (1.3)$$

$$\Leftrightarrow T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (1.4)$$

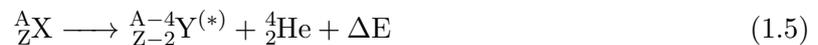
interessant, die angibt, nach welcher Zeit die Hälfte der Atome zerfallen sind.

## 1.2. Zerfallsarten

Es gibt verschiedene Arten von radioaktiven Zerfällen.

### 1.2.1. $\alpha$ -Zerfall

Kerne mit großen Kernladungszahlen sind häufig instabil. Das liegt daran, dass es für den Kern Energie günstiger ist, unter Aussendung eines Helium Kerns in einen Tochterkern zu zerfallen.



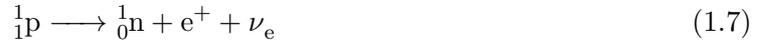
### 1.2.2. $\beta^-$ -Zerfall

Bei einem Neutronenüberschuss kann es zu einem  $\beta^-$ -Zerfall kommen. Dabei wandelt sich ein Neutron im Kern unter Aussendung eines Elektrons und eines Antineutrinos in ein Proton um. Deshalb erhöht sich die Kernladungszahl um eins. Das Elektron und das Antineutrino können problemlos „fliehen“, da sie als Leptonen nicht der starken Wechselwirkung unterliegen:



### 1.2.3. $\beta^+$ -Zerfall

Bei protonenreichen Elementen kann es im Kern zur Umwandlung eines Protons in ein Neutron, ein Positron und ein Elektronneutrino kommen. Das Neutron bleibt im Kern, während die anderen beiden wieder „fliehen“ können.



Durch diesen Zerfall verringert sich die Kernladungszahl um eins, was bedeutet, dass das Atom in das benachbarte Element im Periodensystem umgewandelt wird.

### 1.2.4. $\gamma$ -Zerfall

Unter  $\gamma$ -Zerfall versteht man die Aussendung eines hochenergetischen Photons durch angeregte Atome. Diese angeregten Atome entstehen oft als Tochterkerne bei den oben bereits genannten  $\alpha$ - und  $\beta$ -Zerfällen. Durch Aussendung des  $\gamma$ -Quants stabilisiert sich die energetische Situation des Atom Kerns und dieser wird in einen energetisch günstigeren Zustand versetzt.

Röntgenstrahlung ist zum Beispiel eine Art der  $\gamma$ -Strahlung.

### 1.2.5. Auger-Effekt

Dieser Effekt tritt auf, wenn z.B. durch Elektroneneinfang eine Lücke in einer unteren Schale des Atoms entstanden ist und diese anschließend durch ein Elektron aus einer höheren Schale aufgefüllt wird. Oft wird bei diesem Vorgang Röntgenstrahlung emittiert (Photonen). Es kann jedoch auch vorkommen, dass die noch vorhandene Energie auf ein anderes Elektron (Auger-Elektron) mit geringerer Bindungsenergie übertragen wird und dieses dadurch aus dem Atom heraus gelöst wird.

### 1.2.6. Innere Konversion

Ein zusätzlicher Vorgang bei dem das Atom überschüssige Energie abgibt, nennt sich innere Konversion und tritt vor allem bei schweren Atomen auf. Dabei wird diese Energie direkt an ein Hüllenelektron abgegeben. Dieses verlässt dadurch das Atom mit der kinetischen Energie  $E_{kin} = E_{\text{Überschuss}} - E_{\text{Bindung}}$ . Wenn anschließend ein anderes Atom diese Stelle besetzt, kommt es entweder zur Emission von Röntgenstrahlung oder zum Auger-Effekt.

### 1.2.7. Elektroneneinfang

Beim Elektroneneinfang wird ein Elektron aus der niedrigsten Schale, der K-Schale, vom Kern eingefangen, wodurch ein Proton unter Aussendung eines Elektronneutrinos zum Neutron wird. Dementsprechend verringert sich die Kernladungszahl um eins. Bei größeren Atomen ist diese Art der Radioaktivität deutlich ausgeprägter, da dort die Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Elektrons im Kern sehr hoch ist.



Das Elektron, welches aus der K-Schale gerissen wurde, wird durch ein Elektron einer höheren Schale aufgefüllt, wobei die Energiedifferenz durch Aussenden eines Photons kompensiert wird.

### 1.2.8. Positronium

Positronium wird aus einem Elektron und einem Positron gebildet. Die Antiteilchen annihilieren mit einer mittleren Lebensdauer von 0.125 ns zu zwei Photonen, die sich aufgrund der Impulserhaltung in einem  $180^\circ$ -Winkel auseinander bewegen. Die Photonen haben jeweils mindestens die Elektronenmasse, also 0.511 MeV, als Energie.

### 1.3. Zerfallsschemata

#### 1.3.1. $^{57}\text{Co}$

In Abbildung 1.1 ist das Zerfallsschema von  $^{57}\text{Co}$  abgebildet.

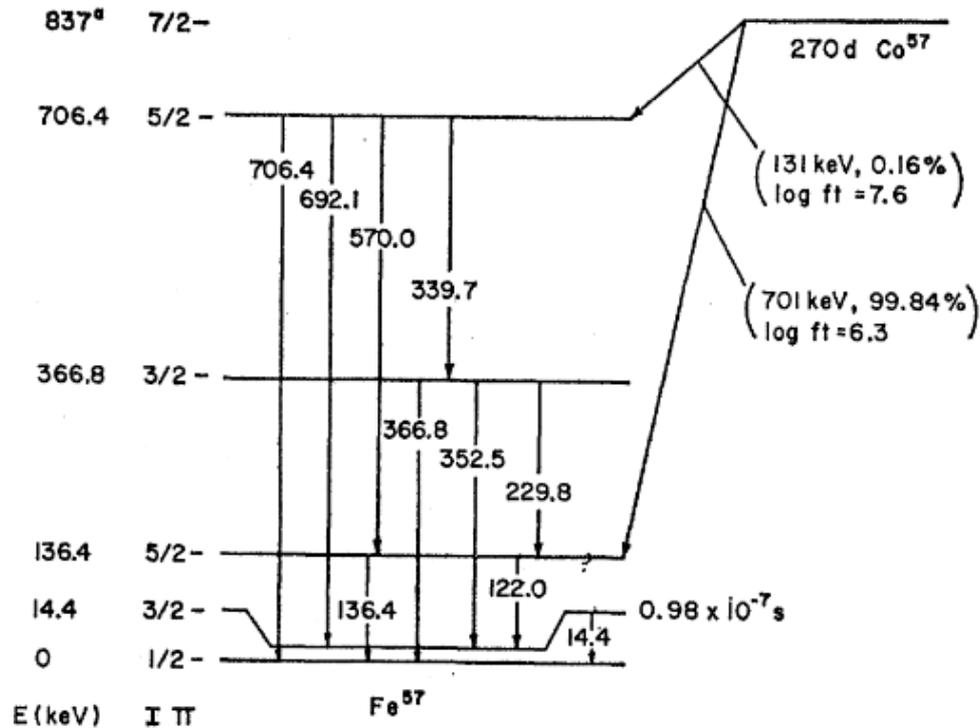


Abbildung 1.1.: Zerfallsschema von  $^{57}\text{Co}$   
[oc]

Wie in dem Diagramm zusehen ist, zerfällt  $^{57}\text{Co}$  in 99,84% der Fälle in den 136.4 keV Zustand von  $^{57}\text{Fe}$ . Dieser zerfällt entweder direkt in den Grundzustand oder zuerst durch Aussendung eines 122.0 keV Photons und anschließend durch Aussendung eines 14.4 keV Photons in den Grundzustand.

### 1.3.2. $^{241}\text{Am}$

In der folgenden Abbildung ist das Zerfallsschema von  $^{241}\text{Am}$  abgebildet.

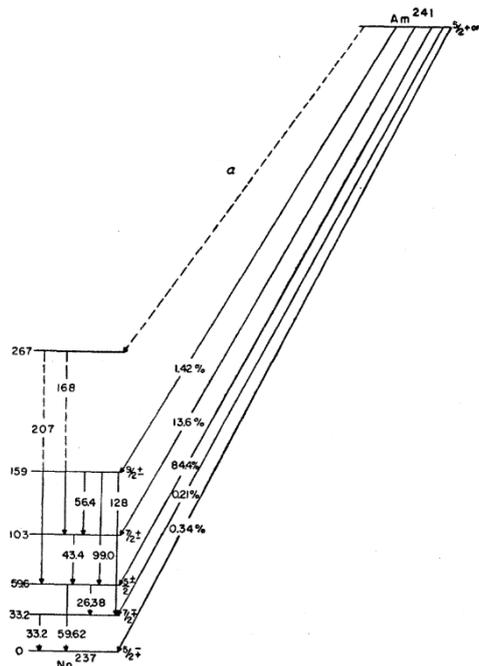


Abbildung 1.2.: Zerfallsschema von  $^{241}\text{Am}$   
[JAP]

$^{241}\text{Am}$  zerfällt zu 84,4% in den 59,62 keV Zustand von  $^{237}\text{Np}$ . Von diesem geht es entweder direkt oder über den 33,2 keV Zustand in den Grundzustand über. Die Differenz zwischen dem zweiten und ersten angeregten Zustand beträgt 26,48 keV.

## 1.4. Wechselwirkung mit Materie

Da man elektromagnetische Strahlung nur indirekt detektieren kann, macht man sich dafür die Wechselwirkung mit Materie zunutze. Es gibt verschiedene Arten von Wechselwirkungen. Im Folgenden werden die drei dominierende Arten erklärt. Ihr Vorkommen ist abhängig von der Kernladungszahl  $Z$  und vom Wirkungsquerschnitt des Materials. Für die Relevanz gelten folgende Richtlinien:

- Photoeffekt :  $E_\gamma \leq 200 \text{ keV}$
- Comptoneffekt :  $200 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 5 \text{ MeV}$
- Paar-Bildung: minimal benötigte Energie  $E_\gamma \geq 1,022 \text{ MeV}$

### 1.4.1. Photoeffekt

Unter dem Photoeffekt versteht man den Prozess, bei dem ein Elektron in der Atomhülle durch Emission oder Absorption eines Photons seinen Energiezustand ändert. Diese Photonen haben quantisierte Energien, weil die Elektronen quantisierte Zustände haben. Das Photon wird bei der

Emission restlos absorbiert. Durch diese Quantisierung der Energie kann die kinetische Energie eines Elektrons, das durch den Photoeffekt angeregt wird, beschrieben werden als:

$$E_{kin} = h \cdot \nu - E_{Bindung} \quad (1.9)$$

Dabei ist  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum und  $\nu$  die Frequenz des Photons.

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  des Photoeffekts ist von der Kernladungszahl  $Z$  und von der Energie des Photons  $E$  in folgender Weise abhängig [VER]:

$$\sigma \propto \frac{Z^5}{E^{3,5}} \quad (1.10)$$

### 1.4.2. Comptoneffekt

Der Comptoneffekt beschreibt die Streuung von Photonen an freien Elektronen. Bei diesem Vorgang überträgt das Photon einen Teil seiner Energie auf das Elektron und setzt anschließend seine Bewegung mit verminderter Energie um den Winkel  $\alpha$  verändert fort.

### 1.4.3. Paarbildung

Bei diesem Vorgang zerfällt ein Photon durch elektromagnetische Wechselwirkung mit dem Atomkern in ein Elektron-Positron-Paar. Dafür muss das Photon mindestens die Ruheenergie des Positrons und Elektrons besitzen. Dementsprechend beträgt die minimale Energie des Photons 1.022 MeV. Überschüssige Energie wird als kinetische Energie auf das Paar übertragen.

Die Wahrscheinlichkeit einer Paarbildung ist proportional zum Quadrat der Kernladungszahl.

## 2. Messgeräte und Messverfahren

### 2.1. Messgeräte

In diesem Versuch werden zwei Szintillationszähler und ein Multi Channel Analyser, sowie eine Koinzidenzeinheit und zwei Single Channel Analyser verwendet. Zur Verstärkung des Signals werden jeweils ein Vorverstärker und ein Hauptverstärker verwendet. Der Szintillationszähler besteht aus einem Szintillator und einem Photomultiplier. Da die Funktionsweise der verschiedenen Komponenten essentiell für den Versuch sind, wird an dieser Stelle nochmal auf diese eingegangen.

#### 2.1.1. Szintillationszähler

##### Szintillator

In diesem Versuchsaufbau werden zwei Arten von Szintillatoren verwendet, ein anorganischer und ein organischer Szintillatoren. Während bei organischen Detektoren die Moleküle für den Hauptteil der Lichtaussendung zuständig sind, übernehmen bei anorganischen Detektoren die Ionengitterstrukturen der Kristalle diese Aufgabe.

Der in diesem Versuch verwendete anorganische NaI-Szintillator zeichnet sich laut [VER] durch eine sehr viel höhere Lichtausbeute, aber auch höhere Abklingzeit, als Plastikszintillatoren aus. Wenn Photonen in den Szintillator eindringen geben sie ihre Energien entweder komplett (Photoeffekt) oder teilweise (Compton-Effekt) an ein Elektron ab. Das Verhalten der Elektronen kann durch das Bändermodell erklärt werden. Diese werden nämlich durch die Anregung des Photons auf ein höheres Band befördert und regen sich dann wieder durch Emission eines weniger energetischen Photons ab. Die Dotierung des Szintillators mit Thallium sorgt für weitere Energiebänder zwischen Valenz- und Leitungsband. Dies verhindert, dass die emittierten Photonen gleich wieder absorbiert werden.

Der zweite Szintillator besteht aus Plastik, welcher sich durch eine sehr kurze Abklingzeit auszeichnet, jedoch eine sehr hohe Anregungsenergie besitzt. Diese Eigenschaften machen ihn zu einem idealen Messgerät für die Messung der Winkelabhängigkeit der Positronium-Annihilation, welche eine hohe Zeitauflösung erfordert und eine relativ hohe Energie der Photonen gegeben ist. In diesen Szintillatoren werden die Photonen von den Molekülen im Plastik emittiert. Da die Wellenlänge dieser Photonen im UV-Bereich ist und diese Photonen in Plastik nur eine geringe Reichweite besitzen, werden Wellenlängenschieber eingesetzt. Dies sind fluoreszierende Materialien, die hochfrequente Photonen absorbieren und niederfrequente Photonen emittiert, welche eine höhere Reichweite in Plastik besitzen. Da die Kernladungszahl in dem organischen Material etwa  $Z \approx 2.7$  beträgt und die Energie der Photonen zwischen  $200 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 5 \text{ MeV}$  liegt, ist der Compton-Effekt dominant, wodurch die Energieauflösung geringer wird.

##### Photomultiplier

. Zur Verstärkung des durch den Szintillator detektierten Signals wird in diesem Versuch ein Photomultiplier benutzt. Die Funktionsweise eines solchen besteht darin, dass das vom Szintillator ausgesendete Photon zuerst durch einen Lichtleiter auf eine Photokathode geleitet wird. Dort schlägt das Photon mittels des Photoeffekts ein oder mehrere Elektronen aus der Kathode.

Diese werden dann mittels einer Dynode beschleunigt und wieder auf eine Photokathode gelenkt, wo die Elektronen wiederum andere Elektronen raus schlagen, welche von einer Dynode mit einer höheren Spannung beschleunigt werden. Durch dieses Vorgehen wandelt der Photomultiplier ein Lichtsignal in ein zu diesem Signal proportionalem und verstärktem elektrisches Signal um. Typischerweise erhält man so eine Verstärkung von bis zu  $10^6$ .

### **2.1.2. Vorverstärker**

Der ladungsempfindliche Vorverstärker ist bereits im Photomultiplier integriert und wandelt die teils recht schwachen Signale des Photomultipliers in Signale mit einer Amplitude um, die vom Hauptverstärker verarbeitet werden können.

### **2.1.3. Hauptverstärker**

Der Hauptverstärker hat einerseits, die Aufgaben das Signal des Vorverstärkers nochmal zu verstärken und ihm eine Amplitude zu geben mit der man gut arbeiten kann. Der HV hat aber auch die Aufgabe, das Signal zu formen, um ihm eine Form zu geben, die besser auszuwerten ist. dies bedeutet, dass die Peaks abgerundet und verstärkt werden. Dazu muss am Verstärker eine Shaping-Time eingestellt werden. Je größer diese Zeit ist, um so glatter ist das ausgegebene Signal. Jedoch kann, während der Peak geformt wird, kein anderes Signal bearbeitet werden, wodurch es zu einer Tot-Zeit des Detektors kommt. Die Shaping-Time darf also weder zu hoch noch zu niedrig eingestellt werden.

### **2.1.4. Single Channel Analyser**

Der SCA hat zur Funktion das Signal vom Hauptverstärker auf einen gewissen Energiebereich zu beschränken. Dazu werden am SCA eine obere und eine untere Schranke eingestellt. Der Output dieses Gerätes ist ein genormter Puls (logisches Signal), welcher unabhängig von der Amplitude des eingehenden Signals ist.

### **2.1.5. Multi-Channel-Analyser**

Das MCA ordnet die eingehenden Signale jeweils einem bestimmten Kanal zu. Jeder Kanal steht für einen bestimmten Energiebereich und die Einteilung wird durchgeführt indem die eingehende Amplitude mit einem konstant steigenden Puls im MCA überlagert wird. Dabei wird die Zeit gemessen, die der Puls des MCA braucht, um die Amplitude des Pulses zu erreichen, welche dann in eine Energie umgerechnet wird. Das analoge Eingangssignal wird so in ein digitales Ausgangssignal umgewandelt. So kann das gesamte Energiespektrum der zu vermessenden Probe mithilfe eines Computers dargestellt werden.

### **2.1.6. Koinzidenzeinheit**

In dieses Messgerät gehen das Signal des Plastiksintillators und das Signal des NaI-Szintillators parallel ein. Beide Signale können davor über eine Timing Unit in ihrer Form und Verzögerung so eingestellt werden, dass sie optimal übereinander passen. Die Koinzidenzeinheit zählt anschließend die Events, bei denen die Signale beider Szintillatoren simultan eingehen und gibt in dem Fall ein logisches Signal aus.

## 2.2. Versuchsaufbau

Im Folgenden werden die verwendeten Schaltungen der unterschiedlichen Aufgabenstellungen abgebildet.

Als Erstes sieht man in Abbildung 2.1 die Schaltung, mit der die Energiespektren der beiden Proben aufgenommen werden.

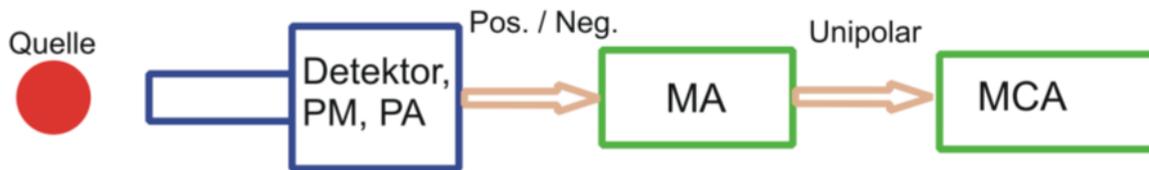


Abbildung 2.1.: Schaltung zur Aufnahme der Energie Spektren [VER]

Anschließend ist in Abbildung 2.2 die Schaltung zur Einstellung der Energiefenster zu sehen.

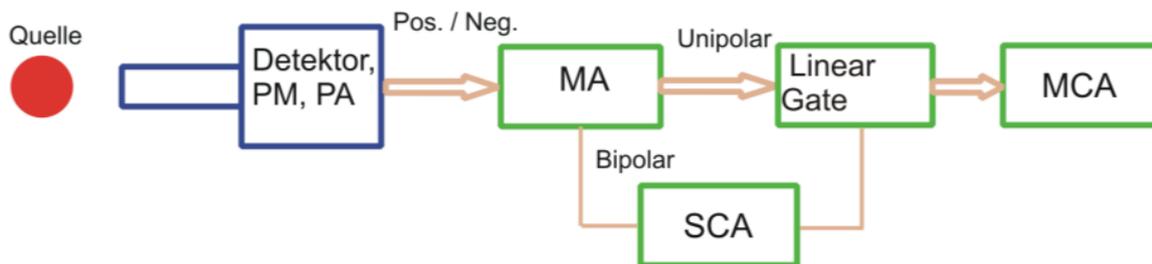


Abbildung 2.2.: Verwendete Schaltung zur Bestimmung der Energiefenster [VER]

Mit der Schaltung 2.3 werden die Koinzidenzen gemessen.

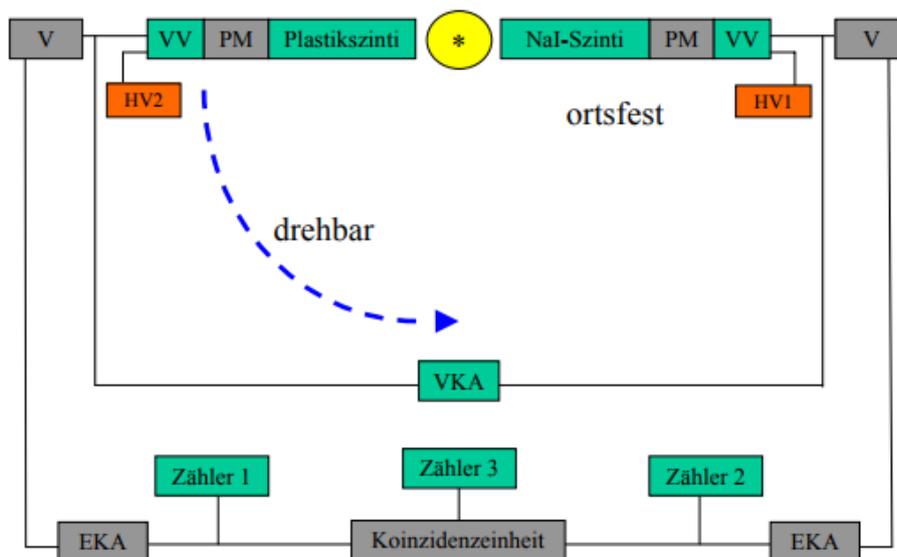


Abbildung 2.3.: Verwendete Schaltung zur Messung der Koinzidenzen. [VER]

## 2.3. Versuchsdurchführung

Im ersten Versuchsteil wird zuerst das Zerfallsspektrum der unterschiedlichen Proben die zur Verfügung stehen, also Kobalt, Europium und Americium, mit dem NaI-Szintillator aufgenommen und mit Hilfe des auf dem Computer installierten Programms aufgezeichnet. Diese werden anschließend in der Auswertung für die Energiekanaleichung verwendet. Für diese Messung wird die jeweilige Probe in eine Bleiabschirmung gesteckt, welche dann so nah wie möglich an den Szintillator geschoben wird, ohne diesen zu berühren. Anschließend wird der Szintillationszähler an den Main-Amplifier angeschlossen, welcher dann mit dem MCA verbunden wird. Diese werden so eingestellt, dass die Peaks für die erste gemessene Probe  $^{60}\text{Co}$  gut erkennbar sind, und vor allem so, dass alle relevanten Peaks für Thorium erkennbar sind. Diese Einstellungen werden im Laufe der Messungen nicht mehr verändert. Anschließend wird die erste Messung gestartet, wobei die Spektren von Kobalt, Europium und Americium jeweils etwa 30 Minuten aufgenommen werden. Nach Abschluss dieser Messung wird über Nacht die Messung für Thorium etwa 15 h laufen gelassen und am darauf folgenden Tag wird noch eine 3 stündige Untergrundmessung durchgeführt. Für diese wird der Aufbau nicht verändert, mit dem Unterschied, dass sich keine Probe in der Abschirmung befindet.

Im zweiten Teil des Versuchs, wird der Bleiklotz zwischen den beiden Szintillatoren entfernt, und eine hochaktive Na-Probe in der Mitte der beiden Szintillatoren angebracht. Diese ist rundum offen, wodurch eine Strahlung in alle Richtungen gewährleistet wird. In dem nächsten Schritt wird die Schaltung für den NaI- Szintillator wie in 2.2 aufgebaut und eine Energiefenster eingestellt, dass der erwartete 511 keV Peak zwar komplett im Fenster liegt, aber auch nur dieser. Damit wird sichergestellt, dass nur Photonen mit der gewünschten Energie ein Signal triggern. Anschließend wird die Schaltung aus Abbildung 2.3 aufgebaut, und die Ausgänge beider Szintillatoren am Oszilloskop beobachtet. Ziel dieser Beobachtung ist es, das Delay an der Verzögerungseinheit so einzustellen, dass das Signal des NaI-Szintillator mit dem Maximum des Der Signale des Plastik-Szintillators übereinander liegt. Dazu werden mehrere Einstellung ausprobiert, bei welchen immer wieder kurze Messungen bei  $0^\circ$  und  $90^\circ$  durchgeführt werden, mit dem Ziel, eine möglichst hohe Verstärkung zwischen den beiden Einstellungen zu erhalten. Um dies zu erreichen werden sowohl die Breite der Signale und die Sensibilität der Detektoren, als auch die Verzögerungen zwischen den Signalen variiert. Die Einstellungen, die für die anschließende Messung verwendet wurde, liefert eine 30-fachen Verstärkung zwischen  $0^\circ$  und  $90^\circ$ . Nun wird für verschiedene Winkel jeweils ungefähr 240 Sekunden gemessen. Dabei wird von  $0^\circ$  bis  $\pm 20^\circ$  in jeweils  $5^\circ$  Schritten gemessen und ab diesen Winkeln nur noch in  $10^\circ$  Schritten bis  $\pm 90^\circ$ . Als Untergrundmessung wird die Messung bei  $90^\circ$  verwendet, weil bei dieser Winkeleinstellung nur zufällige Koinzidenzen erwartet werden. Die Messzeiten, sowie die gemessenen Events werden im Protokollheft festgehalten. Am Ende wurden noch bei  $3^\circ$  und  $1^\circ$  Messungen aufgenommen, weil bei den Messungen eine Verlagerung des Maximums bei  $0^\circ$  vermutet wurde, da bei  $\pm 5^\circ$  unterschiedliche, nicht vereinbare Zählraten gemessen wurden, wenn von einer symmetrischen Verteilung um  $0^\circ$  ausgegangen wird. Bei beiden Messwerten konnte keine höhere Zählrate als bei  $0^\circ$  ermittelt werden.

### 3. Auswertung

Die Auswertung ist aufgeteilt in mehrere Glieder. Zunächst wird die Energiekalibrierung des NaI-Szintillators durchgeführt, danach das Spektrum von Th untersucht und zuletzt die Koinzidenzmessung ausgewertet.

#### 3.1. Energiekalibrierung

Als Erstes müssen die aufgenommenen Spektren von  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$  und  $^{152}\text{Eu}$  von dem Untergrund bereinigt werden, um das tatsächliche Spektrum zu erhalten. Der aufgenommenen Untergrund mit einer Messzeit von  $\Delta t_{\text{unt}} = 9430.06\text{ s}$  ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Damit werden die anderen Spektren bereinigt, indem von jedem Kanal der auf die Messzeit der Probe normierte Untergrund abgezogen wird, und der Fehler durch quadratisches Aufaddieren bestimmt wird,

$$n_{\text{ber},i}(k) = n_i(k) - \frac{\Delta t_i}{\Delta t_{\text{unt}}} \cdot n_{\text{unt},i}(k) \tag{3.1}$$

$$s_{n_{\text{ber},i}(k)} = \sqrt{n_i(k) + \frac{\Delta t_i}{\Delta t_{\text{unt}}} \cdot n_{\text{unt},i}(k)} \tag{3.2}$$

wobei  $k \equiv \text{Kanal}$ ,  $n_i(k) \equiv \text{Bineintrag der Probe } i \text{ bei Bin } k$  und  $\Delta t_i \equiv \text{Messdauer der Probe } i$ .

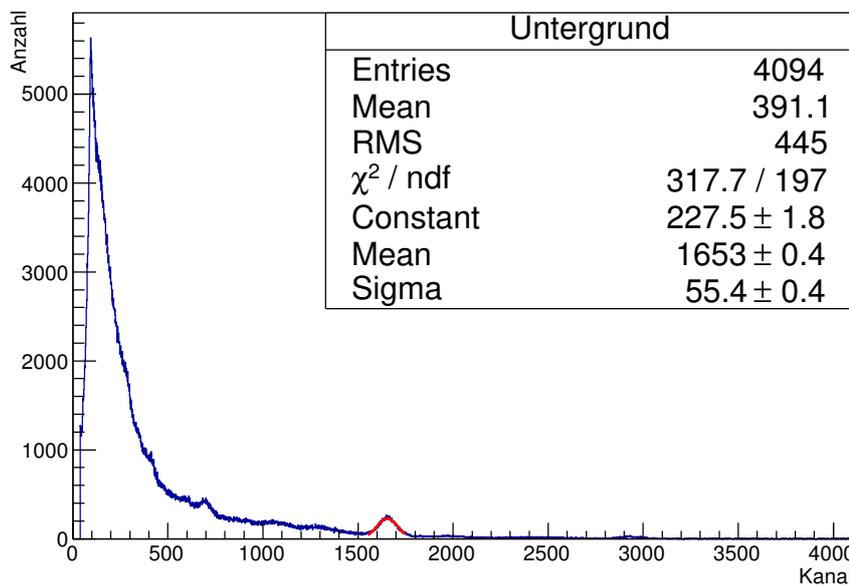


Abbildung 3.1.: Untergrundmessung mit einer Messzeit von 9430.06 s

Der sichtbare Peak ist bei Kanal 1653 aufzufinden und nach Verwendung der Energiekanaleichung (siehe 3.3) entspricht dies einer Energie von  $(1465 \pm 5)\text{ keV}$ . Dies ist höchst wahrscheinlich der  $^{40}\text{K}$  Peak, der bei einer Energie von  $1460.8\text{ keV}$  liegen sollte [KOT, S. 106]. Nun können die Peaks der einzelnen Elemente untersucht werden. Dazu werden an die Peaks jeweils Gauß-Funktionen angelegt. Bei  $^{60}\text{Co}$  ist ein Doppelpeak zu sehen, der mithilfe zweier Gauß-Funktionen

und einer angenommenen Exponential-Funktion ermittelt wird. Die Exponential-Funktion wird aus einer möglichen Überlagerung von Escape-Peak und Compton-Effekt gerechtfertigt. Bei  $^{251}\text{Eu}$  werden die vier sichtbaren Peaks unter Verwendung von vier Gauß-Funktionen mit einer weiteren Gauß-Funktion ermittelt. Die letzte Gauß-Funktion resultiert daraus, dass weitere Störeffekte vorliegen können, wie beispielsweise aus dem Versuch, der im selben Raum stattfand, oder durch die verwendete Elektronik. In Tabelle 3.1 sind die Peaks, sowie deren zugeordnete Energie zu sehen. Die Fit-Ergebnisse weisen sehr geringe Unsicherheiten auf den Erwartungswert der Gauß-Funktionen auf. Diese werden höher abgeschätzt, da Störfaktoren, wie die oben erwähnten, vorliegen können, die in den Fits nicht berücksichtigt werden.

Tabelle 3.1.: Herkunft und Energien der ermittelten Peaks zur Energiekanaleichung

Element	Zerfall	Kanal	Energie
$^{22}\text{Na}$	$\gamma^\pm$	$596 \pm 5$	511 keV
	$\gamma_{1,0}(\text{Ne})$	$1443 \pm 5$	1274.5 keV
$^{60}\text{Co}$	$\gamma_{3,1}(\text{Ni})$	$1329 \pm 5$	1173.2 keV
	$\gamma_{1,0}(\text{Ni})$	$1505 \pm 5$	1332.5 keV
$^{251}\text{Eu}$	$\gamma_{7,1}(\text{Gd})$	$897 \pm 5$	764.9 keV
	$\gamma_{9,1}(\text{Sm})$	$1105 \pm 5$	964.1 keV
	$\gamma_{10,1}(\text{Sm})$	$1255 \pm 5$	1113.0 keV
	$\gamma_{13,1}(\text{Sm})$	$1595 \pm 5$	1408.0 keV

Damit ergibt sich die Energiekanaleichung

$$E(k) = p1 \cdot k + p0 = 0.909 \text{ keV} \cdot k - 37.846 \text{ keV} \quad (3.3)$$

$$s_{p1} = 0.005 \text{ keV} \quad (3.4)$$

$$s_{p0} = 6.418 \text{ keV} \quad (3.5)$$

welche in Abbildung 3.2 zu sehen ist. Mit einem verminderten  $\chi^2 \approx 2.8$  scheint eine Gerade den Verlauf korrekt zu beschreiben.

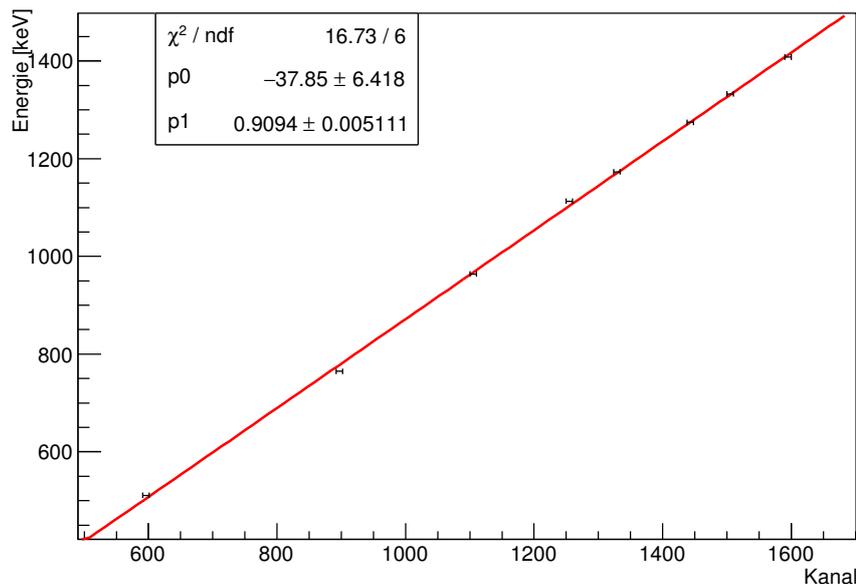


Abbildung 3.2.: Energiekanaleichung

### 3.2. Spektrum von $^{228}\text{Th}$

Mithilfe der Energiekanaleichung lassen sich den zehn gefundenen Peaks bei  $^{228}\text{Th}$  Energien zuordnen. Das komplette Spektrum ist in Abbildung 3.3 zu sehen. In Tabelle 3.2 sind die ermittelten Energien und die damit verbundenen Übergänge zu sehen. Die Unsicherheiten  $s_\mu$  auf die Erwartungswerte  $\mu$  werden wieder auf 5 Kanäle abgeschätzt. Bei der Fehlerrechnungen wird die Kovarianz  $\text{Cov}(p_0, p_1) = -0.032$  der Fit-Parameter miteinbezogen

$$s_{E(k)} = \sqrt{s_{p_0}^2 + (\mu \cdot s_{p_1})^2 + (s_\mu \cdot p_1)^2 + 2 \cdot \text{Cov}(p_0, p_1) \cdot \mu} \quad (3.6)$$

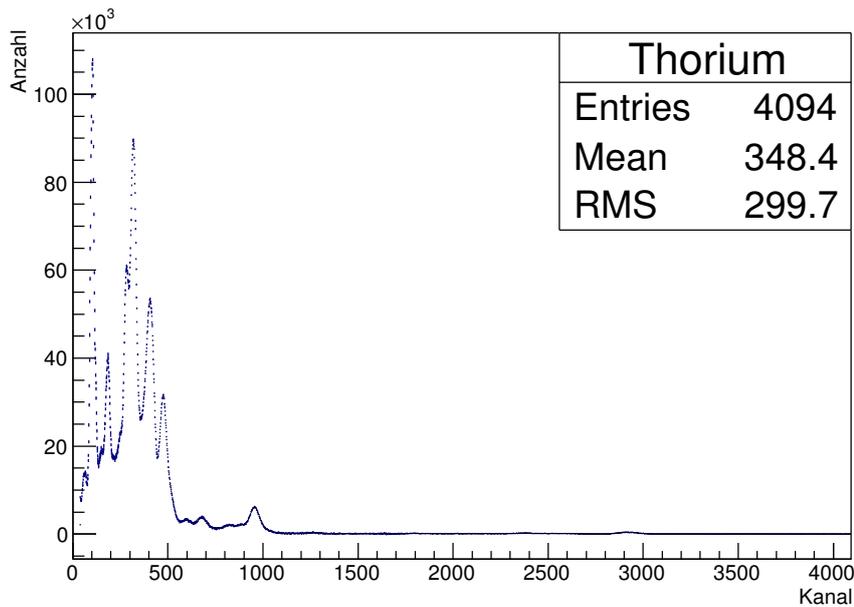


Abbildung 3.3.: Aufgenommenes Spektrum von  $^{228}\text{Th}$ , von Untergrund bereinigt

Tabelle 3.2.: Analyse der Peaks

Kanal	Energie	Vergleichswert
102	$(55 \pm 7)$ keV	$^{228}\text{Th}(84.4)$ keV)
183	$(129 \pm 7)$ keV	$^{228}\text{Th}(131.6)$ keV)
283	$(220 \pm 7)$ keV	$^{228}\text{Th}(216.0)$ keV)
318	$(251 \pm 7)$ keV	$^{241}\text{Ra}(241.0)$ keV) oder $^{212}\text{Pb}(238.6)$ keV)
405	$(330 \pm 6)$ keV	$^{212}\text{Pb}(300.1)$ keV)
475	$(394 \pm 6)$ keV	$^{212}\text{Bi}(453.0)$ keV)
595	$(503 \pm 6)$ keV	$^{208}\text{Tl}(510.8)$ keV)
677	$(578 \pm 6)$ keV	$^{208}\text{Tl}(583.2)$ keV)
954	$(830 \pm 5)$ keV	$^{212}\text{Po}(804.9)$ keV)
2919	$(2617 \pm 10)$ keV	$^{208}\text{Tl}(2614.5)$ keV)

Bei sechs der zehn ermittelten Energien liegt der Vergleichswert innerhalb eines akzeptablen  $3\sigma$ -Bereichs. Bei vier Werten ist die Diskrepanz weitaus extremer. Diese kann jedoch nicht durch eine Systematik erklärt werden, da die Werte nicht einheitlich zu hoch oder zu niedrig ausfallen. Dies

wäre lediglich sinnvoll, wenn zu der Energieeichung ein Polynom höherer Ordnung sehr viel besser passte, dem jedoch durch das verhältnismäßig geringe verminderte  $\chi^2$  widersprochen wird, da es suggeriert, dass der angenommene Zusammenhang korrekt ist. Es ist möglich, dass sich, aufgrund des Dauerbetriebs von über einem Tag, der Photomultiplier und/oder der Szintillator durch thermische Einflüsse anders verhalten haben, als sie sollten. Bei den krassen Diskrepanzen im Bereich 300-400 keV sind auch keine Referenzwerte aufgenommen worden, sodass nicht verifiziert werden kann, ob die Energiekanaleichung in diesem Bereich korrekt ist. Es ist möglich, dass dort eine Art Sinus-Schwingung auf der Geraden vorhanden ist, wodurch der höhere Energie-Wert einem sehr viel niedrigerem Kanal zugeordnet wird und die niedrigere Energie zu einem zu hohen Energie-Wert. Bei 800 keV und unter 100 keV könnten Peaks vorliegen.

### 3.3. Winkelabhängige Koinzidenzmessung

Zuletzt wird die winkelabhängige Koinzidenzmessung ausgewertet. Dazu wird die Zählrate über den Winkel aufgetragen. Die Unsicherheit auf die Zählrate beträgt  $s_n = \frac{\sqrt{N}}{\Delta t}$  und auf den Winkel wird eine Unsicherheit von  $0.25^\circ$  abgeschätzt. Daran wird ein Gauß-Fit mit Offset angelegt

$$f(x) = p_0 + p_1 \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(x - p_2)^2}{p_3^2}\right) \quad (3.7)$$

Eigentlich wird ein Delta-Peak erwartet, doch bereits die Streuung an der Luft verbreitert den Peak, weshalb die Gauß-Funktion als passendere Verteilung angenommen wird. Auch die Ausdehnung des Plastiksintillators führt dazu, dass der Peak breiter wird. In Abbildung 3.4 sind die Messwerte aufgetragen. Mit einem verminderten  $\chi^2$  von etwa 4 scheint diese Funktion die aufgenommenen Messdaten gut zu beschreiben.

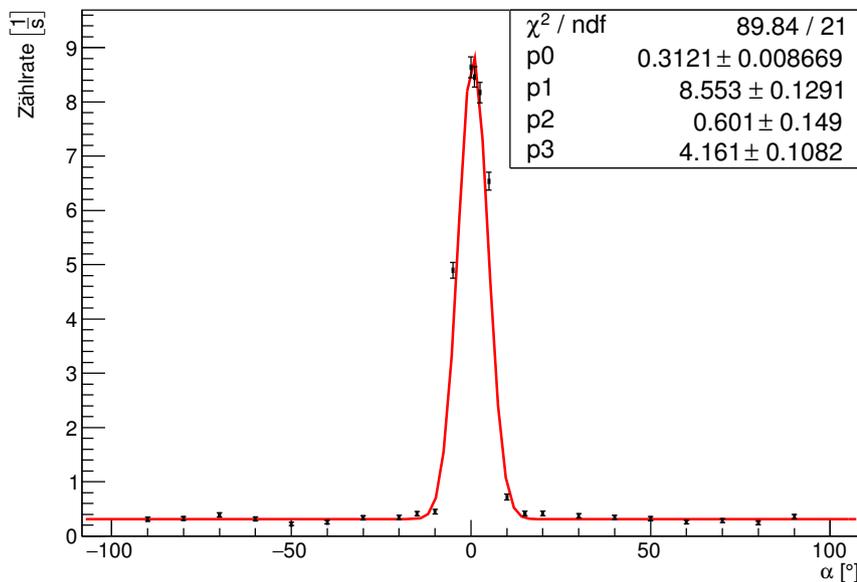


Abbildung 3.4.: Winkelabhängige Koinzidenzmessung

Anders als erwartet liegt der Mittelwert nicht bei  $0^\circ$ , sondern leicht verschoben bei  $0.5^\circ$ . Dies liegt aber wahrscheinlich nur an der systematischen Unsicherheit der Ausrichtung des NaI-Szintillators, da dieser während der Versuchsdurchführung in der  $0^\circ$  Einstellung nicht perfekt auf den Plastiksintillator zeigte. Unter Einbeziehung dieser Systematik ist das Ergebnis so, wie es erwartet wird.

## 4. Zusammenfassung

Die Energiekanaleichung wurde zu

$$E(k) = p_1 \cdot k + p_0 = 0.909 \text{ keV} \cdot k - 37.846 \text{ keV} \quad (4.1)$$

$$s_{p_1} = 0.005 \text{ keV} \quad (4.2)$$

$$s_{p_0} = 6.418 \text{ keV} \quad (4.3)$$

bestimmt. Der erwartete lineare Verlauf konnte, wie in Abbildung 3.2 zusehen ist, bestätigt werden. Damit erfolgten die Energiezuweisungen der ermittelten Peaks von  $^{228}\text{Th}$ , die in Tabelle 3.2 zu sehen sind. 60% der Werte stimmen innerhalb des  $3\sigma$ -Bereichs mit den Vergleichswerten überein, bei 40% sind die Diskrepanzen sehr groß. Dies kann daran liegen, dass in den Bereichen, in denen die Energiekalibrierung nicht stattfand, die Energiekanaleichung keiner Geraden entspricht.

Bei der winkelabhängigen Koinzidenzmessung konnten die erwarteten Annahmen bestätigt werden. Lediglich die systematische Unsicherheit der Stellung des NaI-Szintillators führte zu einer Verschiebung des Maximums von etwa einem halben Grad. Die Zählrate in Funktion des Winkels des Positronium-Zerfalls, ist in Abbildung 3.4 aufgetragen.

# Literaturverzeichnis

- [KOT] KOTYK, TOBIJAS, *Versuche zur Radioaktivität im Physikalischen Fortgeschrittenen Praktikum*, Wissenschaftliche Arbeit für die Zulassung zur Prüfung für das Lehramt Gymnasium. Universität Freiburg, November 2005.
- [OC] O.C. KISTNER, A.W. SUNYAR, *Excited States of  $^{57}\text{Fe}$  Populated in  $^{57}\text{Co}$  Decay*, Physical Review, 139. Ausgabe Nummer 2B, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, 26. Juli 1965  
<https://journals.aps.org/pr/pdf/10.1103/PhysRev.139.B295>
- [JAP] H. JAPE, T.O. PASSELL, C.I. BROWNE, AND I. PERLMAN, *Gamma and X-Radiation in the Decay of  $^{241}\text{Am}$* , Physical Review, 97. Ausgabe Nummer 1, California, 7. September 1954  
<https://journals.aps.org/pr/pdf/10.1103/PhysRev.97.142>
- [VER] M. KÖHLER, M.KÖHLI *Versuchsanleitung, Fortgeschrittenen Praktikum Teil 1, Kurze Halbwertszeiten*, Universität Freiburg, 11. April 2011.

## A. Graphiken und Fits

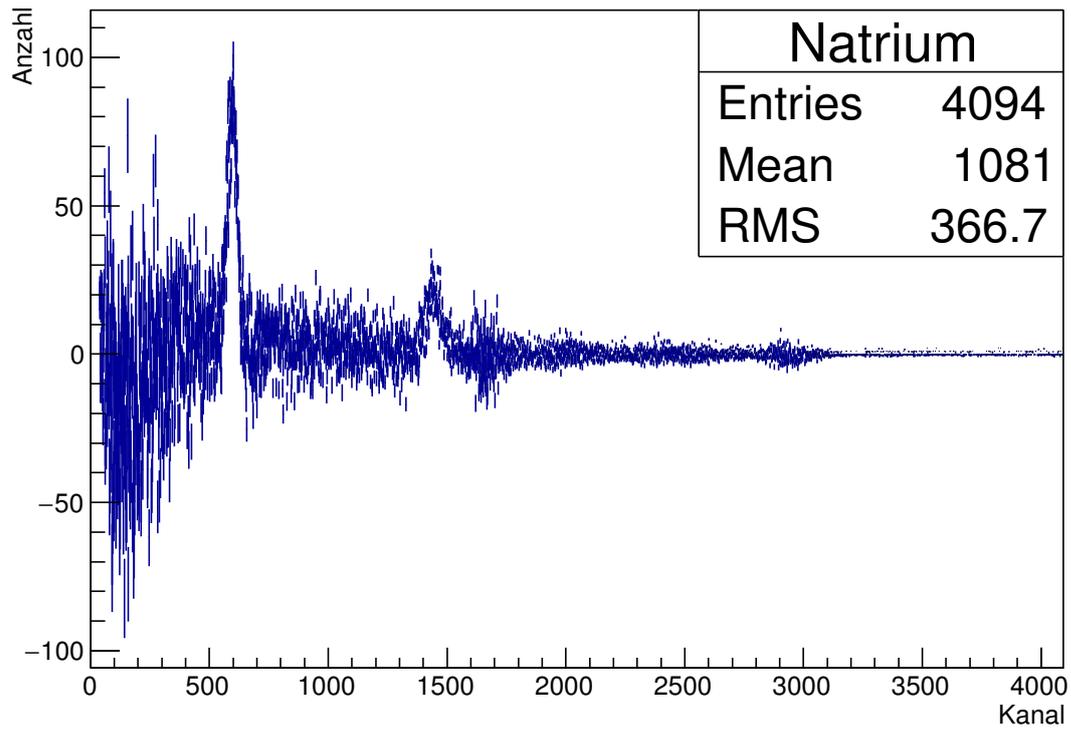


Abbildung A.1.: Aufgenommenes Spektrum von Natrium

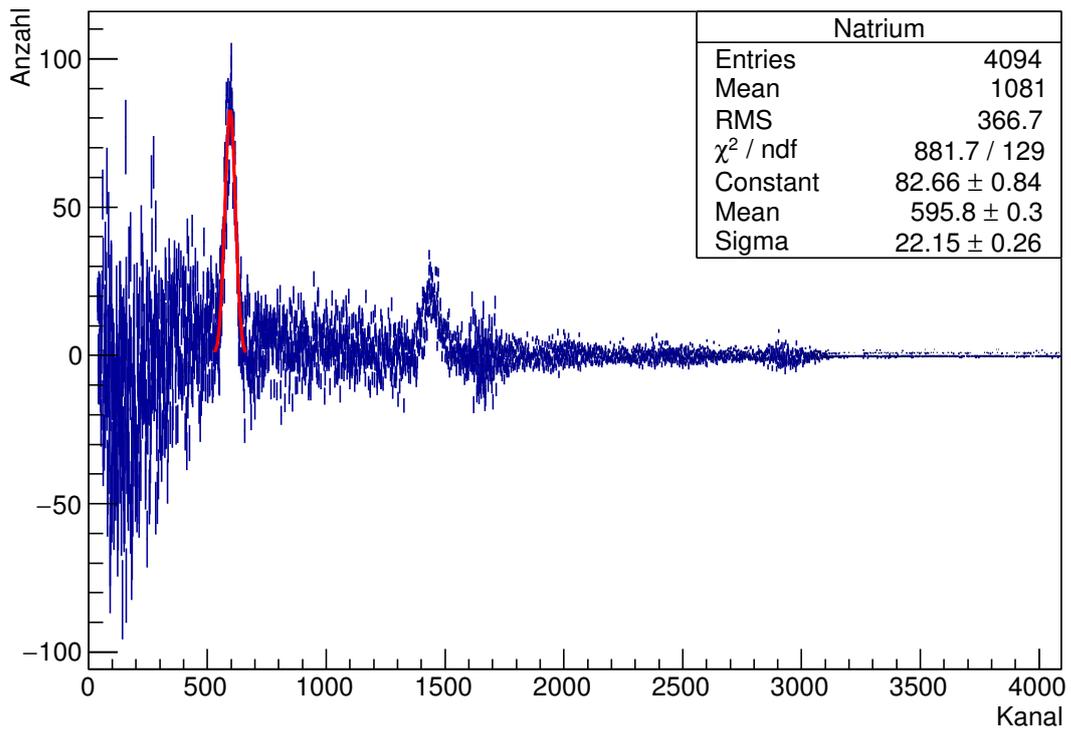


Abbildung A.2.: Fit erster Peak von Natrium

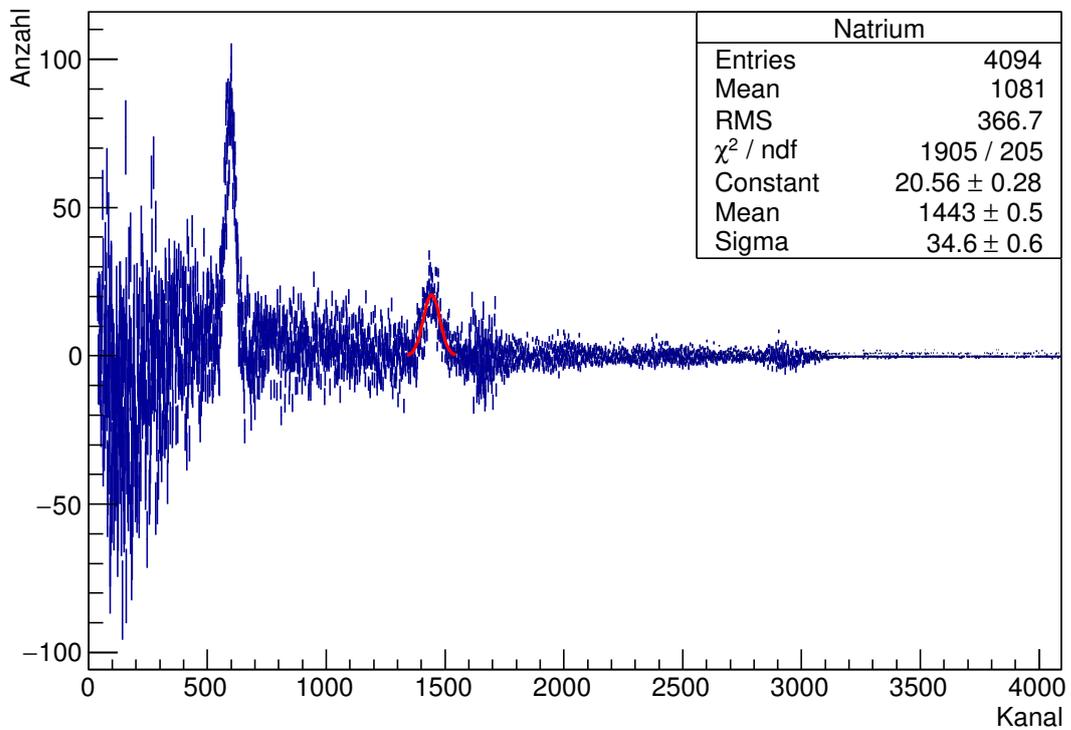


Abbildung A.3.: Fit Zweiter Peak von Natrium

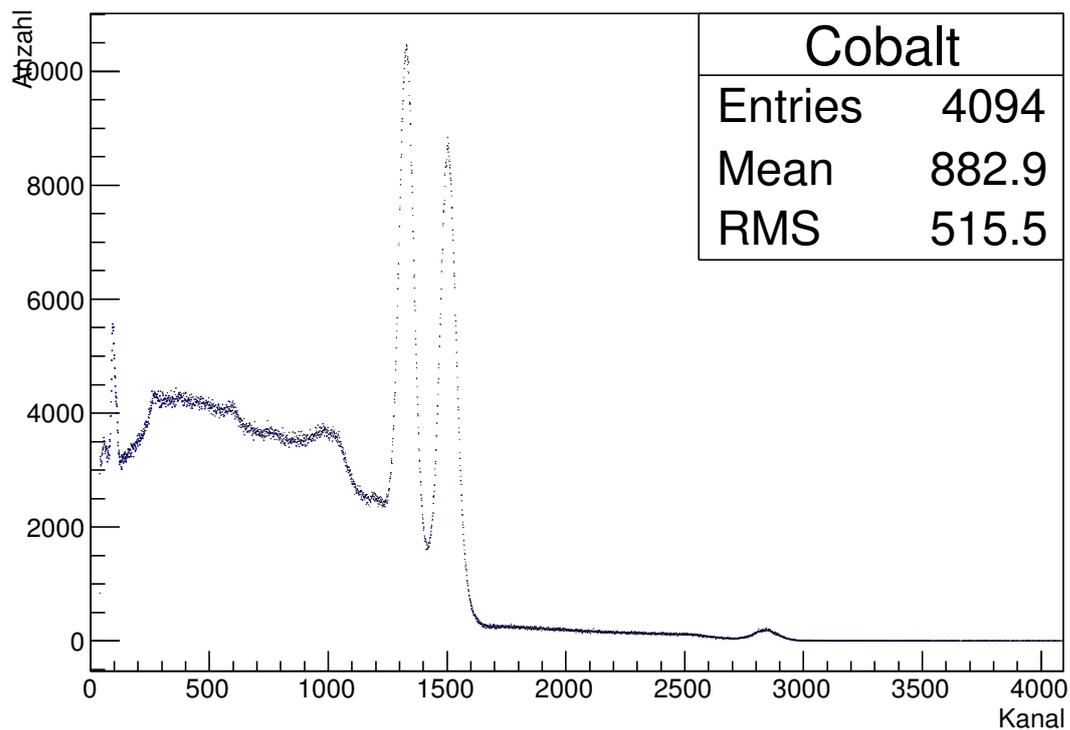


Abbildung A.4.: Aufgenommenes Spektrum von Cobalt

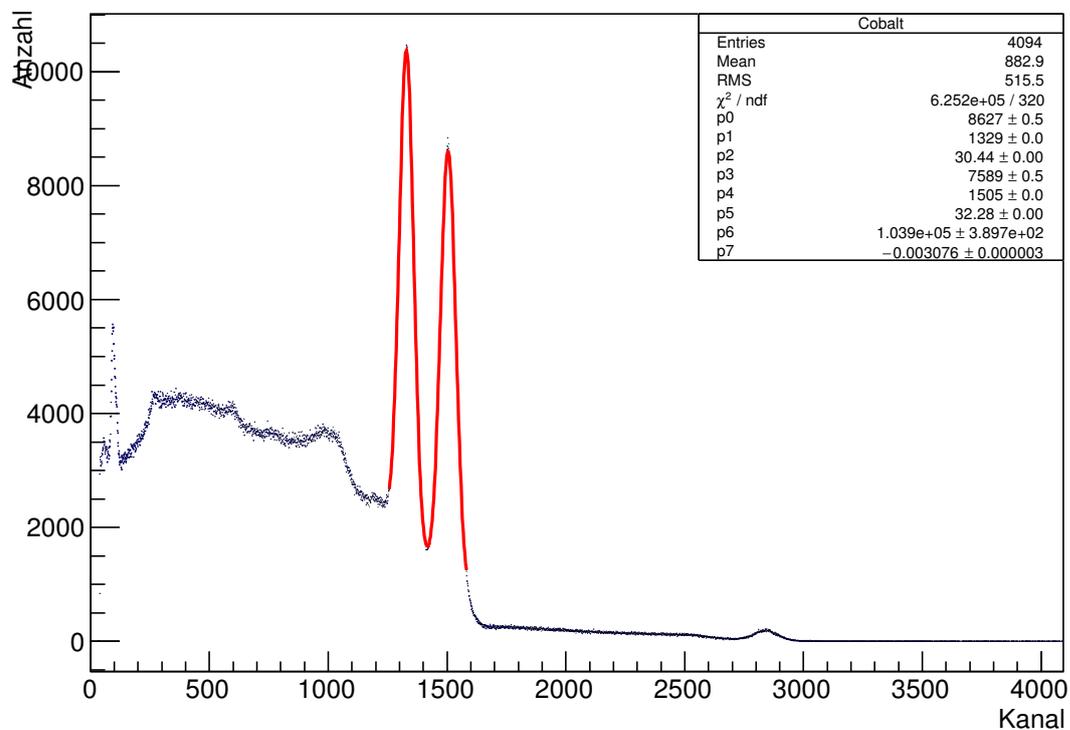


Abbildung A.5.: Fit Doppelpeak von Cobalt

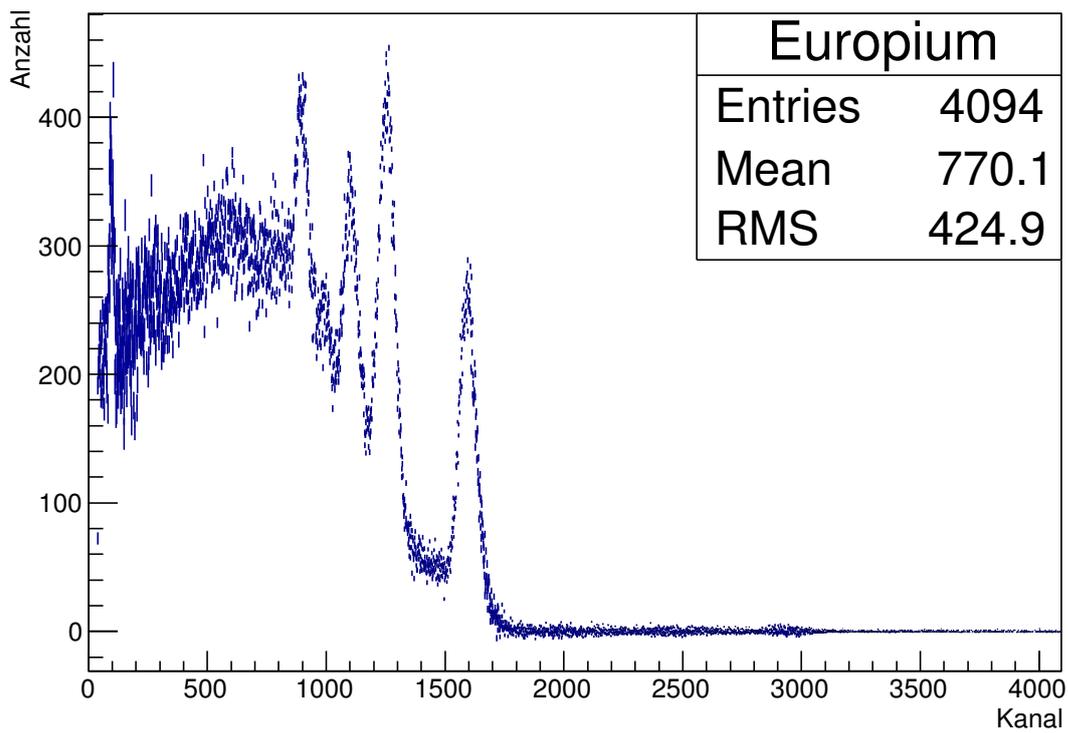


Abbildung A.6.: Aufgenommenes Spektrum von Europium

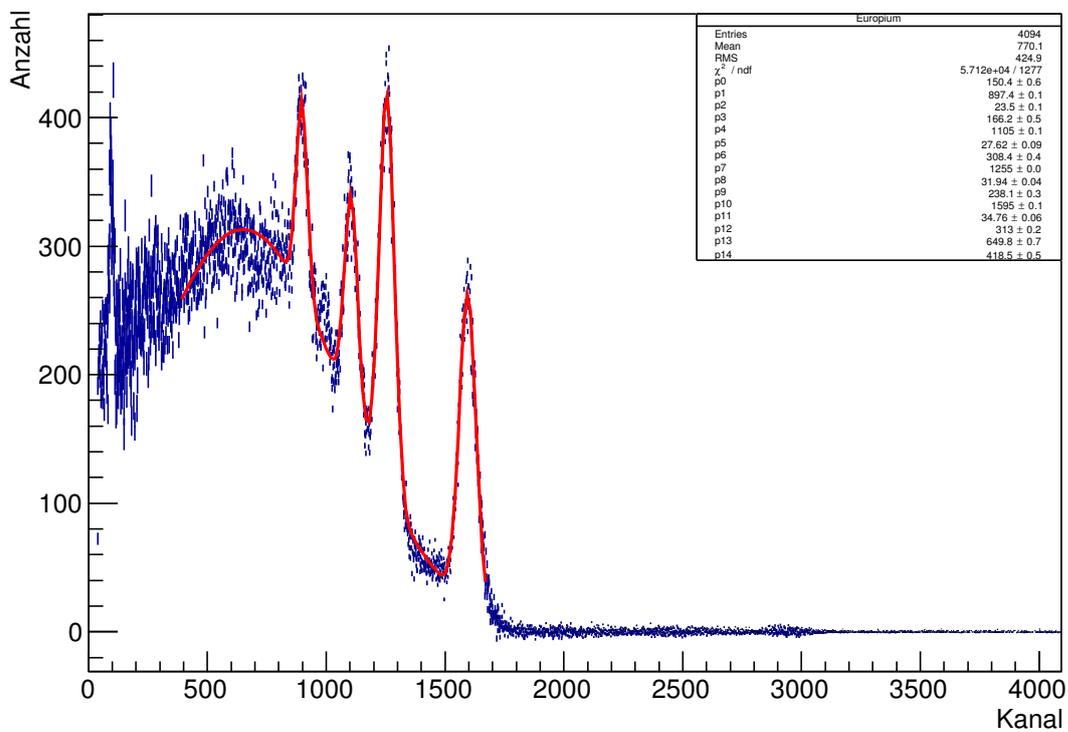


Abbildung A.7.: Gefittete Peaks Europium

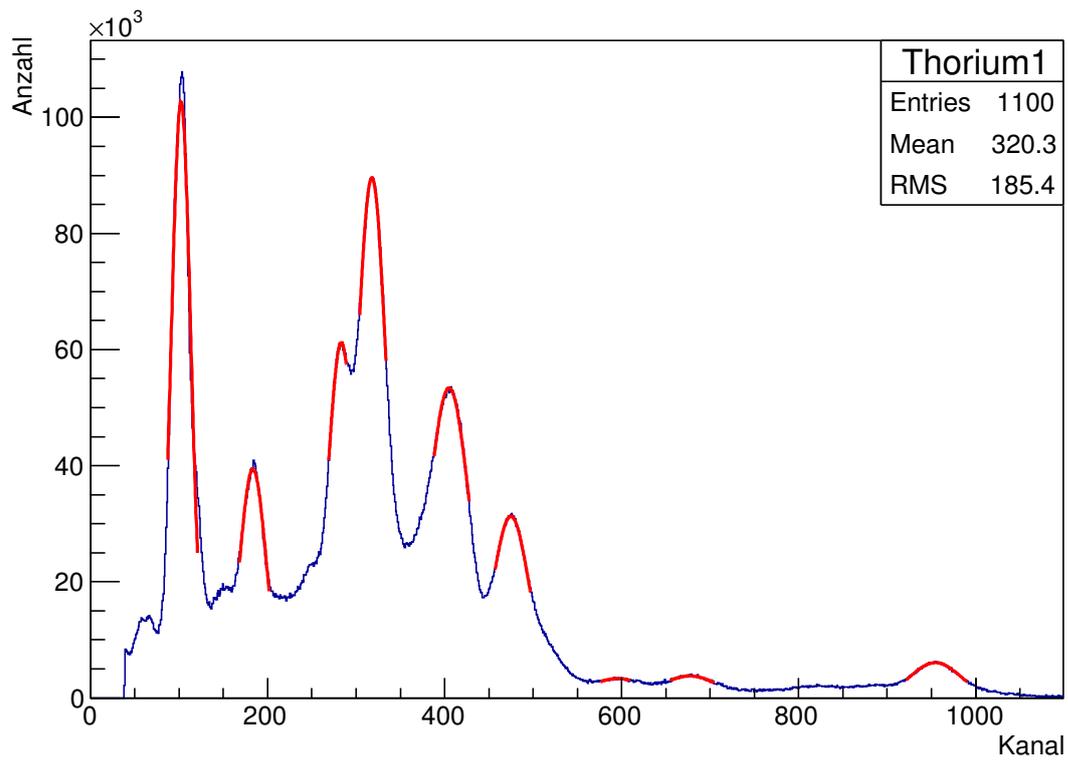


Abbildung A.8.: Erste 9 Peaks von Thorium

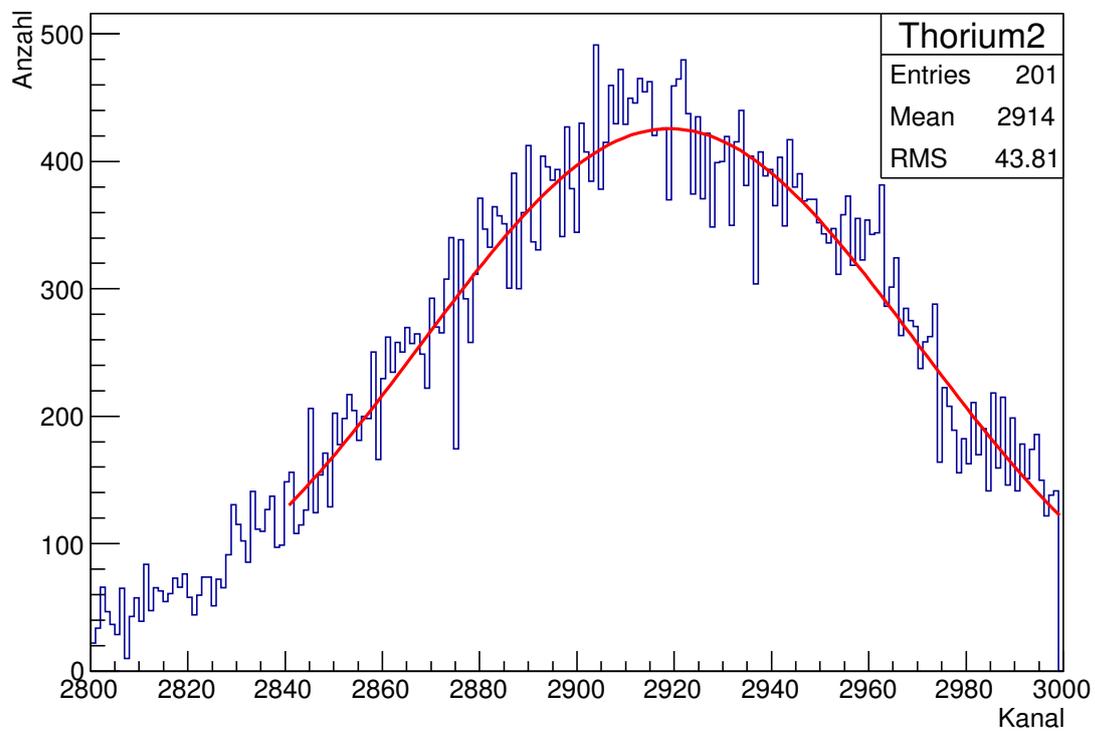


Abbildung A.9.: Zehnter Peak von Thorium

## Stintillationszähler

SCA: Pos: Rechteck

Neg: "Dip"

Einstellung des MA nahezu irrelevant, nur  
bei shaping time  $\approx 0,5 \mu s$  Rauschen er-  
kennbar

MA: Course Gain: Amplitude höher  $\approx$  Faktor

Gain  $\approx$  Faktor

Shaping time: Signal wird verbreitert  
Faktor recht genau

Zeitdifferenz SCA

MA

negativ 1,5div 9,5div bipolar

positiv 1,5div 9,5div bipolar

Die Zeitdifferenz wird zwischen Beginn  
des bipolaren Signals des MA und  
dem Beginn des logischen Signals des  
SCA gemessen

Delay: Vergrößert diesen Abstand  
Skaleneinheiten entsprechen ziemlich  
genau einer  $\mu s$

upper/lower level: reduziert die zugelassenen  
Signale

Messung: Mithilfe von  $^{60}\text{Co}$  das Fenster so eingestellt,  
dass mindestens doppelt so viele Kanäle  
wie der Kanal des Bereichs Peaks  
vorhanden sind.

Einstellung: MA: Gain: 10  
Coarse Gain: 20  
Shaping Time: 2  $\mu\text{s}$

$\gamma$ -MP2-MCA1:

Kanäle: 4096

LLD: 1 %

~~Dead Time~~

Messung  $^{60}\text{Co}$ :

Messdauer: 1856,83

Dead Time: 3,62 %

$^{22}\text{Na}$

Dauer: 1860,75

Dead Time: 0,13 %

$^{152}\text{Eu}$

Dauer: 1923,00

Dead Time: 0,32 %

TL

Dauer: 5401,19

Dead Time: 0,47 %

Untergrund

Dauer: 9430,06

Dead Time: 0,12 %

Koinzidenzmessung:

NAI-Scintillator:

MA: Gain: 10

Coarse Gain: 20

Shaping Time: 2  $\mu$ s

~~Delay: 0~~

SCA: upper level: 1,246

lower level: 1,22

Delay: 0

Plastik:

MA: Gain: 6,00

Coarse Gain: 100

Shaping Time: 1  $\mu$ s

~~SCA: Upper level: 10,03~~

~~0,05~~

SCA: upper level: 10,02

lower level: 0,05

Delay: 7,30

Es wird so lange gemessen, bis die Counts etwa 2000 betragen, sodass der Fehler ca. 2% beträgt. Die anderen Messungen werden dann mit etwa der ersten Messzeit durchgeführt.

Winkel /°	Zeit /s	Counts
0	232,205	2005
-5	232,203	1136
-10	232,175	104
-15	266,706	109
-20	232,817	80
-30	232,239	78
-40	232,179	59
-50	230,920	51
-60	246,441	78
-70	234,379	91
-80	232,727	75
-90	232,246	72
5	232,487	1520
10	233,201	167
15	232,375	97
20	233,855	97
30	232,249	86
40	232,020	80
50	232,157	79
60	240,641	62
70	232,057	66
80	232,535	56
90	223,037	80
2,5	232,550	1900
1	232,180	1964

Cedric J. König