

# Einfluss von Strahlenschäden auf die Auflösung eines Germanium-Detektors für das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment

von

**Torben Rathmann**

Bachelorarbeit in Physik  
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)  
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz  
am 08.09.2014

1. Gutachter: Prof. Dr. Josef Pochodzalla
2. Gutachter: Prof. Dr. Frank Maas

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Mainz, den [Datum] [Unterschrift]

Torben Rathmann  
Institut für Kernphysik  
Johann-Joachim-Becher-Weg 45  
Johannes Gutenberg-Universität D-55128 Mainz  
trathman@students.uni-mainz.de

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1. Motivation . . . . .	1
<b>2. Der Germanium-Detektor</b>	<b>4</b>
2.1. Signalentstehung . . . . .	4
2.2. Der HPGe-Detektor . . . . .	6
2.3. Germanium als Halbleitermaterial . . . . .	7
<b>3. Experiment</b>	<b>10</b>
3.1. Kühlersynchrotron COSY . . . . .	11
3.2. Experimenteller Aufbau . . . . .	12
3.3. Datenaufnahme . . . . .	13
<b>4. Analyse der Signale</b>	<b>15</b>
4.1. Signalglättung und Baseline-Korrektur . . . . .	15
4.2. Entfaltung . . . . .	16
4.3. MWD-Filter: Moving Window Deconvolution . . . . .	17
4.4. Trapez-Filter . . . . .	18
<b>5. Ergebnisse des Experiments</b>	<b>20</b>
5.1. Kalibration . . . . .	20
5.2. Bestimmung der Filterparameter . . . . .	21
5.3. Optimierung der Zeitkonstanten $\tau$ . . . . .	23
5.4. Analyse des Spektrums zu Beginn der Strahlung . . . . .	24
5.5. Einfluss der Bestrahlung . . . . .	26
5.6. Veränderung der Auflösung . . . . .	27
<b>6. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>30</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>31</b>
A.1. Abbildungen . . . . .	31
A.2. Tabellen . . . . .	32
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>33</b>
<b>B. Danksagung</b>	<b>35</b>

# 1. Einleitung

Thema dieser Bachelorarbeit ist es den Einfluss von Neutronenbestrahlung auf die Auflösung eines elektrisch gekühlten Germanium-Detektors zu ermitteln. Diese Detektoren sind für das Hyperkern-Experiment  $\bar{\text{PANDA}}$ <sup>1</sup> an FAIR<sup>2</sup> vorgesehen, bei dem sich die Bestrahlung durch Neutronen durch Hintergrundereignisse zwangsläufig ergibt. Dadurch kann sich die hohe Energieauflösung der Detektoren während des Experiments graduell verschlechtern. Um diese Bedingungen zu simulieren, wurde ein Experiment am Protonenbeschleuniger COSY<sup>3</sup> am Forschungszentrum Jülich durchgeführt.

Das erste Kapitel beschreibt kurz das an Hyperkern-Experiment von  $\bar{\text{PANDA}}$ . Danach wird auf die Grundlagen des verwendeten Germanium-Detektors eingegangen. Das dritte Kapitel beschreibt den Aufbau und die Durchführung des Experiments in Jülich. Im vierten Kapitel wird der Algorithmus, der zur Analyse der aufgenommenen Daten benutzt wird, vorgestellt. Das fünfte Kapitel schließlich zeigt die gewonnenen Ergebnisse auf.

## 1.1. Motivation

Eine der Hauptfragen, die bei  $\bar{\text{PANDA}}$  untersucht werden, ist der strukturelle Aufbau von Doppel- $\Lambda$ -Hyperkernen. Hyperkerne sind Atomkerne, die aus Nukleonen, also Protonen und Neutronen, und aus mindestens einem Hyperon aufgebaut sind. Hyperonen gehören zur Familie der Baryonen, deren Inhalt aus mindestens einem Strange-Quark aufgebaut ist und somit eine Strangeness von -1, -2 oder -3 aufweisen. Im Fall von  $\bar{\text{PANDA}}$  handelt es sich bei den Hyperonen um  $\Lambda$ -Teilchen, die wegen ihres Quark-Inhalts (Up, Down, Strange) eine Strangeness von -1 aufweisen.

Die Hyperkerne bei  $\bar{\text{PANDA}}$  werden in einem zweistufigen Prozess erzeugt<sup>4</sup>. Im ersten Schritt wird ein Kohlenstoff-Target ( $^{12}\text{C}$ ) mit Antiprotonen des Impulses  $3\text{ GeV}/c$  beschossen. Dabei können durch die Reaktion

$$\bar{p} + p \rightarrow \Xi^- + \bar{\Xi}^+ \quad (1.1)$$

$\Xi^-$ -Teilchen produziert werden. Das so erzeugte  $\Xi^-$  kann das primäre Target verlassen und wird von einem zweiten aktiven Target eingefangen. Über die Reaktion

$$\Xi^- + p \rightarrow \Lambda + \Lambda + 28\text{ MeV} \quad (1.2)$$

---

<sup>1</sup>Anti-Proton Annihilation at Darmstadt

<sup>2</sup>Facility for Antiproton and Ion Research [FAIR]

<sup>3</sup>COler-SYnchrotron [FZJ]

<sup>4</sup>[SAN]



## 1. Einleitung

innerhalb eines Sekundär-Target-Kerns entsteht ein Doppel- $\Lambda$ -Hyperkern. Wegen der freiwerdenden Energie befindet sich dieser Kern in einem hoch angeregten Zustand, der über die Abstrahlung von Teilchen und  $\gamma$ -Quanten in den Grundzustand zerfällt. Die beiden  $\Lambda$  zerfallen mesonisch unter Aussendung zweier Pionen. Diese werden in den Silizium-Detektoren des sekundären Targets detektiert und dienen als Trigger für die Entstehung eines Doppel- $\Lambda$ -Hyperkerns.

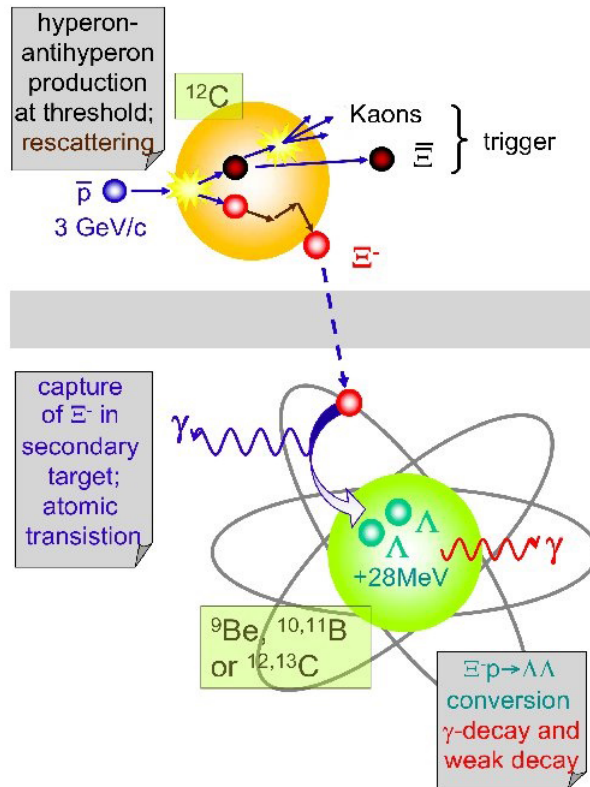


Abbildung 1.1.: Darstellung des 2-stufigen Prozesses im  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Hyperkern-Experiment. Beschuss des Kohlenstoff-Targets mit Anti-Protonen. Die dabei entstandenen  $\Xi^-$  werden außerhalb der Beampipe von einem zweiten aktiven Target eingefangen. Dabei kann ein Hyperkern entstehen, der wieder zerfällt und  $\gamma$ -Quanten emittiert. Bildquelle [STEINEN]

Um die  $\gamma$ -Quanten der angeregten Doppel- $\Lambda$ -Hyperkerne zu detektieren, wird ein Cluster aus hochreinen Germanium-Detektoren verwendet (siehe Abbildung 1.2).

## 1. Einleitung

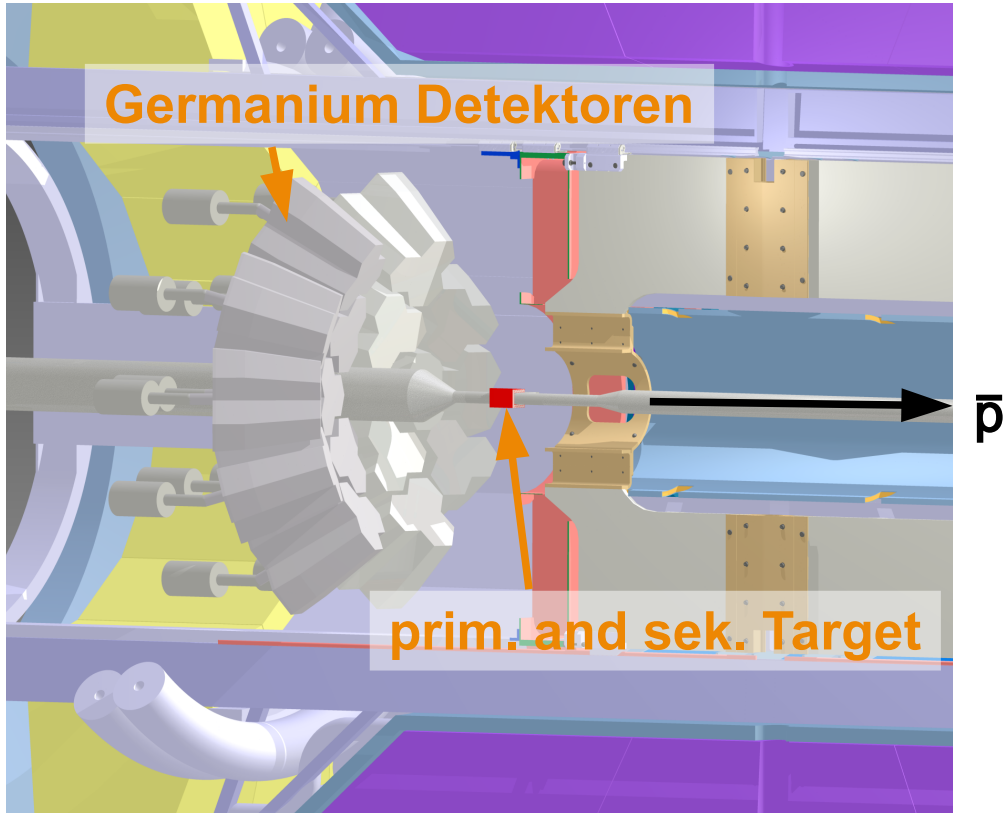


Abbildung 1.2.: Aufbau des Detektorclusters bei  $\bar{P}$ ANDA.

Die hohe Energieauflösung dieser Detektoren erlaubt, neben einer genaueren Energiebestimmung der  $\gamma$ -Quanten, eine gute Unterscheidung von Signal- und Untergrundeignissen. Da diese Detektoren in unmittelbarer Nähe zum Primär-Target aufgebaut sein müssen, werden sie einem starken Teilchenuntergrund ausgesetzt sein. Insbesondere verursachen schnelle Neutronen dabei Schäden in der Kristallstruktur der Germanium-Kristalle und verschlechtern das Auflösungsvermögen der Detektoren. Die Stärke dieses Neutroneneinflusses wird in dieser Bachelorarbeit untersucht.

## 2. Der Germanium-Detektor

Um hochauflösende  $\gamma$ -Spektroskopie durchzuführen, bietet es sich an einen Germanium-Detektor zu nutzen. Als Halbleiter hat Germanium die Eigenschaften eines geringen ohmschen Widerstandes und einer geringen Bandlücke zwischen Valenz und Leitungsband. Doch zuerst muss erklärt werden wie ein Halbleiter-Detektor funktioniert.

### 2.1. Signalentstehung

Beim Durchqueren der  $\gamma$ -Quanten durch die Sperrschicht des Detektors können die Quanten mit dem Halbleiter-Atomen wechselwirken. Über Paarbildung, Compton-Effekt und Photoeffekt wird dabei die Energie der Quanten an die Elektronen im Kristall abgegeben. Das Elektron wechselwirkt darauf mit umliegenden Elektronen und verliert so seine Energie. Dabei entsteht ein Bereich aus Elektronen und „Löchern“. Diese erzeugten Ladungsträger werden über die angelegte Spannung, Sperrspannung genannt, abgesaugt und es entsteht ein Stromimpuls.

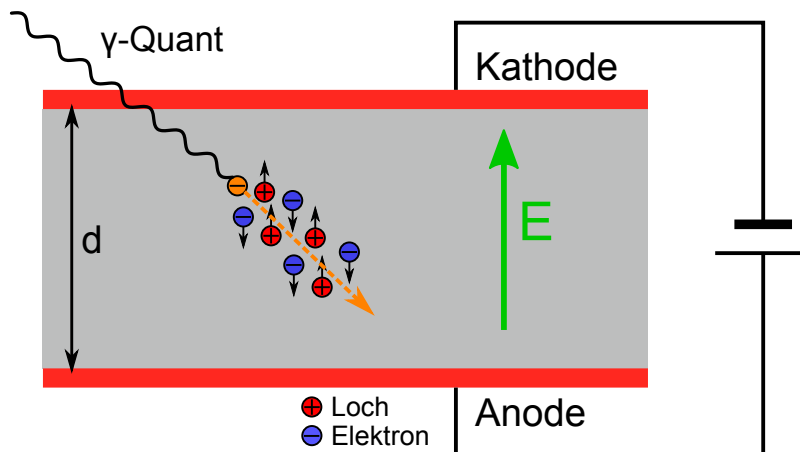


Abbildung 2.1.: Vereinfachte Darstellung eines Halbleiterdetektors. Ein hoch energetisches  $\gamma$ -Quant gibt seine Energie über Streuprozesse an ein Elektron im Detektor-Kristall ab. Dieses Elektron (orange) erzeugt darauf hin eine Spur aus Elektron(blau)-Loch(rot)-Paaren. Die Ladungsträger driften gemäß dem elektrischen Feld der Sperrspannung zu den Elektroden.

## 2. Der Germanium-Detektor

Ein als Integrator geschalteter Vorverstärker sammelt diese Ladung und erzeugt Spannungssignale, deren Amplitude proportional zur Energie der  $\gamma$ -Quanten ist. Auf die weitere digitale Verarbeitung dieser Spannungspulse wird in Kapitel 4 eingegangen.

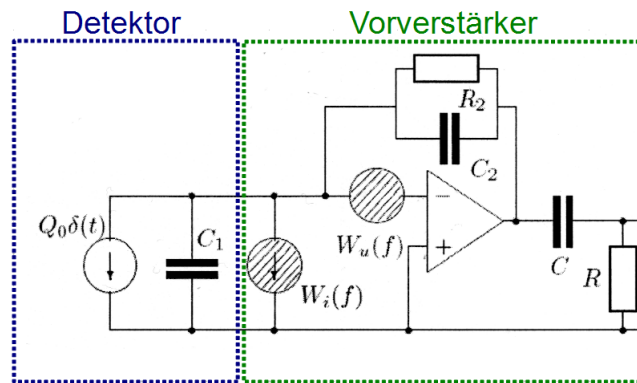


Abbildung 2.2.: Ersatzschaltbild des Detektors und Vorverstärkers. Dabei beschreibt  $C_1$  die Kapazität des Kristalls. Die Ladungssammlung findet über die Kapazität  $C_2$  des Integrators statt. Diese Ladung  $Q$  fällt dann über  $Q(t) = Q_0 \cdot \exp(\frac{-t}{\tau})$  ab wobei gilt:  $\tau = R_2 \cdot C_2$ . Bildquelle [LAUTH]

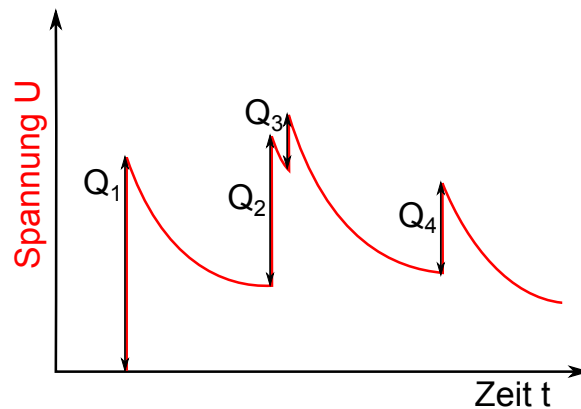


Abbildung 2.3.: Skizze des vom Detektor erzeugten Signals nach dem Vorverstärker. Die Ladung  $Q_1$  wird vom Kondensator des Vorverstärkers gesammelt und es entsteht eine exponentiell abfallende Spannungskurve. Bei weiteren Ereignissen im Detektor werden zusätzliche Ladungen ( $Q_2, Q_3, Q_4$ ) erzeugt, die Spannungssprünge hervorrufen. Die Spannung  $U$  ist proportional zur Ladung  $Q$ , die bei einem Ereignis getrennt wurde. Über die Amplitude kann auf die Energie der  $\gamma$ -Quanten zurück geschlossen werden.

## 2.2. Der HPGe-Detektor

Bei dem Germanium-Detektor handelt es sich um einen Detektor mit einem HPGe-Halbleiterkristall (siehe: Abbildung 2.4). Das bedeutet, dass der Kristall eine sehr hohe Reinheit besitzt und somit nur wenige Fremdatome aufweist. Bei diesen hoch reinen Kristallen haben diese Fremdatome einen durchschnittlichen Anteil von ca.  $10^9 \text{ Atome/cm}^3$ <sup>1</sup>. Durch diese Reinheit kann der Detektor bei einer Sperrspannung von 3000 V betrieben werden. Für unreinere Kristalle werden höhere Spannungen bis zu 5000 V benötigt. Zusätzlich muss der Detektor noch auf 77 K gekühlt werden um thermisches Rauschen, das durch die geringe Bandlücke Störsignale erzeugen kann, zu reduzieren.

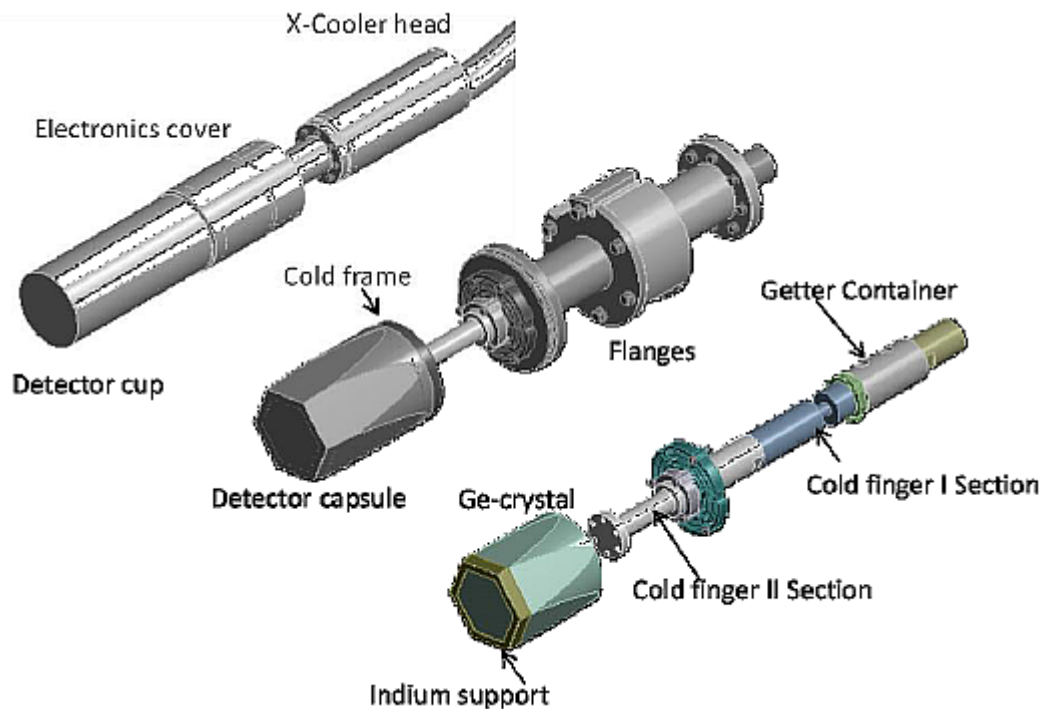


Abbildung 2.4.: Das Bild zeigt die einzelnen Komponenten mit denen ein elektro-mechanisch gekühlter Germanium-Detektor aufgebaut ist. Bildquelle: [GSI]

<sup>1</sup>Quelle: [KNOLL]

### 2.3. Germanium als Halbleitermaterial

Der Grund Germanium als als Halbleiter-Material für hochauflösende  $\gamma$ -Spektroskopie zu nutzen, ist die geringe Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband eines Germanium-Kristalls. Die Bandlücke von Germanium liegt bei 0,67 eV bei einer Temperatur von 300 K. Es ist also nur eine Energie von 0,67 eV von Nöten um ein Elektron vom Valenzband in das Leitungsband zu heben und somit ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen. Zum Vergleich benötigt Silizium eine Energie von 1,11 eV. Bei einem einfallenden  $\gamma$ -Quant werden im Germanium mehr Elektronen-Loch-Paare erzeugt als im Silizium. Die erhöhte Ladungsträgerzahl ermöglicht also eine statistisch größere Aussagekraft der Messung.

Material	Germanium	Silizium
Intrinsischer Widerstand bei 300K ( $\Omega cm$ )	46	$3.2 \cdot 10^5$
Bandlücke bei 300K (eV)	0.66	1.11
Elektron-Mobilität bei 300K ( $cm^2/Vs$ )	3900	$\sim 1450$
Löcher-Mobilität bei 300K ( $cm^2/Vs$ )	1900	$\sim 450$

Quelle: [SEMI]

Zusätzlich zur Eigenschaft, dass im Germanium mehr Elektron-Loch-Paare erzeugt werden, ist die unterschiedliche Elektron- bzw. Löcher-Mobilität der Stoffe. Bei Germanium ist die Mobilität größer als bei Silizium und somit können die Ladungsträger schneller aus der Sperrschicht abgesaugt werden. Dadurch ist die Anstiegszeit der Signale bei Germanium im Vergleich zu Silizium kürzer. Diese Mobilität ist auch die Ursache, weshalb sich im Verlauf des Experiments die Auflösung verschlechtert:

## 2. Der Germanium-Detektor

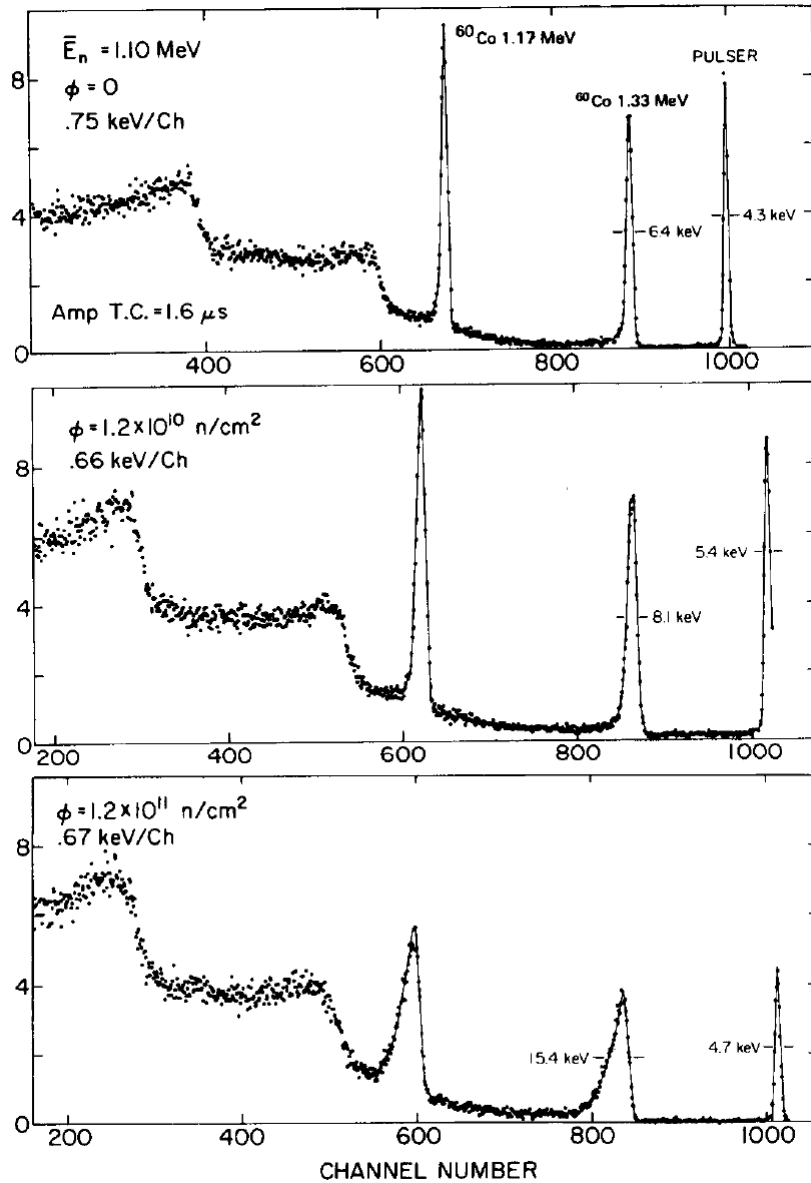


Abbildung 2.5.:  $^{60}\text{Co}$ -Spektrum unter Einfluss von Neutronenschäden. Gut erkennbar ist die Verbreiterung der Peaks bei stärkerer Bestrahlung in Richtung kleinerer Kanalzahlen bzw. Energiewerten. Bildquelle: [KNOLL]

Die Neutronen verursachen Fehlstellen<sup>2</sup> im Germanium-Kristall. Dadurch sinkt die Löcher-Mobilität<sup>3</sup> und steigert die Wahrscheinlichkeit, dass Elektronen von

<sup>2</sup>Fehlstellen sind Unregelmäßigkeiten innerhalb einer Gitterstruktur wie z.B. ein fehlendes Atom.

<sup>3</sup>Die Löcher müssen an der Fehlstelle vorbei abgesaugt werden.

## 2. Der Germanium-Detektor

Löchern wieder eingefangen werden. Dieser Ladungsverlust verringert die Amplitude des Signals. Da die Fehlstellen nur partiell im Kristall auftreten, haben sie nur Auswirkung auf die Löcher, die in diesem Sektor erzeugt wurden.

Bei dem im Experiment verwendete Detektor handelt es sich um einen n-Typ-Detektor. Das bedeutet, dass sich der Kontakt, der die Löcher absaugt, am Äußeren des Detektors befestigt ist. Da die Ereignisse hauptsächlich im äußeren Rand des Kristalls stattfinden, haben die Löcher eine geringere Wahrscheinlichkeit auf dem Weg zum Kontakt ein Elektron einzufangen. Somit ist ein n-Typ-Detektor im allgemeinen weniger anfälliger gegenüber Neutronenschäden. Die Signalamplitude nimmt ab, da die gesamte Ladung mehr Zeit benötigt um gesammelt zu werden.

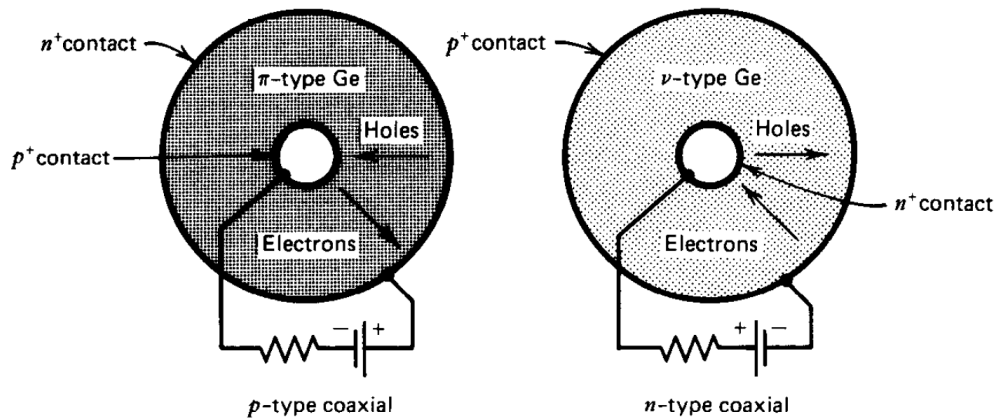


Abbildung 2.6.: Unterschiedlicher Anschluss der Elektroden am p-Typ und n-Typ Detektor-Kristallen. Bildquelle [KNOLL]



### 3. Experiment

Um den Einfluss der Neutronenbestrahlung auf die Auflösung des Germanium-Detektors messen zu können, wurde im Zeitraum vom 10.06.-16.06.2014 ein Experiment am Forschungszentrum Jülich<sup>1</sup> durchgeführt.

Die Neutronen, die die Schäden bzw. die Störstellen im Germanium-Kristall verursachen sollten, wurden indirekt durch die Streuung von Protonen an einem 5 cm dicken Graphit-Target am Kühlersynchrotron COSY im JESSICA-Areal Abbildung 3.1 erzeugt. Die Wahl COSY als Beschleuniger zu nutzen hatte den Hintergrund, dass Protonen und Anti-Protonen bei Kollision mit Graphit unter einem ausreichend großen Winkel vergleichbare Teilchenspektren erzeugen. Dadurch war es möglich eine repräsentative Untersuchung für  $\bar{P}$ ANDA durchzuführen.

Der Germanium-Detektor wurde unter einem Winkel von  $120^\circ$  zur Protonenstrahlrichtung aufgestellt. Um  $\gamma$ -Spektroskopie durchzuführen, wurde unterhalb des Detektors im Abstand von ca. 3 cm eine radioaktiv strahlende Quelle platziert. Bei der Quelle handelte es sich um eine  $^{60}\text{Co}$ -Quelle mit einer Aktivität von ca. 10 kBq.

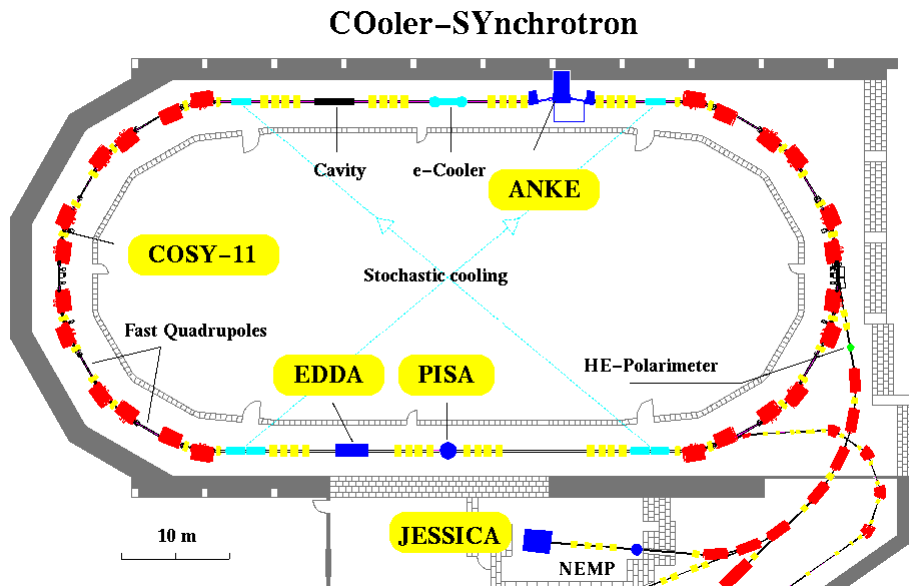


Abbildung 3.1.: Aufbau des COSY- und JESSICA-Areals am Forschungszentrum Jülich. Die Protonen werden von COSY gespeichert und nach Extraktion zu JESSICA geleitet. Bildquelle: [COSY]

<sup>1</sup>[FZJ]

### 3. Experiment

#### 3.1. Kühlersynchrotron COSY

Um eine geeignete Menge an gestreuten Neutronen zu erhalten, mussten zuerst genügend Protonen erzeugt werden. Dazu wurde über einen Zeitraum von 11 s innerhalb des Beschleunigerrings Protonen gesammelt und auf einen Impuls von 2,78 GeV/c beschleunigt. Nach dem Speichern wurden innerhalb von 6 s die gesammelten Protonen extrahiert und auf das Graphit-Target gelenkt. Der Durchmesser des Strahls betrug dabei ca. 5 cm.

Die dabei entstandene Neutronendosisleistung wurde von Neutronendetektoren aufgezeichnet:

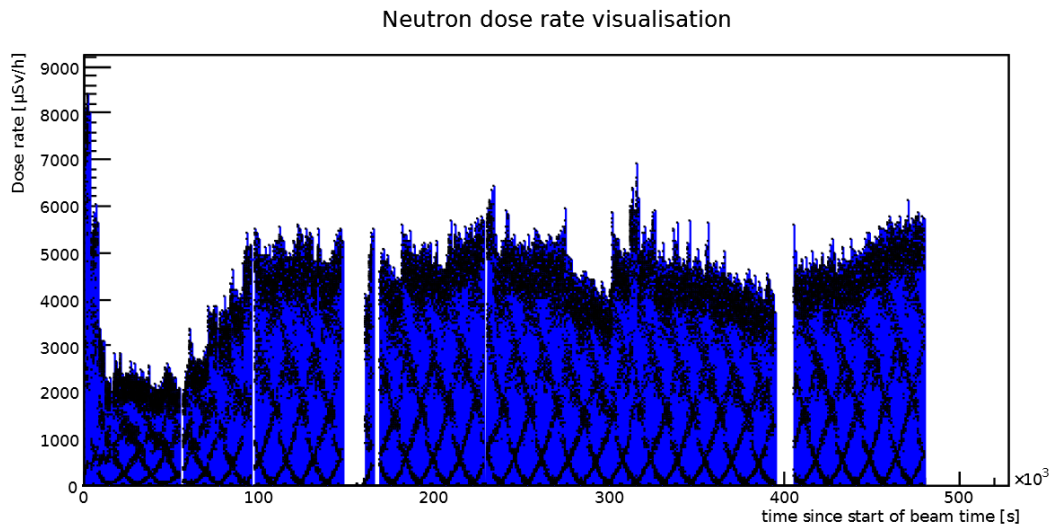


Abbildung 3.2.: Neutronendosisleistung während der Strahlzeit bei COSY. Das Muster im Bild entstand aus dem Verbinden der Messpunkte, die sowohl während der Sammelphase als auch bei der Extraktionsphase aufgenommen wurden.

Die Messdatenaufnahme bzw. die Spektroskopie der Quelle fand nur in den Sammelphasen statt. Während der Extraktion wurde die Messung unterbrochen, da auch gestreute Protonen Signale erzeugt hätten. Die durch diese Protonen erzeugten Stromimpulse wären so hoch gewesen, dass Kondensator vom Vorverstärker eine längere Zeit gebraucht hätte sich zu entladen. Dadurch wäre es schätzungsweise zu einer „Totzeit<sup>2</sup>“ von über 90% gekommen.

Aus der gemessenen Neutronendosisleistung, die proportional zur Protonenrate des Strahl ist, konnte die Gesamtzahl der extrahierten Protonen auf  $4 \cdot 10^{13}$  abgeschätzt werden. Diese entspricht etwa 50 Tagen Experiment bei PANDA bei  $10^6$  Wechselwirkungen pro Sekunde.

<sup>2</sup> „Totzeit“ ist die Zeitspanne, in der der Detektor kein weiteres Ereignis registrieren kann.

### 3. Experiment

#### 3.2. Experimenteller Aufbau

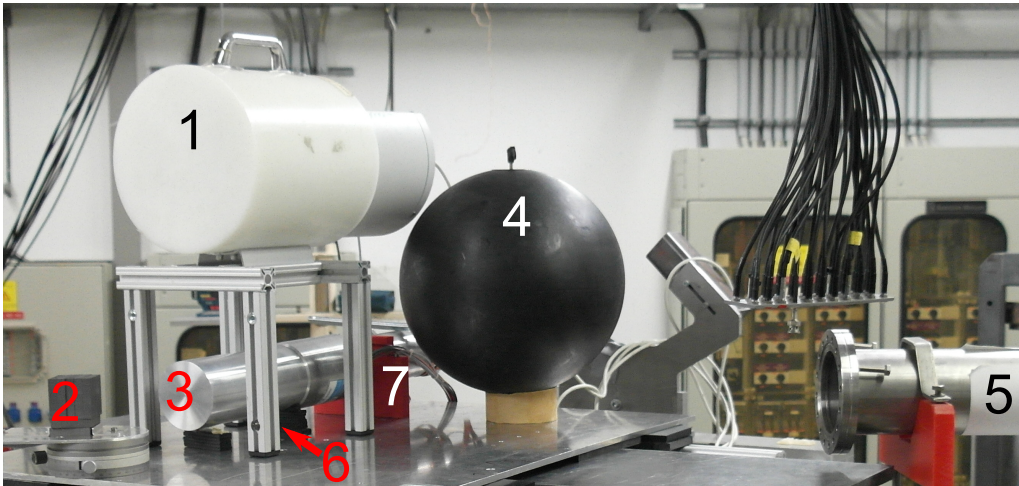


Abbildung 3.3.: Aufbau des Experiments: Neutronenmonitor (1), Kohlenstoff-Target(2), Germanium-Detektor(3), Neutronenkugel(4), Strahlrohr von COSY(5),  $^{60}\text{Co}$ -Quelle(6)[verdeckt], Detektor-Halterung (7)

Das Target bestand aus 7 einzelnen Graphitplatten (5 cm x 5 cm x 1 cm), die zu einem Quader angeordnet und senkrecht zum Strahl ausgerichtet waren. Die  $^{60}\text{Co}$ -Quelle befand sich unmittelbar unter dem Detektor um einen großen Raumwinkel der Probe abzudecken und somit möglichst viele Zerfälle registrieren zu können.

Um das Rauschen des Detektors nicht durch eine Antennenwirkung des hauptsächlich aus Aluminium bestehenden Aufbaus zu verschlechtern, musste dieser galvanisch getrennt werden. Dazu wurde für den Detektor eine Halterung aus ABS-Kunststoff gedruckt. Des Weiteren wurde das Gehäuse des Detektors mit einem Kupferband mit der Elektronik niederohmig gekoppelt und somit gemeinsam geerdet um Masseschleifen zu verhindern.

Zwei Neutronenmonitore<sup>3</sup> wurden ebenfalls auf dem Aufbau (siehe Abbildung 3.3) über bzw. neben dem Detektor platziert. Ihre Aufgabe war es die Neutronenproduktion zu überwachen und die Neutronenmenge zu messen um im weiteren Verlauf die Dosis zu bestimmen, mit der der Detektor belastet wurde.

Der Germanium-Detektor wurde in einem Winkel von ca.  $120^\circ$  zur Einfallsrichtung des Protonenstrahls und mit einem Abstand von 15 cm auf das Graphit-Target ausgerichtet. Das hatte den Hintergrund, dass auch das Cluster der Germanium-Detektoren bei PANDA unter einem Winkel von  $100^\circ - 160^\circ$  zur Strahlrichtung ausgerichtet sein wird (siehe: Abbildung 1.2).

Gekühlt wurde der Detektor mit einem elektro-mechanischen Kühler<sup>4</sup>. Statt der vorgesehenen 95 K erreichte der Detektor nur eine Temperatur von 104 K. Ursache

<sup>3</sup>„mab solution GmbH“ Modell: NM500 und „Bonner“-Kugel [MAB]

<sup>4</sup>„ORTEC“ Modell: X-Cooler II [ORTEC]

### 3. Experiment

dafür könnte ein Transportschaden im Inneren des Detektors sein, der bei der horizontalen Ausrichtung einen thermischen Kontakt zwischen Kristall und Gehäuse verursachte.

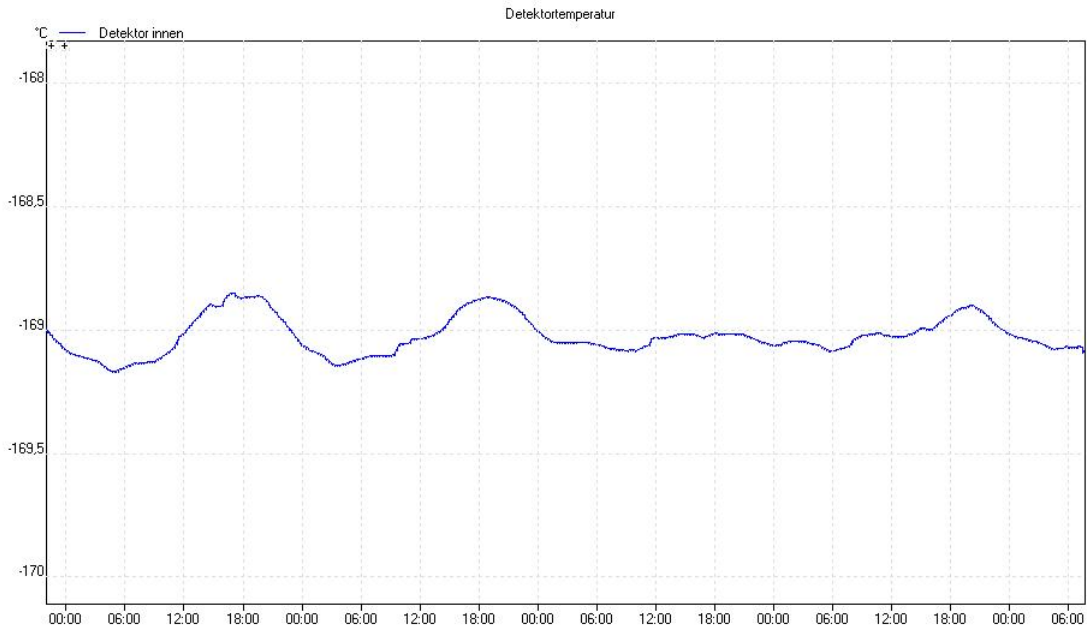


Abbildung 3.4.: Die durch den thermischen Kontakt verursachte Temperaturschwankungen des Detektors während der Strahlzeit. Erkennbar sind die Schwankungen der Raumtemperatur im Laufe des Tages. Diese waren jedoch vernachlässigbar klein.

### 3.3. Datenaufnahme

Um die gemessenen Signale zu analysieren wurden sie direkt nach der Vorverstärkung digitalisiert um sie später digital auszuwerten. Die digitale Analyse erlaubt es eine einfachere Filteranpassung durchzuführen. Außerdem wird die aufgenommene Spur weniger stark durch hohe Ereignisraten<sup>5</sup> beeinflusst.

Die Signale, die der Germanium-Detektor erzeugt hat, wurden von einem 14Bit-Flash-ADC mit 100 MSa/s<sup>6</sup> digitalisiert. Da der Flash-ADC extern getriggert werden musste, wurde das Signal zusätzlich in einen schnellen signalformenden Verstärker, einen „Timing Filter Amplifier“(TFA), geleitet. Mit dessen Ausgang wurde mit Hilfe eines „Constant Fraction Discriminator“(CFD) ein Triggersignal für den Flash-ADC

<sup>5</sup> „Pile-Up“ liegt vor, wenn innerhalb eines Messintervalls mehrere Spuren sich überlagern, oder noch Teile des vorherigen Signals in der Spur vorhanden sind. Bei einer analogen Messung geht diese Information verloren.

<sup>6</sup> 1 MSa/s = 1 MHz

### 3. Experiment

erzeugt. Doch zuvor wurde der CFD über ein AND-Logikbaustein mit dem COSY-Betriebsstatus gekoppelt. Wie in Abschnitt 3.1 bereits erwähnt, wurde somit gewährleistet, dass die Datenaufnahme nur stattfindet, wenn der Protonenstrahl ausgeschaltet war. Die digitalisierten Signale wurden anschließend zu einem MBS-Modul<sup>7</sup> geleitet um die Daten zu speichern.

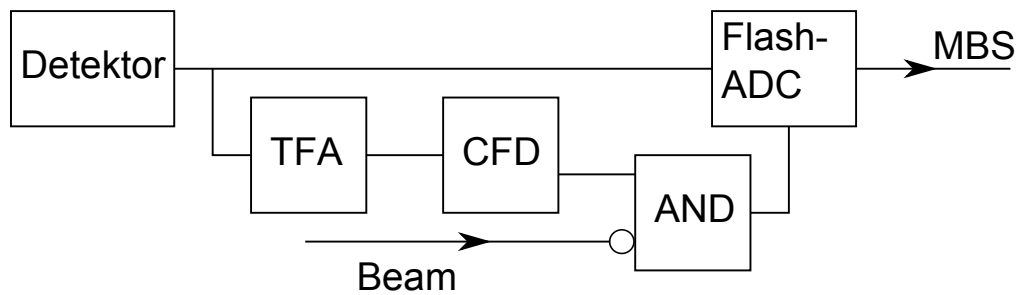


Abbildung 3.5.: Schema zur Elektronik. Das Signal wird aufgeteilt und zum Flash-ADC bzw. zum TFA geleitet. Aus dem TFA wurde das Signal in den CFD geleitet und diente mit dem inversen Signal vom COSY-Betriebsstatus als Trigger für den ADC. Die digitalisierten Daten wurden dann an das MBS-System zur weiteren Verarbeitung und Speicherung geleitet.

---

<sup>7</sup>Multi Branch System [MBS]

## 4. Analyse der Signale

Die aufgenommenen Signale wurden mittels des Analyseframework Go4<sup>1</sup> analysiert. Die Analyse der Signale basiert auf dem „Moving Window Deconvolution“-Algorithmus (kurz:MWD). Die einzelnen Schritte der MWD-Analyse werden im Folgenden erklärt.

### 4.1. Signalglättung und Baseline-Korrektur

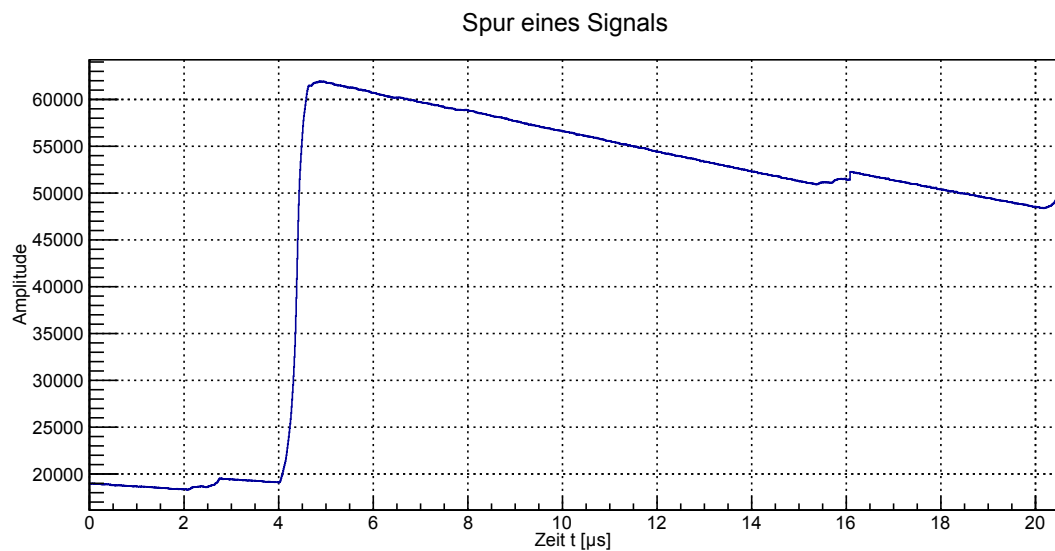


Abbildung 4.1.: Eine vom Flash-ADC aufgenommene Signalspur.

Um das Signal ohne größere Fehler mittels der MWD umzuformen und um das Rauschen zu minimieren, muss das Signal zuerst geglättet werden. Das Glätten wirkt in dieser Hinsicht als nachträglicher Tiefpassfilter, wodurch hochfrequentes Rauschen minimiert wird. Zur Signalglättung wurde ein Gaußfilter benutzt. Näheres zum Gaußfilter findet sich in der Diplomarbeit von K.T. Rittgen [RITTGEN].

---

<sup>1</sup>[Go4]

## 4. Analyse der Signale

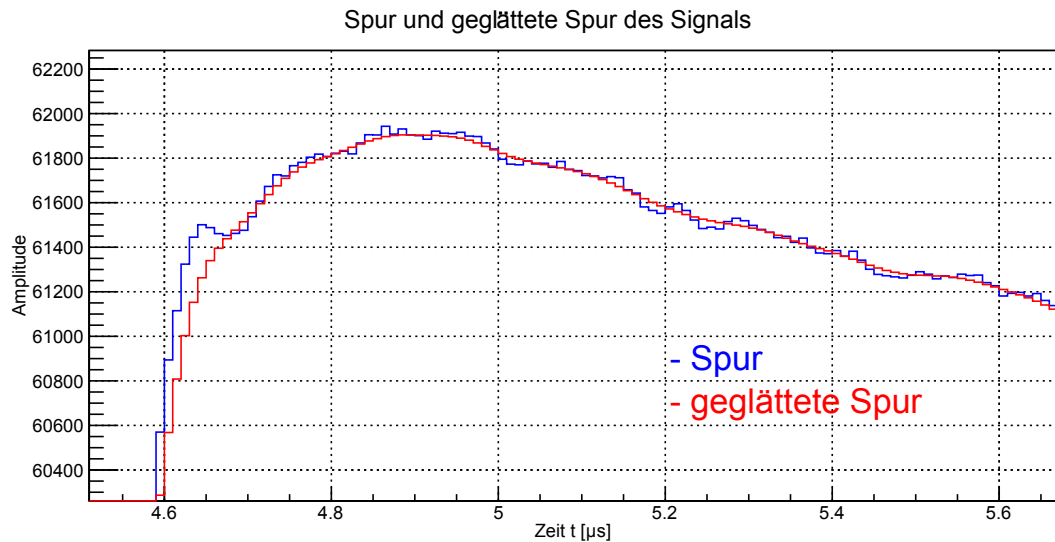


Abbildung 4.2.: Teilausschnitt des Signals vor und nach dem Anwenden des Gauß-Filters. Klar erkennbar ist die Reduzierung von hochfrequentem Rauschen.

Nach der Signalglättung wurde das Signal noch einer „Baseline-Korrektur“ unterzogen. Dabei wurde das vorhandene Spannungs-Offset vom geglätteten Signal abgezogen (siehe: Abbildung 4.3). Dieses Offset entsteht zu einem durch den „Pile-UP“-Effekt und ist zu anderem messtechnisch gewollt. Durch den erzwungenen Offset werden negative Spannungen mit in den messbaren Bereich geschoben.

### 4.2. Entfaltung

Als ersten Schritt der eigentlichen MWD muss das aufgenommene Signal entfaltet werden. Geht man davon aus das Signal habe im Vergleich zum Abfall eine kurze Anstiegszeit (Risetime), kann man das Signal gemäß Gleichung 4.1 ausdrücken (vgl. Abbildung 2.3). Das Signal hat dabei die Amplitude  $A$  und die Form einer exponentiell abfallenden Funktion mit der Abfallkonstante  $\tau$  ab dem Zeitpunkt  $t_0 = 0$ .

$$f(t) = \begin{cases} A \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) & , t \geq t_0 \\ 0 & , t < t_0 \end{cases} \quad (4.1)$$

Da die resultierende Amplitude  $f$  somit zu jeder Zeit  $t_n$  bekannt ist, kann nun die

#### 4. Analyse der Signale

Spur entfaltet werden:

$$A = f(t_n) + A - f(t_n) \quad (4.2)$$

$$= f(t_n) + A \cdot \left(1 - \exp\left(1 - \frac{t_n}{\tau}\right)\right) \quad (4.3)$$

$$= f(t_n) + \frac{1}{\tau} \cdot \int_{-\infty}^{t_n} f(t) dt \quad (4.4)$$

Da die Signale nur digital vorliegen, muss diese Gleichung noch in die diskrete Form umgewandelt werden. In diesen Fall führt diese Umformung zu einer rekursiven Funktion, abhängig von der Abfallkonstanten und der zeitlich diskreten Amplitude  $x[n]$ :

$$A[n] = x[n] + \frac{1}{\tau} \cdot \sum_{k=-\infty}^{n-1} x[k] \quad (4.5)$$

$$= x[n] - \left(1 - \frac{1}{\tau}\right) \cdot x[n-1] + A[n-1] \quad (4.6)$$

Nach der Entfaltung verläuft die aufgenommene Spur nicht mehr exponentiell abfallend, sondern entspricht nun einer stetig ansteigenden Stufenfunktion (siehe: Abbildung 4.3).

### 4.3. MWD-Filter: Moving Window Deconvolution

Durch eine numerische Differenzierung der diskreten Entfaltung von Gleichung 4.6 gelangt man zur MWD-Gleichung und verhindert somit den stetigen Anstieg der Stufenfunktion:

$$MWD_M[n] = A[n] - A[n-M] \quad (4.7)$$

$$= x[n] - x[n-M] + \frac{1}{\tau} \cdot \sum_{k=n-M}^{n-1} x[k] \quad (4.8)$$

Die durch die MWD entstandene Signalform entspricht somit einem Rechtecksignal der Breite  $M$  und der Höhe  $H$  (siehe: Abbildung 4.3).

Bei genauerer Betrachtung besteht die MWD aus der Addition einer numerischen Differenzierung  $D_M[n] = x[n] - x[n-M]$  und dem „Gleitendem Mittelwert/Moving Average“  $MA_M[n] = \sum_{k=n-M}^{n-1} x[k]$ :

$$MWD_M[n] = D_M[n] + \frac{1}{\tau} \cdot MA_M[n] \quad (4.9)$$

Somit ließe sich der MWD-Filter auf das gemessene Signal anwenden, ohne zuvor die Entfaltung durchführen zu müssen.



#### 4.4. Trapez-Filter

Durch die MWD wurde die Rauschzahl, also das Signal-Rausch-Verhältnis, nicht verändert. Um das Rauschen nun noch zu verringern, wird ein Tiefpassfilter in Form einer weiteren Moving-Average-Operation der Länge  $L$  eingesetzt. Die daraus resultierende Signalform entspricht somit nicht mehr einem Rechteck sondern einem Trapez:

$$T_M^L[n] = MA_L \cdot MWD_M[n] \quad (4.10)$$

Das Trapez besitzt eine Grundseite mit der Breite  $L + (M - L) + L$  und eine Plateau-Breite  $M - L$ .

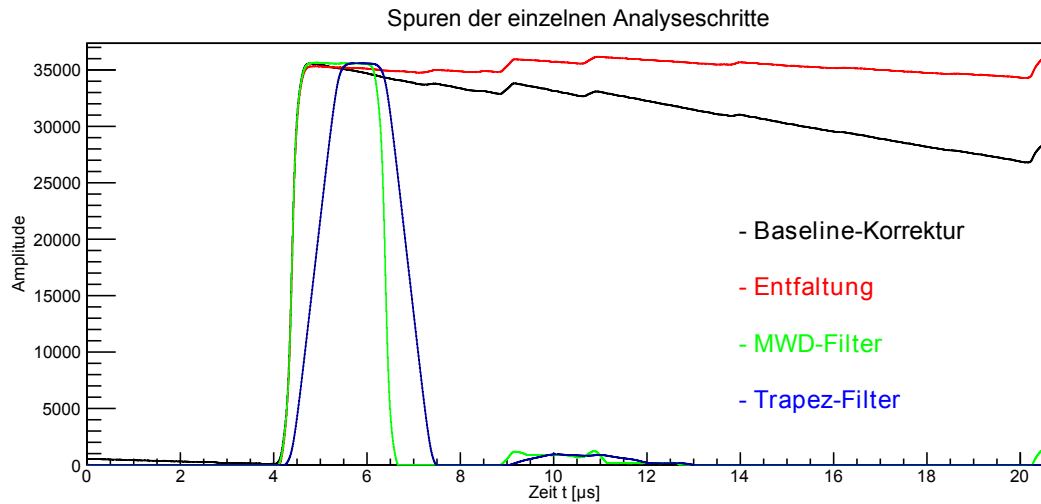


Abbildung 4.3.: Signalspuren nach jedem Filtertyp. Parameter für die Analyse des Datensatzes:  $\tau = 62.10\mu s$ ,  $M = 2000ns$ ,  $L = 1000ns$ ,  $\sigma_{gau\beta Filter} = 300ns$ .

Nun kann die Höhe des Trapez über die Differenz einer Mittelung des Trapez-Plateaus und der Baseline vor dem ersten Anstieg bestimmt werden. Um aus diesen Amplituden, der ursprünglich exponentiell abfallenden Signale, die Energien der  $\gamma$ -Quanten zu bestimmen, mussten sie unter dem jeweiligen ADC-Kanal in ein Histogramm eingefügt werden. Bei ausreichender Statistik bildet sich ein Linienspektrum.

Wie stark sich der Einsatz des zusätzlichen Trapez-Filters auswirkt ist in Abbildung 4.4 zu sehen.

#### 4. Analyse der Signale

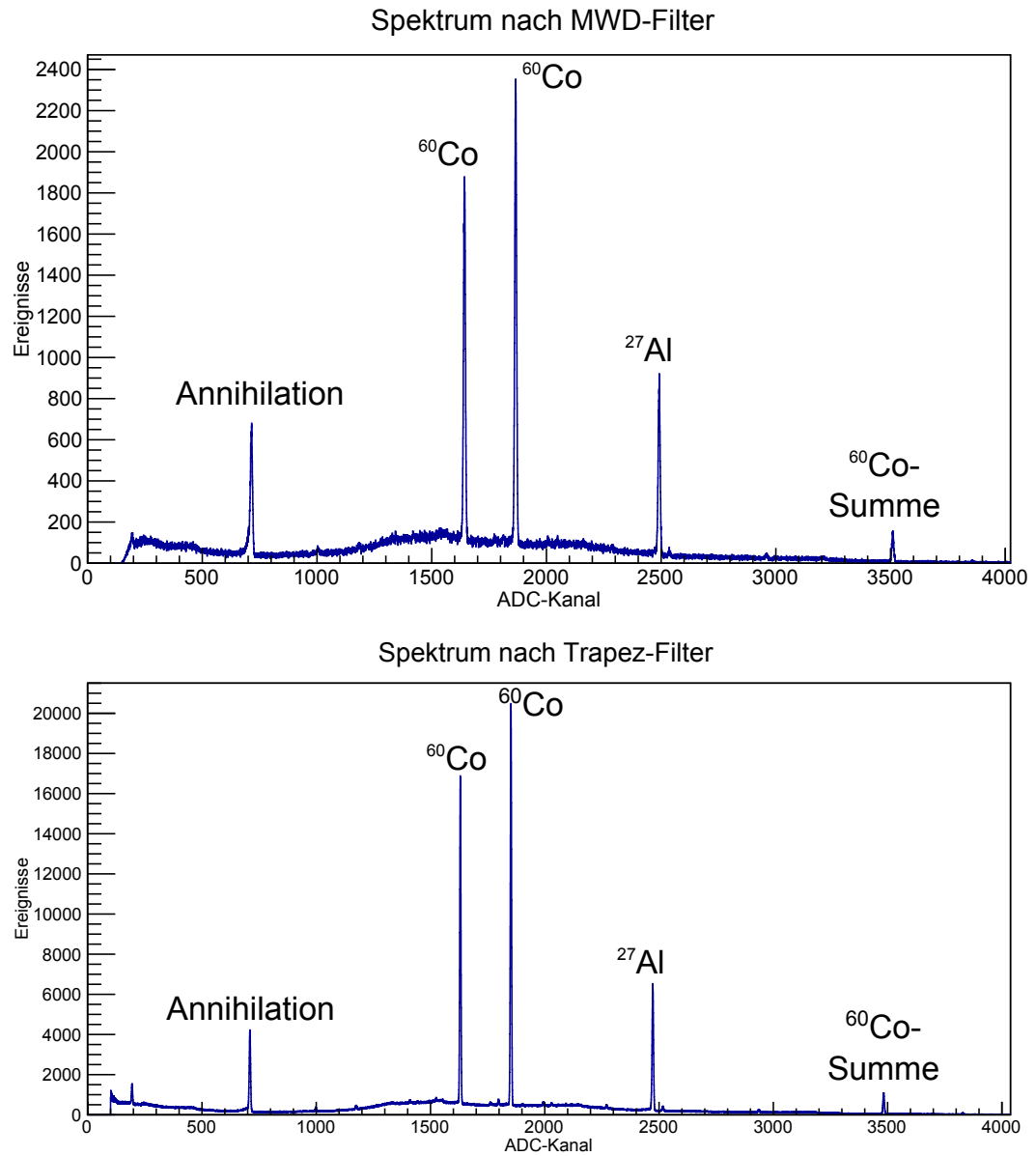


Abbildung 4.4.: Vergleich der entstanden  $^{60}\text{Co}$ -Spektren mit MWD-Filter und Trapez-Filter. Die  $\gamma$ -Linien werden zu einem schärfer und zu anderem wird das Untergrundspektrum reduziert.

## 5. Ergebnisse des Experiments

In diesem Kapitel werden die Resultate der im vorherigen Abschnitt vorgestellten Analyse vorgestellt. Um dabei eine gute Energieauflösung zu erreichen, ist es nötig die Parameter der Pulsformanalyse zu optimieren. Das so gewonnen Spektrum wird mittels bekannter Energielinien kalibriert.

Im Folgenden wird die zur Angabe der Energieauflösung, wie es in der  $\gamma$ -Spektroskopie üblich ist, die Halbwertbreite (FWHM<sup>1</sup>) benutzt.

### 5.1. Kalibration

Bevor ein gemessenes Spektrum analysiert werden kann, muss den Kanälen, die das Spektrum bilden, eine jeweilige Energie zugeordnet werden. Erreicht wird das durch die Lokalisierung bekannter  $\gamma$ -Energien. Im aufgenommenen Spektrum sind 4 Peaks klar erkennbar, die sich vom übrigen Spektrum hervorheben. Die zwei am stärksten ausgeprägten Peaks stammen aus den Ereignissen, die die radioaktive Probe also  $^{60}\text{Co}$  erzeugt. Ihre Kanäle entsprechen also der bekannten Energien 1172,23 keV und 1332,51 keV.

Zusätzlich sieht man einen Peak bei 510,99 keV. Dieser hat seinen Ursprung in einer Elektron-Positron-Annihilation. Der vierte Peak geht aus der Aktivierung des Aluminiums im Experimentierraum hervor. Die im Experimentierraum enorme Strahlung hat unter anderem das Gestell oder das Gehäuse des Detektors aktiviert. Der dadurch entstandene  $\gamma$ -Peak liegt bei einer Energie von 1778,97 keV und gehört zu  $^{27}\text{Al}$ . Des weiteren verursacht das simultane Auftreffen der beiden  $\gamma$ -Quanten der radioaktiven Probe einen „Summenpeak“. Dieser tritt bei einer Energie auf, die der Summe der beiden Photonen der Probe entspricht, also bei 2504,74 keV. Da dieser jedoch nach der Bestrahlung nicht mehr stark genug ausgeprägt war, wurde dieser für die Kalibrierung nicht genutzt. Durch eine Anpassung eines Polynom zweiter Ordnung  $E(K) = P0 + P1 \cdot K + P2 \cdot K^2$  über die 4 bekannten Punkte, konnte die Kalibrierung durchgeführt werden.

---

<sup>1</sup>FWHM=„Full Weight Half Maximum“

## 5. Ergebnisse des Experiments

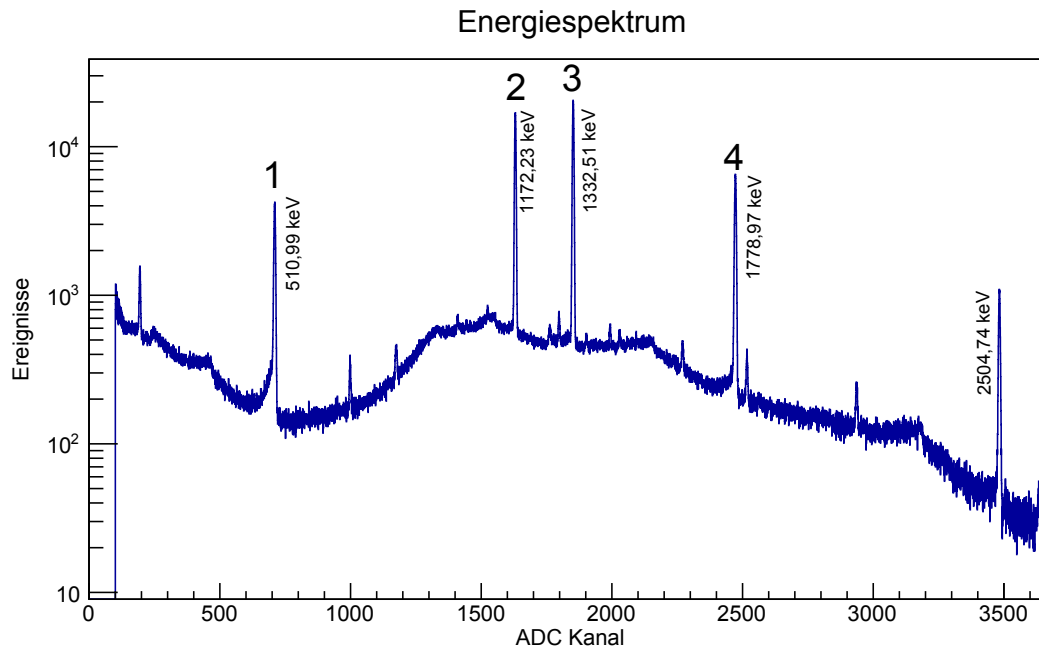


Abbildung 5.1.: Energiespektrum zur Kalibrierung des Germanium-Detektors. Elektron-Positron-Annihilation (1); Kobalt  $^{60}\text{Co}$  (2),(3); Aluminium  $^{27}\text{Al}$  (4). Quelle [KNOLL]

### 5.2. Bestimmung der Filterparameter

Zur Minimierung der Auflösung müssen die Parameter  $M$  und  $L$  aus Kapitel 4 optimiert werden. Die Zeitkonstante des exponentiellen Abfall  $\tau$  wurde zunächst bei einem Wert von  $53.83\mu\text{s}$  festgehalten. Für die Optimierung wird der erste aufgenommene Datensatz benutzt, da bei diesem keine Verbreiterung der  $\gamma$ -Linien zu erwarten war. Dieser Datensatz wurde unter Variation der Parameter  $M$  und  $L$  analysiert. Durch Anpassung einer Gaußfunktion an den zweiten  $^{60}\text{Co}$ - $\gamma$ -Peak, also bei einer Energie von  $1332,5\text{ keV}$ , wurde die FWHM und die FWTM<sup>2</sup> bestimmt und jeweils gegen  $M$  und  $L$  aufgetragen.

<sup>2</sup>FWTM = „Full Weigt Tenth Maximum“

## 5. Ergebnisse des Experiments

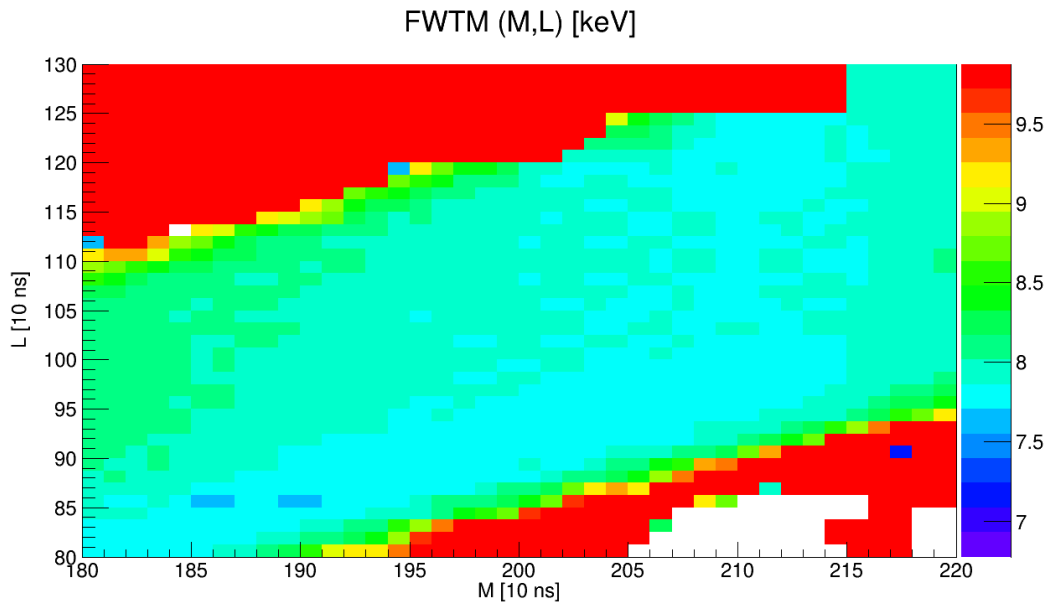
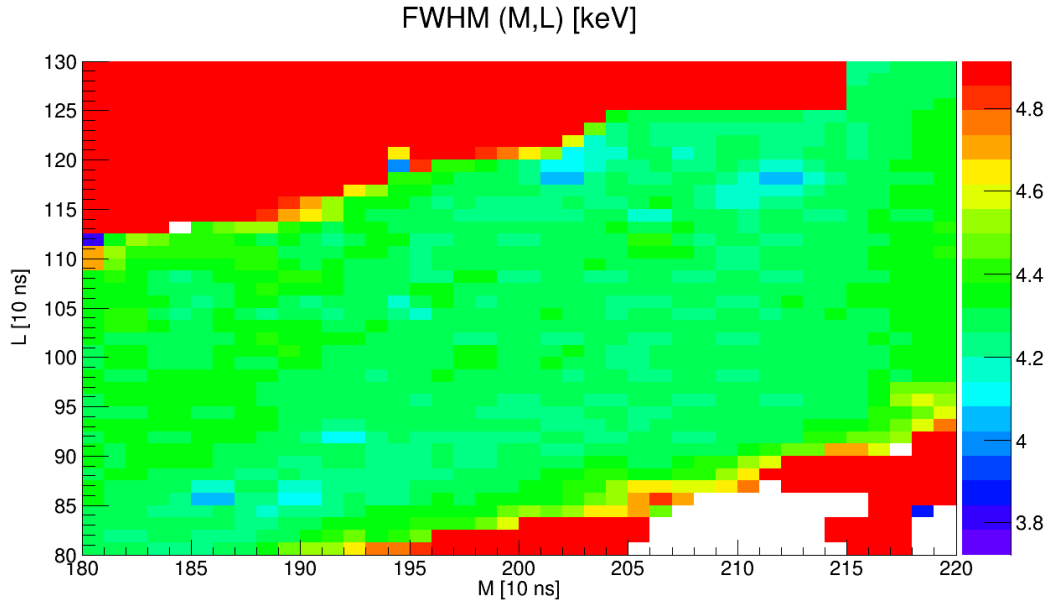


Abbildung 5.2.: Die beiden Grafiken zeigen wie sich die FWHM (Full Weight Half Maximum) und die FWTM (Full Weight Tenth Maximum) abhängig der Parameter M und L verhalten. Dabei wurden jeweils der gleiche Datensatz mit der festgelegten Abfallkonstante  $\tau = 53,830\mu s$  verwendet. Die roten Bereiche zeigen den Bereich in dem die FWHM bzw. die FWTM auf derart große Werte ansteigen, dass das benutzen des Trapez-Filters (Abschnitt 4.4) nicht mehr sinnvoll wäre. Ebenso verhält es sich mit den weißen Bereichen, da hier keine  $\gamma$ -Linien im Spektrum erkennbar sind.

## 5. Ergebnisse des Experiments

Wie man in Abbildung 5.2 erkennt, verhält sich die FWHM konstant in einem gewissen Wertebereich für  $M$  und  $L$ . Der Parameter  $L$ , für den die Auflösung gleichbleibend gut ist, lässt sich grob in Abhängigkeit von  $M$  bestimmen:

$$L(M) \approx \frac{1}{2} \cdot M \pm 150ns \quad (5.1)$$

Im weiteren Verlauf werden die Parameter auf  $M = 2000ns$  bzw.  $L = 1000ns$  gesetzt. Dieser Wert für  $M$  entspricht dem in vorherigen Arbeiten [RITTGEN] ermittelten Wert, für den sich das Spannungs- und Stromrauschen vom Vorverstärker Abbildung 2.2 minimal auf das Signal auswirkt.

### 5.3. Optimierung der Zeitkonstanten $\tau$

Die Zeitkonstante  $\tau$  ist ein Parameter bei der Entfaltung des exponentiellen abfallenden Signals. Es hat sich jedoch gezeigt, dass sich bei manchen Spuren die Abfallkonstanten der Spannungspulse nicht übereinstimmen. Wegen dieses Unterschieds treten bei der Entfaltung Fehler auf, die sich bis zum Trapez-Filter fortpflanzen. Statt eines stufenförmigen Verlaufs fällt die Spur weiterhin exponentiell ab. Die hat zur Folge, dass der Rechteck- bzw. der Trapezfilter Signale mit abfallendes Plateaus erzeugt. Somit verschlechtert sich merklich die Auflösung.

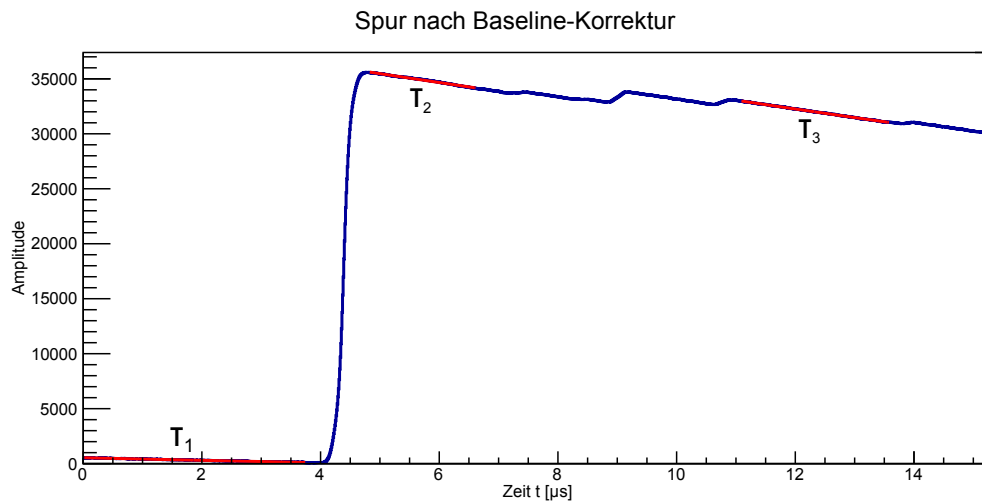


Abbildung 5.4.: Drei Fits mit der Funktion  $a + b \cdot \exp(-\frac{t}{\tau})$  an eine Spur. Dabei ergeben die Fits unterschiedliche Zeitkonstanten ( $\tau_1 = 25.38\mu s$ ,  $\tau_2 = 44.74\mu s$  und  $\tau_3 = 40.90\mu s$ ), sodass die Optimierung über einen Fit an jede Spur nicht möglich ist.

Statt die Abfallkonstante  $\tau$  über eine Anpassung zu bestimmen, wurde der Datensatz zu Strahlungsbeginn mit verschiedenen festgelegten Werten für  $\tau$  analysiert. Diese Variation von  $\tau$  ergab kleine Änderungen der Auflösung.

## 5. Ergebnisse des Experiments

Um das Minimum der Auflösung zu bestimmen wurde ein Polynom zweiter Ordnung an die Messpunkte angepasst. Der so gefundene Wert liegt bei  $\tau = 62.1\mu s$  (siehe Abbildung 5.5).

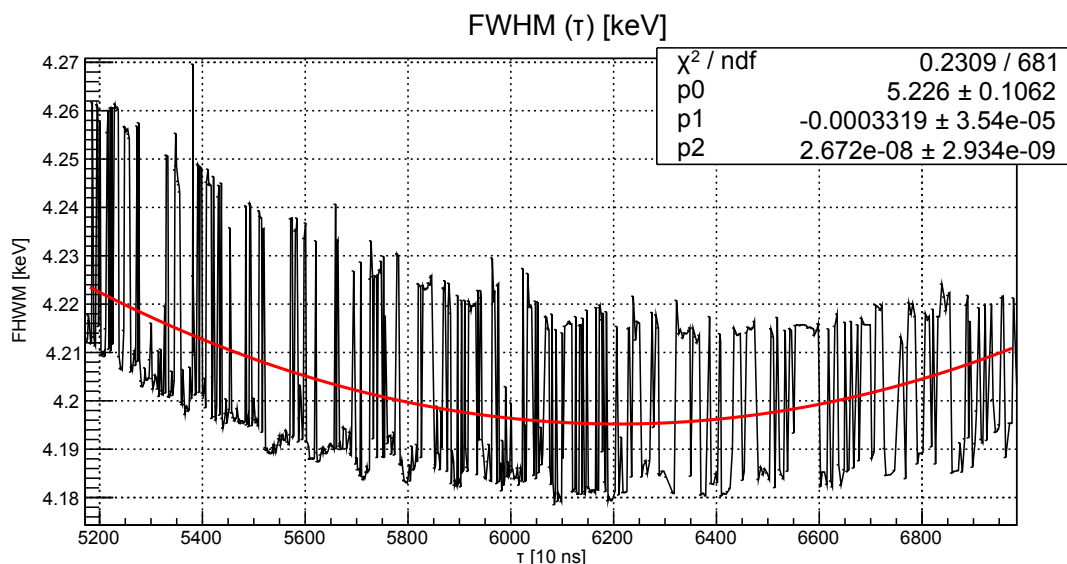


Abbildung 5.5.: Auflösung der Gaußfits an den zweiten  $\gamma$ -Peak der  $^{60}\text{Co}$ -Probe bei variablem  $\tau$ . An die Messwerte wird die Funktion  $f(\tau) = p_0 + p_1 \cdot \tau + p_2 \cdot \tau^2$  angepasst. Das Minimum, also die beste Auflösung, findet sich bei  $\tau_{min} = 62.100\mu s$ .

### 5.4. Analyse des Spektrums zu Beginn der Strahlung

Zur Untersuchung des aufgenommenen Energiespektrum (Abbildung 5.6), wurde ein Datensatz mit den Parametern  $\tau = 62.10\mu s$ ,  $M = 2000ns$  und  $L = 1000ns$  analysiert. Inklusive der 4 Peaks, die zur Kalibrierung genutzt wurden, lassen sich 23 Peaks finden. In Tabelle A.2 werden Energien<sup>3</sup> und Ursprünge der gefundenen Linien zusammengefasst.

Auffällig sind die Peaks 1 bei 140,05 keV, Peak 7 bei 1039,5 keV und Peak 15 bei 1461 keV. Bei ihnen handelt es sich bei dem  $\gamma$ -emittierenden Stoff höchstwahrscheinlich um Germanium. Es scheint also, dass der Germanium-Detektor durch den Neutronenbeschuss selbst aktiviert worden ist.

Wie schon im Rahmen der Kalibrierung erwähnt, wurden ebenfalls durch Aluminium erzeugt  $\gamma$ -Peaks detektiert. Bei dieser Spektralanalyse wurden insgesamt fünf Aluminium-Peaks detektiert, die bis auf den bereits erwähnten jedoch nur schwach ausgeprägt sind.

Der letzte an dieser Stelle zu erwähnende Peak liegt bei einer Energie von 718,53 keV

<sup>3</sup>Quellen der Energie: Abbildung A.1 und [NDS]

## 5. Ergebnisse des Experiments

und wird durch  $^{10}\text{B}$  hervorgerufen. Quelle dieser  $\gamma$ -Quanten scheinen die beiden Neutronendetektoren zu sein, deren Hülle zum Teil aus  $\text{Bor}^4$  aufgebaut ist.

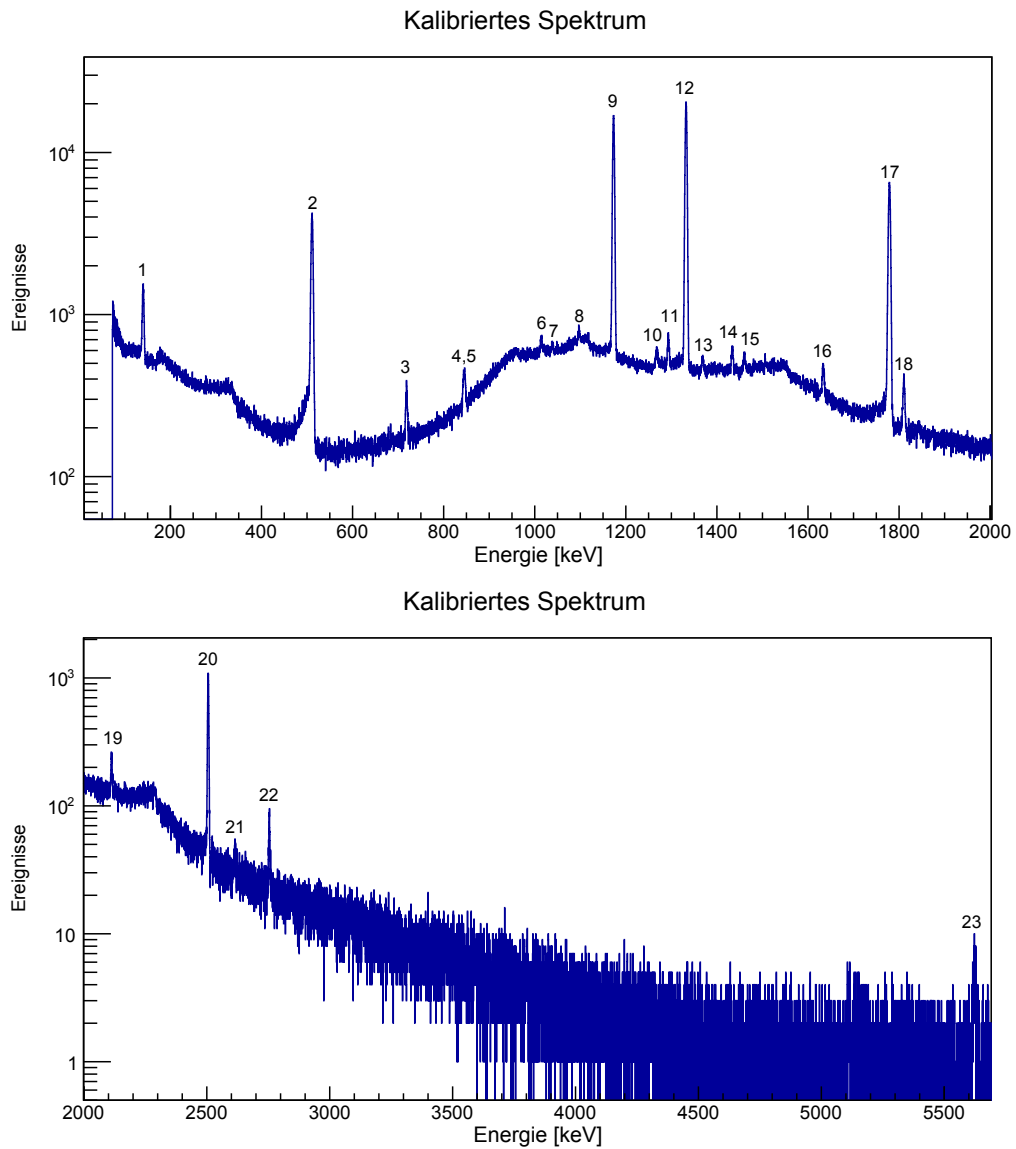


Abbildung 5.6.: Energiespektrum mit den Parametern  $\tau = 62.10\mu\text{s}$ ,  $M = 2000\text{ns}$  und  $L = 1000$ . Das erste Bild zeigt das Energiespektrum der Messdaten zu Anfang der Neutronenbestrahlung von 0 bis  $2\text{MeV}$  und 19 der insgesamt 23 erkennbaren Peaks. Das Zweite zeigt die restlichen 4 Peaks von  $2\text{keV}$  bis  $5.7\text{MeV}$ .

<sup>4</sup>Bor ist ein guter Neutronenabsorber, wodurch eine Aktivierung wahrscheinlich ist.



## 5.5. Einfluss der Bestrahlung

In Abbildung 5.7 sieht man wie sich das gemessene Spektrum mit zunehmender Bestrahlung des Germanium-Detektors verändert. Es werden zunehmend Ereignisse als nieder energetische Ereignisse detektiert, wodurch sich die  $\gamma$ -Linie stark in die nieder energetischere Richtung verbreitert.

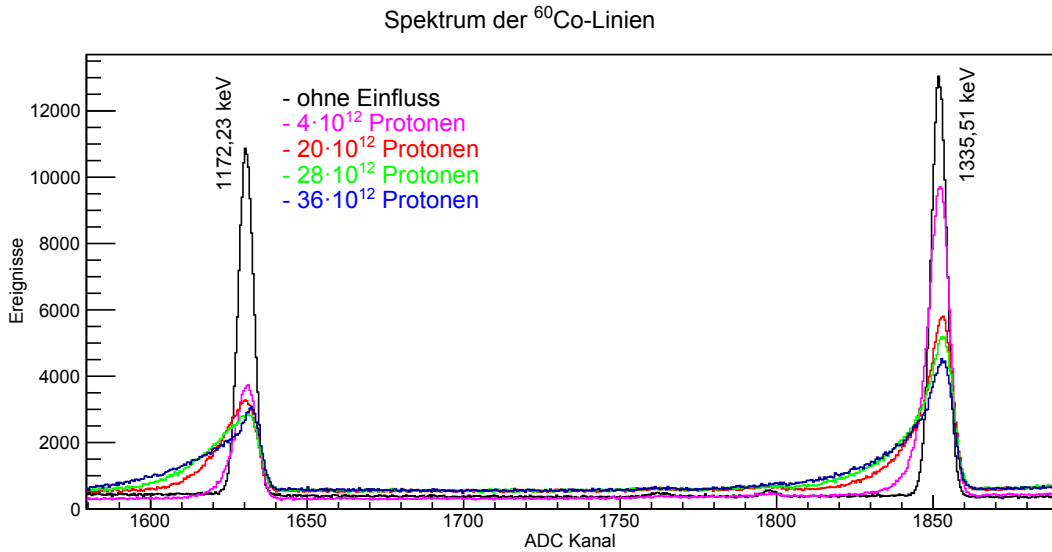


Abbildung 5.7.: Nicht kalibriertes Spektrum der beiden  $^{60}\text{Co}$ -Peaks. Das schwarze Spektrum entspricht dem Spektrum ohne Neutronenschäden am Detektor. Das Blaue entspricht dem Spektrum nach  $36 \cdot 10^{12}$  Protonen, die auf das Target gestrahlt wurden. Gut zu erkennen ist die Verbreiterung der Gaußkurve zu kleineren Kanalzahlen und somit kleineren Energien. Entsprechend nimmt auch die Amplitude, bzw. die Anzahl der Ereignisse bestimmter Energien, der Gaußkurve ab.

Da der Verlauf der Peaks nicht mehr gaußförmig ist, muss eine andere Anpassungsfunktion gefunden werden um diese Peaks anzupassen und somit überhaupt die Energiekalibrierung bzw. die Halbwertbreitenbestimmung durchführen zu können. Als Funktion wurde hier eine Kombination aus einer exponentiell modifizierten Gaußfunktion  $f_{mod}$  und einer normierten Gaußfunktion  $g_{norm}$  genutzt.

$$f_{mod}(K; \mu, \sigma, \lambda) = \frac{\lambda}{2} \exp\left(-\frac{\lambda}{2} (2\mu + \lambda\sigma^2 - 2K)\right) \cdot \text{erfc}\left(-\frac{\mu + \lambda\sigma^2 - K}{\sigma\sqrt{2}}\right) \quad (5.2)$$

wobei die komplementäre Fehlerfunktion definiert ist als

$$\text{erfc}(x) = 1 - \text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty \exp(-t^2) dt. \quad (5.3)$$

## 5. Ergebnisse des Experiments

Somit ergab sich nach Amplitudenanpassung  $A_1$  und Offset  $O$  die Fitfunktion

$$F(K; \sigma_1, \sigma_2, A_1, A_2, \mu, \lambda, O) = A_1 \cdot f_{mod}(K; \mu, \sigma_1, \lambda) + g_{norm}(K; \sigma_2, A_2) + O. \quad (5.4)$$

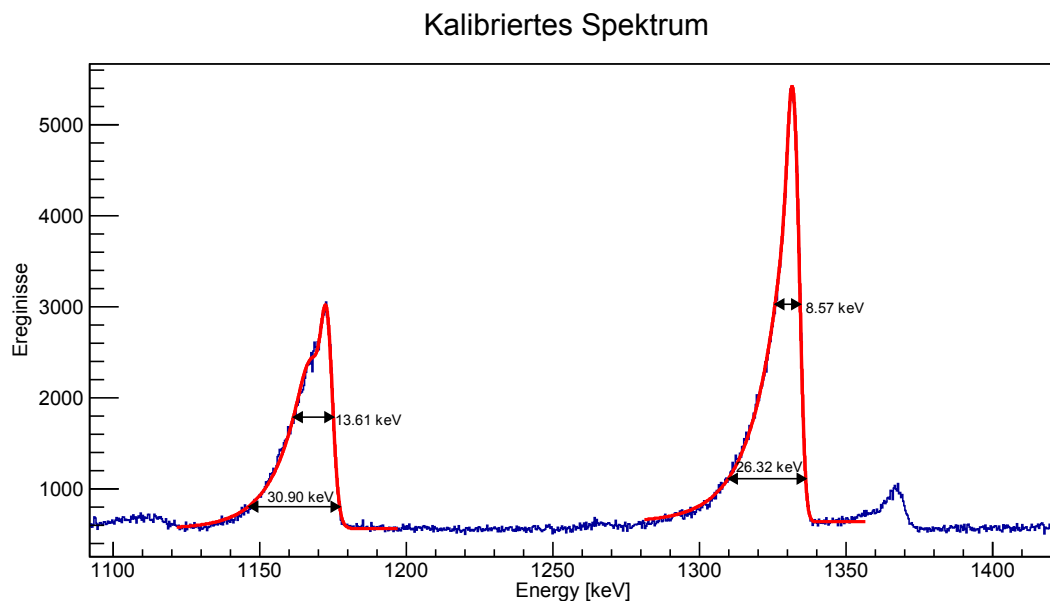


Abbildung 5.8.: Kalibriertes  $^{60}\text{Co}$ -Spektrum mit neuer Fitfunktion am Ende des Experiments. Mit eingezeichnet sind die FWHM und die FWTM.

### 5.6. Veränderung der Auflösung

Abbildung 5.9 zeigt auf wie sich die Auflösung im Verlauf der Bestrahlung durch die Neutronen verschlechtert. Bei allen Kurven zeichnet sich ein nahezu linearer Trend ab. Die Auflösung des zweiten  $^{60}\text{Co}$ -Peaks, der im Normalfall als Referenz genommen wird, steigert sich dabei von 4,25 keV auf 8,54 keV.

Zu den Zeitpunkten an denen die Protonenmenge zwischen  $4 \cdot 10^{12}$  und  $8 \cdot 10^{12}$  betrug, kam es bei der Detektor-Steuerung zu einem Fehler, weswegen die Sperrspannung des Detektors auf 2000V gesenkt und zu einem späteren Zeitpunkt vorläufig auf 2500V gesteigert wurde. Da der Detektor nicht bei der vorgesehenen Spannung<sup>5</sup> betrieben wurde, ist automatisch die FWHM und die FWTM gestiegen womit die erhöhten Auflösungen in Abbildung 5.9 zu erklären sind. Des weiteren verläuft die Linie des ersten  $^{60}\text{Co}$ -Peaks steiler und knickt sogar bei einer Protonenmenge von  $36 \cdot 10^{12}$  ein. Das liegt daran, dass die Anpassung an den Peak an dieser Stelle schwierig ist. Ursache dafür könnte, wie in Abbildung 5.8 zu erkennen, ein weiterer Peak sein, der bei einer Energie

<sup>5</sup>Durch die geringere Spannung werden die Elektronen und Löcher langsamer abgesaugt.

## 5. Ergebnisse des Experiments

von ca. 1168 keV entsteht jedoch nicht genau zugeordnet werden konnte. Als Fehler für die FWHM und die FWTM wurde eine Energie von 0,05 keV geschätzt. Zu diesen Zeitpunkt war eine exakte Berechnung des Fehlers der Energie über die Anpassungsfunktion noch nicht möglich.

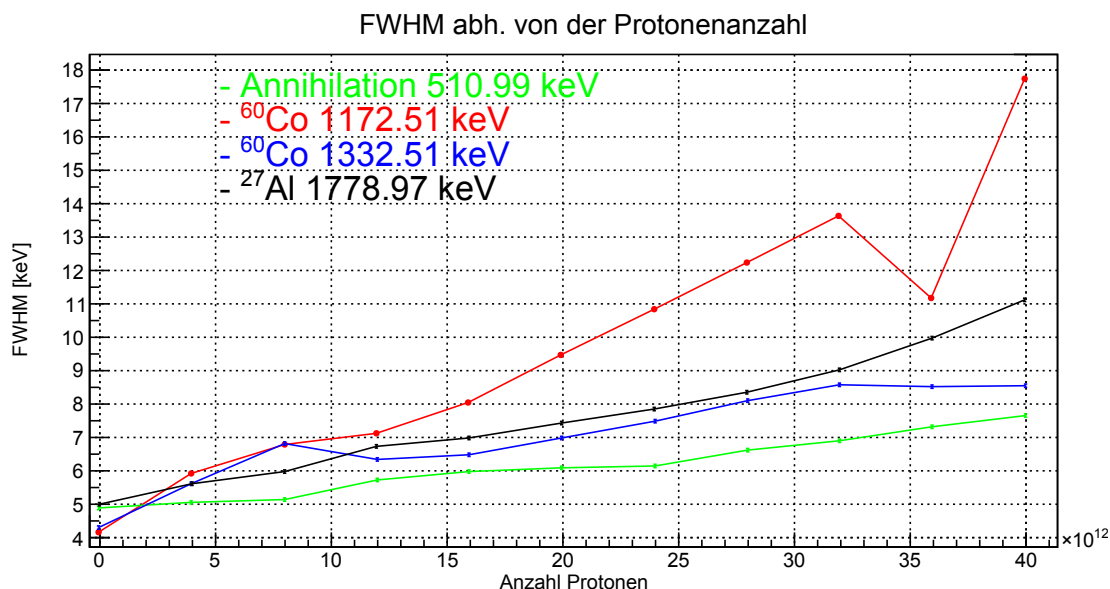


Abbildung 5.9.: Auflösung der 4 Peaks die zur Kalibrierung genutzt wurden abhängig von der Zahl der Protonen, die am Target gestreut wurden.

Ein Maß  $\Upsilon_{\text{gau\ss}}$  für die Stärke der Beschädigung des Germanium-Detektors unter Neutroneneinfluss lässt sich aus dem Quotienten der FWTM<sup>6</sup> und der FWHM<sup>7</sup> bilden. Da man bei einem unbeschädigten Germanium-Detektoren von nahezu idealen gaußförmigen Peaks ausgeht, gilt der Zusammenhang

$$\Upsilon_{\text{gau\ss}} := \frac{FWTM}{FWHM} = \frac{2\sigma\sqrt{2\ln 10}}{2\sigma\sqrt{2\ln 2}} \simeq 1.823. \quad (5.5)$$

Wenn sich nun jedoch wegen der ansteigenden Neutronenschäden die Linienform ändert, wird sowohl die FWTM als auch die FWHM steigen. Jedoch hängt die FWTM stärker als die FWHM von der Linienform ab, wodurch sich das Maß  $\Upsilon_{\text{gau\ss}}$  vergrößert. Zu Beginn der Strahlzeit liegt der Wert  $\Upsilon_{\text{gau\ss}}$  für fast alle vier Peaks bei ca. 1,83, was für eine sehr gute Gaußform der Peaks spricht. Bis zum Ende der Strahlzeit steigt  $\Upsilon_{\text{gau\ss}}$  jedoch bei allen Peaks nahezu geradlinig an. Bis zu diesem Zeitpunkt wurde das Graphit-Target mit ca.  $4 \cdot 10^{13}$  Protonen bestrahlt.

<sup>6</sup> „Full Weight Tenth Maximum“ : Fußbreite bei 10% der Amplitude

<sup>7</sup> „Full Weight Halb Maximum“ : Halbwertbreite

## 5. Ergebnisse des Experiments

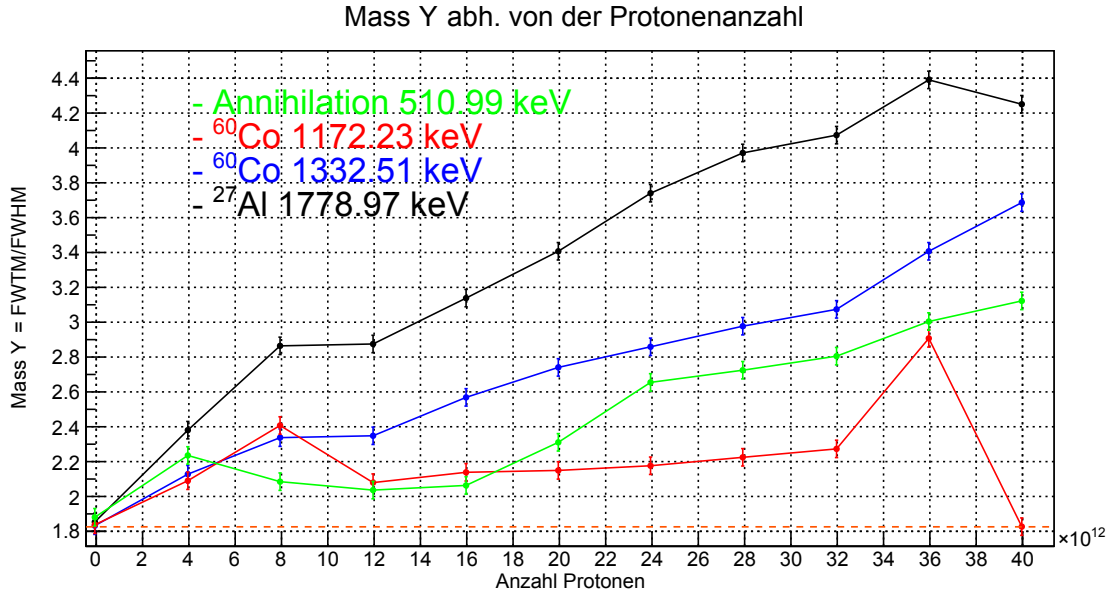


Abbildung 5.10.:  $\Upsilon_{\text{gau\ss}}$  im Laufe der Strahlzeit bzw. Protonenzahl, mit der das Kohlestoff-Target bestrahlt wurde.

Wie bereits erwähnt, ist auch in Abbildung 5.10 der Einfluss der reduzierten Hochspannung auf die FWTM und FWHM und somit auf den Faktors  $\Upsilon_{\text{gau\ss}}$  sichtbar. Den Verlauf der ersten  $^{60}\text{Co}$ -Linie ist wieder durch den nicht berücksichtigten zusätzlichen Peak zu erklären. Dieser verbreitert die FWHM im Vergleich zur FWTM überproportional, sodass hier nur ein langsamer Anstieg zu beobachten ist. Die letzten beiden Werte sind dadurch bedingt, dass die Anpassung an diesen Stellen schwierig ist.

Für die anderen drei Peaks lässt sich eine Gegebenheit feststellen: Je höher die zugeordnete Energie, desto größer ist der durch Neutronenschäden verursachte Einfluss auf die FWHM und FWTM.

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde der Einfluss von Strahlenschäden auf das Auflösungsvermögen eines elektro-mechanisch gekühlten Germanium-Detektors beim  $\bar{P}$ ANDA-Experiment untersucht. Dazu wurde ein Experiment am Kühlersynchrotron COSY<sup>1</sup> am Forschungszentrum Jülich<sup>2</sup> durchgeführt. COSY hatte den Vorteil ähnliche Bedingungen wie  $\bar{P}$ ANDA zu gewährleisten, wodurch eine repräsentative Messung durchgeführt werden konnte, die mindestens 50 Tagen Messung an  $\bar{P}$ ANDA entspricht. Die Daten wurden dabei digital aufgenommen und mittels einer „Moving Window Deconvolution“ basierenden Prozedur ausgewertet. Damit wurde eine Methode entwickelt um den Einfluss der Bestrahlung zu quantifizieren.

Die Untersuchung hat ergeben, dass sich die 1332,51 keV- $\gamma$ -Linie von  $^{60}\text{Co}$ , die als Referenzlinie benutzt wird, während der Bestrahlung des Detektors, in der FWHM etwa von 4,25 keV auf 8,54 keV etwa verdoppelt hat. Allerdings hat sich bei dieser Linie ein Trend für eine gleichbleibende Auflösung am Ende der Bestrahlung abgezeichnet.

Das Verhältnis der FWTM und FWHM 1332,51 keV- $\gamma$ -Linie ist jedoch stetig von 1,83 auf 3,69 angestiegen. Die FWTM wird also stetig größer. Weitere Optimierungen der Analyseparameter und der Kühlung des Detektors bieten hier jedoch noch weiteres Potential sowohl die Auflösung als auch das Verhältnis weiter zu reduzieren, besonders, da die zur Analyse benutzten Parameter mit einem Datensatz zu Beginn der Bestrahlung optimiert wurden und durch die Bestrahlung eine Änderung zu erwarten ist.

Durch Erhitzen der Kristalle könne die durch Strahlenschäden verursachten Fehlstellen ausgeheilt werden. Durch diese Prozedur lässt sich das Auflösungsvermögen von stark bestrahlten Detektoren wiederherstellen. Die Anwendung dieser Technik ermöglicht langfristige Benutzung der Germanium-Detektoren bei  $\bar{P}$ ANDA.

---

<sup>1</sup>[COSY]

<sup>2</sup>[FZJ]

# A. Anhang

## A.1. Abbildungen

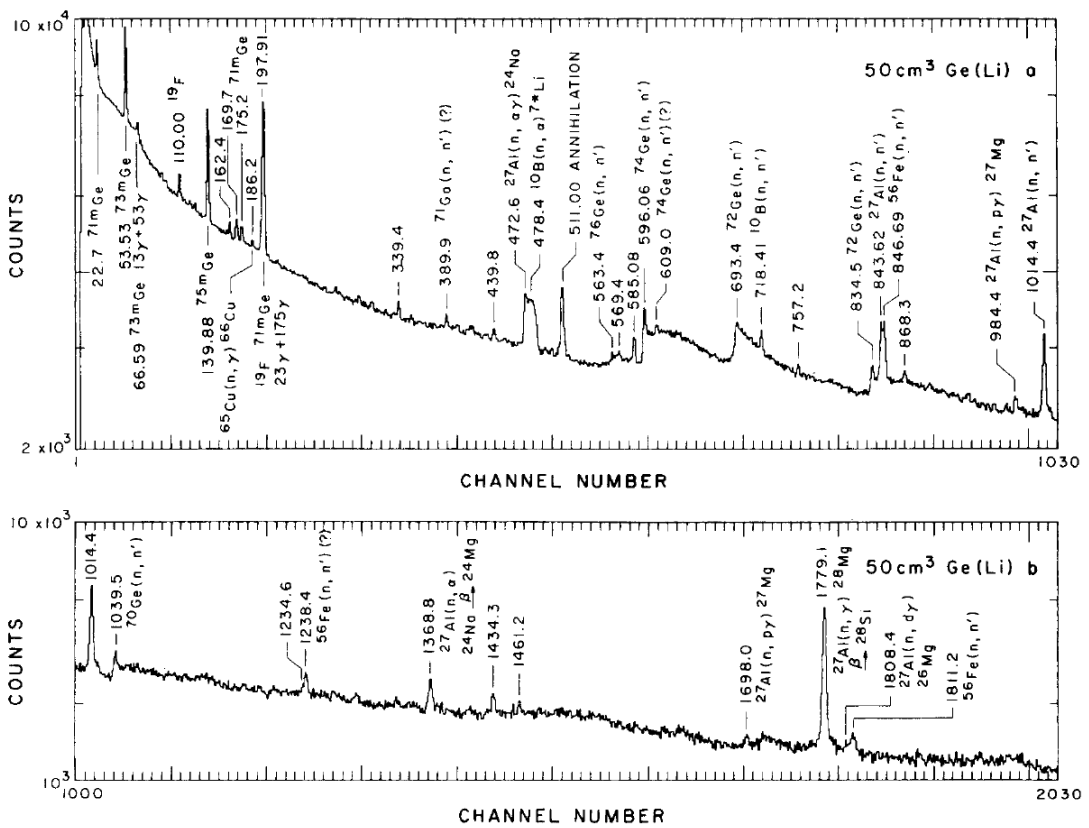


Abbildung A.1.: Energiespektrum einiger bekannter Stoffemissionen. Bildquelle [KNOLL]

## A. Anhang

### A.2. Tabellen

Peak	Energie	wahrscheinlicher Stoff	möglicher Zerfall
1	140.05	$^{75m}Ge$	$\gamma$
2	510.99	Annihilation	$\beta^- + \beta^+$
3	718.53	$^{10}B$	$(n, n')$
4	843.62	$^{27}Al$	$(n, n')$
5	846.69	$^{56}Fe$	$(n, n')$
6	1014.4	$^{27}Al$	$(n, n')$
7	1039.5	$^{70}Ge$	$(n, n')$
8	1097	-	-
9	1172.23	$^{60}Co$	$\gamma$
10	1268.8	$^{59}Cu$	$\epsilon + \beta^+$
11	1293	$^{60}Cu$	$\epsilon + \beta^+$
12	1332.51	$^{60}Co$	$\gamma$
13	1368.8	$^{27}Al$	$n, \alpha$
14	1434.3	$^{24}Al$	$\epsilon + \beta^+$
15	1461	$^{77m}Ge$	$\beta^-$
16	1633	-	-
17	1778.97	$^{27}Al$	$(n, \gamma)$
18	1810.75	$^{56}Fe$	$(n, n')$
19	2112.6	$^{56}Co$	$\epsilon + \beta^+$
20	2504.74	$^{60}Co$ -Summe	$\gamma$
21	2613	$^{27}Na$	$\beta^-$
22	2754	$^{24}Na$	$\beta^-$
23	5624	$^{20}Na$	$\epsilon + \beta^+$

# Abbildungsverzeichnis

1.1. Hyperkernzerfall . . . . .	2
1.2. Detektorcluster bei Panda . . . . .	3
2.1. Vereinfachte Darstellung eines Halbleiter-Detektors . . . . .	4
2.2. Vorverstärkerschaltbild . . . . .	5
2.3. Signale nach Vorverstärkung . . . . .	5
2.4. Aufbau des Detektors . . . . .	6
2.5. Neutroneneinfluss auf ein $\gamma$ -Spektrum . . . . .	8
2.6. p-Typ und n-Typ Detektoren . . . . .	9
3.1. COSY . . . . .	10
3.2. Neutronendosisleistung . . . . .	11
3.3. Experimenteller Aufbau . . . . .	12
3.4. Temperaturverlauf während des Experiments . . . . .	13
3.5. Schema der Elektronik . . . . .	14
4.1. Spur aufgenommen vom Flash-ADC . . . . .	15
4.2. Spur mit und ohne Signalglättung durch einen Gaußfilter . . . . .	16
4.3. Spuren der verschiedenen Analyseschritte . . . . .	18
4.4. Vergleich der Spektren durch MWD-Filter und Trapezfilter . . . . .	19
5.1. Kalibrationsspektrum . . . . .	21
5.2. FWHM und FWTM abhängig von den Parametern L und M . . . . .	22
5.4. Bestimmung von $\tau$ durch Anpassung . . . . .	23
5.5. FWHM abhängig von $\tau$ . . . . .	24
5.6. Energiespektrum zu Beginn der Bestrahlung . . . . .	25
5.7. Veränderung der Spektrum im Laufe der Bestrahlung . . . . .	26
5.8. Anwendung der neuen Fitfunktion . . . . .	27
5.9. Verschlechterung der Auflösung im Verlauf der Bestrahlungs . . . . .	28
5.10. FWTM / FWHM im Verlauf der Bestrahlung . . . . .	29
A.1. Energiespektrum einiger bekannter Stoffemissionen . . . . .	31



# Literaturverzeichnis

- [KNOLL] *G.F. Knoll*: Radiation detection and Measurements; Wiley-VCH,4. Auflage (2010)
- [LAUTH] *Dr. W. Lauth*: Vorlesung über Elektronik SoSe 2014
- [SAN] *A.Sanchez Lorente*: „Feasibility studies of performing high precision gamma spectroscopy of  $\Lambda\Lambda$  Hypernuclei in the  $\bar{P}$ ANDA experiment. “, Doktorarbeit
- [STEINEN] *M. Steinen*: „Untersuchung von Germanium-Detektoren für das  $\bar{P}$ ANDA-Experiment. “, Diplomarbeit
- [RITTGEN] *K.T. Rittgen*: „Digitale Pulse-Shape-Analyse von Signalen Hochauflösender Germanium-Detektoren für das  $\bar{P}$ ANDA-Experiment.“,Diplomarbeit
- [GSI] Optimization of electrically cooled complex HPGe Detecor. Contract No. 4500109716
- [FAIR] <http://www.fair-center.de/index.php?id=1&L=1>
- [Go4] <http://www-win.gsi.de/go4/>
- [MBS] Multi Branch System  
[https://www.gsi.de/work/organisation/wissenschaftlich\\_technologische\\_abteilungen/experiment\\_elektronik/datenverarbeitung/datenerfassung/mbs.htm](https://www.gsi.de/work/organisation/wissenschaftlich_technologische_abteilungen/experiment_elektronik/datenverarbeitung/datenerfassung/mbs.htm)
- [FZJ] Forschungszentrum Jülich  
[http://www.fz-juelich.de/portal/DE/Home/home\\_node.html](http://www.fz-juelich.de/portal/DE/Home/home_node.html)
- [COSY] <http://www.finuphy.org/images/rt-juelich.gif>
- [OAW] Österreichische Akademie der Wissenschaft  
<http://www.hephy.at/project/halbleiter/VOSkriptum/V0-4-Halbleiterdetektoren.pdf>
- [SEMI] <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/>
- [NDS] <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>
- [ORTEC] [www.ortec-online.de](http://www.ortec-online.de)
- [MAB] <http://www.mab-muenchen.de>

## B. Danksagung

Zu aller erst möchte ich mich bei Josef Pochodzalla, für die Möglichkeit eine Bachelorarbeit zu schreiben, bedanken.

Als zweites möchte ich Frank Maas dafür danken sich als zweiten Gutachter anzubieten.

Des weiteren möchte ich mich indirekt bei Werner Lauth für die motivierenden Worte bedanken, mich für das Praktikum der Signalverarbeitung anzumelden. Erst durch das Praktikum habe ich Herrn Pochodzalla und seine Arbeitsgruppe kennen gelernt. Zudem haben mir Beispiele aus der Vorlesung über Elektronik sehr geholfen, ein Verständnis über Germanium-Detektoren zu erlangen.

Vielen Dank auch an die Arbeitsgruppe von Herrn Pochodzalla für die schöne Zeit während der Praktika und der Bachelorarbeit.

Mein größte Dank gilt Marcell Steinen, der mich während der Bachelorarbeit betreut hat und in das Fachgebiet der Germanium-Detektoren eingeführt hat.

Weiterhin möchte ich mich bei meinen Kommilitonen, insbesondere bei Dominik Schnoor und Philipp Werber, bedanken. Die Pausen zwischendurch haben sehr geholfen nicht in Stress zu geraten.