

DIGITALE PULSE-SHAPE-ANALYSE VON SIGNALEN
HOCHAUFLÖSENDE GERMANIUM-DETEKTOREN
FÜR DAS PANDA-EXPERIMENT



JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ

DIPLOMARBEIT

KAI THOMAS RITTGEN

INSTITUT FÜR KERNPHYSIK
JOHANNES GUTENBERG-UNIVERSITÄT MAINZ

BETREUER: PROF. DR. JOSEF POCHODZALLA

29.01.2014

Vorwort

Die Quantenchromodynamik (QCD) beschreibt die starke Wechselwirkung und ist die Feldtheorie der Quarks und Gluonen. Sie bildet zusammen mit der elektroschwachen Theorie das Standardmodell der Teilchenphysik. Während die QCD im Hochenergiebereich hinreichend getestet wurde, blieben viele ihrer Aspekte im Niederenergiebereich unverstanden. Um Erkenntnisse in diesem Energiebereich zu erlangen, ist es nötig die Physik von Hadronen zu studieren. Zu diesem Zweck wird das $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment gebaut. Ein Telexperiment von $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ ist die Spektroskopie von Doppel- Λ -Hyperkernen. Dazu werden hochauflösende Germanium-Detektoren zum Einsatz kommen. Dabei erfordert die erwartete hohe Datenrate von ungefähr 10 kHz den Einsatz modernster Auswerteelektronik in Form sogenannter Flash ADCs, wobei die Aufarbeitung und Analyse der Daten in digitaler Form geschieht. Da die Germanium-Detektoren einem hohen Teilchenuntergrund ausgesetzt werden, muss der Algorithmus einer derartigen Analyse robust gegenüber hohen Teilchenraten sein und diese sauber trennen und auswerten können.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Algorithmus für eine Analyse erstellt. Tests der Analyse wurden mit dem Prototypen eines elektrisch gekühlten Germanium-Detektors durchgeführt. Dazu fand ein Bestrahlungstest an CO-SY im Forschungszentrum Jülich statt.

Die ersten beiden Kapitel dieser Arbeit geben Einblicke in die Grundlagen des $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiments. Besonderes Augenmerk wird hier auf die Physik der Hyperkerne und das Hyperkern-Experiment gelegt. In Kapitel 3 werden zunächst Halbleiterdetektoren vorgestellt, wobei insbesondere auf die Eigenschaften von Germanium-Detektoren eingegangen wird. Kapitel 4 beschäftigt sich mit der digitalen Signalanalyse, die den Schwerpunkt dieser Arbeit bildet. Das fünfte Kapitel illustriert den Algorithmus der im Rahmen dieser Arbeit erstellten Analyse. Die Vorbereitung und Durchführung des Bestrahlungstests wird in Kapitel 6 erörtert. Die Ergebnisse des Tests der Analyse mit den experimentell gewonnenen Daten werden schließlich in Kapitel 7 vorgestellt, bevor im achten Kapitel die Ergebnisse abschließend zusammengefasst werden und ein Ausblick auf zukünftige Verbesserungen gegeben wird.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel erstellt zu haben.

Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Kai Thomas Rittgen

Inhaltsverzeichnis

1	Das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$-Experiment	1
1.1	Das Target-Spektrometer	2
1.2	Das Vorwärts-Spektrometer	5
2	Das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$-Hyperkern Experiment	7
2.1	Hyperkerne	7
2.2	Spektroskopie von Hyperonen	7
3	Halbleiterdetektoren	11
3.1	Halbleiter	11
3.2	Aufbau von Germanium-Detektoren	13
3.3	Pulsform von Germanium-Detektoren	15
3.4	Spektrum von Germanium-Detektoren	16
3.5	Energieauflösung von Germanium-Detektoren	20
3.6	Neutronenschäden in Germanium-Detektoren	20
4	Analyse digitaler Signale	22
4.1	Moving Window Deconvolution	22
4.2	Digitale Filter	25
5	Erstellung der Analyse	29
5.1	Bestimmung der Zeitkonstanten des Vorverstärkers	29
5.2	Signalglättung mit verschiedenen Filtern	31
5.3	Basislinien Korrektur	32
5.4	Entfaltung der Pulsform	32
5.5	Moving Average der entfalteten Pulsform	33
5.6	Identifikation einzelner Pulse	33
5.7	Bestimmung der Anstiegszeit des Signals	36
6	Bestrahlungstest eines Detektor-Prototypen	38
6.1	Experimenteller Aufbau	40
6.2	Messablauf	44
7	Test der Analyse mit experimentellen Daten	47
7.1	Überprüfung der Zeitkonstanten des Vorverstärkers	48
7.2	Test der Analyse mit verschiedenen Filtern	48
8	Zusammenfassung und Ausblick	60
	Anhang	62
	Abbildungsverzeichnis	70
	Tabellenverzeichnis	72
	Literaturverzeichnis	73

1 Das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment

Am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt entsteht die Beschleunigeranlage FAIR¹ in internationaler Kooperation von ungefähr 50 Ländern. FAIR ist eine Erweiterung der bereits bestehenden Beschleunigeranlage der GSI. Ab dem Jahr 2018 soll FAIR etwa 3000 Wissenschaftlern die Möglichkeit geben in verschiedenen Projekten wie APPA², CBM³, NuSTAR⁴ und $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ ⁵ Grundlagenforschung in der Atom-, Kern-, Teilchen-, Hadronen- und Plasmaphysik zu betreiben. Für das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment werden mit Hilfe eines primären Protonenstrahls sekundäre Antiprotonen erzeugt. Im HESR⁶ werden bis zu 10^{10} Antiprotonen mit Impulsen zwischen 1,5 GeV/c und 15 GeV/c gesammelt und gespeichert bevor sie zur Kollision mit einem Target gebracht werden. [Fair]

Abb. (1.1) zeigt eine Darstellung der geplanten Beschleunigeranlage.

Die Forschungsschwerpunkte von $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ sind:

- Untersuchung von Hadronen in Kernmaterie
- Spektroskopie von Charmonium
- Spektroskopie von D-Mesonen
- Spektroskopie von Baryonen
- Spektroskopie von Hyperkernen

Wichtige Merkmale des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Spektrometers sind:

- annähernd 4π Akzeptanz
- Teilchen- und Spuridentifikation mit hoher Effizienz
- Kalorimetrie mit hoher Auflösung
- Funktionalität bei hohen Raten
- Modularer Aufbau
- Kein dedizierter Hardware-Trigger

$\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ ist aufgeteilt in das Target- und das Vorwärts-Spektrometer. Beide Spektrometer sind für Spuridentifikation, elektromagnetische Kalorimetrie und die Identifikation elektrisch geladener und ungeladener Teilchen ausgelegt. Somit kann in $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ das gesamte Spektrum physikalisch relevanter Endzustände erfasst werden.

¹FAIR: **F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch

²APPA: **A**tomic, **P**lasma **P**hysics and **A**pplications

³CBM: The **C**ompressed **B**aryonic **M**atter experiment

⁴NuSTAR: **N**uclear **S**tructure, **A**strophysics and **R**eactions

⁵**A**ntiproton **A**nnihilation at **D**armstadt

⁶HESR: **H**igh **E**nergy **S**torage **R**ing

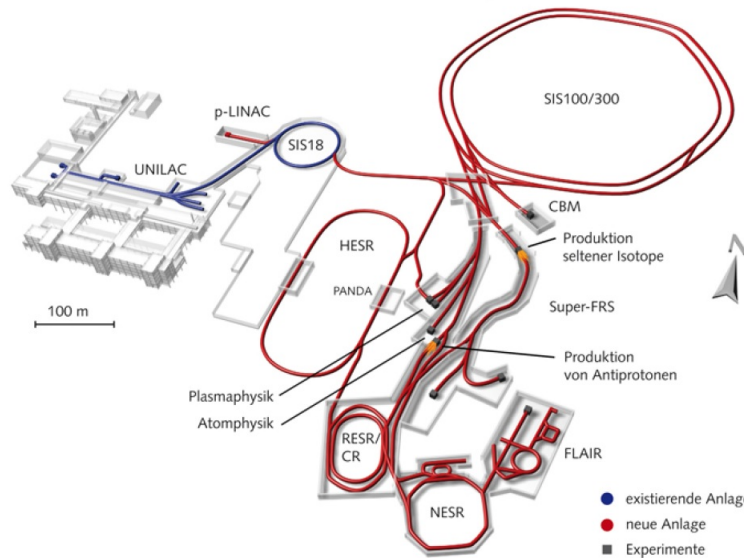


Abb. 1.1: Schema der geplanten FAIR-Anlage an der GSI in Darmstadt [Fair]

Das Target-Spektrometer deckt den Raumwinkelbereich mit einem Polarwinkel von mehr als 5° ab und enthält zur Impulsmessung einen supraleitenden Solenoidmagneten, der ein Magnetfeld von bis zu 2 T erzeugt und den Wechselwirkungspunkt umhüllt. Um den Wechselwirkungspunkt herum sind Detektorschichten zwiebelschalenförmig angeordnet. Das Target-Spektrometer besteht aus einem fassförmigen Teil um bei Polarwinkeln größer als 22° zu messen und zwei Endkappen. Das Vorwärts-Spektrometer enthält zur Impulsmessung einen Dipolmagneten mit einer maximalen Ablenkleistung von 2 Tm. Eine schematische Ansicht des gesamten Detektors ist in Abb. (1.2) einzusehen. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten der Spektrometer kurz vorgestellt.

1.1 Das Target-Spektrometer

Target

Für das interne Target werden zurzeit zwei verschiedene Ausführungen entwickelt, die unterschiedliche Einflüsse auf die Strahlqualität nehmen. Beide Versionen beinhalten Gase wie beispielsweise H_2 , die durch Kondensation an einer Düse einen Strom aus Clustern, mit einer Dichte von ungefähr 10^{15} Atomen/cm³, oder Pellets, mit einer Größe von 25 - 40 μm und einer Geschwindigkeit von etwa 60 m/s, bilden.

Mikro-Vertex-Detektor

Der Mikro-Vertex-Detektor (MVD) detektiert sekundäre Vertizes und Hyperonzerfälle. Er basiert auf strahlungsharten Silizium-Pixel- und Silizium-Streifen-Detektoren. Acht Einheiten radförmig angeordneter Detektoren sind senkrecht zur Strahlrichtung ausgerichtet um die beste Akzeptanz für den vor-

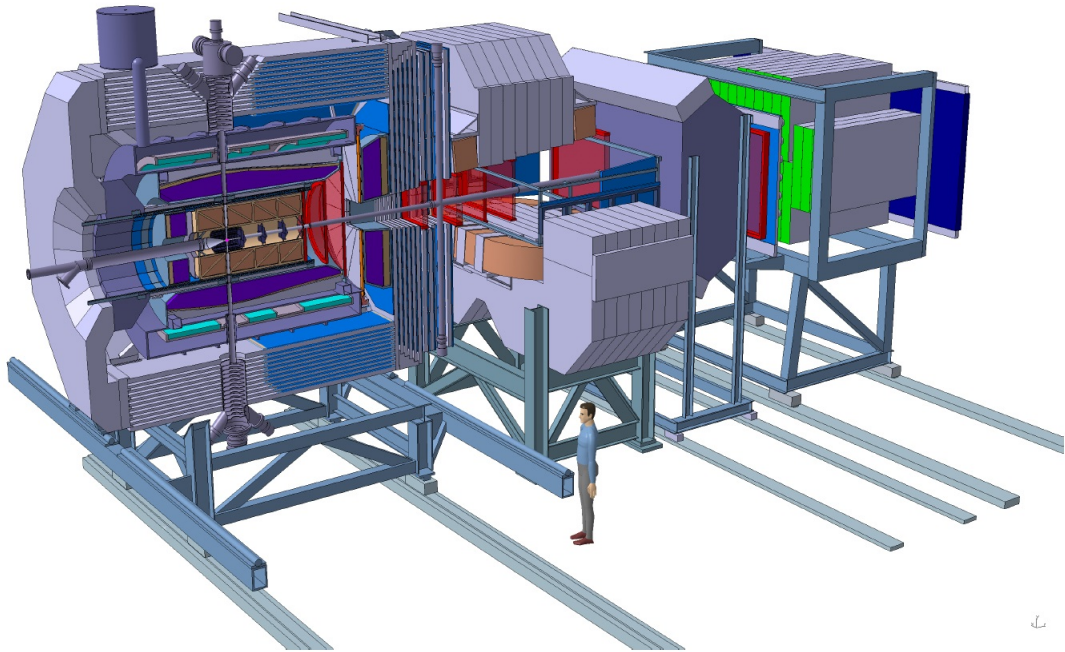


Abb. 1.2: Schematische Darstellung des \bar{P} ANDA-Detektors [PPR]

deren Anteil des Teilchenspektrums zu erhalten. Die zwei inneren Lagen des MVD werden aus Pixeldetektoren gebildet. Die nächsten vier Lagen bestehen aus einer Kombination von Streifen-Detektoren auf dem äußeren Radius und Pixeldetektoren auf dem inneren Radius. In den zwei letzten äußeren Lagen befinden sich Silizium-Streifen-Detektoren mit denen eine höhere Akzeptanz für Hyperon-Kaskaden erreicht werden kann.

Straw-Tube-Tracker

Der Straw-Tube-Tracker (STT) besteht aus gasgefüllten Röhren aus alumiinierten Mylar[®], die in Ebenen hexagonal um den Micro-Vertex-Detektor angeordnet sind. Er besteht aus 24 Schichten. Die Lücken zu den umgebenden Detektoren ist mit weiteren Röhren gefüllt. Insgesamt besteht der STT aus 4200 Röhren mit einem Durchmesser von jeweils 10 mm und einer Gesamtlänge von 150 cm, verteilt um den Strahl.

Forward GEM-Detektoren

Teilchen, die in einen Polarwinkel unter 22° emittiert werden, kann der Straw-Tube-Tracker nicht erfassen. Diese werden von drei scheibenförmigen Detektoren detektiert, die 1,1 m, 1,4 m und 1,9 m in Strahlrichtung hinter dem Target positioniert sind. Durch den relativistischen Boost der Reaktionsprodukte und den kleinen Winkel der elastischen Proton-Antiprotonstreuung sind, insbesondere in Vorwärtsrichtung, hohe Zählraten zu erwarten. Da Driftkammern für die Verwendung im starken Magnetfeld des Solenoidmagneten ungeeignet sind, werden gasgefüllte Detektoren, basierend auf GEM-Folien, als Verstärkerstufen eingesetzt.

Barrel-DIRC

Bei Winkeln zwischen 22° und 140° wird die Teilchenidentifikation durch einen DIRC-Detektor⁷ ermöglicht. Er besteht aus 1,7 cm dicken Quarzstäben, die den Strahl radialsymmetrisch in einem Radius von 45 - 54 cm umgeben. Mit Hilfe von Linsen, die auf Micro-Channel-Plate-Photomultiplier (MCP PMTs) montiert sind, wird das Signal eingefangen.

Forward Endcap DIRC

Der Forward Endcap DIRC ist eine Scheibe aus Quarzglas und arbeitet ähnlich wie der Barrel DIRC, jedoch wird die Fokussierung durch verspiegelte Quarzelemente realisiert. Er wird direkt vor dem Vorwärts-Endkappen-Kalorimeter platziert.

SciTil

Langsame Teilchen können über ihre Flugzeit identifiziert werden. Dazu ist ein Detektor mit einer Zeitauflösung von maximal 100 ps notwendig. Diese Zeitauflösung wird in \bar{P} ANDA über einen Detektor aus szintillierenden Platten erreicht, die mit Silizium-Photomultipliern ausgelesen werden. Die Flugzeit wird aus der Relativzeit der Teilchen zueinander gemessen. Die Platten werden fassförmig um den Barrel-DIRC angeordnet und decken einen Polarwinkelbereich von 22° bis 140° ab.

Elektromagnetisches Kalorimeter

Um den Anforderungen des Experiments gerecht zu werden, wird strahlenhartes Szintillatormaterial mit hoher Dichte aus PbWO_4 verwendet. Um die Lichtausbeute zu erhöhen werden die 20 cm langen Kristalle auf -25°C gekühlt. Diese werden in einer Stückzahl von 11360 mit einem Innenradius von 57 cm im fassförmigen Teil des Kalorimeters verbaut. Das Vorwärts-Endkappen-Kalorimeter besteht aus 3600, das rückwärtige End-Kappen-Kalorimeter aus 592 Kristallen. Die Auslese erfolgt über Avalanche-Photodioden im fassförmigen Teil und über Vakuum-Phototrioden in den Endkappen.

Myon-Detektoren

Myonen eignen sich sehr gut um unter anderem J/Ψ -Zerfälle, semi-leptonische D-Meson-Zerfälle und den Drell-Yan-Prozess zu erforschen. Der stärkste Hintergrund wird durch Pionen und Myonen, als deren Zerfallsprodukte, entstehen. Um die primären Myonen von den Pionen und Zerfallsmyonen zu unterscheiden, wird ein Trackingsystem an das Joch des Solenoidmagneten montiert. Die alternierende Anordnung von Absorbermaterial und Tracking-Detektoren erlaubt es, die Energieverluste von Myonen, Pionen und Zerfallsmyonen zu unterscheiden.

⁷DIRC: Detection of Internally Reflected Cherenkov light

1.2 Das Vorwärts-Spektrometer

Forward Tracker

Der Forward Tracker besteht aus einer Vielzahl von Driftkammern um die Teilchenbahnen und damit den Impuls der Teilchen im Feld des Dipolmagneten zu messen. Jede Driftkammer besteht aus drei detektierenden Lagen, eine mit vertikal angeordneten Drähten und zwei, die um $+10^\circ$ bzw. -10° zu dieser gekippt sind. Dadurch ist es möglich auch mehrere Teilchenspuren in jeder Kammer separat zu rekonstruieren. Um die Spuren von Teilchen sowohl mit hohen als auch mit niedrigen Impulsen zu verfolgen, werden jeweils zwei Kammeranordnungen vor, inmitten und hinter dem Dipolmagneten positioniert.

RICH-Detektor

Mit dem RICH-Detektor wird es möglich sein, π/K und K/p auch bei hohen Impulsen zu unterscheiden. $\pi/K/p$ können in einem Impulsbereich von 2-15 GeV/c unterschieden werden. Das im aktiven Medium entstehende Cherenkov-Licht wird mit einem Spiegel auf eine Anordnung von Photoröhren gelenkt und detektiert.

Flugzeitwand

Die Flugzeitwand besteht aus Plastik-Szintillatoren, die ungefähr 7 m vom Target entfernt aufgebaut sind und als Flugzeitdetektoren dienen. Zusätzlich werden ähnliche Detektoren im Dipolmagneten positioniert, die Teilchen mit niedrigem Impuls erfassen sollen. Damit kann die relative Flugzeit zwischen zwei Spuren geladener Teilchen bestimmt werden, die eine der Flugzeitwände passieren.

Forward Electromagnetic Calorimeter

Das hochauflösende Forward Electromagnetic Calorimeter dient der hocheffizienten Detektion von Photonen und Elektronen und ist als Kalorimeter in Shashlyk-Struktur geplant. Blei-Szintillator-Detektoren in Sandwichbauweise mit Faseroptik als Wellenlängenschieber liefern hierbei den angekoppelten Photomultipliern das Signal. 1404 solcher Module werden in einem Abstand von 7-8 m zum Target platziert.

Forward Myon-Detektor

Für den vorderen Teil des Myonenspektrums ist ein weiteres Tracking-System, bestehend aus einer abwechselnden Anordnung von Absorberschichten und Aluminiumdriftröhren, geplant. Dadurch wird eine Unterscheidung zwischen Pionen und Myonen, die Detektion von Pion-Zerfällen und die Energiebestimmung von Neutronen und Antineutronen möglich sein.

Luminositäts-Detektor

Die Aufgabe des Luminositäts-Detektors ist es, die sich zeitlich verändernde Luminosität zu messen. Mit Silizium-Pixel-Detektoren wird die Coulomb-Streuung der Antiprotonen aus dem Strahl an den Protonen im Target ge-

messen. Um den Winkel der gestreuten Antiprotonen zu messen, besteht der Luminositäts-Detektor aus vier Lagen von Silizium-Detektoren, die so nahe wie möglich an der Strahlachse positioniert sind. Auf diese Weise erfasst er einen Winkelbereich von $0,17^\circ$ bis $0,46^\circ$.

Datenaufnahme

Die Datenaufnahme in \bar{P} ANDA ist ausgelegt auf eine Rate von mindestens $2 \cdot 10^7$ Ereignissen/s. Jeder Detektor ist eine selbst-triggernde Einheit, wobei die Signale von den Sub-Systemen des Spektrometers autonom aufgezeichnet und vorselektiert werden. Dadurch wird die Datenrate auf ungefähr 10 kHz reduziert und nur die physikalisch relevanten Informationen weitergeleitet. Die Daten, die einem Ereignis entsprechen, werden mit einem Zeitstempel versehen und zur weiteren Bearbeitung gespeichert. Der Wechselwirkungszeitpunkt wird schließlich aus den so verarbeiteten Daten errechnet. [PPR]

2 Das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Hyperkern Experiment

Das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Hyperkern Experiment verfolgt das Ziel angeregte Zustände von Doppel- Λ -Hyperkernen mittels γ -Spektroskopie zu messen. Im folgenden Kapitel werden sowohl das Experiment selbst, als auch die Grundlagen der Physik der Hyperkerne erörtert.

2.1 Hyperkerne

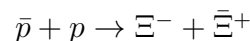
Hyperkerne sind Atomkerne, die außer Nukleonen mindestens ein Hyperon enthalten. Die Nomenklatur zur Benennung von Hyperkernen geschieht nach folgender Schreibweise:

$${}_{\text{H}}^{\text{B}}\text{Z}$$

Dabei ist Z die Ladungszahl, die sich aus der Anzahl der Protonen und der Ladung der Hyperonen zusammensetzt. H ist die Anzahl der Hyperonen und B ist die Baryonenzahl, die der Anzahl der Nukleonen und Hyperonen im Hyperkern entspricht. Hyperonen sind Baryonen, die mindestens ein Strange-Quark (s -Quark oder \bar{s} -Quark) enthalten. Hyperonen, die ein s -Quark beinhalten, werden als Λ -Hyperonen bezeichnet. Es zählt zu den leichtesten seiner Art mit der längsten Lebensdauer von 263 ps, da es nur über die schwache Wechselwirkung zerfallen kann. Es zerfällt zu beinahe 100 % in ein Nukleon und ein Pion. Durch die lange Lebensdauer von Hyperkernen, die ungefähr der von Λ -Teilchen entspricht, können sie auf der Zeitskala von Prozessen, die der starken Wechselwirkung unterliegen, als stabil angesehen werden. Dadurch und durch die Tatsache, dass ein Λ -Teilchen sich im Kern als freies Teilchen bewegen kann, wobei seine Reichweite dem Kernradius entspricht, ist es möglich, Spektroskopie durchzuführen und die kernphysikalischen Eigenschaften von Hyperkernen zu untersuchen. Hyperkerne, die zwei Λ -Teilchen enthalten, werden als Doppel- Λ -Hyperkerne bezeichnet. Da bei ihnen besonders die Wechselwirkung der beiden Λ -Hyperonen untereinander von Interesse ist, wurden an FAIR entsprechende Experimente geplant, die den Einfluss dieser Wechselwirkung auf die Bindungsenergie durch die Bestimmung der Energieniveaus von Doppel- Λ -Hyperkernen beschreiben sollen. Dadurch wird es möglich sein, neue Kenntnisse über die Baryon-Baryon-Wechselwirkung zu gewinnen. [Povh]

2.2 Spektroskopie von Hyperonen

Zur Spektroskopie von Hyperkernen werden Doppel- Λ -Hyperkerne bei $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ in einem zweistufigen Prozess erzeugt. Dazu werden zunächst Ξ^- -Teilchen aus der Reaktion von Protonen und Antiprotonen gebildet:



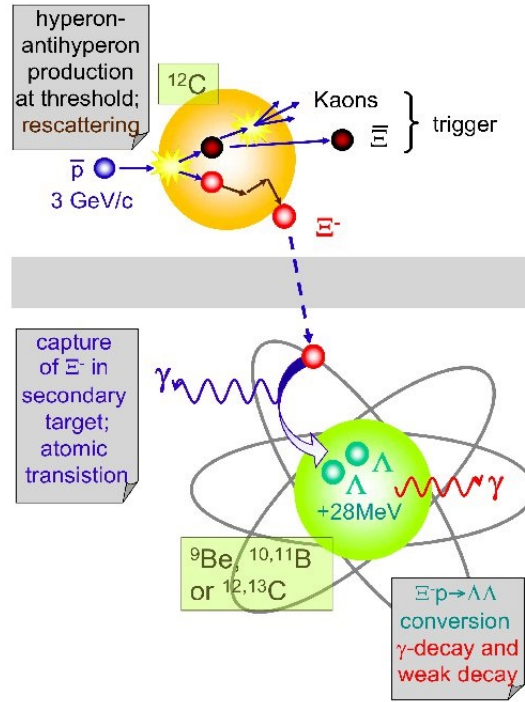
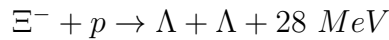


Abb. 2.1: Schematische Darstellung der Produktion von Doppel- Λ -Hyperkernen im $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment [PPR]

Um Ξ^- -Teilchen erzeugen zu können muss der Strahlimpuls bei $3 \text{ GeV}/c$ liegen. Wenn die Ξ^+ wiederum mit einem Nukleon aus dem Target annihilieren, kann dies zur Produktion zweier Kaonen führen, die durch die Spurdetektoren des $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektors als Signatur für die Produktion eines Ξ^- - Ξ^+ -Paares benutzt werden können. Nachdem der Impuls der Ξ^- durch Streuprozesse im primären Target unterhalb von 500 MeV gesunken ist, können die Teilchen im nächsten Schritt von einem Kern eingefangen werden. Dies geschieht im $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment nach folgender Reaktion:



Sind die beiden Λ -Teilchen im Kern gebunden, bildet sich ein ruhender angeregter Doppel- Λ -Hyperkern. Dieser befindet sich in einem hoch angeregten Zustand und fragmentiert um sich abzuregen. Wenn eines dieser Fragmente beide Λ -Teilchen des primären Hyperkerns enthält, so ist ein leichter Doppel- Λ -Hyperkern entstanden, welcher wiederum abgebremst wird. Das so entstandene Hyperfragment kann sich jetzt in einem angeregten Zustand befinden, welcher durch die Emission von Photonen in den Grundzustand übergeht (Abb. 2.1). Hier zerfallen beide Λ -Teilchen schwach, wodurch zwei monoenergetische Pionen emittiert werden, die als Signatur für die Produktion eines leichten Doppel- Λ -Hyperkerns benutzt werden können. [San]

Für das $\bar{\text{PANDA}}$ -Hyperkern Experiment werden der Micro-Vertex-Detektor, das Backward-EMC und das Target-System des $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektors entfernt

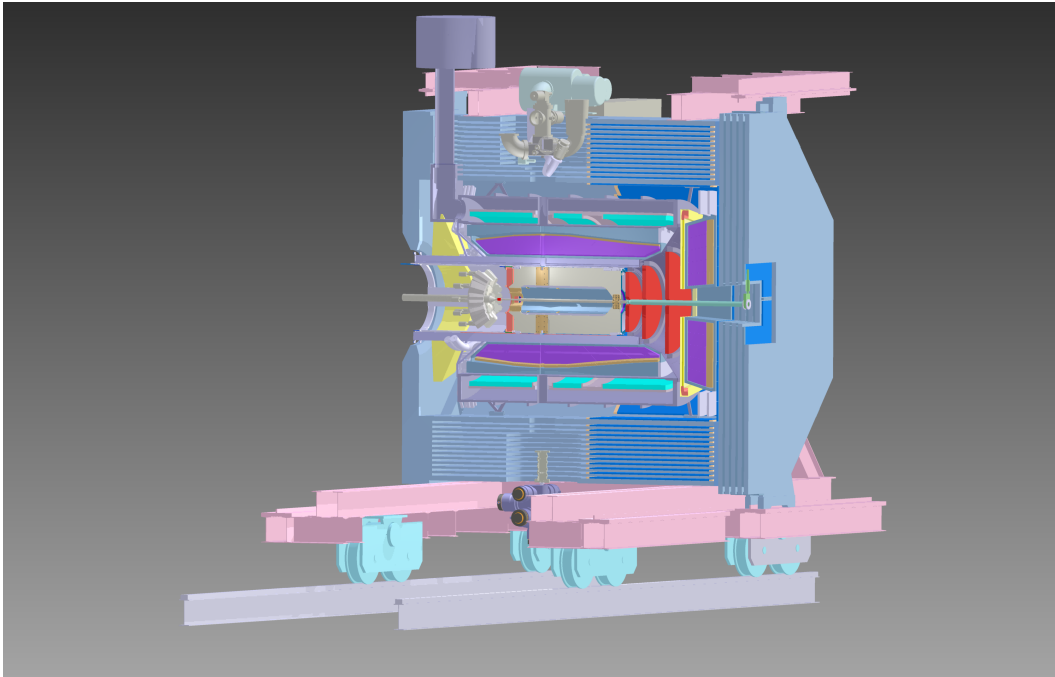
und durch ein Germanium-Array sowie ein primäres Target und ein aktives sekundäres Target mit modifiziertem Strahlrohr ersetzt. Als primäres Target dient ein internes Draht-Target aus Diamant. Abb. (2.2) zeigt den Bereich um das sekundäre Target nach dem Umbau.

Modifiziertes Target-System

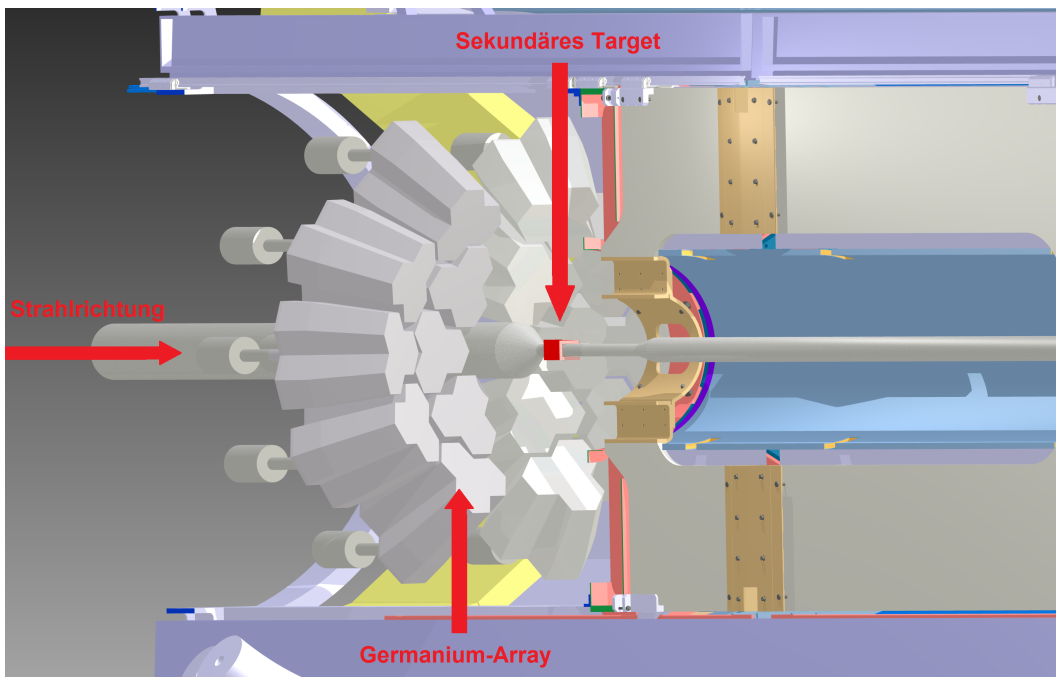
Um den beschriebenen zweistufigen Prozess zu ermöglichen ist ein zweigeteiltes Target-System nötig. Innerhalb des Strahlrohrs befindet sich ein Festkörper-Target aus einem wenige μm dicken Draht aus Diamant. Das Target muss dünn sein, um eine gleichmäßige Reaktionsrate von $2 \cdot 10^6$ Reaktionen/s mit den Antiprotonen im Speicherring zu erzeugen. Der primäre Wechselwirkungspunkt wird dabei um 55 cm entgegen der Strahlrichtung verschoben, um genügend Platz für die Germanium-Detektoren in der Nähe des Wechselwirkungspunkts zu erhalten. Die zweite Stufe des Produktionsprozesses der Doppel- Λ -Hyperkerne geschieht im aktiven sekundären Target. Dieses besteht aus alternierenden Schichten von Absorberlagen und Silizium-Detektoren. In den Absorberlagen werden die Ξ^- -Teilchen eingefangen und die Doppel- Λ -Hyperkerne erzeugt. Die Detektorlagen dienen dabei der Detektion der Zerfallspionen des Doppel- Λ -Hyperkerns. Die Geometrie des sekundären Targets wird vornehmlich durch die kurze Lebensdauer des Ξ^- von 0,164 ns und seiner Abbremszeit in fester Materie bestimmt. Dadurch wird die erforderliche Dicke des aktiven sekundären Targets auf 25 - 30 mm begrenzt. Im aktuellen Entwurf wird dieses durch vier Lagen Absorbermaterial bestehend aus Kohlenstoff, Beryllium und Bor sowie fünf Detektorlagen gebildet.

Germanium-Detektor-Array

Zur hochauflösenden γ -Spektroskopie sind Germanium-Detektoren notwendig. Für \bar{P} ANDA ist ein Array aus 48 EUROBALL Kristallen [Euro] geplant, die jeweils zu dritt in einem Kryostaten Platz finden. Um dabei den Raumwinkel möglichst groß zu halten, müssen die Kristalle nahe am Wechselwirkungspunkt positioniert werden. Deshalb wird das Germanium-Detektor-Array anstelle des Backward-Endcap-EMC eingebaut. Durch die umliegenden Detektoren ist der Platz sehr stark eingeschränkt, sodass die Kristalle nicht mit einer gewöhnlichen Flüssigstickstoff-Kühlung gekühlt werden können. Die Kühlung geschieht deshalb über elektromechanische Kühler (siehe Abschnitt 3.2), die außerhalb des Spektrometers platziert werden können. Germanium-Kristalle reagieren sehr empfindlich auf Strahlenschäden. Die Position des Detektor-Arrays bei hohen Polarwinkeln von mehr als 100° schützt die Kristalle vor dem stärksten Untergrund. Jedoch sind die Strahlenschäden auch bei der gewählten Position des Detektors nicht zu vernachlässigen. Durch diesen Untergrund und die langen Signale von Germanium-Detektoren ist eine digitale Auslese notwendig. Mehr dazu in Kapitel 4. [PPR]



(a) Gesamtansicht nach dem Umbau.



(b) Vergrößerte Darstellung des Germanium-Arrays und des sekundären Targets (rot) sowie des modifizierten Strahlrohrs.

Abb. 2.2: \bar{P} ANDA-Hyperkern-Experiment

3 Halbleiterdetektoren

Halbleiterdetektoren spielen unter anderem in der γ -Spektroskopie eine große Rolle. Im folgenden Kapitel werden daher die grundlegenden Prinzipien der Halbleiterphysik sowie Aufbau und Funktion von Germanium-Detektoren erläutert.

3.1 Halbleiter

In kristallinen Festkörpern sind die Atome in einer periodischen Gitterstruktur angeordnet. Dadurch ergeben sich bei der Aufstellung der Schrödinger-Gleichung periodische Randbedingungen. Diese wiederum haben periodische Wellen, sogenannte Bloch-Wellen, als Lösung der Schrödinger-Gleichung zur Folge. Zudem erzeugt die große Anzahl an Atomen im Festkörper zahlreiche eng beieinanderliegende, diskrete Energieniveaus. Diese bezeichnet man als Bänder, wobei das energetisch höchste Band, in dem die Ladungsträger an ihre Atomrümpfe gebunden sind, Valenzband genannt wird. Im darüberliegenden Leitungsband können sich die Ladungsträger frei im Material bewegen. Der Energiebereich zwischen beiden Bändern beinhaltet keine erlaubten Zustände, man bezeichnet ihn daher als Bandlücke. Innerhalb der Bandlücke liegt die Fermienergie. Bei 0 K ist nur das Valenzband besetzt. Durch thermische Anregung bei höheren Temperaturen werden Elektronen in das Leitungsband gehoben und können so zur elektrischen Leitung beitragen. Die durch den Übergang zurückbleibenden Fehlstellen im Valenzband bezeichnet man als Löcher, die als fehlende elektrische Ladungen wie positive Ladungsträger erscheinen. Anhand der Größe der Bandlücke unterscheidet man Leiter, Halbleiter und Isolatoren. Während sich bei Leitern Valenz- und Leitungsband überlappen, besitzen Halbleiter eine Bandlücke von bis zu 3 eV. Typische Beispiele für Halbleitermaterialien sind die Elemente Silizium (Si) und Germanium (Ge). Bei Materialien mit größerer Bandlücke handelt es sich um Isolatoren (Abb. 3.1).

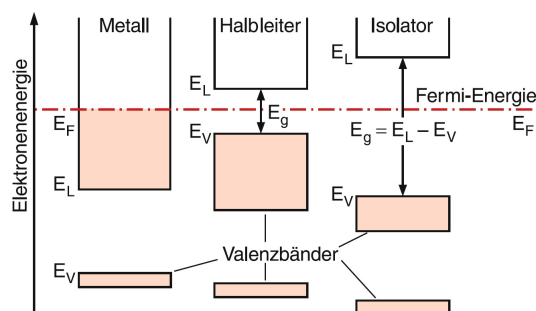


Abb. 3.1: Vergleich zwischen den Bandschemata von Leitern, Halbleitern und Isolatoren [Dem]

Legt man an einen Halbleiter eine äußere Spannung U an, so driften die Elektronen in Richtung der positiven Elektrode und tragen so zum elektrischen

Strom bei. Die von ihnen erzeugte Stromdichte ist bei einer elektrischen Feldstärke E

$$j = \sigma_{el} \cdot E$$

Wobei die elektrische Leitfähigkeit

$$\sigma_{el} = n \cdot e \cdot u^-$$

durch das Produkt aus Ladungsträgerdichte $n \cdot e$ und Beweglichkeit u^- der Elektronen im Leitungsband gegeben ist. Da die Elektronen im nicht voll besetzten Valenzband zur Stromdichte beitragen, wodurch sie in die frei werdenden Stellen driften können, bewegen sich die Löcher mit der Ladungsträgerdichte $p \cdot e$ und der Beweglichkeit u^+ in entgegengesetzte Richtung. Daraus resultiert die gesamte Leitfähigkeit des Halbleiters:

$$\begin{aligned} \sigma_{el} &= n \cdot e \cdot u^- + p \cdot e \cdot u^+ = n_i \cdot e(u^- + u^+) \\ &\text{da } n = p = n_i \\ n_i &= \text{Intrinsische Ladungsträgerdichte} \end{aligned}$$

Bei der sogenannten Dotierung werden in einen reinen Halbleiter Fremdatome eingebaut, die im Kristall als Störstellen wirken. Diese nehmen entweder Zwischengitterplätze ein oder sitzen auf regulären Gitterplätzen, wenn sie das vorher dort sitzende Kristallatom verdrängt haben. Kristalle, die mit Fremdatomen höherer Hauptgruppe versetzt sind als der des Halbleiterkristalls, nennt man n-dotiert. Silizium, als Element der vierten Hauptgruppe, könnte zum Beispiel mit Phosphor (P) oder Arsen (As) n-dotiert werden. Dabei werden die überschüssigen Valenzelektronen im Wesentlichen nur durch die Coulombanziehung des Ionenrumpfes seines Atoms beeinflusst. Ihre Bindungsenergie ist daher so gering, dass es über viele Gitterplätze delokalisiert ist und als frei angesehen werden kann. Solche Fremdatome werden als Donatoren bezeichnet, ihre Energieniveaus liegen dicht unter der Leitungsbandkante wodurch die Fermienergie angehoben wird. Dagegen bezeichnet man Kristalle, die mit Fremdatomen niedrigerer Hauptgruppe versetzt sind als die des Halbleiterkristalls, als p-dotiert. Silizium kann demnach mit den Elementen Aluminium (Al) oder Gallium (Ga) p-dotiert werden. Dadurch ergeben sich Fehlstellen in den kovalenten Bindungen zwischen Kristall- und Fremdatom, die nur mit einem anstatt zwei Elektronen besetzt sind. Zurück bleibt ein positiv geladener Platz, in dem Elektronen eingefangen werden können. Da solche Fremdatome, Akzeptoren genannt, eine kleinere Bindungsenergie für Elektronen haben als die des umgebenden Kristalls für seine Valenzelektronen, liegen die Energieniveaus der Akzeptoren etwas oberhalb des Valenzbandes. Bringt man einen n-dotierten und einen p-dotierten Halbleiter in Kontakt miteinander, so bewirkt das Konzentrationsgefälle von beweglichen Leitungselektronen und beweglichen Löchern im Valenzband eine Diffusion von Elektronen in den p-Teil, wo sie von den Akzeptoren eingefangen werden oder mit den Löchern rekombinieren. Dadurch entsteht eine Verarmungszone an beweglichen Ladungsträgern

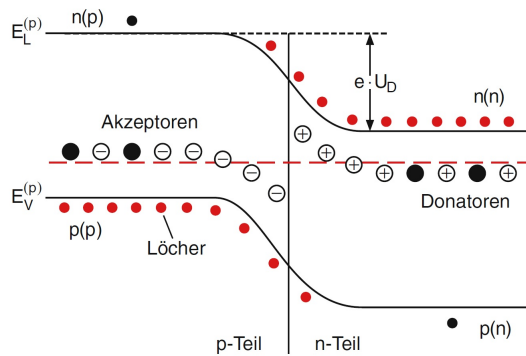


Abb. 3.2: Bandschema eines p-n-Übergangs. Durch die Angleichung der Fermi-Energie bilden sich Potentialwälle im Leitungs- und Valenzband. [Dem]

um die p-n-Grenzschicht. Dies geschieht so lange, bis sich ein Gleichgewicht zwischen der Diffusion und dem daraus entstehenden elektrischen Feld einstellt. Wie in Abb. (3.2) dargestellt, bildet sich eine Sperrschicht, in der das stationäre elektrische Feld einen Potentialsprung zwischen n-Teil und p-Teil bewirkt und daher zu einer Verformung der Bandkanten von Valenz- und Leitungsband führt und so den Ladungstransport blockiert. [Dem]

Legt man eine äußere Spannung an die Enden des p-n-Halbleiters an, so verändert man damit den Potentialsprung. Wenn der p-Teil positiv vorgespannt wird, verringert sich die Diffusionsspannung und die Sperrschicht verkleinert sich, sodass ein Stromfluss stattfinden kann, indem Elektronen und Löcher am p-n-Übergang rekombinieren. Umgekehrt, wenn der p-Teil negativ vorgespannt wird, vergrößern sich Diffusionsspannung und Sperrschicht. In diesem Fall wird der p-n-Übergang in Sperrrichtung betrieben und ein Stromfluss wird zunächst unterbunden. Durch einfallende ionisierende Strahlung in die Sperrschicht entstehen Elektron-Loch-Paare. Diese werden durch die äußere Spannung abgesaugt und es entsteht ein messbarer Strom. Dieses Prinzip bildet die Basis für alle Halbleiterdetektoren.

3.2 Aufbau von Germanium-Detektoren

Das Herzstück eines Germanium-Detektors ist ein Kristall aus hochreinem Germanium. Dieser lässt sich in unterschiedlichen Geometrien anfertigen. Neben einer planarer Geometrie stehen Kristalle mit koaxialer Form zur Verfügung, deren Längsachse von einer Lochbohrung durchzogen ist. Der für diese Arbeit verwendete Kristall ist an seiner Vorderseite geschlossen und von hexagonaler Grundform (Abb. 3.3). [Euro]

Die innere und äußere Schicht des Kristalls sind stark p- bzw. n-dotiert und dienen als Elektroden, während der restliche Bereich hochrein ist. Durch das Anlegen einer Spannung in Sperrrichtung von einigen kV an den Elektroden dehnt sich die Sperrschicht aus, sodass der hochreine Bereich vollständig verarmt ist. Ein zu hoher Grad der Verunreinigung des Kristalls hätte einen Spannungs-

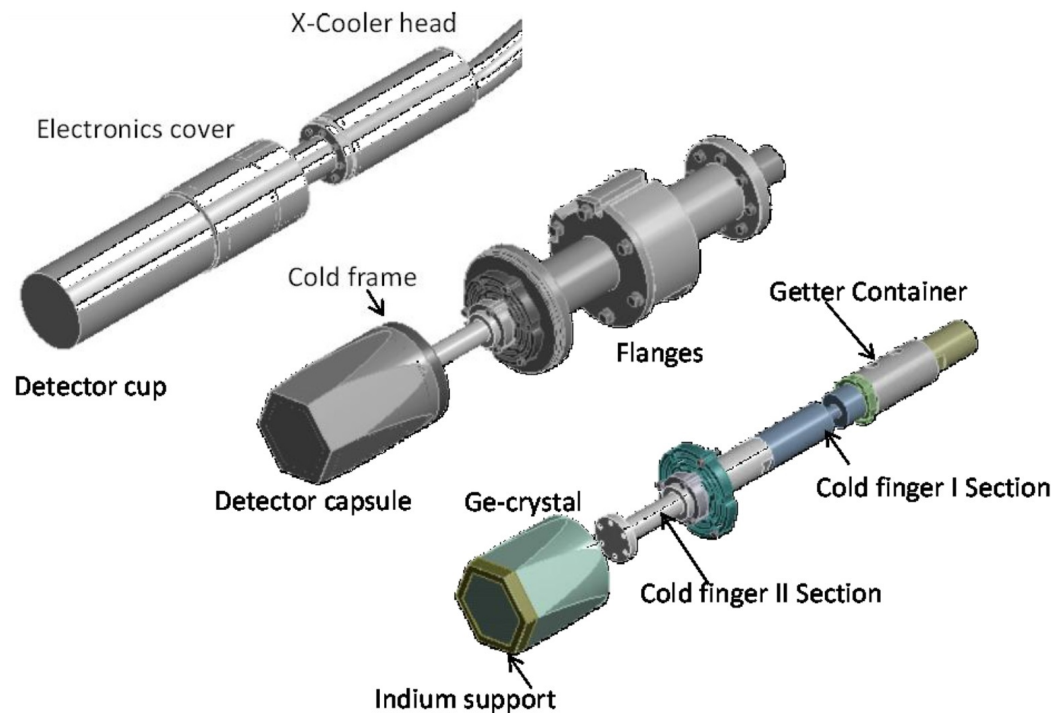


Abb. 3.3: Geometrie des Germanium-Kristalls im verwendeten Detektor. [Koj]

durchbruch zur Folge, sodass die erforderliche Breite der Sperrschicht nicht erreicht werden könnte. Um Leckströme bei hohen angelegten Spannungen zu vermindern, muss der Kristall gekühlt werden. Dazu wird er zur Isolation in einem Kryostaten vakuumdicht bei einem Druck von ungefähr 10^{-7} mbar gehalten. Mit der Adsorption von Restgasatomen durch einen im Kryostaten platzierten Absorber wird der niedrige Innendruck stabilisiert. Zur Reduktion von Rauscheffekten befindet sich auch ein Feldeffekttransistor (FET), der den Eingang des Vorverstärkers bildet, im Kryostaten. Über den sogenannten Kühlfinger wird der Detektor auf eine Temperatur von typischerweise 77 K gekühlt. Dies entspricht dem Siedepunkt von Stickstoff. In Abb. (3.4) ist der typische Aufbau eines Germanium-Detektors mit seinen Bestandteilen gezeigt. [Knoll]

In PANDA kann platzbedingt keine Kühlung mit flüssigem Stickstoff erfolgen. Eine moderne Alternative dazu ist die Benutzung eines elektromechanischen Kühlers. Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Detektor wurde dementsprechend mit Hilfe eines X-CoolerTM II von ORTEC gekühlt. Dieser basiert auf dem Prinzip des Klimenko-Zyklus. Da dieser den Kristall auf eine höhere Temperatur als bei der Verwendung von Stickstoff abkühlt (etwa 95 K), ist eine Verschlechterung der Energieauflösung von ungefähr 10 % zu erwarten. [Ste2]

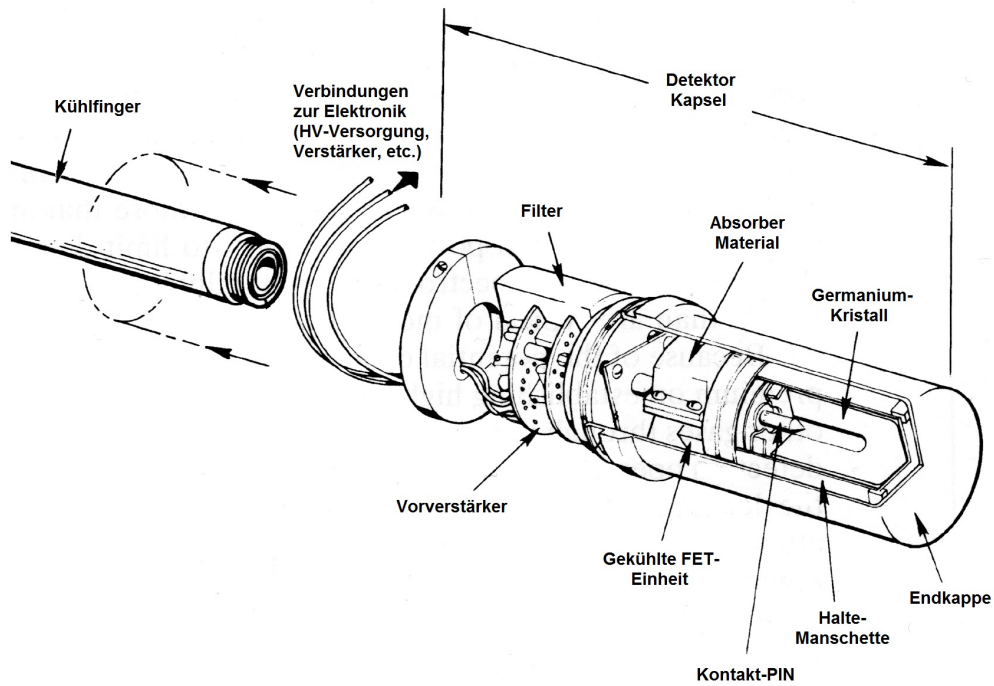


Abb. 3.4: Darstellung des Aufbaus eines Germanium-Detektors. Die äußere Hülle wurde zur Anschaulichkeit entfernt. [Knoll]

3.3 Pulsform von Germanium-Detektoren

Die Pulsform eines Germaniumdetektors wird durch die Bewegung der Elektronen und Löcher erzeugt und ist abhängig von der Position, bei der ein einfallendes Photon seine Energie im Kristall deponiert. Die zeitabhängige Ladung, die durch die Bewegung der Ladungsträger induziert wird, ist für Elektronen

$$Q^-(t) = \frac{\Delta E^-}{V_0} = \frac{q_0 \alpha}{V_0} (r_e^2(t) - r_0^2) + \frac{q_0 \beta}{V_0} \ln \left(\frac{r_e(t)}{r_0} \right)$$

und für Löcher

$$Q^+(t) = \frac{\Delta E^+}{V_0} = \frac{q_0 \alpha}{V_0} (r_0^2 - r_h^2(t)) + \frac{q_0 \beta}{V_0} \ln \left(\frac{r_0}{r_h(t)} \right)$$

mit

$$\alpha = \frac{eN_A}{4\epsilon} \quad \text{und} \quad \beta = \frac{V_0 - \alpha(r_2^2 - r_1^2)}{\ln(r_2/r_1)}$$

Dabei wird von einem koaxialen Detektor mit durchgängigem Loch ausgegangen. r_1 und r_2 sind der innere bzw. der äußere Radius des aktiven Bereichs und r_0 ist der Radius des Wechselwirkungspunktes. $r_e(t)$ beschreibt die Bewegung der Elektronen und $r_h(t)$ die der Löcher. V_0 ist die angelegte Spannung und q_0 ist die induzierte Ladung des Pulses. Abb. (3.5) zeigt Beispiele für Pulsformen bei unterschiedlichen Wechselwirkungspunkten. Die Signalanstiegszeit liegt bei koaxialen Detektoren zwischen 200 ns und 300 ns. [Knoll]

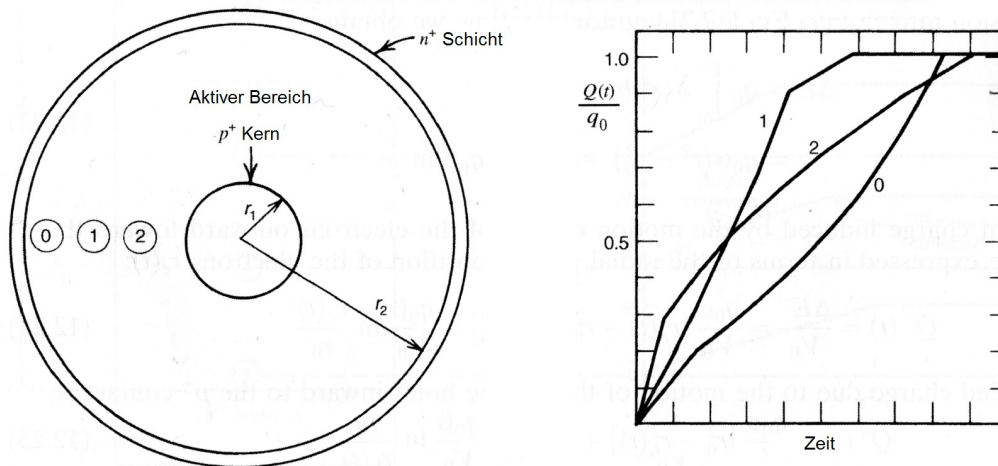


Abb. 3.5: Pulsform koaxialer Germaniumdetektoren. Diese ist abhängig vom Ort der Wechselwirkung. Knicke in der Pulsform entstehen, wenn eine Ladungsträgerart bereits abgesaugt ist, während die andere weiterhin fließt. [Knoll]

3.4 Spektrum von Germanium-Detektoren

Befindet sich ein Atomkern in einem angeregten, metastabilen Zustand, so kann er einen Teil oder sogar die vollständige Anregungsenergie durch Emission eines Photons verlieren. Diese so entstehende γ -Strahlung kann Energien zwischen 100keV und 10MeV besitzen¹.

Um die Energie der Photonen messen zu können bringt man sie in Interaktion mit Materie. Dabei wird die Energie der einfallenden γ -Quanten auf die Hüllenelektronen des Absorbermaterials übertragen. Die Elektronenenergie kann gemessen werden, wodurch die Energie der einfallenden γ -Strahlung bestimmt werden kann. Im Folgenden soll auf drei der wichtigsten Wechselwirkungseffekte von Photonen auf Materie eingegangen werden:

Photoelektrischer Effekt

Beim Photoelektrischen Effekt wird ein einfallendes Photon von einem Atom des Absorbermaterials absorbiert. Dabei transferiert das Photon seine gesamte Energie auf ein Hüllenelektron und verschwindet. Dadurch wird das Elektron (jetzt: Photoelektron) vom Atom emittiert. Seine kinetische Energie ist abhängig von der Bindungsenergie des Elektrons und der Energie des einfallenden Photons:

$$E_{e^-} = h \cdot \nu - E_{WF}$$

Dabei ist E_{WF} die Ionisierungsenergie des Elektrons. Wenn diese Wechselwirkung das Atom in einem angeregten Zustand zurücklässt, so folgt auf die photoelektrische Emission die Aussendung eines charakteristischen Röntgen-

¹Es existiert auch γ -Strahlung höherer Energie, die jedoch durch andere Prozesse entsteht.

elektrons oder eines Augerelektrons, welches aus dem Einfangen eines freien Elektrons oder der Neuordnung der Hüllenelektronen resultiert. Das Photon wird für gewöhnlich von einem anderen Atom in der näheren Umgebung absorbiert, wodurch ein Photoelektron aus einer niederenergetischeren Schale emittiert wird.

Auf diese Weise können im Spektrum sogenannte Absorptionskanten entstehen, deren Energie der Bindungsenergie der Elektronen in der entsprechenden Schale des Absorberatoms entspricht.

Comptonstreuung

Die Comptonstreuung beschreibt die Streuung einfallender Photonen an den Elektronen des Absorbermaterials. Während dieses Streuprozesses transferiert das Photon einen Teil seiner Energie zu einem Hüllenelektron. Durch die Erhaltung des Viererimpulses ist die Energie des gestreuten Photons:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} \cdot (1 - \cos\Theta)}$$

Bei einem Streuwinkel von 180° wird die maximale Energie übertragen. Das Photon wird dabei in entgegengesetzte Richtung gestreut.

Durch die kontinuierliche Winkelverteilung der Comptonstreuung entsteht im Spektrum ein zusammenhängender Energiebereich, welcher bei der sogenannten Comptonkante abbricht. An dieser Stelle ist der Streuwinkel 180° .

Paar-Produktion

Wenn die Energie eines Photons größer oder wenigstens gleich der doppelten Elektronenmasse ist, kann das Photon im Coulombfeld eines Kerns zu einem Elektron-Positronpaar umgewandelt werden:

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+$$

Somit gilt:

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h \cdot \nu - 2m_0 c^2$$

Wenn das Positron seine gesamte Energie verloren hat (meistens durch Ionisation des Absorbermaterials) annihiliert es mit einem Elektron aus dem Absorbermaterial, indem es zwei Photonen aussendet (Annihilationsstrahlung). Diese bewegen sich in einem Winkel von 180° zueinander, bedingt durch die Viererimpulserhaltung, voneinander weg. Wegen der Viererimpulserhaltung kann Paar-Produktion nur in der Nähe eines Atomkerns stattfinden. Im Schwerpunktsystem des Elektron-Positron-Paares ist der Gesamtimpuls Null. Der Impuls des Photons ist durch

$$p = \frac{h \cdot \nu}{c}$$

geben. Also ist der Gesamtimpuls des Systems gleich dem Photonenimpuls vor und Null nach der Streuung. Deshalb wird der Kern benötigt, um den Photonenimpuls zu kompensieren.

Werden beide Photonen vom Detektor absorbiert, entsteht ein Energiebeitrag

zum Photopeak. Wenn eines der beiden Photonen vom Detektor absorbiert wird und das andere den Detektor verlässt, entsteht im Spektrum ein Peak 511 keV unterhalb des Photopeaks. Man nennt dies den Single Escape Peak. Verlassen beide Photonen den Detektor entsteht der Double Escape Peak 1022 keV unterhalb des Photopeaks.

Da ein Photon immer durch eine Kombination aller genannten Prozesse wechselwirkt geschieht keiner dieser drei Vorgänge für sich allein. Wie Abb. (3.6) zeigt gibt es jedoch Energiebereiche, in denen verschiedene Prozesse dominieren. Für Energien bis hin zu mehreren 100 keV dominiert der Photoelektrische Effekt, für Energien zwischen einigen 100 keV bis ungefähr 5 MeV die Compton-Streuung und ab Energien jenseits 5 MeV die Paarproduktion.

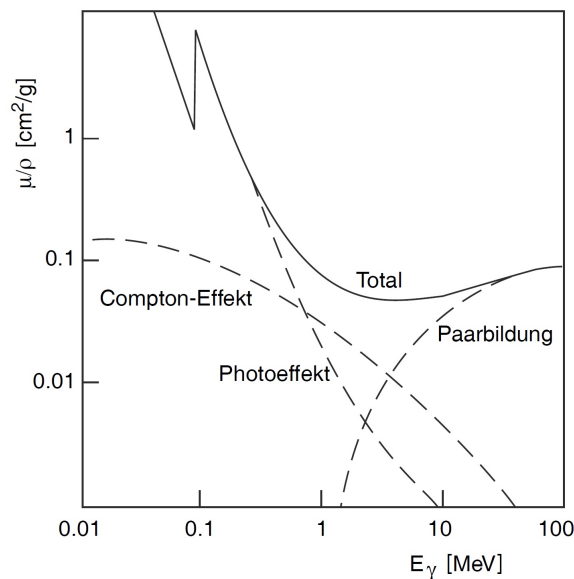


Abb. 3.6: Auf die Dichte normierter Photonabsorptionskoeffizient μ in Blei, aufgetragen gegen die γ -Energie. Die gestrichelten Linien geben die Beiträge der einzelnen Absorptionsprozesse an. [Povh]

Bei einem Detektor von unendlicher Größe würde die gesamte Energie der einfallenden Photonen absorbiert werden, da kein sekundär erzeugtes γ -Quant den aktiven Bereich des Detektors verlassen könnte. Dadurch entstünde nur ein einziger Peak, der die entsprechende Photonenenergie repräsentiert. Da dieser Peak nach einer Anzahl verschiedener Wechselwirkungsarten entsteht, nennt man ihn Full-Energy-Peak. In einem realen Detektor setzt sich das Spektrum jedoch aus den beschriebenen Elementen zusammen. [Knoll]

Vergleicht man das Spektrum eines Germanium-Detektors mit dem eines anorganischen Szintillators, so zeigt sich, dass der Szintillator eine schlechtere Energieauflösung ermöglicht als der Germanium-Detektor (Abb. 3.7). Das liegt daran, dass bei gleicher einfallender Energie der Photonen wesentlich weniger Photonen im Szintillator produziert werden als Elektron-Loch-Paare im

Germanium-Detektor. Von den im Szintillator erzeugten Photonen gehen einige durch Reflexionsverluste auf dem Weg zum Photomultiplier verloren und selbst dort erzeugt nur ein geringer Anteil der Photonen Photoelektronen. Zuletzt variiert die Vervielfachung der Sekundärelektronen durch die Dynoden des Photomultipliers. Ein Vorteil des Szintillators gegenüber dem Germanium-Detektor ist die höhere Zeitauflösung und die leichtere Handhabung. [Knoll]

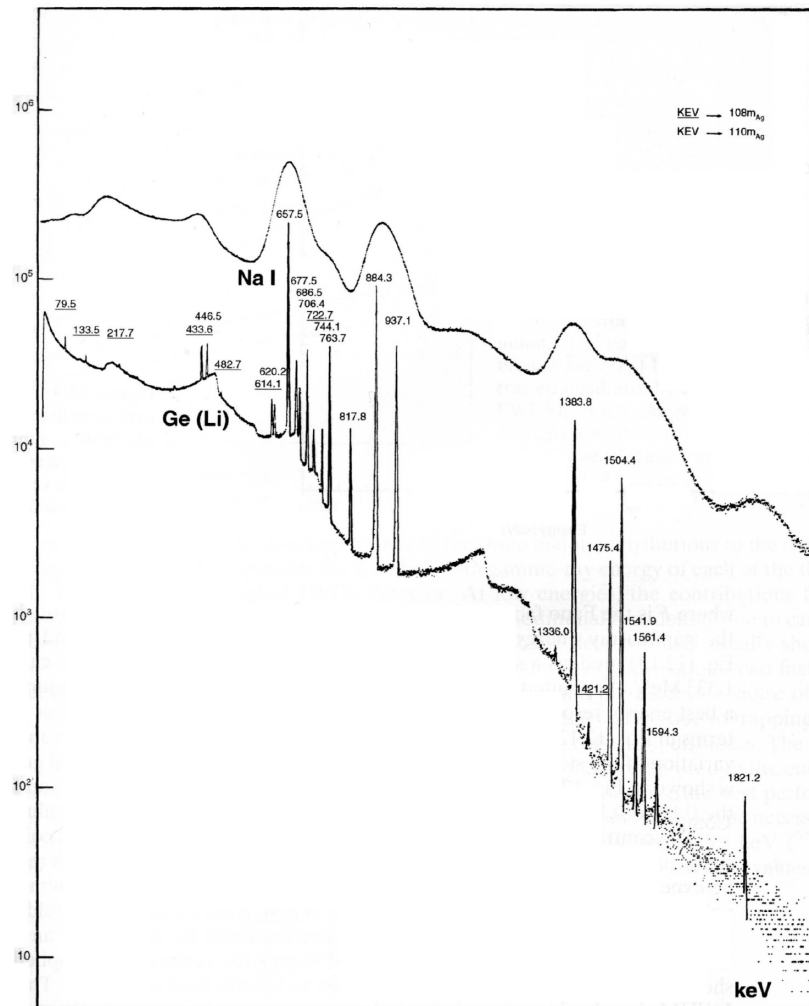


Abb. 3.7: Spektrum eines Ge(Li)-Detektors und eines NaI(Tl)-Szintillators mit den γ -Strahlern ^{108m}Ag und ^{110m}Ag als Quelle. Energien der Peaks in keV. Man erkennt, dass es die gute Energieauflösung des Germanium-Detektors erlaubt, Linien zu erkennen, die im Spektrum des Szintillators nicht zu sehen sind. [Knoll]

3.5 Energieauflösung von Germanium-Detektoren

Die erreichbare Energieauflösung W_T von Germanium-Detektoren ist im Wesentlichen durch drei Faktoren begrenzt. Es sei:

$$W_T^2 = W_D^2 + W_X^2 + W_E^2$$

W_T stellt die gemessene Auflösung eines Detektors dar. Sie wird im Allgemeinen als FWHM¹ angegeben.

Für W_D^2 gilt:

$$W_D^2 = (2,35)^2 F \epsilon E$$

und repräsentiert statistische Schwankungen in der Anzahl der erzeugten Ladungsträger. F ist dabei der Fano-Faktor, ϵ die für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares notwendige Energie und E die γ -Energie.

W_X^2 repräsentiert den Einfluss unvollständiger Ladungsträgersammlung. Besonders in großen Kristallen können Elektronen und Löcher auf ihrem Weg rekombinieren und tragen somit nicht zur gemessenen Ladung bei. Dieser Effekt kann durch Gitterschäden verstärkt werden.

W_E^2 repräsentiert die Einflüsse der Messelektronik.

Koaxiale Germanium-Detektoren erreichen in der Praxis Energieauflösungen zwischen 1,7 keV und 2,3 keV, gemessen am 1333 keV Peak von ⁶⁰Co. [Knoll]

3.6 Neutronenschäden in Germanium-Detektoren

Durch die Streuung schneller Neutronen an den Gitteratomen des Kristalls können Gitterdefekte entstehen, in denen Löcher eingefangen werden und so in ihrer Bewegung behindert werden. Die dadurch entstehenden Auswirkungen auf das Ausgangssignal des Detektors sind abhängig vom Ort der Wechselwirkung des Photons im Kristall, da Gitterdefekte einen um so größeren Einfluss auf die Bewegung der Löcher nehmen, je größer der Weg ist, den diese zurücklegen. Allgemein äußert sich dies als Verlust von Ladungsträgern, wodurch die am Detektorausgang gemessene Ladung beeinflusst wird. Die γ -Wechselwirkung findet vorwiegend im äußeren Teil des Kristalls statt. Da sich die Löcher in einem Kristall, dessen intrinsischer Teil p-restdotiert ist (π -Typ-Kristall), an der inneren Elektrode sammeln und der Weg, den die Löcher zurücklegen müssen, relativ lang ist, ist der Einfluss von Neutronenschäden sehr groß. Ebenso können die einfallenden Neutronen von Kernen der Gitteratome eingefangen werden, wodurch diese aktiviert werden. Wenn die aktivierten Kerne wieder zerfallen, kann die dabei frei werdende Energie im Kristall deponiert werden. Im Energiespektrum ist dies später durch das Erscheinen weiterer Peaks zu erkennen. Der Einfluss gestreuter Neutronen auf das Spektrum ist an den Full-Energy-Peaks auszumachen. Diese bilden Ausläufer in Richtung niedrigerer Energien, wodurch sich, je nach Neutronenfluss, die Energieauflösung verschlechtert. Da die Beweglichkeit der Löcher geringer ist als die der Elek-

¹FWHM: Full Width Half Maximum (Halbwertsbreite)

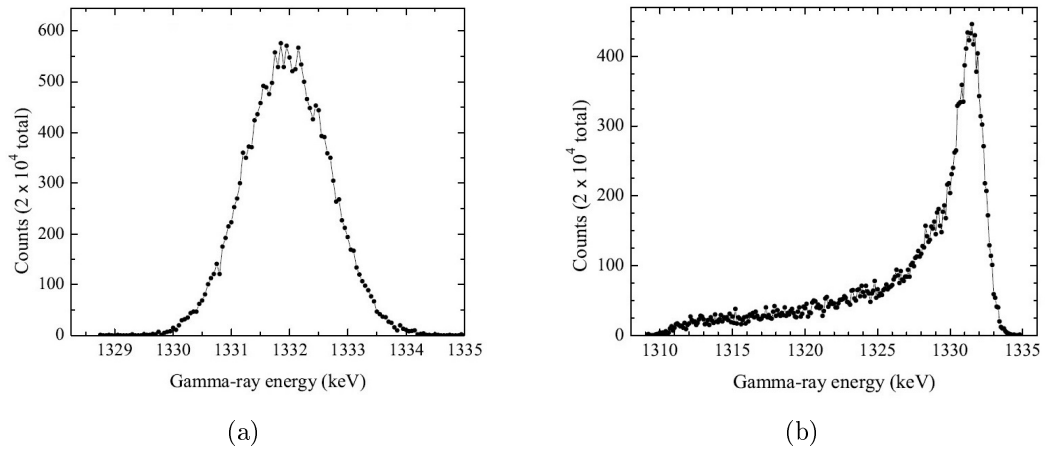


Abb. 3.8: Auswirkungen von Neutronenschäden auf die Energieauflösung bei einem n-Typ Detektor. Abb. (a) zeigt den Peak der 1332 keV Spektrallinie von ^{60}Co bei einem Neutronenfluss von 10^8cm^{-2} . Abb. (b) zeigt den gleichen Peak bei einem Neutronenfluss von 10^{10}cm^{-2} [SiSeWhCa]

tronen, macht sich dieser Effekt in einem π -Typ-Kristall stärker bemerkbar als in einem Kristall, dessen intrinsischer Teil n-restdotiert ist (ν -Typ-Kristall). (Abb. 3.8) zeigt dazu die Auswirkungen von Neutronenschäden auf die Energieauflösung eines ν -Typ-Kristalls. [Knoll]

4 Analyse digitaler Signale

Die Aufgabe der Front-End-Elektronik ist es, die Pulse elektrischer Ladungen, die durch einen strahlungssensitiven Detektor erzeugt werden, in ein Signal umzuformen, das von einer Ausleseelektronik gespeichert und analysiert werden kann. Die Amplitude ist proportional zur Ladung, die im Detektor hinterlassen wird. Traditionell besteht eine Ausleseelektronik aus einer Kette von Analogmodulen. Die Umwandlung der analogen Signale in digitale Form geschieht dabei am Ende der Kette, zwischen einer Ausleseschnittstelle und einem Computer. Bei Halbleiterdetektoren wird das erste Glied der Kette durch einen Vorverstärker gebildet, der nahe am Detektor zu finden ist. Der Vorverstärker ist ein rauscharmer Analogkreis, der das schwache Detektorsignal verstärkt und ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis erzeugt, welches die Signalweiterleitung zur Ausleseelektronik optimiert. Man unterscheidet im Wesentlichen zwei Arten von Vorverstärkern: Den ladungssensitiven Vorverstärker und den stromsensitiven Vorverstärker. Der ladungssensitive Vorverstärker integriert das Detektorsignal und wandelt die Ladung in eine Spannung um. Im Idealfall besteht er aus einem Kondensator und einem parallelgeschalteten ohmschen Widerstand, damit die erzeugten Pulse eine kurze Anstiegszeit und einen exponentiellen Zerfall aufweisen. Die Ladung, bzw. die Energie wird dabei durch die Pulshöhe repräsentiert. Der stromsensitive Vorverstärker ist ein linearer Verstärker, der die Form des eingehenden Signals nicht verändert. In diesem Fall ist die Energie äquivalent zur Fläche unter der Pulsform.

Soll ein Signal digital verarbeitet werden, ist die Digitalisierung der gesamten Spur notwendig. Dafür werden sogenannte Flash ADCs verwendet, die das Signal abtasten und abspeichern. Sie arbeiten dabei ohne Informationsverlust, solange das Nyquistkriterium erfüllt ist. [Caen][Knoll]

Da die einkommenden Signale in digitaler Form umgewandelt, gespeichert und mit einem PC ausgewertet werden, ist ein Algorithmus erforderlich, der in der Lage ist, aus der Pulsform die Energie der einfallenden γ -Quanten zu ermitteln. Eine Möglichkeit dazu bietet die sogenannte Moving Window Deconvolution. Diese wird neben erforderlichen Vorbereitungsschritten in Form digitaler Filtermechanismen im Folgenden vorgestellt.

4.1 Moving Window Deconvolution

Das Ausgangssignal eines ladungsintegrierenden Vorverstärkers mit kontinuierlicher Entladung (z.B. RC-Verstärker) setzt sich zusammen aus einem schnellen Anstieg, bedingt durch die Ladungssammlung, gefolgt von einem exponentiellen Abfall durch die Entladung des Kondensators über den ohmschen Widerstand. Der exponentielle Abfall reduziert die dabei erreichbare Pulshöhe in Abhängigkeit von der Anstiegszeit. Daher ist es bei Messungen ballistischer Effekte erforderlich, den Einfluss des Vorverstärkers zu unterdrücken. Der Algorithmus der Moving Window Deconvolution schafft dafür die Voraussetzungen. Im Idealfall erzeugt der Vorverstärker ein Ausgangssignal mit

einfachem exponentiellen Zerfall, sodass, bei Kenntnis der Zerfallskonstanten und der Startzeit des Signals, die Anfangsamplitude aus jedem Punkt des Signals errechnet werden kann. Beginnend mit dem exponentiellen Abfall bei der Startzeit

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

und mit Kenntnis des Funktionswertes $f(t_n)$ zur Zeit t_n kann die Anfangsamplitude bestimmt werden:

$$\begin{aligned} A &= f(t_n) + A - f(t_n) \\ &= f(t_n) + A \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{t_n}{\tau}\right)\right) \\ &= f(t_n) + \frac{1}{\tau} \cdot \int_0^{t_n} f(t) dt \\ &= f(t_n) + \frac{1}{\tau} \cdot \int_{-\infty}^{t_n} f(t) dt \end{aligned}$$

Da Aufnahme und Analyse der Daten in digitaler Form geschieht, ist es sinnvoll von der kontinuierlichen in die diskrete Form überzugehen

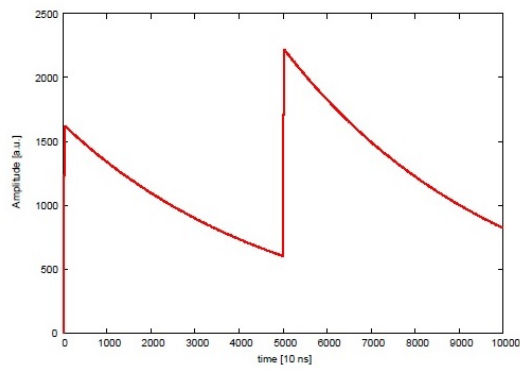
$$A[n] = x[n] + \frac{1}{\tau} x[k] = x[k] - \left(1 - \frac{1}{\tau}\right) x[n-1] + A[n-1]$$

Dabei wird das Signal bzw. die Wellenform zunächst mit Hilfe der Zeitkonstanten τ des Vorverstärkers entfaltet. Bei einer verschwindend kleinen Anstiegszeit des Signals und perfektem exponentiellen Abfall wird die Pulsform in eine Stufenfunktion umgewandelt. Ein anschließender Moving-Average-Filter formt dann das Stufensignal in Rechteckpulse der Breite M :

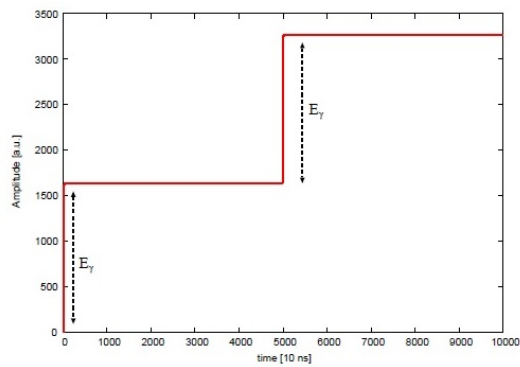
$$MWD_M[n] = A[n] - A[n-M]$$

Dabei ist M die Fensterbreite des Filters. Die Höhe jeder dieser Rechteckpulse ist proportional zur Energie des entsprechenden γ -Quants. Jedes einfallende Teilchen wird somit durch einen Puls repräsentiert. [Lauer]

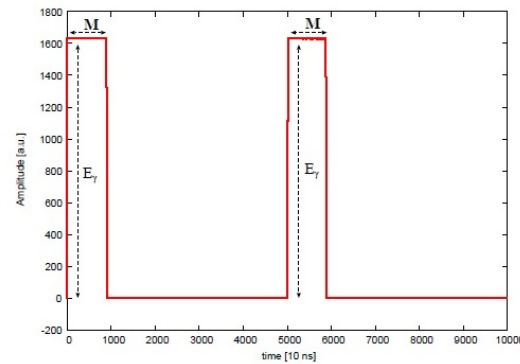
Die einzelnen Bearbeitungsschritte sind in Abb. (4.1) dargestellt. In Abb. (4.1d) ist zusätzlich die Wirkung eines weiteren Moving Average Filters der Fensterbreite L gezeigt.



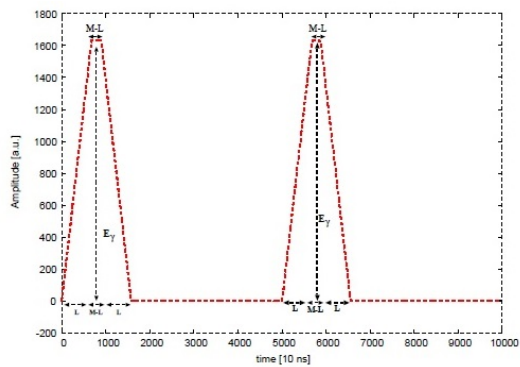
(a) Vorverstärkersignal



(b) Entfaltetes Signal



(c) MWD Signal



(d) Trapezförmiges Signal

Abb. 4.1: Darstellung der Wirkung der Moving Window Deconvolution auf das Signal des Vorverstärkers. [Lauer]

4.2 Digitale Filter

Vor der Entfaltung bedarf die aufgezeichnete Signalspur allerdings einiger Aufarbeitungsschritte wobei die Spur geglättet wird, um Rauscheffekte zu unterdrücken. Dazu stehen mehrere lineare Filter zur Verfügung, die alle beliebig kombiniert und mehrmals hintereinander auf eine Signalspur angewendet werden können. Eine Auswahl an Filtern wird im Folgenden vorgestellt.

Rechteck Filter

Ein Rechteck-Filter betrachtet einen Punkt der Signalspur (Bin) und seine Nachbarn, die sich in einer definierten Umgebung befinden. Aus den Signalhöhen des Bins und seiner Nachbarn wird das arithmetische Mittel gebildet. Anschließend wird die ursprüngliche Signalhöhe des Bins durch diesen Mittelwert ersetzt (Abb. 4.2). [Pro]

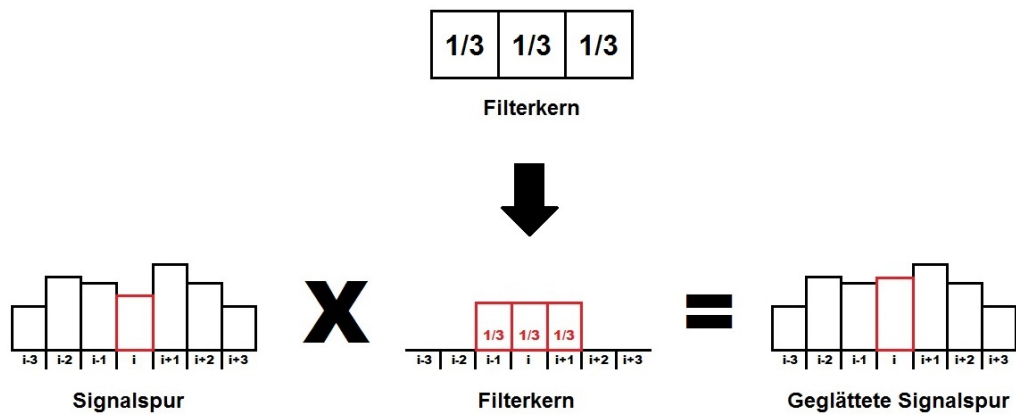


Abb. 4.2: Filterkern des Rechteck-Filters und seine Wirkung auf Bin i einer Signalspur. Als Beispiel ist ein Filter der Breite 3 dargestellt. Die Koeffizienten des Filterkerns sind dementsprechend $1/3$.

Weighted-Average-Filter

Der Weighted-Average-Filter benutzt, genau wie der Rechteck-Filter, einen Bin und seine Nachbarn in einer definierten Umgebung. Aus den Signalhöhen des Bins und seiner Nachbarn wird ein gewichtetes Mittel gebildet, welches symmetrisch um den Bin verteilt ist, und durch die ursprüngliche Signalhöhe des Bins ersetzt (Abb 4.3). [Pro]

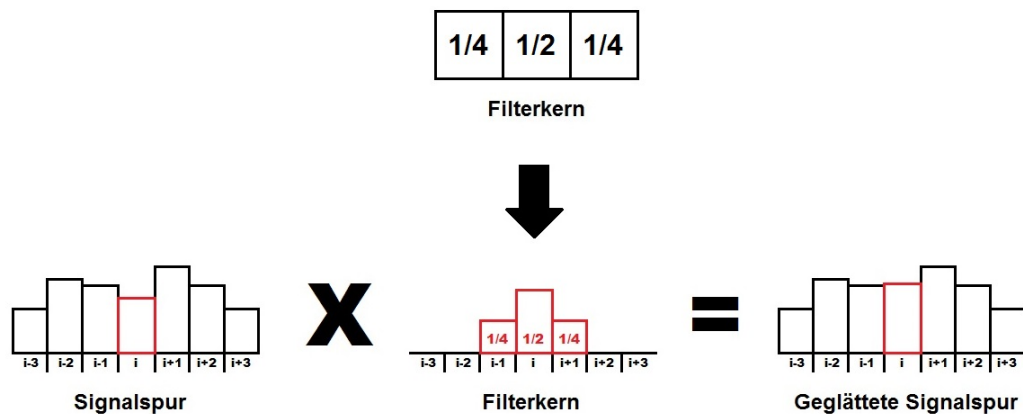


Abb. 4.3: Filterkern des Weighted-Average-Filters und seine Wirkung auf Bin i einer Signalspur

Gauss-Filter

Je öfter die zuvor beschriebenen Filter auf eine Signalspur angewendet werden, umso größer ist der Glättungseffekt. Nach dem Grenzwertsatz ergibt sich der Gauss-Filter aus dem Rechteck-Filter und dem Weighted-Average-Filter, sofern dieser unendlich oft iterativ auf eine Signalspur angewendet wird. Zur Reduktion des Rechenaufwands ist es daher von Vorteil direkt einen Gauss-Filter zu benutzen.

Dieser gewichtet, ähnlich wie der Weighted-Average-Filter, den Wert eines Nachbarbins abhängig vom Abstand zum betrachteten Bin. Da die Gewichtung nach einer normierten Gauss-Verteilung erfolgt, dient als Gewichtsmaß die Standardabweichung σ . Je größer σ , desto mehr nächste Nachbarn werden miteinbezogen und desto weniger wird der ursprüngliche Bin gewichtet. Sein Filterkern errechnet sich gemäß der Gauss-Verteilung:

$$G(|i - n|) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{|i-n|^2}{2\sigma^2}}$$

i : Position des Bins

n : Position eines Bins in der Umgebung von i

Dabei ist $G(|i - n|)$ der entsprechende Koeffizient des Filterkerns an der Stelle n . Abb. (4.4) illustriert die Wirkung eines Gauss-Filters auf die Signalspur. In seiner Eigenschaft als Tiefpassfilter eignet sich der Gauss-Filter besonders zum Ausfiltern hochfrequenter Rauschanteile. [KamKü]

Über die Standardabweichung kann die Grenzfrequenz f_g des Filters berechnet werden:

Die Übertragungsfunktion des Gauss-Filters im Zeitbereich ist

$$G(t) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}}$$

und im Frequenzbereich

$$G(\omega) = e^{-\frac{\omega^2\sigma^2}{2}}$$

Die Grenzfrequenz ist definiert als die Frequenz, bei der der Betrag der Übertragungsfunktion im Frequenzbereich den Wert -3 dB bzw. $\frac{1}{\sqrt{2}}$ annimmt, also

$$|e^{-\frac{\omega_g^2\sigma^2}{2}}| = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

Mit $\omega_g = 2\pi f_g$ folgt daraus

$$f_g = \frac{\sqrt{\ln(2)}}{2\pi\sigma}$$

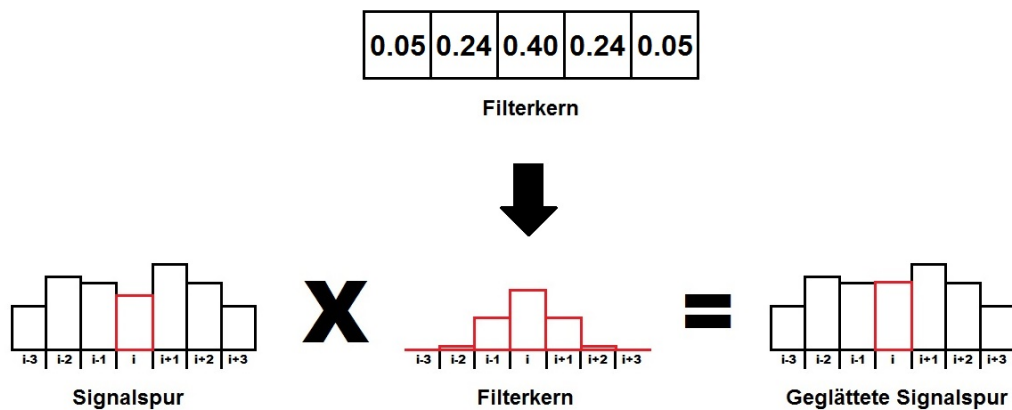


Abb. 4.4: Filterkern des Gauss-Filters und seine Wirkung auf Bin i einer Signalspur. Als Beispiel ist ein Gauss-Filter mit $\sigma = 1$ dargestellt. Der unendlich große Filterkern wurde zur Anschaulichkeit verkürzt.

Bilateraler Filter

Der bilaterale Filter ist ein Filter, der ursprünglich der digitalen Bildverarbeitung entstammt. Dort wird er zum Weichzeichnen von Texturen bei gleichzeitiger Hervorhebung scharfer Kanten benutzt. Der bilaterale Filter ist kein linearer Filter und kann deshalb auch nicht als Faltung mit der Signalspur dargestellt werden. Er beinhaltet zwei Gauss-Filter, von denen der erste, genau wie beim konventionellen Gauss-Filter, einen Bin mit dem Abstand zu seinen nächsten Nachbarn gewichtet. Der zweite Gauss-Filter bezieht als weiteres Gewichtungsmaß jeweils die Differenz der Signalhöhe eines Bins und der

seiner Nachbarn in einer ebenfalls durch eine Standardabweichung definierten Umgebung hinzu. Nachbarn, deren Signalhöhen sich weniger von der des ursprünglichen Bins unterscheiden, werden dabei stärker zur Gewichtung herangezogen als jene, deren Unterschied größer ist. Beide Gauss-Filter werden beim bilateralen Filter folgendermaßen kombiniert: [TomMan]

$$\text{Wert}(i) = \frac{1}{N_i} \sum_{n \in B} G_1(\|i - n\|) G_2(\|S(i) - S(n)\|) S(n)$$

mit Normalisierungsterm

$$N_i = \sum_{n \in B} G_1(\|i - n\|) G_2(\|S(i) - S(n)\|)$$

i : Position des Bins

n : Position eines Bins in der Umgebung von i

$S(i)$: Signalthöhe von Bin i

$S(n)$: Signalthöhe von Bin n in der Umgebung von i

B : Nachbarschaft von i

G_1 : Gauss-Filter (gewichtet den Abstand von i und n)

G_2 : Gauss-Filter (gewichtet den Unterschied von $S(i)$ und $S(n)$)

Abb. (4.5) illustriert das Zusammenspiel beider Gauss-Filter.

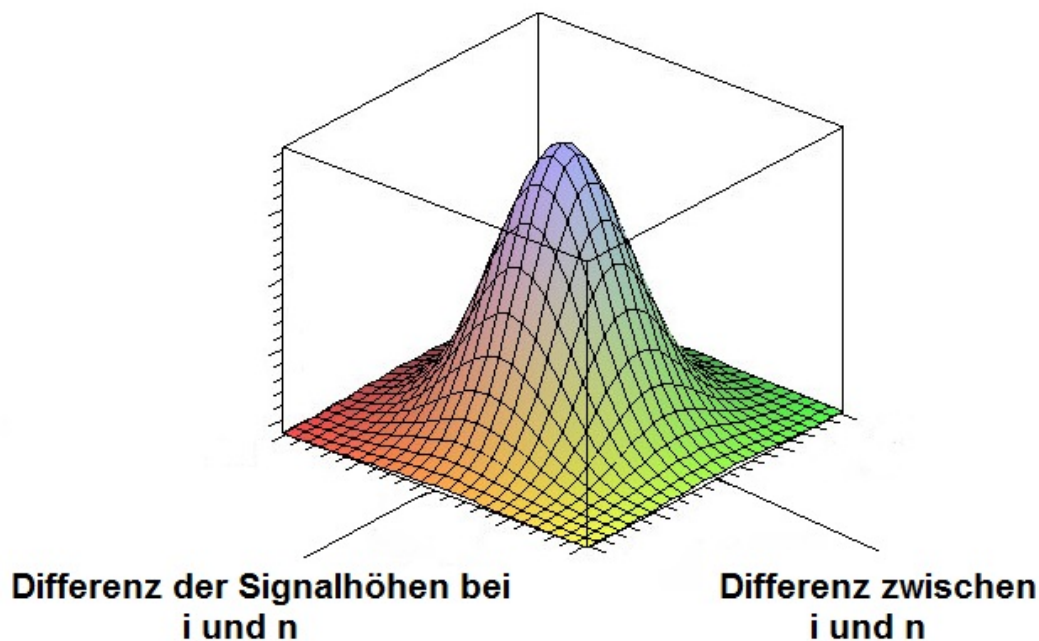


Abb. 4.5: Schematische Darstellung zum bilateralen Filter. Er besteht aus zwei Gauss-Verteilungen, eine in Richtung der Bins und eine in Richtung der Signalhöhen.

5 Erstellung der Analyse

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde zunächst ein Algorithmus für eine Analyse entwickelt, die in der Lage ist hohe Zählraten, wie sie während des PANDA-Experiments erwartet werden und die dadurch entstehenden Pile-Up-Ereignissen, auszuwerten. Pile-Up-Effekte entstehen durch das Auftreten weiterer Pulse im Bereich des Abfalls einer vorausgehenden Pulsform. Durch Messungen während einer Strahlzeit an COSY in Jülich wurden entsprechende Daten aufgezeichnet, mit deren Hilfe die Analyse getestet und verbessert werden konnte.

Zur Datenaufnahme ist ein FADC benutzt worden wobei die Länge der aufgezeichneten Spuren variiert wurde. Die aufgezeichneten originalen Spuren wurden zur Analyse eingelesen und weiterverarbeitet.

Der in dieser Arbeit vorgestellte Algorithmus zur digitalen Verarbeitung von Signalen besteht aus mehreren Schritten. Die ursprüngliche Signalspur wird dabei mittels verschiedener Filter geglättet um Rauscheffekte zu unterdrücken. Dabei sollte die Pulsform selbst in ihrer ursprünglichen Gestalt erhalten bleiben damit die durch die Analyse erhaltenen Ergebnisse möglichst unverfälscht bleiben. Eine anschließende Basislinien-Korrektur schiebt die Signalspur auf ein zuvor definiertes Nullniveau. Nach diesen vorbereitenden Schritten wird eine Moving Window Deconvolution, wie in Kapitel 4.1 beschrieben, angewendet, bei der die Pulsform zunächst mittels der Zeitkonstanten τ des Vorverstärkers entfaltet wird. Danach wird das entfaltete Signal mit einem Moving Average Filter (Kapitel 4.1) weiterverarbeitet. Aus dem dadurch entstandenen Signal wird schließlich die Signalamplituden und daraus das Energiespektrum gewonnen. Die Pulsanstiegszeit wird jeweils aus der originalen Signalspur ermittelt. Abb. (5.1) zeigt das entsprechende Flussdiagramm des Algorithmus für die Analyse.

5.1 Bestimmung der Zeitkonstanten des Vorverstärkers

Zur Anwendung der Moving Window Deconvolution bedarf es der Kenntnis der Zeitkonstanten τ des Vorverstärkers. Daher wurden fünf Signalspuren ausgelesen und der Signalzerfall als einfacher exponentieller Zerfall approximiert. Aus den Parametern der angepassten Funktionen konnte die Zeitkonstante gemittelt werden (Abb. 5.2).

Tatsächlich ist der Signalzerfall nicht nur durch einen, sondern durch mehrere exponentielle Abfälle charakterisiert, da die gesamte Elektronik, die das Signal weiterleitet durch kapazitive elektrische Einflüsse auf das Signal einwirkt. Da diese Einflüsse jedoch nur schwer abzuschätzen sind und das Signal durch einen einfachen exponentiellen Zerfall ausreichend gut angenähert werden konnte, wurde auf eine präzisere mathematische Anpassung verzichtet. Als Mittelwert mit Standardabweichung ergibt sich damit für die Zeitkonstante:

$$\tau = (53,56 \pm 0,06)\mu s$$

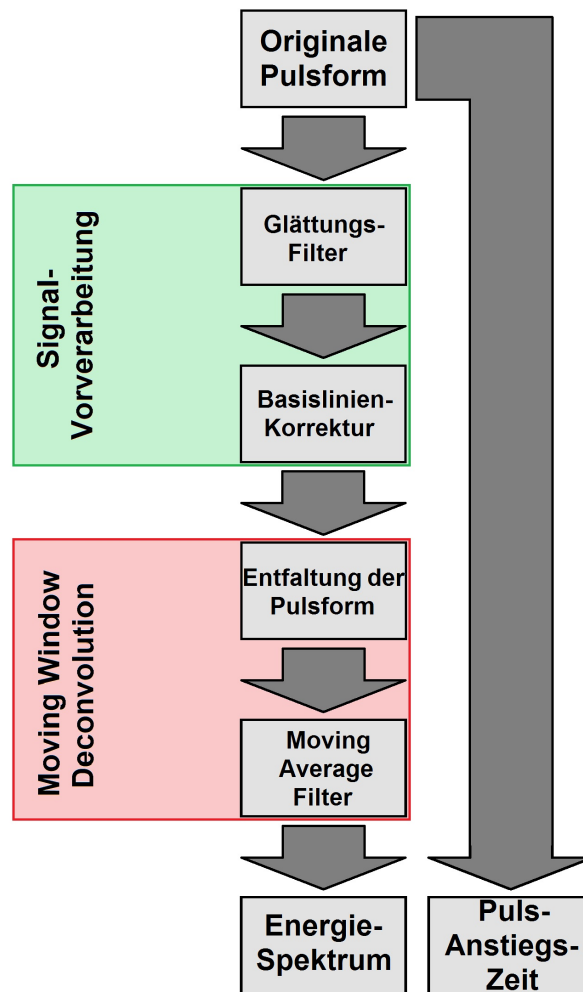


Abb. 5.1: Blockdiagramm des Algorithmus zur Analyse der Pulsformen. Im linken Teil sind die einzelnen Schritte zur Energiemessung zu sehen. Zur Bestimmung der Puls-Anstiegs-Zeit wird das unbearbeitete Signal verwendet, da die rauschmindernden Filter einen Einfluss auf die Anstiegszeit nehmen.

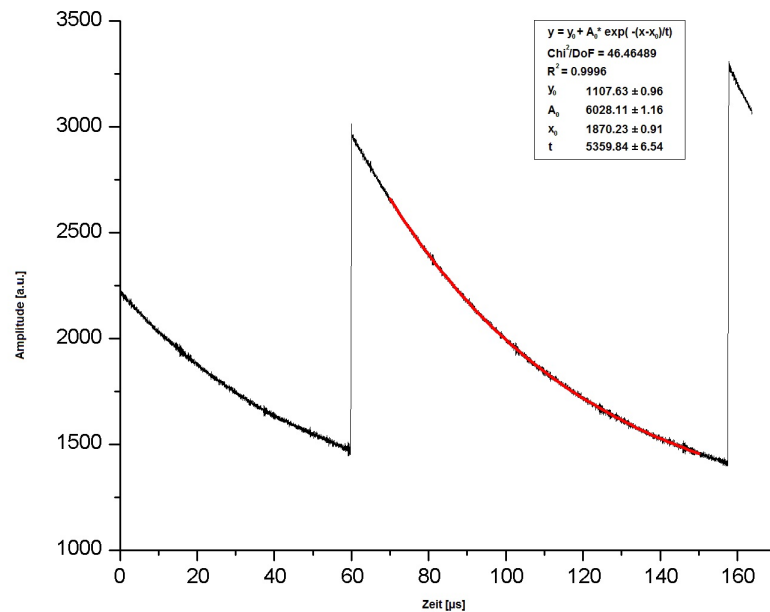


Abb. 5.2: Bestimmung der Zeitkonstanten des Vorverstärkers über eine exponentielle Anpassung (rot markiert).

5.2 Signalglättung mit verschiedenen Filtern

Der Rechteck-Filter wurde so konzipiert, dass er über Bereiche beliebiger Breite mittelt. Der Weighted-Average-Filter bezieht nur die beiden Nachbarn links und rechts vom jeweiligen Bin mit ein. Für den Gauss-Filter muss vor seiner Anwendung der entsprechende Filterkern in Abhängigkeit der Standardabweichung σ berechnet werden. Dabei wird die Symmetrie der Gauss-Verteilung ausgenutzt um den Rechenaufwand zu reduzieren. Die Koeffizienten des Filterkerns werden so lange berechnet, bis ihre Summe einen vorher definierten Wert erreicht. Bei einem unendlich großen Filterkern ergäbe die Summe der Koeffizienten den Wert 1. In der hier verwendeten Analyse wird die Berechnung bei einem Wert von 0,999 abgebrochen. Beim bilateralen Filter werden die Koeffizienten der beiden Filterkerne in Abhängigkeit der beiden Standardabweichungen nach dem selben Prinzip berechnet. Als Beispiel ist die Wirkung des bilateralen Filters auf die Signalspur in Abb. (5.3) gezeigt.

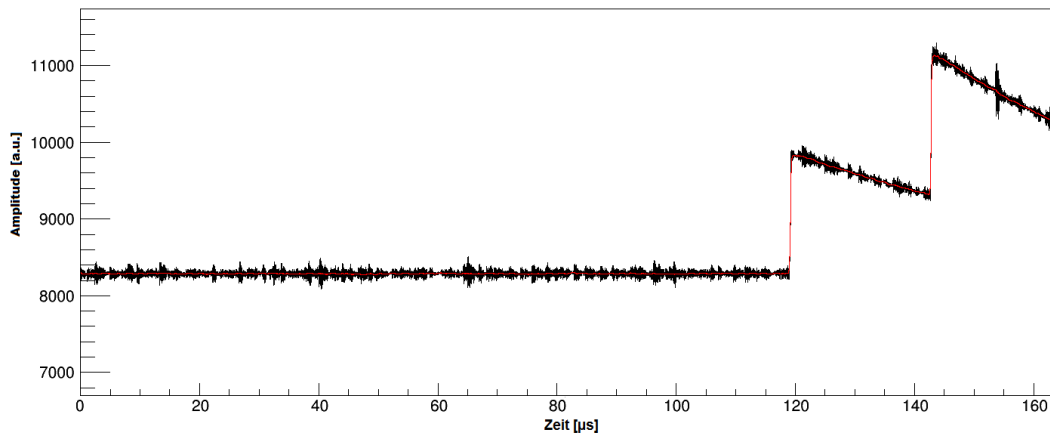


Abb. 5.3: Signal nach Anwendung des Bilateralen Filters mit $\text{Sigma } 1 = 100\text{ns}$ und $\text{Sigma } 2 = 1000$ (rot) auf die originale Signalspur (schwarz)

5.3 Basislinien Korrektur

Auf die Signalspur kann, nach Bedarf, eine Basislinien-Korrektur mögliche Offset-Effekte kompensieren. Dabei wird ein Teil der aufgezeichneten Spur ausgewählt der das Null-Niveau repräsentieren soll. Das arithmetische Mittel der Signalhöhen dieses Anteils wird dann von den Signalhöhen jedes Bins der Spur subtrahiert. Im vorliegenden Fall wurde der Mittelwert der ersten 100 Bins berechnet und die gesamte Signalspur um diesen Wert korrigiert (Abb. 5.4).

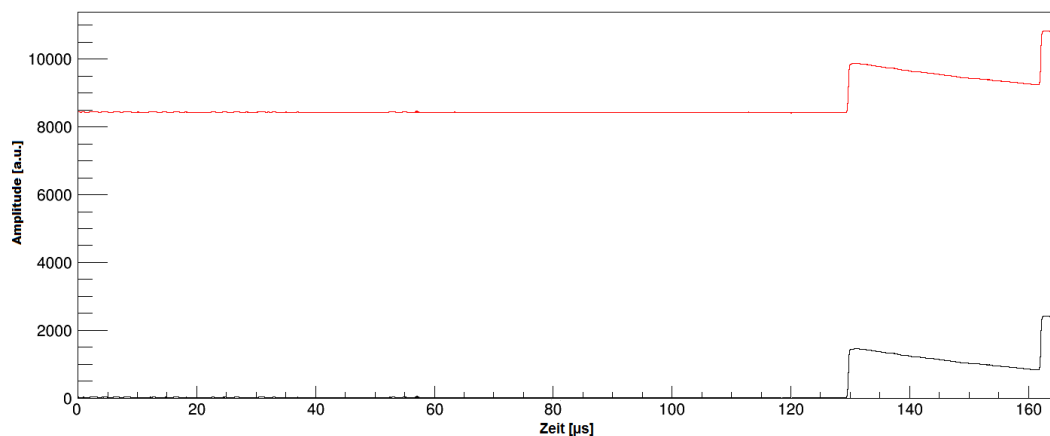


Abb. 5.4: Signal nach Anwendung der Basislinien Korrektur (schwarz) auf die geglättete Signalspur (rot).

5.4 Entfaltung der Pulsform

Nach der Basislinien Korrektur findet die Entfaltung der Pulsform mittels der Zeitkonstanten des Vorverstärkers τ statt (siehe Kapitel 4.1). Das Resultat

wird in Abb. (5.5) gezeigt.

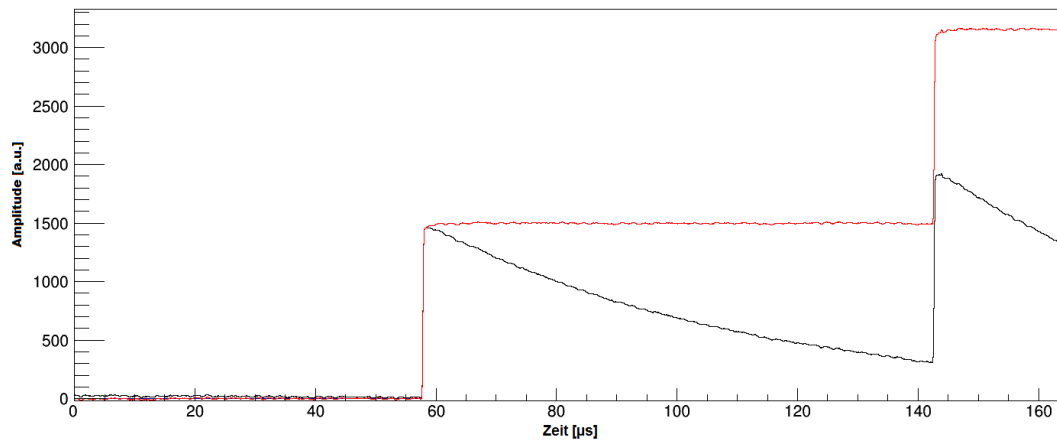


Abb. 5.5: Signalspur nach der Entfaltung (rot) der geglätteten und basislinien korrigierten Signalspur (schwarz).

5.5 Moving Average der entfalteten Pulsform

Anschließend wird ein Moving Average Filter der Fensterbreite M , wie in Kapitel (4.1) beschrieben, angewendet. In Abb. (5.6) ist die Wirkung des Moving Average Filters dargestellt.

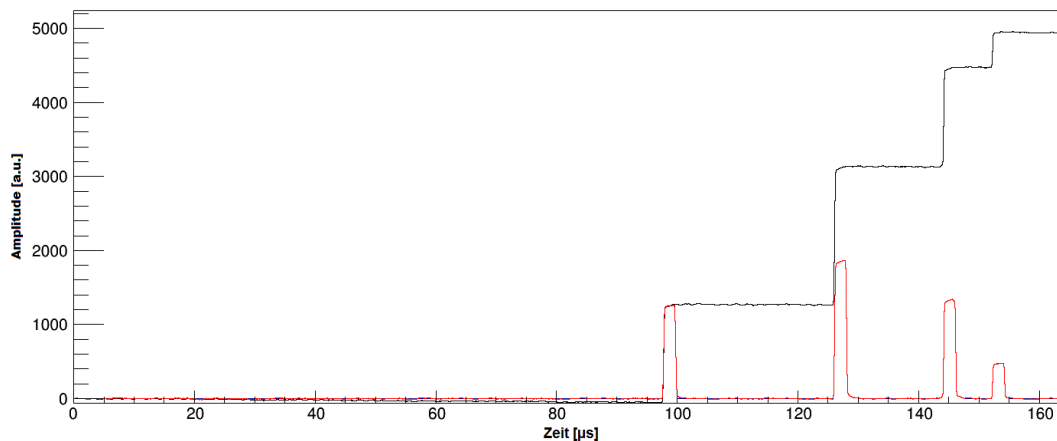


Abb. 5.6: Signalspur nach Anwendung des Average Filters (rot) auf die entfaltete Pulsform (schwarz). Gut zu erkennen sind die stark verkürzten, rechteckförmigen Pulse.

5.6 Identifikation einzelner Pulse

Das Auftreten von Pile-Up-Ereignissen bei hohen Pulsraten bewirkt das Erscheinen mehrerer Rechteckpulse mit gleicher Rate nach Anwendung der Moving Window Deconvolution, während die Höhe jedes einzelnen Rechteckpulses proportional zur Energie des entsprechenden Photonen ist. Daher musste eine

Methode entwickelt werden, zunächst die Ober- und Unterkanten jedes Pulses zu identifizieren. Dazu wurde zuerst die erste Ableitung der Signalspur gebildet. Dies konnte erreicht werden, indem die Signalhöhe eines Bin von der des vorhergehenden Bins subtrahiert wurde. Aus dem so entstandenen Signal wurden die Grenzen ermittelt mit denen die gesuchten Kanten des Signals identifiziert werden konnten:

- Sobald die Ableitung einen vorher definierten Wert überschritt, war damit die linke Unterkante gefunden.
- Unterschritt die Ableitung diesen Wert wieder, wurde dies als Zeitpunkt der linken Oberkante identifiziert.
- Der Wert wurde ein weiteres Mal unterschritten, womit die rechte Oberkante gefunden werden konnte.
- Zuletzt wurde der Wert der Ableitung wieder überschritten, da die rechte Unterkante erreicht wurde.

Als geeigneter Grenzwert für die erste Ableitung erwies sich in der hier vorgestellten Analyse der Wert 10. Eine weitere Möglichkeit bot die Bildung einer zweiten Ableitung. Dabei wurde die erste Ableitung nach dem gleichen Prinzip noch einmal abgeleitet. Das Auffinden der Kanten erfolgte wie zuvor. Als geeigneter Grenzwert für die zweite Ableitung ergab sich aufgrund des steileren Anstiegs der Wert 5. Eine Illustration dieser Methodik ist in Abb. (5.7) gezeigt. Die Positionen der Unterkanten lassen sich hier durch die grünen Markierungen, die der Oberkanten durch die roten Markierungen ermitteln.

Der arithmetische Mittelwert der Signalhöhen der 20 Bins links der linken Unterkante und rechts der rechten Unterkante subtrahiert vom arithmetischen Mittel der Signalhöhen zwischen den Oberkanten, lieferte die gesuchte Amplitude, welche ausgelesen und in ein Histogramm eingetragen wurde. In Abb. (5.8) ist diese Vorgehensweise dargestellt. Um zur Energiebestimmung nicht Teile der ansteigenden oder abfallenden Flanke des Signals miteinzubeziehen, wurde zur Sicherheit der Bereich zwischen den Oberkanten um jeweils 10 Bins links und rechts verkleinert. Zudem wurden nur Rechteckpulse für die weitere Verarbeitung zugelassen, deren Wert eine definierte Schwelle überschritt, welche auf einen Wert von 150 gesetzt worden ist. Dadurch konnten Signalanteile, die vom Algorithmus fälschlicherweise als Beitrag zur Energie identifiziert wurden, ausgesondert werden. Der Algorithmus wurde so entworfen, dass er auch bei Pile-Up-Ereignissen funktioniert. Abb. (5.9) zeigt dazu zwei Rechteckpulse nach der Moving Window Deconvolution die sich aufgrund der gewählten Fensterbreite des Moving Average Filters zusammengeschieben haben. Das linke und rechte Plateau repräsentieren die Energie der einzelnen Photonen. Das Plateau in der Mitte bildete sich durch das Summieren der äußeren Plateaus und repräsentiert daher nicht die Energie eines Photons. In der Abbildung ist zu erkennen, wie der Algorithmus durch Bildung der zweiten Ableitung des Signals in der Lage ist, die Grenzen aller drei Rechteckpulse zu identifizieren. In

Fällen, wie in Abb. (5.9) wertet die Analyse nur die beiden seitlichen Plateaus, nach zuvor beschriebener Vorgehensweise, aus.

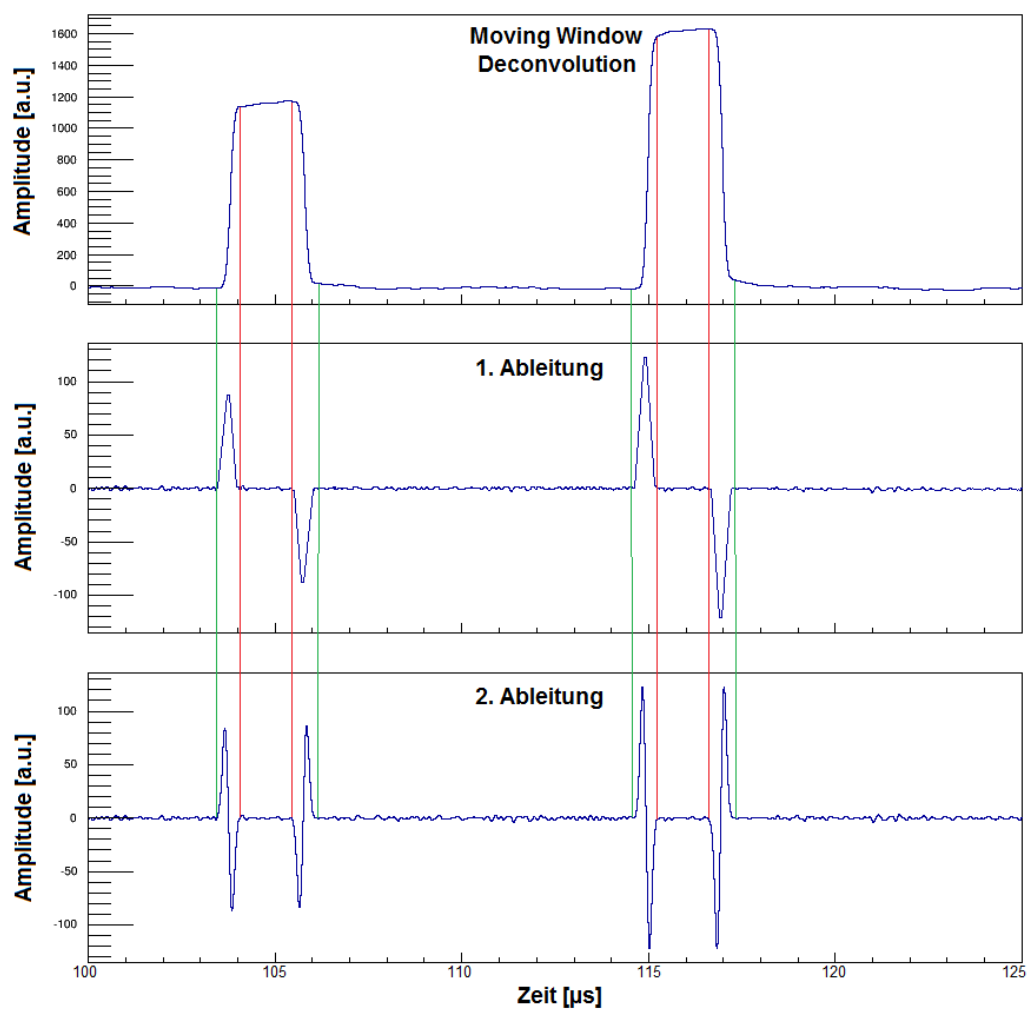


Abb. 5.7: Signalspur nach der Moving Window Deconvolution mit ihrer ersten und zweiten Ableitung. Mit den Ableitungen konnten sowohl Unterkanten (grüne Markierungen) als auch Oberkanten (rote Markierungen) der entfalteten Pulsformen gefunden werden.

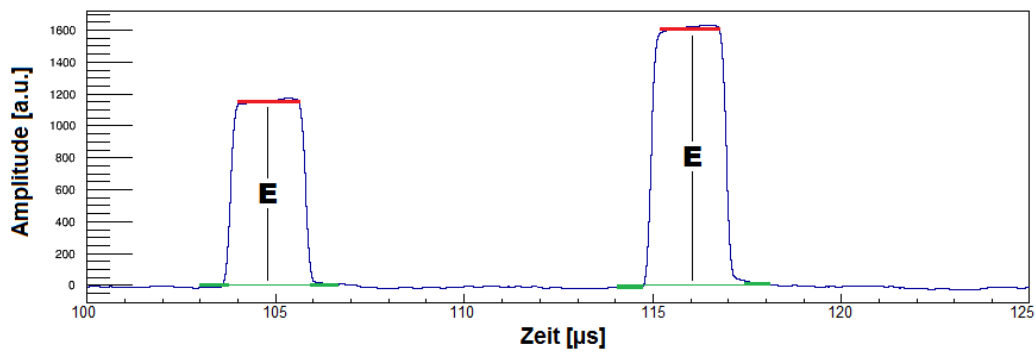


Abb. 5.8: Signalspur nach der Moving Window Deconvolution mit zwei entfaltenen Pulsformen. Nach dem Auffinden der Kanten werden jeweils die Mittelwerte der Signalhöhen zwischen den Oberkanten (rot) und der Signalhöhen in einem ausgewählten Bereich neben den Unterkanten (grün) gebildet.

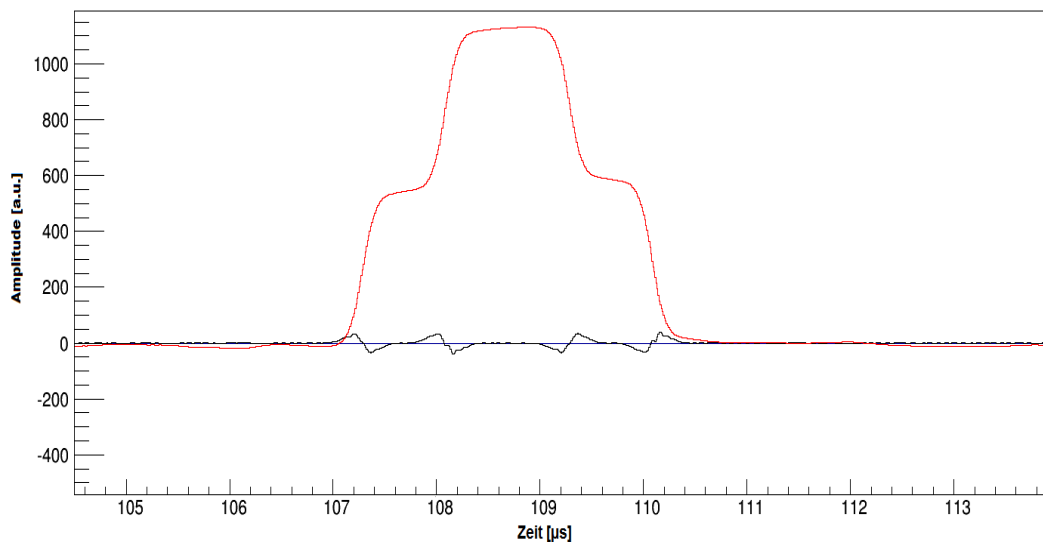


Abb. 5.9: Pile-Up-Ereignis nach Moving Window Deconvolution. Auch bei starken Pile-Up-Effekten können durch Bildung der zweiten Ableitung die Grenzen der Pulsformen gefunden werden.

5.7 Bestimmung der Anstiegszeit des Signals

Die Anstiegszeit des Signals wurde jeweils aus der ursprünglichen Signalspur ermittelt. Dazu wurden die Informationen über die linke Unterkante und die linke Oberkante des MWD-Signals aus der zuvor beschriebenen Identifikation der einzelnen Pulse verwendet. Dies war möglich, da die Entfaltung nur auf den exponentiellen Abfall einwirkt während sie den Signalanstieg unverändert lässt. In der originalen Signalspur wurde über die Signalhöhen der ersten 20 Bins vor der Unterkante arithmetisch gemittelt, ebenso über die Signalhöhen der ersten 20 Bins hinter der Oberkante. Mit Hilfe der Differenz dieser beiden

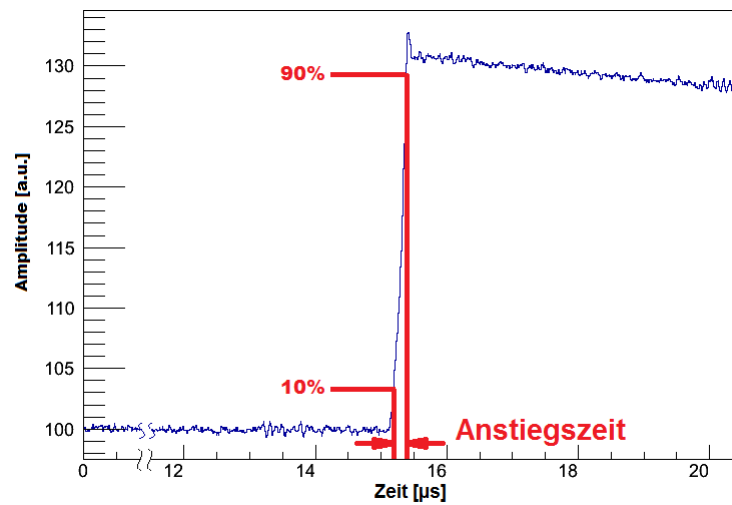


Abb. 5.10: Illustration zur Bestimmung der $t_{10\%-90\%}$ Signalanstiegszeit

Mittelwerte konnten im Bereich zwischen Unter- und Oberkante die Positionen der Bins ausgemacht werden, an denen die Signalhöhe 10%, 30% und 90% der Gesamthöhe der Pulsform entsprach. Aus den Differenzen der entsprechenden Werte der Bins wurde dann die $t_{10\%-90\%}$ und die $t_{30\%-90\%}$ Signalanstiegszeit errechnet. Abb. (5.10) veranschaulicht wie die $t_{10\%-90\%}$ Signalanstiegszeit aus der Differenz der Werte der Bins bei 10% und 90% der gesamten Signalhöhe eines Pulses aus der ursprünglichen Signalspur bestimmt wird.

6 Bestrahlungstest eines Detektor-Prototypen

Während Germanium-Detektoren normalerweise in Umgebungen mit sehr geringer Untergrundstrahlung eingesetzt werden, wirkt diese im $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment unter anderem durch Neutronenstrahlung auf die Detektoren ein. Daher war es erforderlich, den Einfluss von Neutronen- und Untergrundstrahlung insbesondere auf die Energieauflösung eines Germanium-Detektor zu untersuchen. Außerdem war die Reaktion des Detektors auf Neutronenschäden und das Verhalten bei Pile-Up Ereignissen sowohl der Analyse als auch des Detektors selbst von Interesse.

Die Germanium-Detektoren sind in PANDA unter Rückwärtswinkeln ($\Theta > 100^\circ$) positioniert. In diesem Winkelbereich ist das Teilchenspektrum von Protonen und Antiprotonen, die bei einem Impuls von 3 GeV/c mit einem ruhenden Kohlenstoff-Target reagieren, vergleichbar. Aus diesem Grund wurde der COSY-Beschleuniger¹ am Forschungszentrum Jülich als Ort für den Bestrahlungstest gewählt.

Der COSY-Beschleuniger ist ein Synchrotron und Speicherring mit einem Umfang von 184 m. Er wird vom Institut für Kernphysik (IKP) des Forschungszentrums Jülich betrieben und dient der Beschleunigung von Protonen und Deuteronen mit Impulsen von bis zu 3,7 GeV/c. Dabei kommt sowohl Elektronenkühlung als auch stochastische Kühlung zum Einsatz. An COSY befinden sich mehrere Experimentiereinrichtungen die für die Grundlagenforschung im Gebiet der Hadronen-, Teilchen- und Kernphysik genutzt werden. Dazu zählen das Magnetspektrometer ANKE², das Flugzeitspektrometer TOF³ und der Universaldetektor WASA⁴. [Cosy]

Für den Test wurde ein Protonenstrahl mit einem Impuls von 3 GeV/c benutzt. Um Untergrundstrahlung zu erzeugen wurde ein Target aus Kohlenstoff direkt im Strahl platziert. Mit den so erzeugten sekundären Teilchen ist der Detektor im Verlauf der Strahlzeit bestrahlt worden. Abb. (6.1) zeigt Simulationen dazu, bei denen ein massives 5 cm dickes Target aus Kohlenstoff verwendet wurde. Die entsprechenden Raten und Energien wurden für einen Streuwinkel von $\Theta=90^\circ$ mit den Abstände 30 cm und 90 cm vom Target dargestellt. Man erkennt, dass neben Protonen auch γ -Quanten mit geringer Energie und vergleichbarer Rate zu der der Neutronen produziert werden. Abb. (6.2) zeigt eine Simulation, in der der Neutronenfluss und der Abstand zum primären Wechselwirkungspunkt in Abhängigkeit des Polarwinkels ausgehend vom Kristallzentrum berechnet wurde.

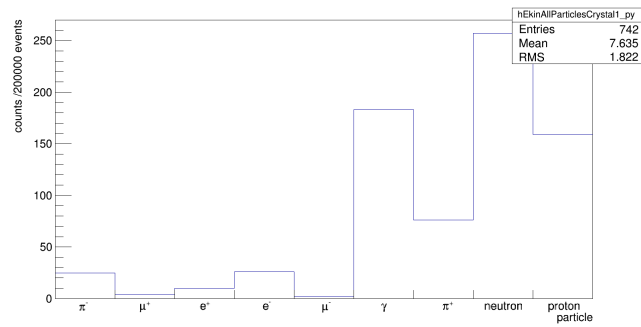
Die Strahlzeit fand vom 19.10.2013 bis zum 03.11.2013 im Strahlbereich des Flugzeitspektrometers TOF statt.

¹Cooler Synchrotron

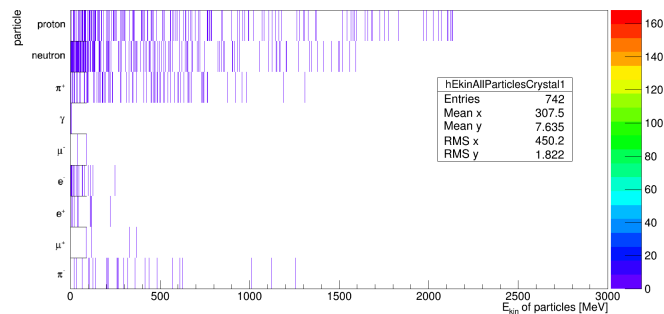
²Apparatus for Studies of Nucleon and Kaon Ejectiles

³Time of Flight Spektrometer

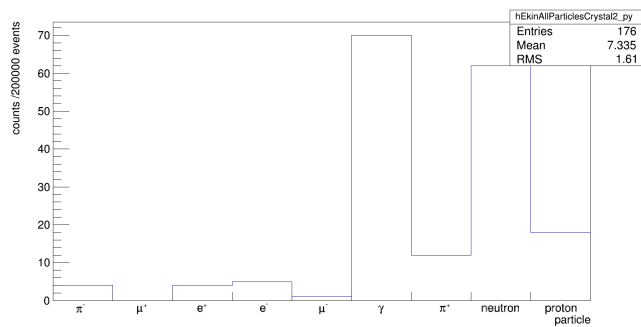
⁴Wide Angle Shower Apparatus



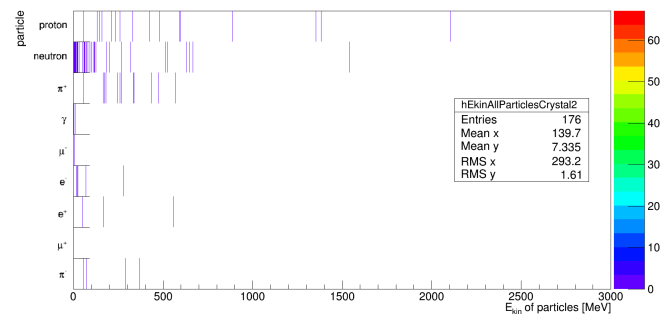
(a) Anzahl in den Detektor einfallende Teilchen bei einem Abstand von 30 cm.



(b) Kinetische Energie der in den Detektor einfallenden Teilchen bei einem Abstand von 30 cm.



(c) Anzahl in den Detektor einfallende Teilchen bei einem Abstand von 90 cm.



(d) Kinetische Energie der in den Detektor einfallenden Teilchen bei einem Abstand von 90 cm.

Abb. 6.1: Simulation der im Target produzierten Teilchen und deren Energien in einem Zeitraum von 20 ms bei verschiedenen Abständen des Targets zum Detektor. Die Neutronenrate beträgt etwa 12,5 kHz in (a) und (b) und etwa 3 kHz in (c) und (d). [Ste]

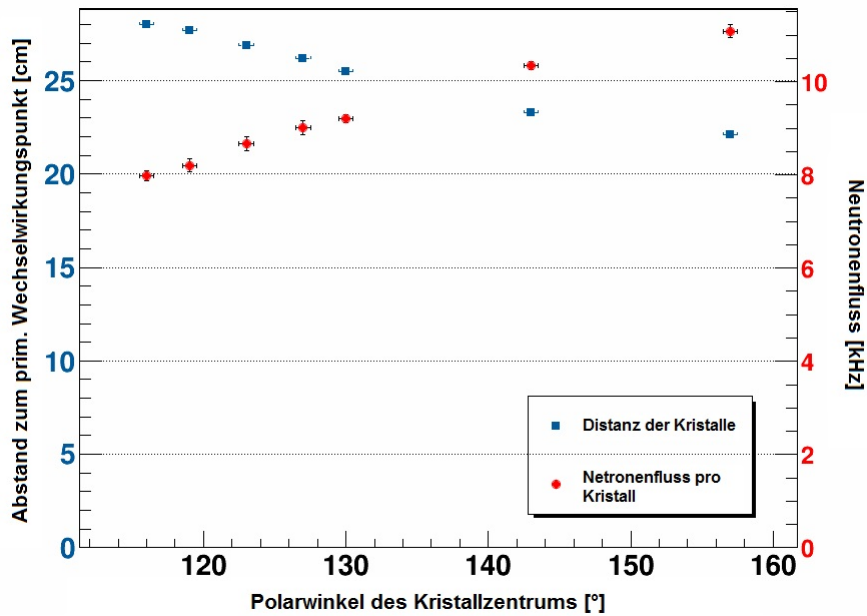
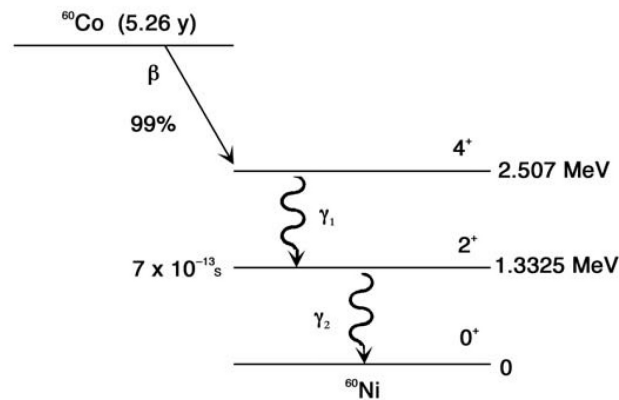


Abb. 6.2: Simulation der Neutronenbelastung auf die Germanium-Kristalle in \bar{P} ANDA. Man sieht, dass die Rate in \bar{P} ANDA ungefähr der Rate der Detektors in der Position mit 30 cm Abstand entspricht. [Ste]

6.1 Experimenteller Aufbau

Um den Einfluss des Teilchenuntergrundes auf die Energieauflösung des Detektors zu untersuchen, musste auf das eigentliche Signal getriggert werden. Dazu wurde mit Hilfe eines zusätzlichen NaI-Szintillators eine Koinzidenzschaltung aufgebaut. Als Quelle wurde ^{60}Co verwendet, da dessen beide γ -Quanten koinzident emittiert werden. Die Quelle hatte eine Aktivität von 10,3 kBq. Das entsprechende Zerfallsschema ist in Abb. (6.3) gezeigt.

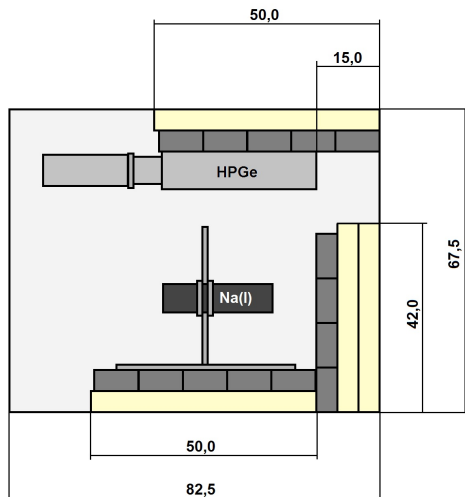
Für die Detektorenanordnung wurde eine Haltevorrichtung auf einer 0,8 cm dicken Platte aus Aluminium gebaut, die es erlaubte, den Szintillator auf einem schienenbasierten System zu positionieren. Um den Aufbau herum befand sich Absorbermaterial in einer Zwei-Schicht-Anordnung. Um den Szintillator vor Neutronen abzuschirmen, bestand die äußere Schicht aus borisiertem Polyethylen mit einer Dicke von 5 cm und einer einheitlichen Höhe von 30 cm. Diese Höhe ergab sich aus Herstellungsgründen, eine 20 cm hohe Abschirmung hätte ausgereicht. Die innere Schicht bildeten Bleiziegel mit einer Dicke von 5 cm und einer Breite von 10 cm. Die Bleiziegel wurden aufrecht stehend befestigt, sodass sich für die Bleiabschirmung eine Höhe von 20 cm ergab. Diese sollten den Szintillator vor Untergrundstrahlung schützen. Direkt vor dem Germanium-Detektor befand sich keine Abschirmung, damit die im Kohlenstoff erzeugte Untergrundstrahlung nur aus der Richtung des Targets vom Detektor aufgenommen werden konnte. Abb. (6.4) zeigt die schematische Darstellung

Abb. 6.3: Zerfallsschema von ^{60}Co .

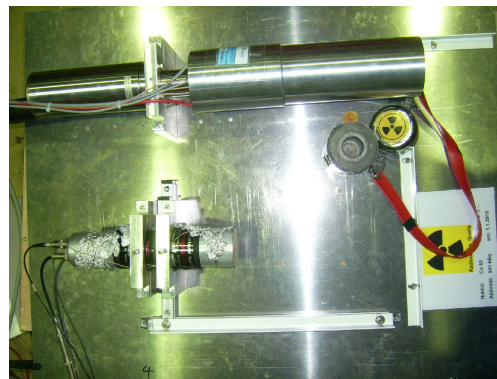
des experimentellen Aufbaus von oben (a) und von der Seite (c) und Fotos des experimentellen Aufbaus von oben (b) und von der Seite (d).

Da sich die Strahlführung im TOF-Areal auf einer Höhe von 2,20 m befindet, wurde der gesamte Aufbau auf einer entsprechend hohen Plattform befestigt. Als Target wurden quadratische Platten aus Kohlenstoff mit der Seitenlänge 5 cm und einer Dicke von 1 cm verwendet. Fünf dieser Platten sind hintereinander auf einer drehbaren Halterung positioniert worden, sodass das Target senkrecht zur Strahlrichtung ausgerichtet war. Durch die maximale Dicke des Targets von 5 cm, sollte einerseits eine ausreichende Neutronenrate gewährleistet, andererseits eine starke Veränderung des Teilchenspektrums durch Sekundärstreuung verhindert werden. Es befand sich in einer Höhe von 5 cm und einer Entfernung von (30 ± 1) cm direkt vor der Vorderseite des Germaniumdetektors, die senkrecht zur Strahlrichtung ausgerichtet war. Aus Platzgründen waren nur Messungen unter einem Streuwinkel von 90° zu realisieren. Um eine experimentelle Abschätzung der Neutronenrate zu erhalten, ist eine Neutronensonde verwendet worden, die zwischen Germaniumdetektor und Szintillator aufgestellt wurde. Die Plattform ist für den Strahlbetrieb so positioniert worden, dass der Strahl mittig auf das Target traf. Der genaue Strahlverlauf konnte dabei nur abgeschätzt werden.

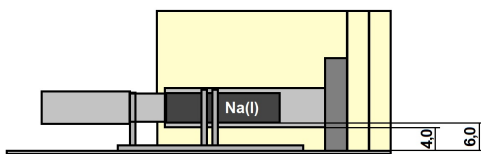
Zwischen TOF und Messaufbau waren noch andere Detektoren im Strahldurchgang aufgebaut, unter anderem zwei DIRC-Detektoren direkt vor der Plattform und mehrere Hodoskope davor (Abb. 6.5).



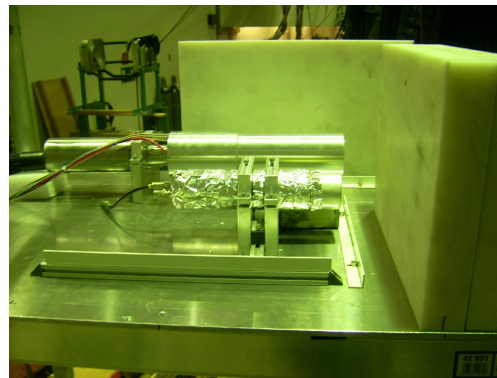
(a) Schematische Darstellung des Aufbaus von oben. Bleiziegel sind dunkelgrau, boriertes Polyethylen ist gelb dargestellt. Bemaßung in cm.



(b) Foto des Aufbaus von oben. Das Absorbermaterial ist noch nicht eingebaut.

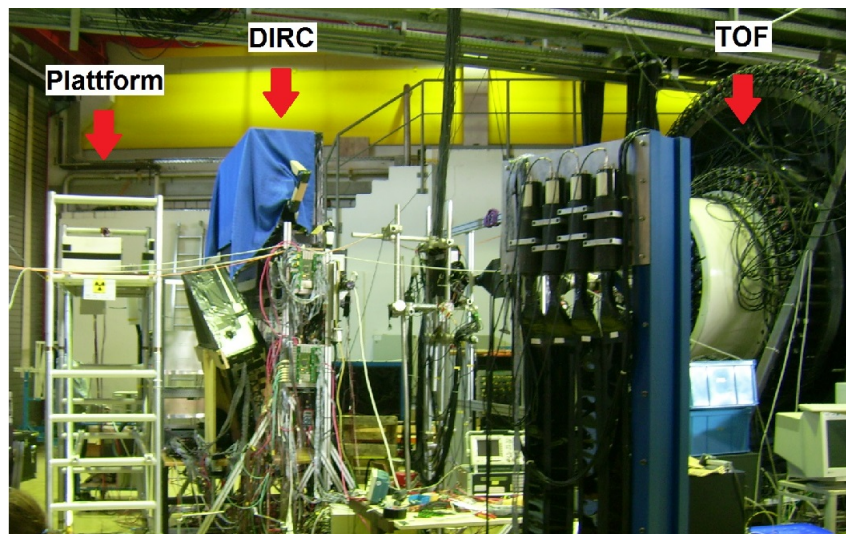


(c) Schematische Darstellung des Aufbaus von der Seite. Zur Übersichtlichkeit ist das seitliche Absorbermaterial nicht dargestellt. Bemaßung in cm.

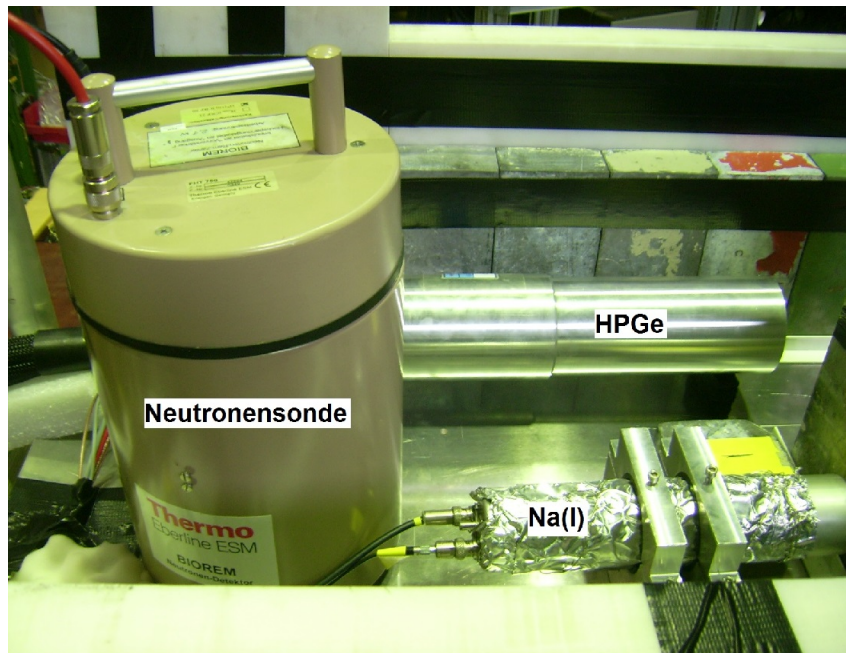


(d) Foto des Aufbaus von der Seite. Das Absorbermaterial ist noch nicht vollständig eingebaut.

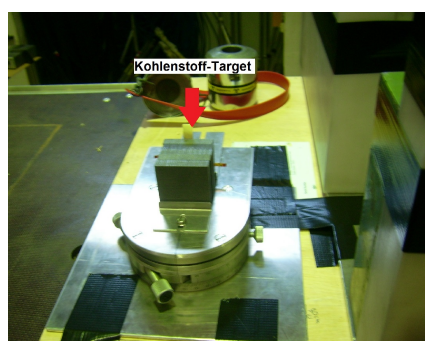
Abb. 6.4: Schematische Darstellung und Bilder des experimentellen Aufbaus



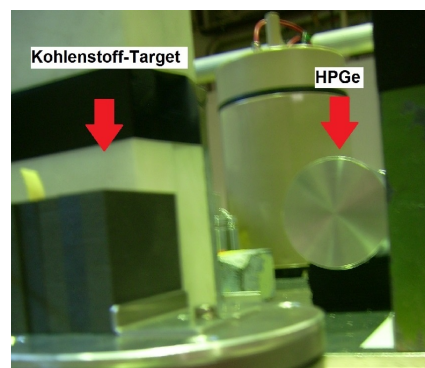
(a) Position der Plattform mit Aufbau. Strahlweg: TOF-DIRC-Plattform.



(b) Gesamter Aufbau mit Neutronensonde auf der Plattform.



(c) Kohlenstoff-Target



(d) Kohlenstoff-Target und Germaniumdetektor

Abb. 6.5: Gesamter Aufbau während des Strahlbetriebs.

Durch den nachgeschalteten CFD² und Gate-Generator erzeugte der Szintillator ein Gate mit einer Breite von einigen Nanosekunden. Lieferte in dieser Zeit der Germaniumdetektor ein Signal, so wurde durch das logische Und-Gatter das Trigger-Signal ausgegeben.

Die Gewinnung der Daten erfolgte über eine VME-basierte Ausleseelektronik. Die Daten wurden über das sogenannte MBS³ über eine Ethernet-Verbindung einem PC zugeführt, auf die Software Go4 [Go4] die Datenanalyse übernahm. Go4 wurde an der GSI entwickelt und basiert auf dem Programmpaket ROOT welches in der Programmiersprache C++ implementiert wurde. Daher war es möglich die erstellte Analyse in Go4 einzubinden.

Während der gesamten Strahlzeit wurden während Strahlpausen ständig Veränderungen sowohl an Einstellungen der Geräte als auch am Aufbau selbst vorgenommen. Dies war nötig um den experimentellen Aufbau möglichst optimal den Gegebenheiten im Strahlbereich anzupassen und Daten für aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten. Die genauen Einstellungen der Trigger-Schwellen und des FADC können Tab. (A.1) im Anhang entnommen werden.

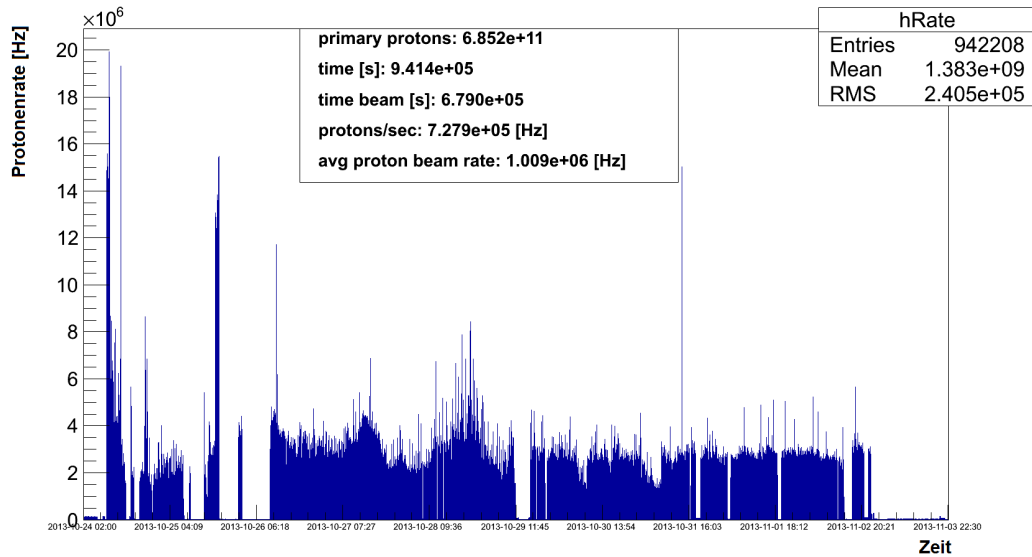
Das Strahlprofil des vom COSY-Beschleunigers bereitgestellten Protonenstrahls ist in Abb. (6.7a) einzusehen. Abb. (6.7b) zeigt das Profil des Strahls über einen Zeitraum von ungefähr 25 Minuten. Deutlich zu erkennen sind die Ruhephasen, in denen die Protonen im Beschleuniger gesammelt werden, gefolgt von den Phasen der Strahlextraktion in denen die Protonenrate exponentiell abnimmt. Die exponentielle Abnahme erklärt sich dadurch, dass ständig der gleiche Anteil an Protonen dem Beschleunigerring entnommen wurde.

Durch technische Komplikationen an der Beschleunigeranlage konnte erst ab dem 24.10. der Strahlbetrieb aufgenommen werden. Der Strahldurchmesser betrug ungefähr 2 cm. Im Laufe der Messungen kam es zu Komplikationen bei der Datenauslese der Neutronensonde, weshalb auf eine Verwendung der von ihr gelieferten Daten verzichtet werden musste.

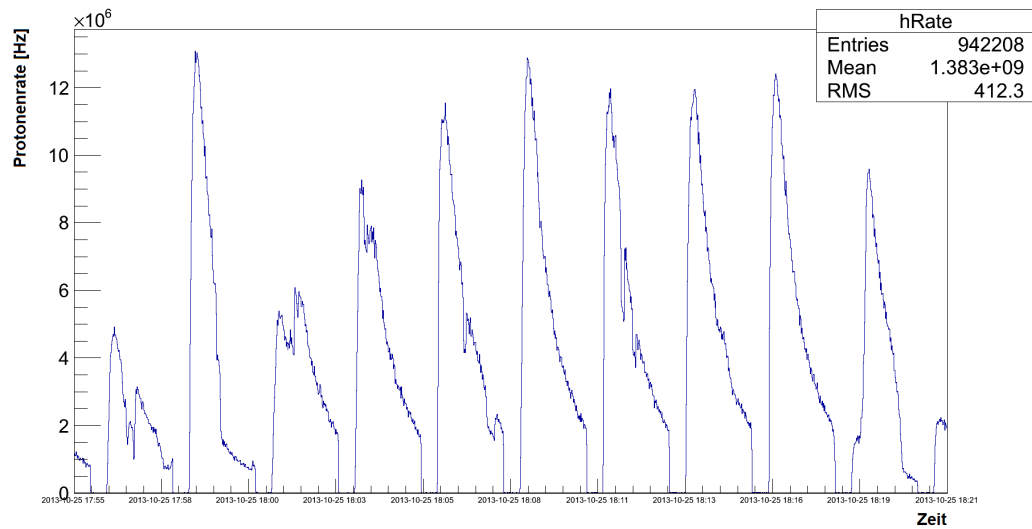
Am 29.10. wurde die ursprüngliche Koinzidenzschaltung durch einen weiteren Plastik-Szintillator ergänzt. Dieser befand sich vor dem Target direkt im Strahl. Die ab diesem Zeitpunkt verwendete Koinzidenzschaltung ist in Abb. (6.8) gezeigt. Mit dem zusätzlichen Szintillator wurde ein Gate erzeugt, aufgrund dessen zeitlicher Breite das ursprüngliche Trigger-Signal nur im Strahlbetrieb erzeugt werden konnte, wodurch die Datenaufnahme nur bei vorhandener Untergrundstrahlung geschah.

²CFD: Constant Fraction Discriminator

³MBS: Multi Branch System [Mbs]



(a) Gesamtes Strahlprofil über den Zeitraum der Strahlzeit.



(b) Strahlprofil weniger Minuten. Es sind die Protonen-Sammelphasen und der exponentielle Abfall der Protonenrate zu erkennen.

Abb. 6.7: Strahlprofil

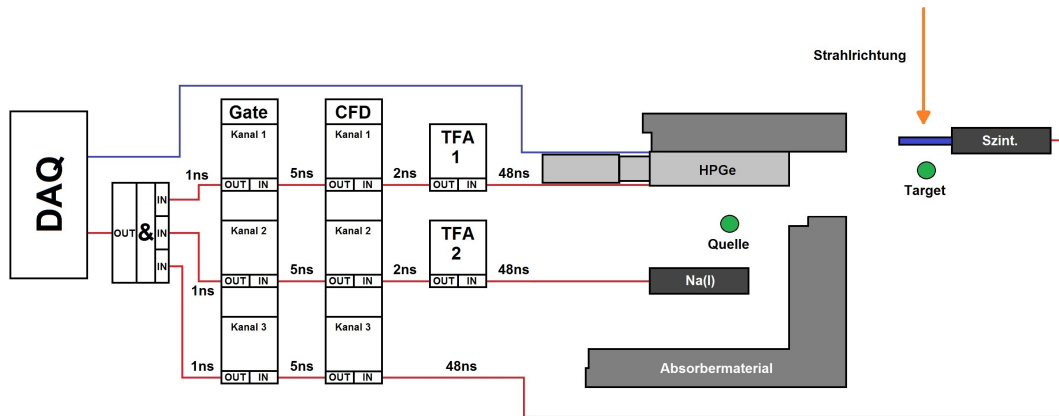


Abb. 6.8: Schematische Ansicht des experimentellen Aufbaus. Die für die für die Datenaufnahme zuständigen Verbindungen sind blau, die zur Erzeugung des Trigger-Signals sind rot markiert. Die Signalverzögerungen der Kabel für die Koinzidenzschaltung sind an entsprechender Verbindung notiert.

Aufgrund der Kenntnis der Protonenraten in den Bestrahlungsphasen und der in Abb. (6.1) gezeigten Simulationen, kann eine Belastung des Detektor-Kristalls durch ungefähr $2 \cdot 10^8$ Neutronen errechnet werden. Bei einer Kristallfläche von $30,11 \text{ cm}^2$ entspricht dies $6,6 \cdot 10^6$ Neutronen pro cm^2 . Damit kann davon ausgegangen werden, dass die Einflüsse von Neutronenschäden auf Pulsform, Signalanstiegszeit und insbesondere auf die Energieauflösung zu vernachlässigen sind (vgl. Kapitel 3, Abb. 3.8).

7 Test der Analyse mit experimentellen Daten

Mit den gewonnenen Daten an COSY konnte überprüft werden, ob die Analyse in der Lage ist, mit Signalen hoher Raten und Einflüssen durch Untergrundstrahlung umzugehen. Dabei wurden verschiedene Filter getestet und die Fensterbreite M des Moving Average Filters variiert. Dabei war jeweils der Effekt auf die Energieauflösung von besonderem Interesse.

Zunächst sollte erwähnt werden, dass die während der Bestrahlung aufgezeichneten Wellenformen starkem Rauschen unterworfen waren. Es handelte sich unter anderem um zwei periodische Rauschsignale mit Frequenzen von 11 kHz und 47 kHz mit Amplituden die zeitweise die der Pulsformen überragten. Diese Störsignale waren bereits während des Messvorgangs aufgefallen, konnten jedoch nicht unterdrückt werden.

In unregelmäßigen Abständen lieferte der Germanium-Detektor durch den Einfall hochenergetischer Teilchen ein Signal, das außerhalb des Messbereichs des FADCs war. Dadurch konnte die Pulsform nicht vollständig aufgezeichnet werden. In Abb. (7.1) ist sowohl dieser Effekt, als auch ein Teil des Rauschsignals zu erkennen. Durch die Abtastrate des FADC von 100 MSa/s ergibt sich ein zeitlicher Abstand zwischen zwei benachbarten Bins von 10 ns . Daher sind im Folgenden sowohl die Bin-Achse als auch entsprechende Parameter auf diesen

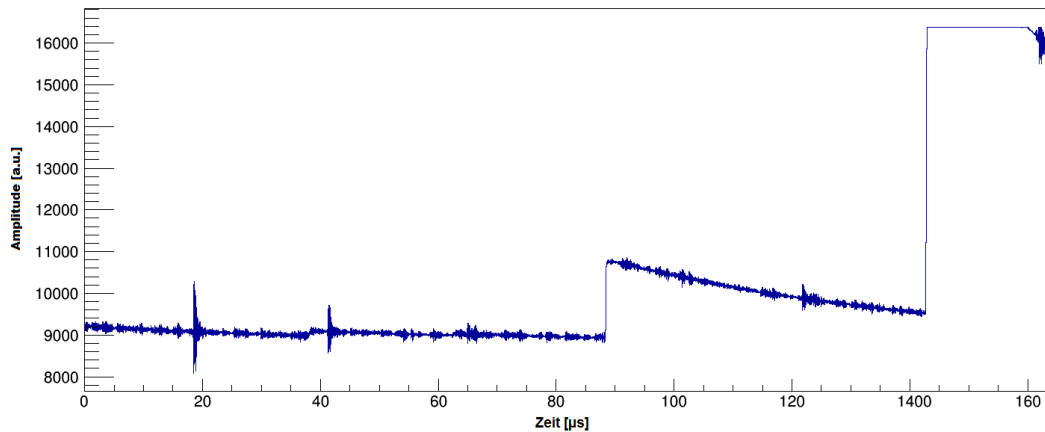


Abb. 7.1: Das Signal überschreitet den Messbereich des FADCs

Wert normiert.

7.1 Überprüfung der Zeitkonstanten des Vorverstärkers

Vor dem Test der Analyse wurde der ermittelte Wert für die Zeitkonstante τ des Vorverstärkers aus Kapitel 5.1 überprüft. Abb. (7.2) zeigt Rechteckpulse die nach Anwendung der Moving Window Deconvolution mit unterschiedlichen Zeitkonstanten entstanden sind. Als Wert für die Zeitkonstante wurde $\tau = (53,56 \pm 0,06)\mu s$ ermittelt. Wenn wie in (b) und (c) die Zeitkonstante um bis zu $10 \mu s$ vom korrekten Wert abweicht, lässt sich nur ein geringfügiger Unterschied zum gewünschten Rechteckpuls ausmachen. Erst ab größeren Diskrepanzen im Bereich von mehreren $10 \mu s$ wie in (a) und (d) kann keine exakte Bestimmung der Pulshöhe mehr erfolgen. Daraus lässt sich ableiten, dass eine Abweichung von τ von wenigen μs keine sichtliche Veränderung der Form der Rechteckpulse nach sich zieht. Die in Kapitel 5.1 bestimmte Zeitkonstante wurde daher hinreichend genau bestimmt und konnte zur Analyse der Daten verwendet werden (e).

7.2 Test der Analyse mit verschiedenen Filtern

Beim Test der Analyse war insbesondere das Verhalten der Energieauflösung bei der Wahl verschiedener Filter und Parameter von Interesse. Da die Wirkung von Rechteck- und Weighted-Average-Filter nach mehrfacher Anwendung der des Gauss-Filters entsprechen, wurde bei den Analysen auf die Verwendung der beiden Filter verzichtet. Die Identifizierung der Pulse zur Erzeugung der Energiespektren wurden über die Methode der zweiten Ableitung angewendet (vgl. Kapitel 5.6).

Zur Bestimmung der Energieauflösung wurden die Peaks bei 1173 keV und 1333 keV von ^{60}Co durch folgende Funktion angenähert:

$$f(x) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} + ax^2 + bx + c$$

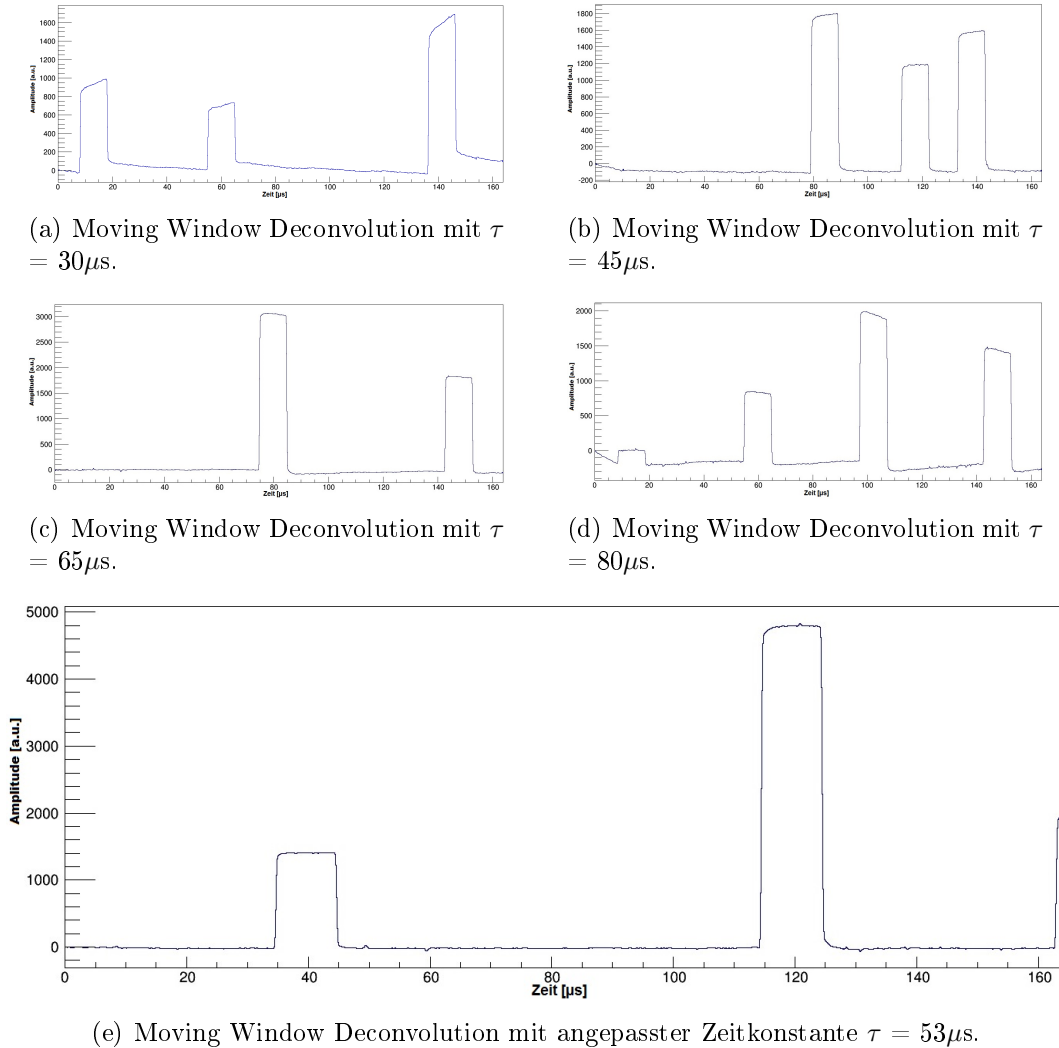


Abb. 7.2: Pulsformen nach Anwendung der Moving Window Deconvolution mit unterschiedlichen Zeitkonstanten τ . Das Resultat bei optimaler Zeitkonstante ist bei e) größer dargestellt. Sie zeichnet sich durch ein flaches Plateau der Rechteckpulse aus.

Da Effekte einer Schädigung des Germanium-Kristalls durch Neutronen während der Strahlzeit als minimal abgeschätzt wurden, reichte zur Anpassung eine einfache Gauss-Verteilung. Durch Addition eines Polynoms zweiten Grades wurde dem Einfluss der restlichen Untergrundstrahlung Rechnung getragen. Durch die Kenntnis der Positionen der beiden Peaks und deren Energien konnte anschließend mittels linearer Regression eine Energiekalibrierung durchgeführt werden. Damit wurde jedem Bin ein entsprechender Energiewert zugewiesen. Da lediglich die Energieauflösung untersucht werden sollte und nicht andere Teile des Energiespektrums, war dabei eine lineare Annäherung der Form

$$f(x) = a \cdot x + b$$

ausreichend.

Da die Energieauflösung als FWHM ausgedrückt wird, war es erforderlich, die aus der gaussförmigen Anpassung gewonnene Standardabweichung σ in diesen Wert umzurechnen. Dazu gilt:

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln(2)} \cdot \sigma$$

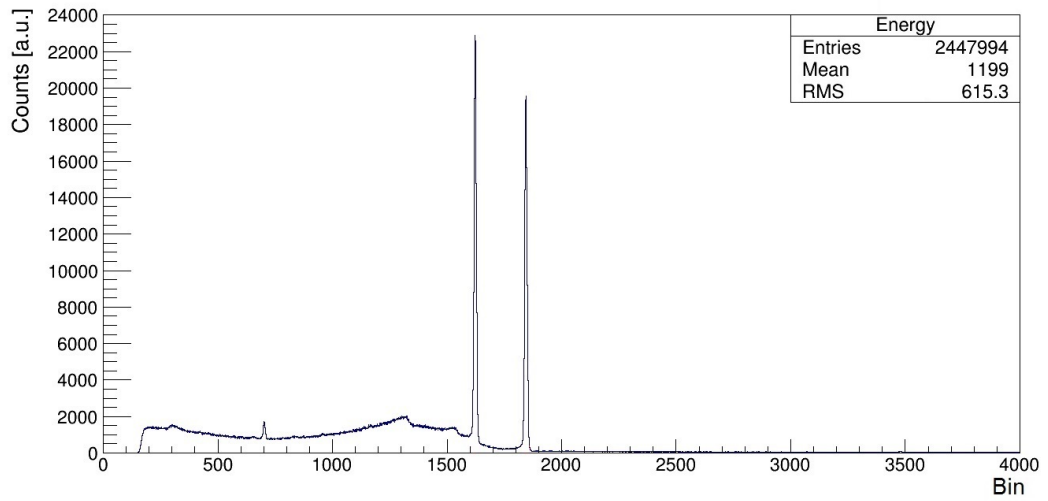
Abb. (7.3a) zeigt ein Beispiel eines aufgezeichneten Spektrums von ^{60}Co . In (b) und (c) wurden die beiden Peaks gaussförmig angepasst und mit Hilfe ihrer bekannten Energien eine Energiekalibrierung durchgeführt. Anschließend konnte die Energieauflösung (FWHM) aus der Standardabweichung bestimmt werden.

Tests mit dem Gauss-Filter

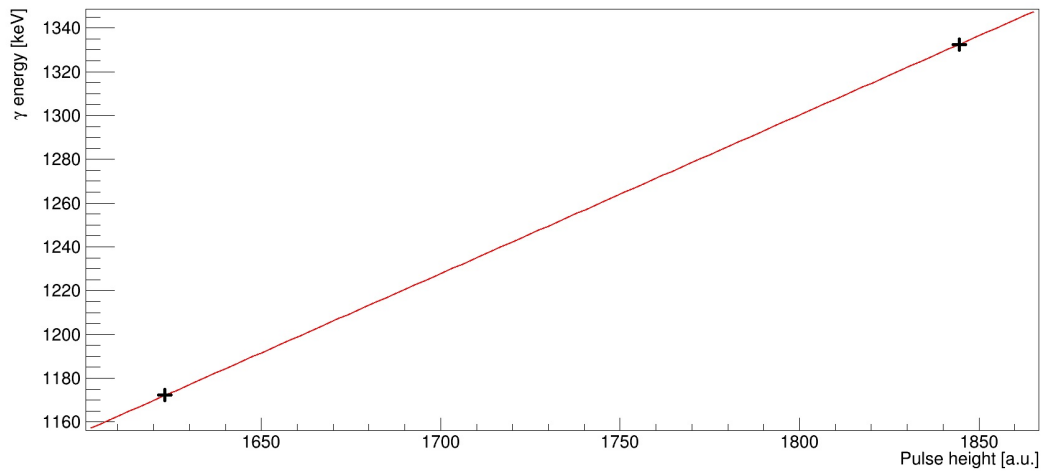
Im Folgenden werden die Ergebnisse für die Energieauflösung in Abhängigkeit der Fensterbreite M des Moving Average Filters und verschiedener Standardabweichungen σ_{gaus} des Gauss-Filters präsentiert. Für M wurden Werte zwischen 600 ns und 3 μs gewählt. Diese wurden in Schritten von 200 ns variiert. Die Werte für σ_{gaus} deckten den Bereich von 10 ns bis 110 ns ab und wurden in Schritten von 20 ns verändert. Für die folgenden Auswertungen wurde der zweite Datensatz vom 31.10. verwendet, da die Aufzeichnung über einen langen Zeitraum erfolgte und dieser somit groß genug war, um ausreichend Statistik zu erzeugen. Außerdem erfolgte die Datenaufnahme ausschließlich bei laufendem Strahlbetrieb.

In Abb. (7.4) ist die Abhängigkeit der Halbwertsbreite FWHM des Peaks bei 1333 keV von der Standardabweichung σ_{gaus} des Gauss-Filters gezeigt. Man sieht, dass größere Werte für σ_{gaus} als 30 ns kaum eine Verbesserung der Energieauflösung bewirken. Zwischen $\sigma_{\text{gaus}}=50$ ns und $\sigma_{\text{gaus}}=110$ ns ist für Fensterbreiten zwischen $M=1,5$ μs und $M=3$ μs eine Verbesserung von maximal 0,5 keV zu erwarten. Bei geringeren Fensterbreiten, die eine ohnehin schlechtere Energieauflösung liefern, ist der Unterschied größer und liegt im Bereich von bis zu 2 keV.

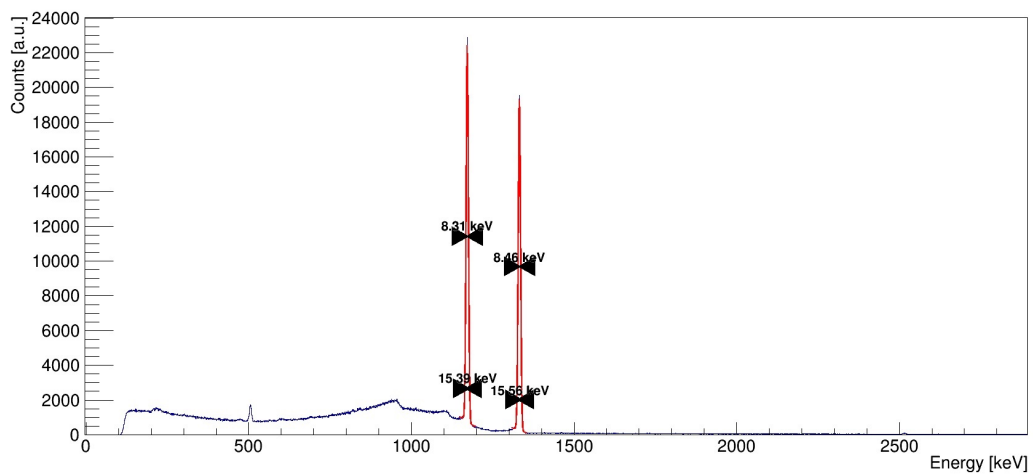
Abb. (7.5) zeigt die Abhängigkeit der Energieauflösung in Abhängigkeit der



(a) Aufgezeichnetes Spektrum von ^{60}Co .



(b) Energiekalibrierung mit den Peaks bei 1173 keV und 1333 keV.



(c) Anpassung der Peaks mit FWHM und FWTM. Zu erkennen sind außerdem die beiden Comptonkanten zwischen 950 keV und 1150 keV und ein Annihilationspeak bei 511 keV.

Abb. 7.3: Bestimmung der Energieauflösung aus den aufgezeichneten Spektren von ^{60}Co .

Fensterbreite des Moving Average Filters. Als Wert für die Standardabweichung wurde dazu $\sigma_{gaus}=110$ ns gewählt, da dieser nach Abb. (7.5) die höchste Energieauflösung erzeugt. Man erkennt, dass der Graph ein Minimum bei $M=2 \mu s$ besitzt. Der Wert der FWHM fällt vor diesem Wert stärker, als er nach ihm wieder ansteigt. Ursächlich dafür könnten die Einflüsse ballistischer Effekte sein, die bei einer zu gering gewählten Fensterbreite stärker miteinbezogen werden und daher die Energieauflösung verschlechtern. Bei zu großen Fensterbreiten bezieht der Average-Filter einen in Relation zur Pulsform größeren Rauschanteil mit ein, was sich letztendlich wiederum negativ auf die Auflösung auswirkt.

Insgesamt lässt sich feststellen, dass der Gauss-Filter bei einer Fensterbreite von $M=2 \mu s$ und $\sigma_{gaus}=110$ ns die beste Energieauflösung mit 8,56 keV liefert. Da höhere Werte für die Standardabweichung nicht getestet wurden, lässt sich über das Verhalten der Halbwertsbreite bei größeren σ_{gaus} keine Aussage machen. Der zuvor beschriebene konstante Verlauf bei größeren σ_{gaus} deutet jedoch darauf hin, dass keine sichtliche Verbesserung der Energieauflösung mehr zu erwarten ist, sondern sich lediglich der erforderliche Rechenaufwand der gesamten Analyse erhöht.

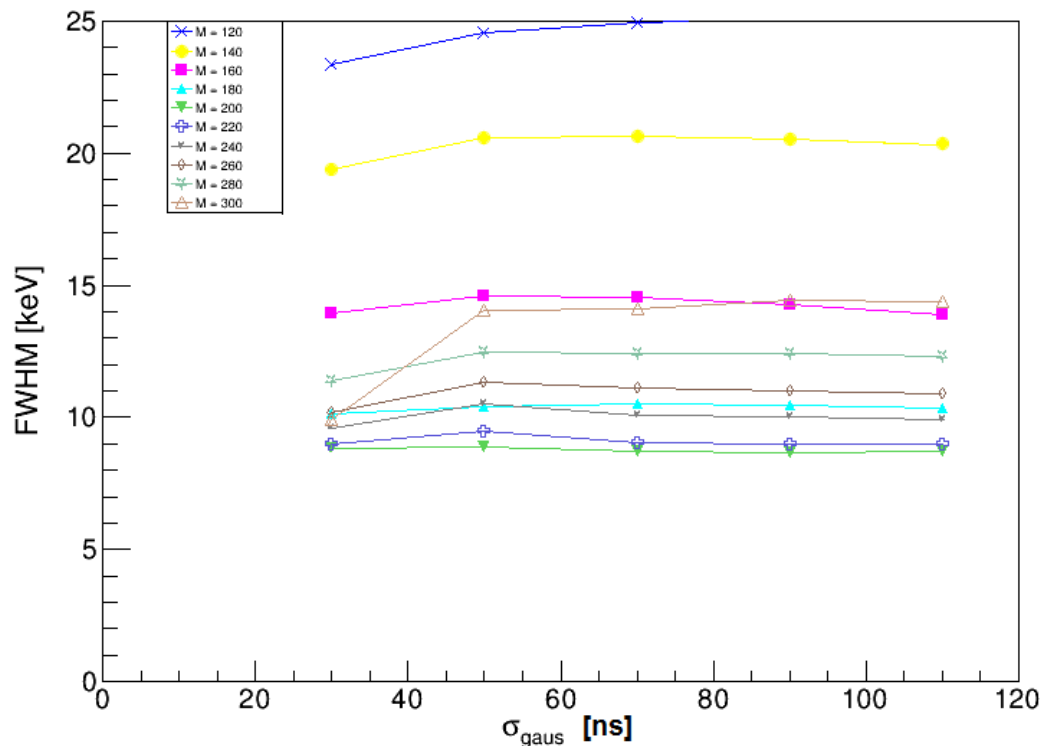


Abb. 7.4: Ergebnisse mit dem Gauss-Filter bei verschiedenen Fensterbreiten.

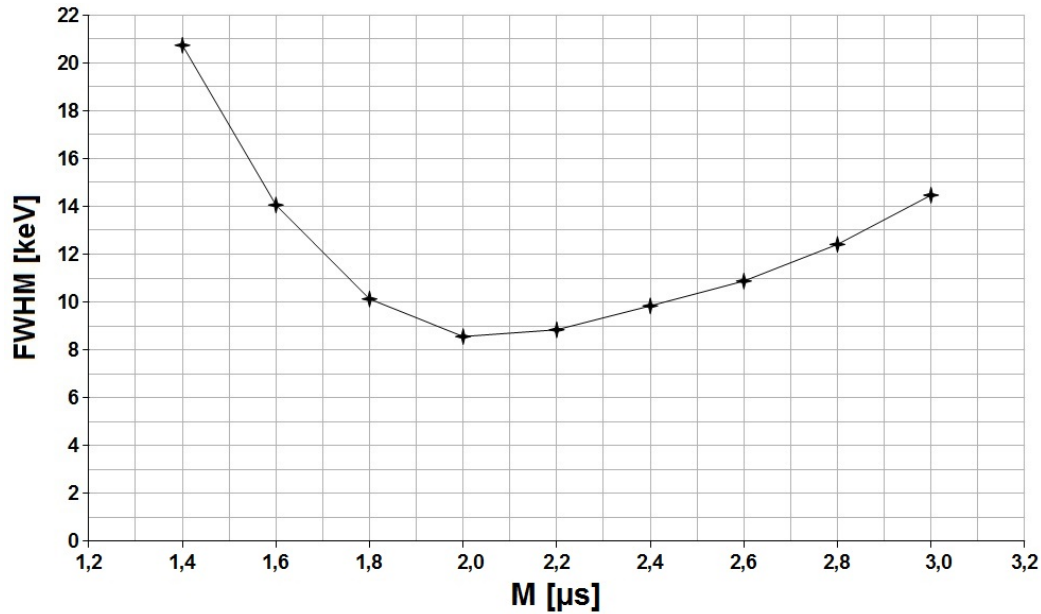


Abb. 7.5: Ergebnisse mit dem Gauss-Filter bei $\sigma_{gaus}=110$ ns und verschiedenen Fensterbreiten M.

Tests mit dem bilateralen Filter

Für den Test mit dem bilateralen Filter wurde die Fensterbreite des Moving Average Filters wie zuvor verändert. Die Standardabweichung des ersten Gauss-Filters in Zeitrichtung σ_{gaus} wurde zwischen Werten von $\sigma_{gaus}=10$ ns bis $\sigma_{gaus}=110$ ns variiert. Die Standardabweichung des zweiten Gauss-Filters σ_{Bil} in Richtung der Signalhöhen wurde zwischen den Werten $\sigma_{Bil}=300$ bis $\sigma_{Bil}=2100$ in Schritten von 200 verändert. Für jeden Wert von M ist jeweils ein Diagramm dargestellt, in dem die Energieauflösung des 1333 keV Peaks der Standardabweichung σ_{gaus} gegenübergestellt ist. In Abb. (7.6) ist als Beispiel das Resultat für eine Fensterbreite von $M=2\mu s$ gezeigt. Die restlichen Graphen sind im Anhang dargestellt. Es lässt sich feststellen, dass die Halbwertsbreite tendenziell mit zunehmenden Werten beider Standardabweichungen verringert, wobei sie ab $\sigma_{gaus}=70$ ns und $\sigma_{Bil}=500$ nur noch im Bereich von 1 keV variiert. Die Ausnahme bilden die Werte für $\sigma_{Bil}=300$. Hier verschlechtert sich die Energieauflösung mit steigenden Werten von σ_{gaus} . In den Diagrammen für $M=2,8\mu s$ und $M=3\mu s$ ist bei $\sigma_{gaus}=30$ ns eine geringere Halbwertsbreite auszumachen als bei höheren Werten. Auffällig ist bei fast allen Graphen eine deutliche Verschlechterung der Energieauflösung bei $\sigma_{gaus}=50$ ns, obwohl sich der Trend bei größeren Werten stabilisiert.

Die beste Energieauflösung lässt sich bei den Werten $\sigma_{gauss}=110$ ns und $\sigma_{Bil}=2100$ ausmachen. Die entsprechenden Halbwertsbreiten wurden in Abb. (7.7) der Fensterbreite M gegenübergestellt. Der Verlauf des Graphen ähnelt dem bei der Anwendung des Gauss-Filters. Auch hier liegt das Minimum der Halbwertsbreite bei $M=2\mu s$. Die Energieauflösung ist hier 8,31 keV und damit etwas besser als bei der Verwendung des Gauss-Filters. Als Grund dafür kann

die Eigenschaft des Gauss-Filters genannt werden, bei größeren Standardabweichungen nicht nur das Rauschsignal zu unterdrücken, sondern auch Anteile der auszuwertenden Pulsform, zum Beispiel in Bereichen des Signalanstiegs. Der bilaterale Filter hingegen unterscheidet beim Glätten des Signals zwischen geringen Schwankungen der Signalamplitude, wie etwa bei Rauscheffekten und größeren Veränderungen der Amplitude, die beim Signalanstieg der Pulsformen entstehen.

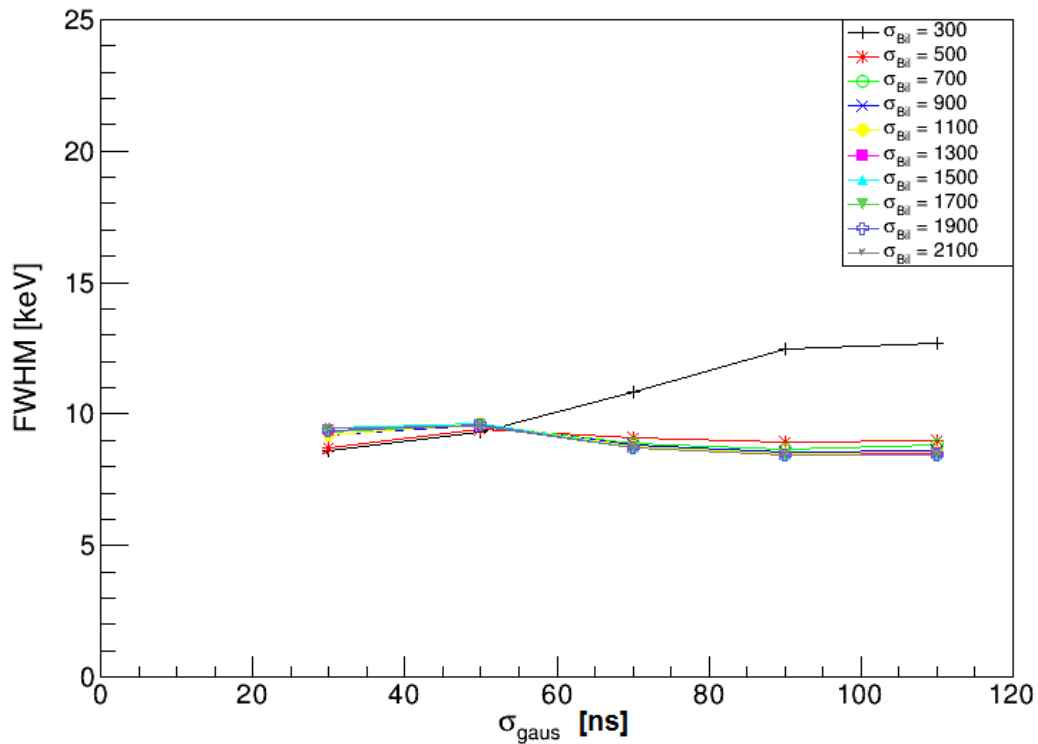


Abb. 7.6: Ergebnisse mit dem bilateralen Filter bei $M=2,0\mu\text{s}$. Die Graphen für die anderen Fensterbreiten befinden sich im Anhang.

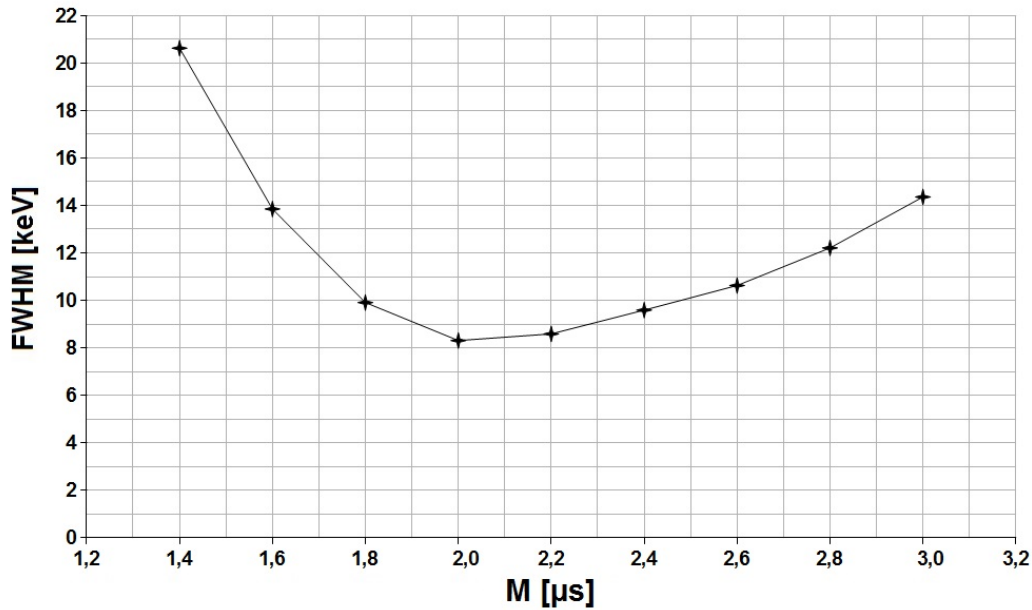
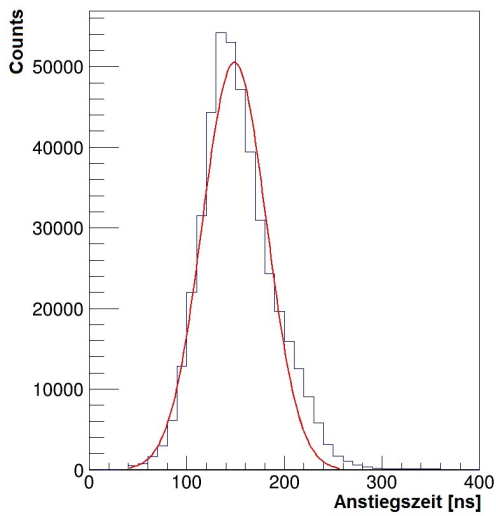


Abb. 7.7: Ergebnisse mit dem bilateralen Filter bei $\sigma_{gauss}=110$ ns, $\sigma_{Bil}=2100$ und verschiedenen Fensterbreiten M.

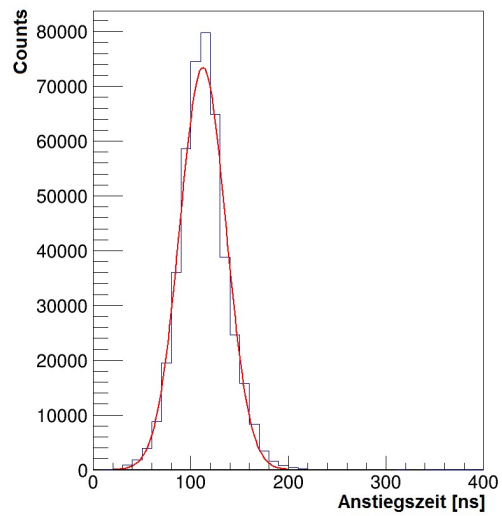
Die Signalanstiegszeiten $t_{10\%-90\%}$ und $t_{30\%-90\%}$ wurden zu jeder Pulsform bestimmt, deren Energie in das Energiespektrum eingetragen worden ist. Da die Signalanstiegszeit zwar jeweils aus dem ursprünglichen Signal ermittelt wurde, die erforderliche Kantenfindung, wie in Kapitel 5.6 und 5.7 erläutert, jedoch nach der Anwendung verschiedener Filter erfolgte, ist es notwendig, deren Parameter bei der Angabe der Anstiegszeit miteinzubeziehen. Abb. (7.8) zeigt ein Beispiel einer Verteilung der Signalanstiegszeit $t_{10\%-90\%}$ und $t_{30\%-90\%}$ bei Verwendung des bilateralen Filters mit $\sigma_{gauss}=110$ ns und $\sigma_{Bil}=2100$ sowie der Fensterbreite $M=2$ μ s. Mit diesen Werten konnte die beste Energieauflösung gefunden werden. Die Ergebnisse wurden mittels einer Gauss-Verteilung angenähert. Es ergibt sich als Mittelwert 148,7 ns für $t_{10\%-90\%}$ und 112,3 ns für $t_{30\%-90\%}$.

In Abb. (7.9) sind entsprechende Korrelationen zwischen Energie und Signalanstiegszeit gezeigt. Zu erkennen sind die beiden Full-Energy-Peaks bei 1173 keV und 1333 keV. In beiden Graphen ist zu erkennen, dass sich die Breite der Verteilung der Signalanstiegszeit tendenziell mit zunehmender Energie verringert. Ein möglicher Grund dafür ist, dass der Algorithmus durch die größeren Amplituden der Pulse bei steigender Energie die Anstiegszeit mit einer geringeren Schwankungsbreite bestimmen kann.

Beim Test der Analyse musste auf die Verwendung der Daten mit einer Fensterbreite von unter 1,2 μ s verzichtet werden, da die entsprechenden Spektren nicht ausgewertet werden konnten. Ein Beispiel eines solchen Spektrums ist in Abb. (7.10a) zu sehen. Auch bei 1,2 μ s ergaben sich bereits ähnliche Probleme, wodurch einige Datenpunkte nicht mehr grafisch erfasst werden konnten. Aus dem selben Grund wurden auch die Datensätze mit der Standardabweichung

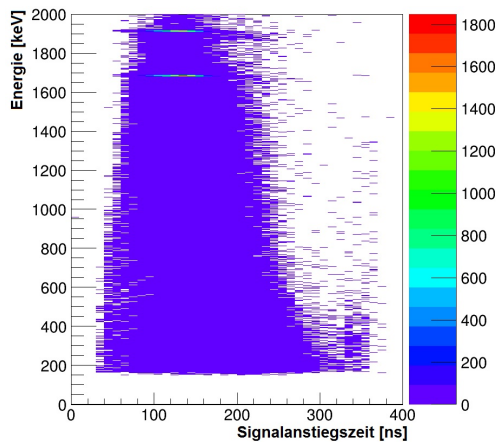


(a) $t_{10\%-90\%}$. Mittelwert: 148,7 ns, $\sigma=32,9$ ns.

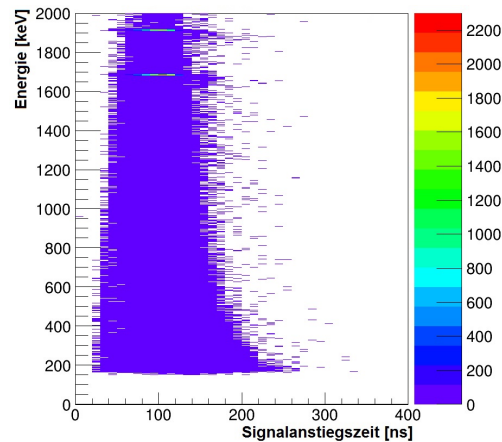


(b) $t_{30\%-90\%}$. Mittelwert: 112,3 ns, $\sigma=23,7$ ns.

Abb. 7.8: Signalanstiegszeiten mit bilateralem Filter $\sigma_{gauss}=110$ ns, $\sigma_{Bil}=2100$ mit gaussförmiger Anpassung (rot).



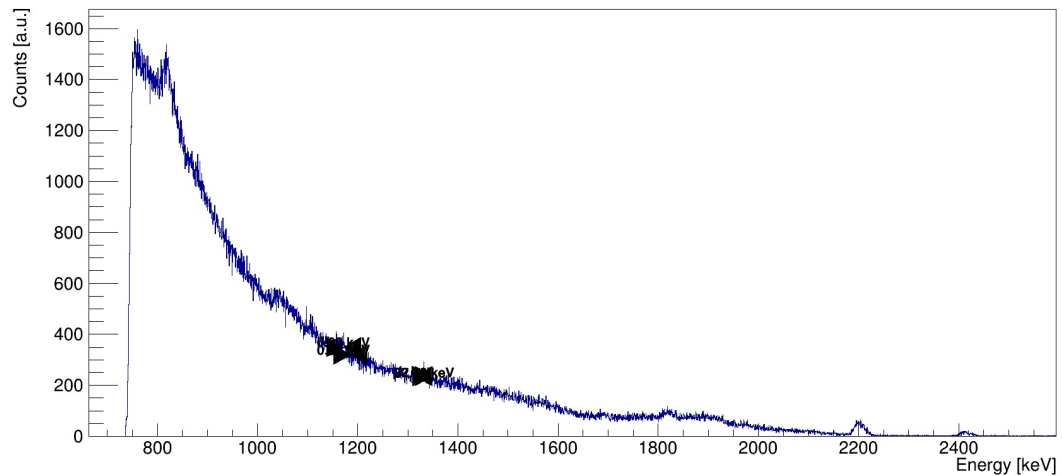
(a) Energie- $t_{10\%-90\%}$ -Korrelation.



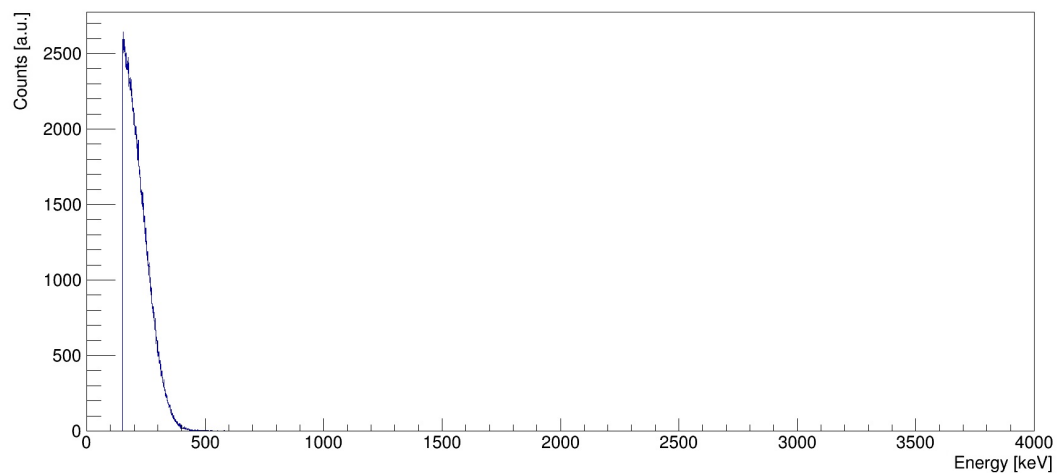
(b) Energie- $t_{30\%-90\%}$ -Korrelation.

Abb. 7.9: Korrelation zwischen Energie und Signalanstiegszeiten bei Verwendung des bilateralem Filter $\sigma_{gauss}=110$ ns, $\sigma_{Bil}=2100$.

$\sigma_{gauss}=10$ ns nicht dargestellt (Abb. 7.10b).



(a) Spektrum bei einer Fensterbreite von $M=0,8 \mu\text{s}$, $\sigma_{gauss}=110$ ns, $\sigma_{Bil}=2100$.



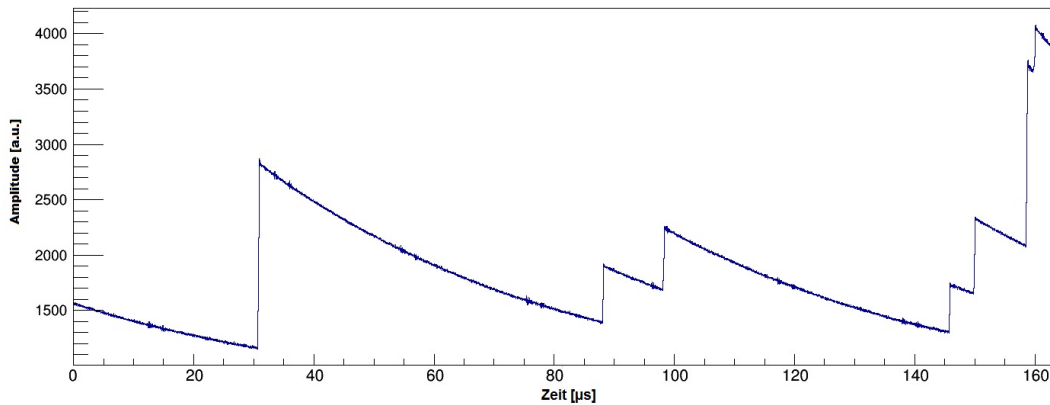
(b) Spektrum bei einer Fensterbreite von $M=2,0 \mu\text{s}$, $\sigma_{gauss}=10$ ns, $\sigma_{Bil}=2100$.

Abb. 7.10: Aufgezeichnete Spektren bei nicht angepassten Parametern M und σ_{gauss} . Es ist kein typisches Spektrum von ^{60}Co zu erkennen.

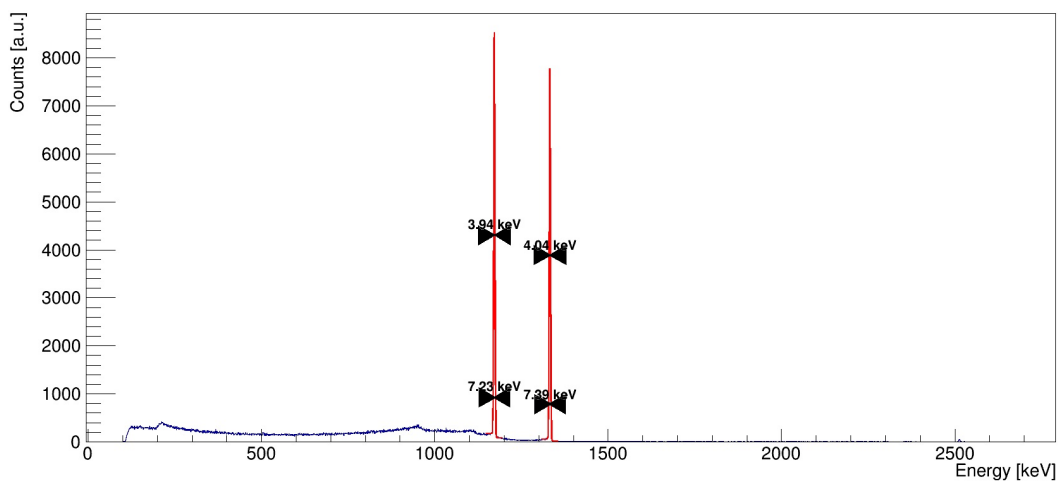
Vergleich zu einer Messung mit einem unbestrahlten Detektor

Als Datenquelle für eine Vergleichsmessung diente eine Testmessung die vor der Bestrahlung des Detektors stattgefunden hatte. Zur Analyse der Daten wurde der bilaterale Filter mit optimalen Parametern für die Energieauflösung gewählt, also $\sigma_{gauss}=110$ ns und $\sigma_{Bil}=2100$. Als Fensterbreite diente der Wert $M=2 \mu\text{s}$. Bei der Datenaufnahme konnte ein weitaus schwächeres Rauschsignal als bei den Messungen während der Bestrahlungsphase beobachtet werden (Abb. 7.11).

Es zeigt sich eine Energieauflösung von 4,04 keV im Vergleich zu 8,31 keV im bestrahlten Zustand. Da der Einfluss durch Untergrundstrahlung und Neutro-



(a) Pulsformen mit geringeren Rauschanteilen als während der Bestrahlungsphase (vgl. Abb. 7.1).

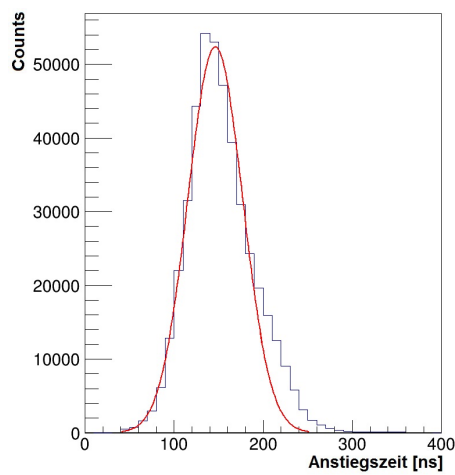


(b) Spektrum eines unbestrahlten Detektors.

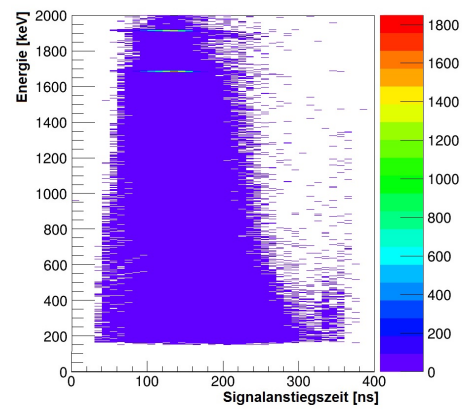
Abb. 7.11: Aufgezeichnete Wellenform und Spektrum von ^{60}Co vor der Bestrahlung.

nenschäden wegen der geringen Protonenrate während der Strahlzeit als unbedeutend eingeschätzt werden kann, ist anzunehmen, dass der größte Anteil der Verschlechterung der Energieauflösung durch die Einflüsse des Rauschens erzeugt wird.

Auch für diese Messung wurden die Signalanstiegszeiten bestimmt und damit eine Korrelation mit der Energie untersucht. Die entsprechenden Ergebnisse sind in Abb. (7.12) einzusehen. Die mittlere Signalanstiegszeit für $t_{10\%–90\%}$ beträgt 146,2 ns (a) und unterscheidet sich nur geringfügig von der des Detektors im bestrahlten Zustand. Wie zuvor ist im Korrelationsgraphen eine Verminderung der Verteilungsbreite der Anstiegszeit mit zunehmender Energie zu erkennen (b).



(a) $t_{10\%-90\%}$. Mittelwert: 146,2 ns, $\sigma=30,8$ ns.



(b) Energie- $t_{10\%-90\%}$ -Korrelation.

Abb. 7.12: $t_{10\%-90\%}$ und Korrelation zwischen Energie und Signalanstiegszeiten bei Verwendung des bilateralem Filter $\sigma_{gauss}=110$ ns, $\sigma_{Bil}=2100$.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine Analyse zur Verarbeitung der Signale eines Germanium-Detektors erstellt, die in der Lage ist, Signale hoher Raten zu verarbeiten. Diese wurde bei einer Strahlzeit an COSY, bei der das Signal eines Germanium-Detektors mit Teilchenuntergrund aufgezeichnet wurde, getestet. Dabei zeigte sich, dass die Analyse durch den Einsatz digitaler Filter auch Daten analysieren kann, die bei vorhandenem Teilchenuntergrund und starken Rauschsignalen entstanden sind. Es wurden mit Hilfe der Analyse und eines hochauflösenden Germanium-Detektors Spektren von ^{60}Co mit Teilchenuntergrund erzeugt und in Abhängigkeit verschiedener Filterparameter verglichen. Dabei ergab sich, dass der Einsatz eines Gauss-Filters eine maximale Energieauflösung von 8,56 keV hervorbrachte, bei einer Fensterbreite des Moving Average Filters von $2,0 \mu\text{s}$. Bei gleicher Fensterbreite ermöglichte der bilaterale Filter eine Energieauflösung von 8,31 keV. Bei einer Messung die keinen Einflüsse von Untergrundstrahlung unterworfen war, ergab sich eine Energieauflösung von 4,04 keV. Jedoch kann davon ausgegangen werden, dass die Verbesserung der Auflösung hauptsächlich auf das wesentlich geringere Rauschsignal während dieser Messung zurückzuführen ist. Der angegebene Wert für die Energieauflösung von 2,2 keV konnte, vermutlich wegen niederfrequenter Masseschleifen, nicht erreicht werden.

Da die bereitgestellte Protonenrate während der Strahlzeit zu gering war um den Einfluss von Neutronenstrahlung auf die Energieauflösung des Germanium-Detektors zu untersuchen kann keine Aussage bezüglich der zu erwartenden Neutronenschäden während des PANDA-Experiments gemacht werden.

Dennoch bietet der Algorithmus der Analyse die Möglichkeit, bei entsprechender Schädigung des Kristalls, solche Effekte zu beobachten. Eine Möglichkeit dazu ist in Abb. (8.1) gezeigt.

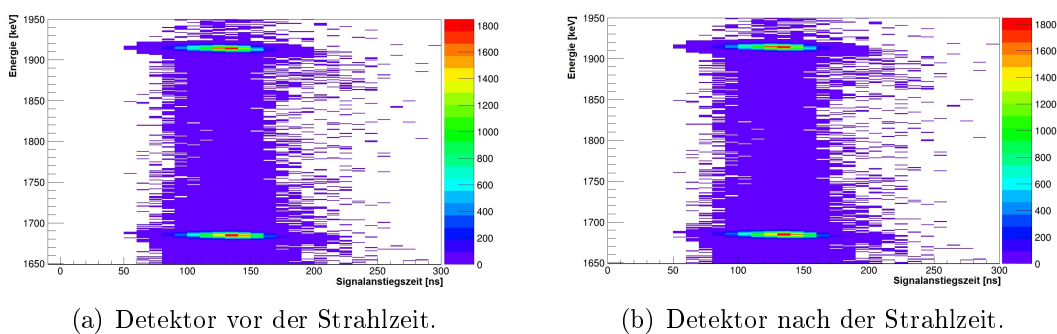


Abb. 8.1: Energie-Anstiegszeit-Korrelation des bestrahlten und unbestrahlten Detektors im Bereich der beiden Full-Energy-Peaks.

Dabei werden die Energie-Signalanstiegszeit-Korrelationen eines Detektors vor und nach der Strahlzeit verglichen und daraus die entstandene Neutronenschädigung geschlussfolgert. Durch die geringe akkumulierte Neutronenrate von $6.610^6 n/cm^2$ zeigte sich jedoch durch die in dieser Arbeit dokumentier-

te Strahlzeit erwartungsgemäß noch kein Effekt.

Um den Einfluss von Neutronenschäden auf die Energieauflösung des Germanium-Detektors zu untersuchen ist deshalb bereits eine weitere Strahlzeit an COSY in Planung, die im Frühjahr 2014 mit höherer Strahlintensität und verbessertem Aufbau stattfinden soll.

Anhang

Datum	Uhrzeit		FADC Parameter			CFD-Schwelle			Abstand Quelle		Abstand Target HPGe [cm]
	Anfang	Ende	Spurlänge	PostTrigger	Offset	HPGe [V]	Nal [V]	Szint. [V]	HPGe [cm]	Nal [cm]	
19.10.	13:35	14:15	5	500	60000	-0.54	-0.30		5.5		
	14:20	15:24	2	500	60000	-0.54	-0.30		5.5		
	16:15	16:52	5	1500	60000	-0.54	-0.30		9.5	6	
20.10.	14:18	14:34	5	1500	60000	-0.54	-0.30		9.5	6	
	14:35	14:50	5	1500	60000	-0.54	-0.30		9.5	6	
	14:53	15:08	5	1500	60000	-0.54	-0.30		9.5	6	
21.10.	15:15	17:40	3	2500	60000	-0.54	-0.30		9.5	6	30
	18:40		2	2500	60000	-0.54	-0.30		9.5	6	30
22.10.	18:09		5	14000	60000	-0.54	-0.30		9.5	6	30
	10:08	14:20	2	1000	60000	-0.54	-0.30		9.5	6	30
	16:06	18:22	5	1000	60000	-0.54	-0.30		9.5	11.5	90
24.10.	18:22	19:52	5	1000	60000	-0.54	-0.30		9.5	11.5	90
	09:23	12:41	2	1000	60000	-0.54	-0.30		9.5	11.5	90
	13:30	17:00	2	1000	60000	-0.54	-0.30		9.5	11.5	90
25.10.	17:39	19:00	2	1000	60000	-0.54	-0.30		9.5	11.5	90
	20:00	21:30	3	2000	60000	-0.54	-0.30		9.5	11.5	86
	10:15	10:45	3	1500	55000	-0.54	-0.30		9.5	11.5	86
26.10.	10:50	19:20	3	1500	30000	-0.54	-0.30		9.5	11.5	86
	19:22	09:30	3	1500	30000	-0.54	-0.30		9.5	11.5	86
	09:35	17:15	5	1500	30000	-0.54	-0.30		9.5	11.5	86
27.10.	17:18	10:20	1	1500	30000	-0.54	-0.30		9.5	11.5	86
	10:22	15:23	3	2000	30000	-0.54	-0.30		9.5	11.5	86
	15:25	17:55	3	2000	30000	-0.54	-0.30		9.5	11.5	86
28.10.	17:55		3	2000	30000	-0.54	-0.30		9.5	11.5	86
	11:30										
29.10.	14:40		5	2000	60000	-0.40	-0.30	-0.69	9.5	11.5	86
30.10.	15:30										
	9:40		5	2000	30000	-0.40	-0.30	-0.69	9.5	11.5	86
31.10.	18:35		5	2000	30000	-0.40	-0.30	-0.69	9.5	11.5	86
	18:45	10:03	5	2000	30000	-0.40	-0.30	-0.69	9.5	11.5	86
01.11.	10:07	18:40	5	2000	30000	-0.40	-0.30	-0.69	9.5	11.5	86
	18:50		5	2000	30000	-0.40	-0.30	-0.69	9.5	11.5	86
03.11.	11:26										
	12:05	12:25	5	2000	30000	-0.40	-0.30	-0.69	9.5	11.5	86
	12:40	20:30	5	2000	30000	-0.40	-0.30	-0.69	9.5	11.5	86

Tab. A.1: Strahlzeitprotokoll

Gerät	Modell/Spezifikationen
HV Crate	SY Universal Multi Channel Power Supply System
HV Karte	12 Ch 6 kV 1mA/200 μ A Caen Mod. A1832P
TFA 1 / 2	ORTEC 474 TIMING FILTER AMP
CFD	OCT. CF. DISCR CF 8000
Gate	GG 8000 OCTAL GATE GENERATOR
Logic Gate	LRS 4 FOLD LOGIC GATE
Pico	Pico Technology PT-104 PT100 Data Logger
ENV 1	16 channel VME ECC-NIM-ECL converter
VOLUM 4	VME Universal Logic Module, Virtex 4 based
TRIVA 7	VME Trigger Module
FADC	14 Bit Flash ADC Caen Mod. VX 1724 Sampling rate: 100 MSa/s, Dynamic range: 500 mV
HPGe	<p>Detector: GFE Cryostat: S-XC2EB Modell: XEB4 HEX Serial:158 Bias: 3000 V Positive FWHM at 1332 keV, 4μs: 2,25 keV FWHM at 122 keV, 6μs: 1,15 keV FWHM at 1332 keV, 3μs: n.t. Relative efficiency: 56,7% FWTM/FWHM: 1,924 Peak/Compton: n.t. Test conditions: HV EMETRON 5002I MCA digi Dart Contrate 1000 cps Tem. 23°C, Hum. 60%</p>

Tab. A.2: Liste verwendeter Geräte und Module.

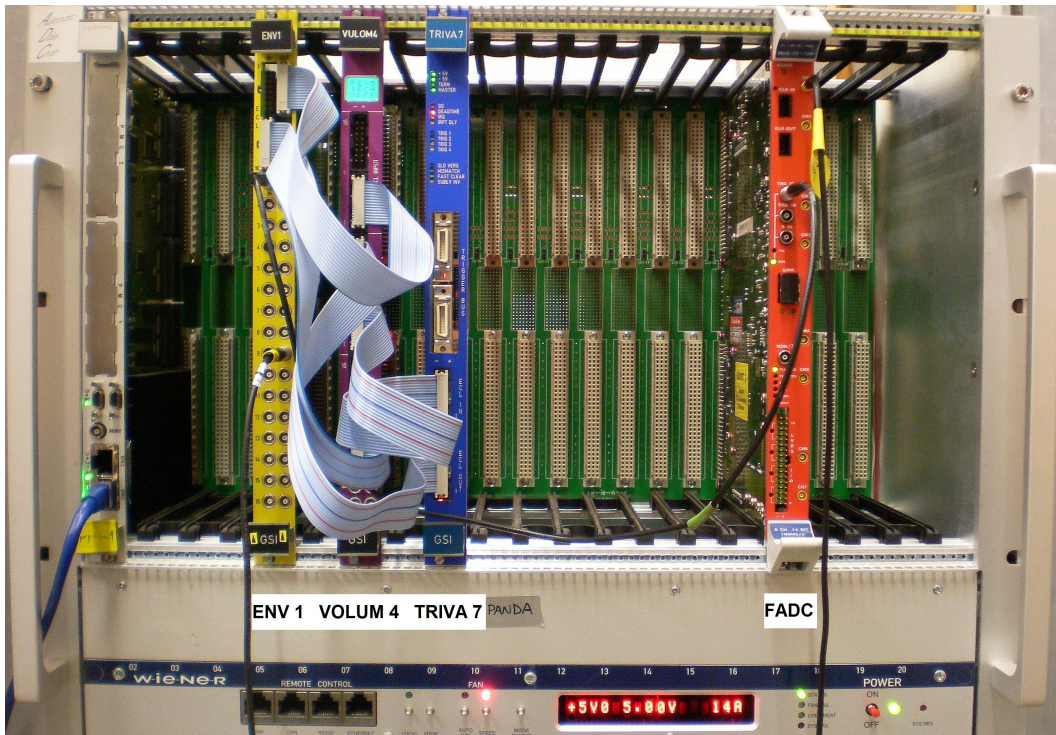


Abb. A.1: Verwendetes VME Crate.



(a) Bild des verwendeten Germanium-Detektors.



(b) Bild des Germanium-Detektors mit X-Cooler™ II

Abb. A.2: Bilder des verwendeten Germanium-Detektors.

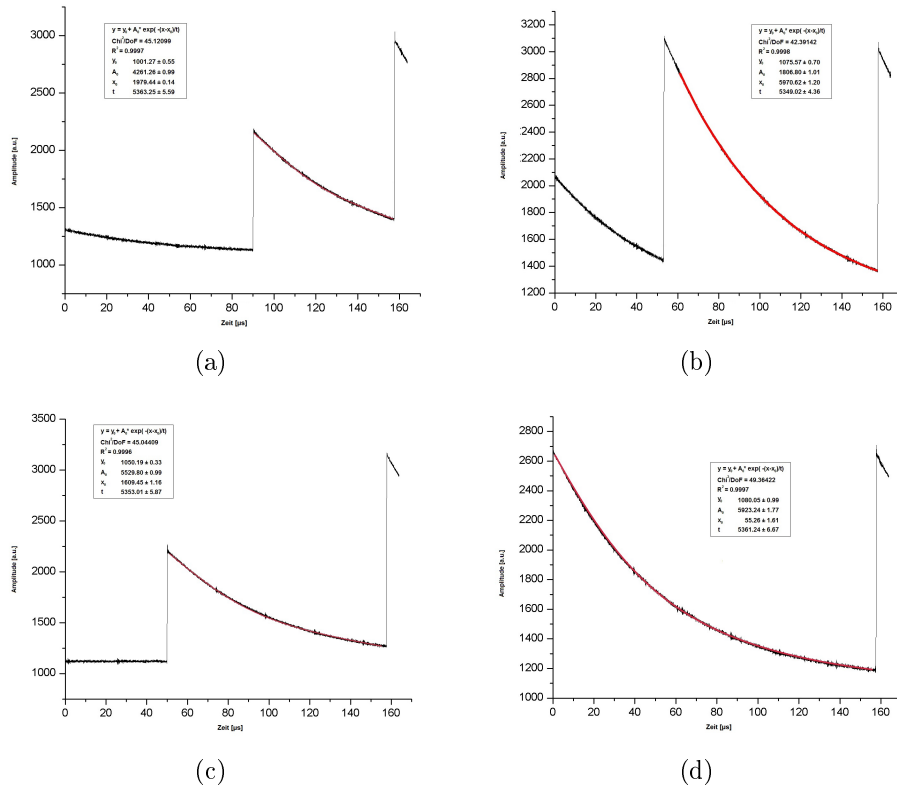


Abb. A.3: Exponentielle Annäherung zur Bestimmung der Zeitkonstanten τ .

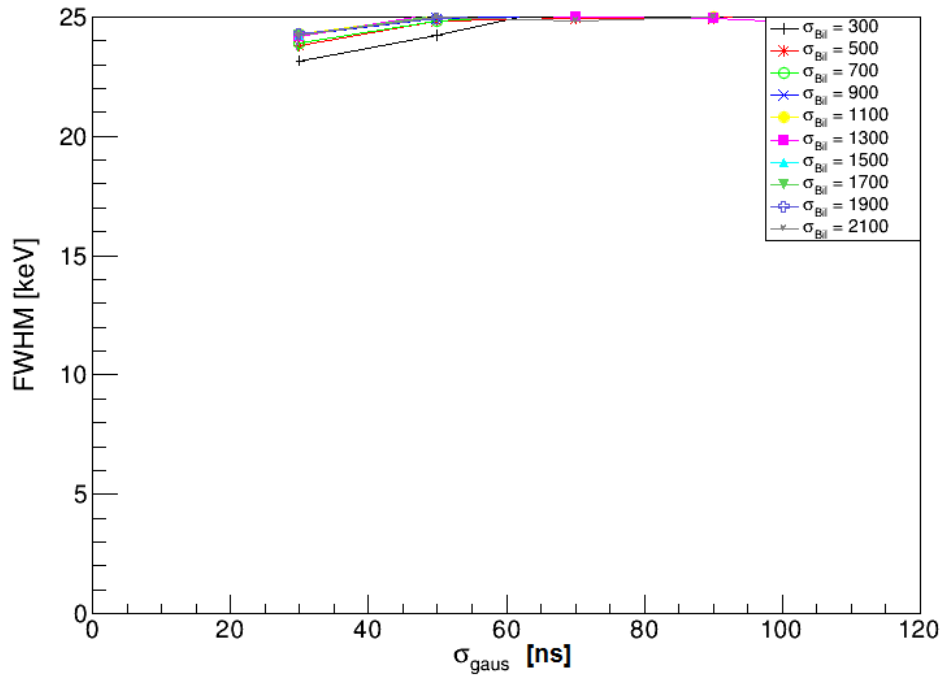


Abb. A.4: Ergebnisse mit dem bilateralen Filter bei $M=1,2\mu\text{s}$

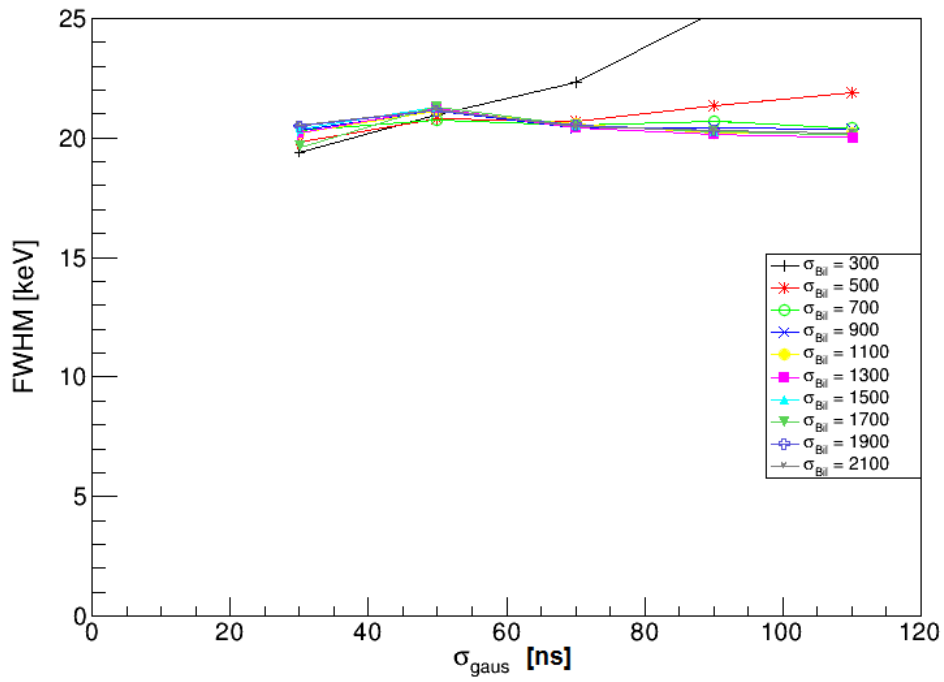


Abb. A.5: Ergebnisse mit dem bilateralen Filter bei $M=1,4\mu s$

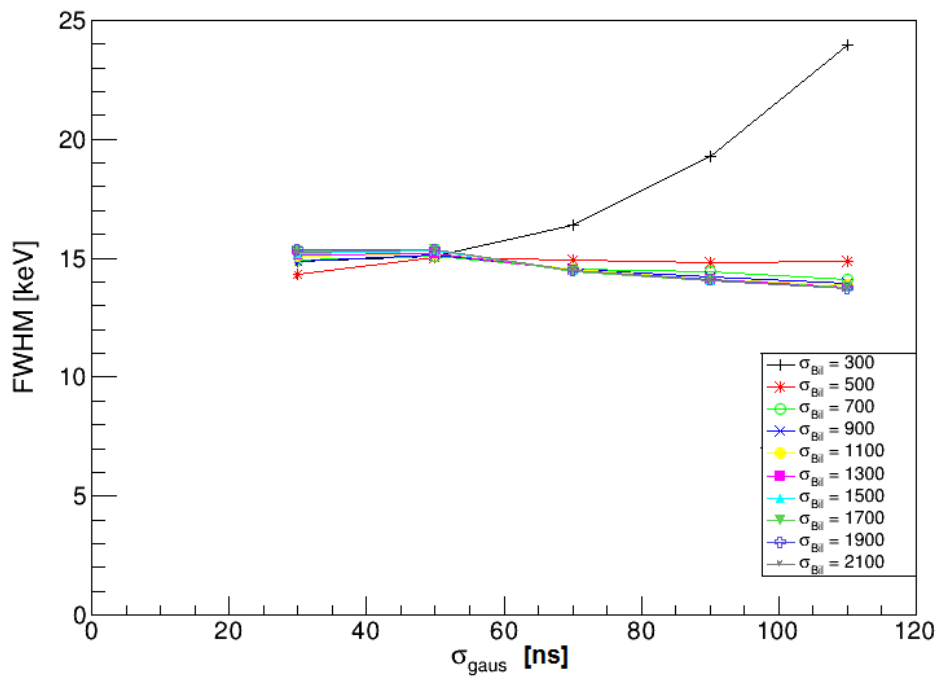


Abb. A.6: Ergebnisse mit dem bilateralen Filter bei $M=1,6\mu s$

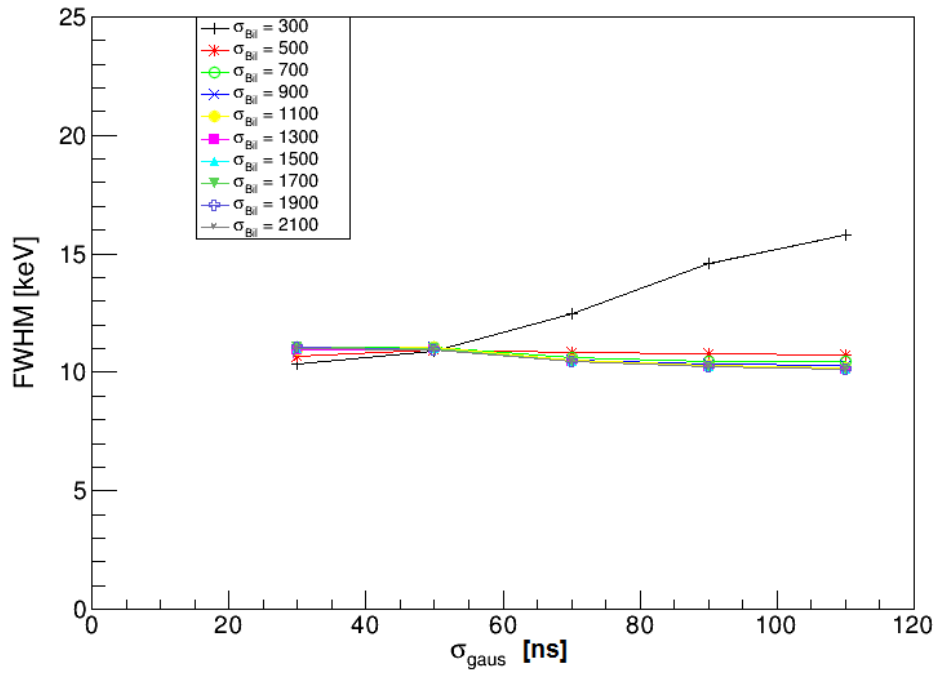


Abb. A.7: Ergebnisse mit dem bilateralen Filter bei $M=1,8\mu\text{s}$

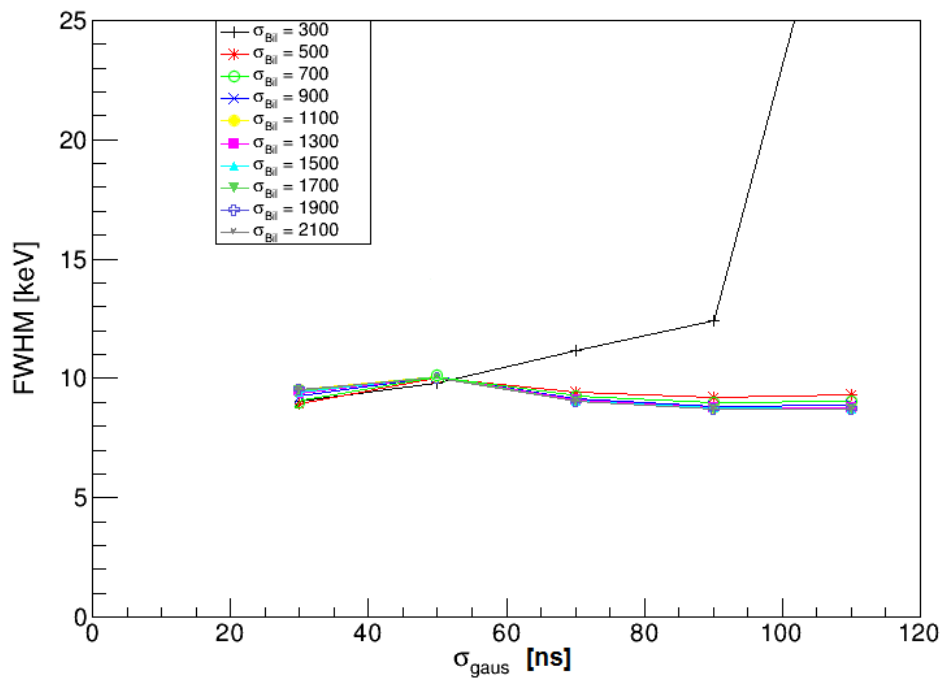


Abb. A.8: Ergebnisse mit dem bilateralen Filter bei $M=2,2\mu\text{s}$

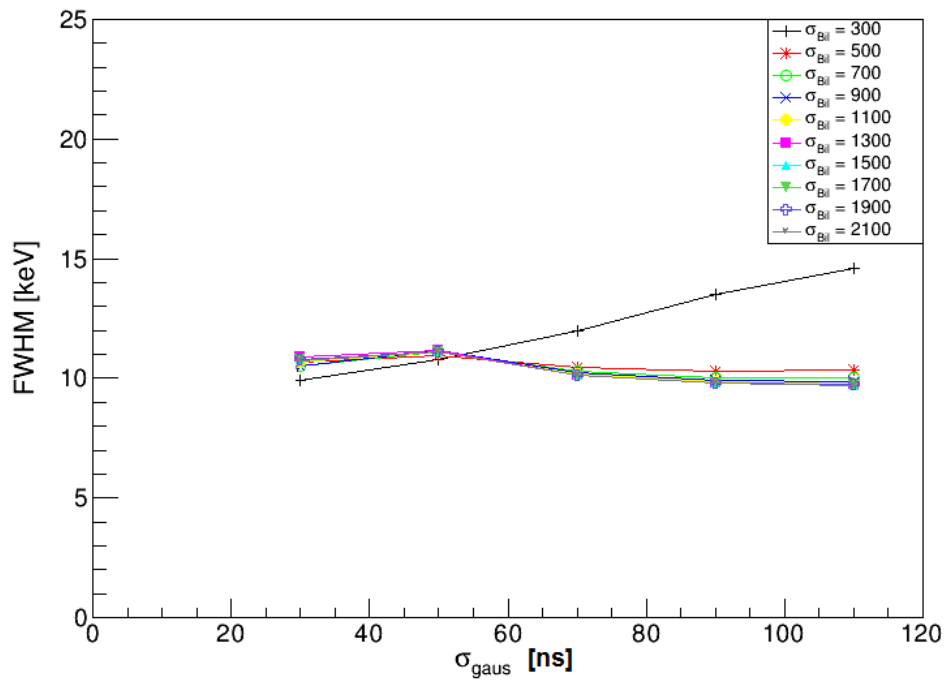


Abb. A.9: Ergebnisse mit dem bilateralen Filter bei $M=2,4\mu\text{s}$

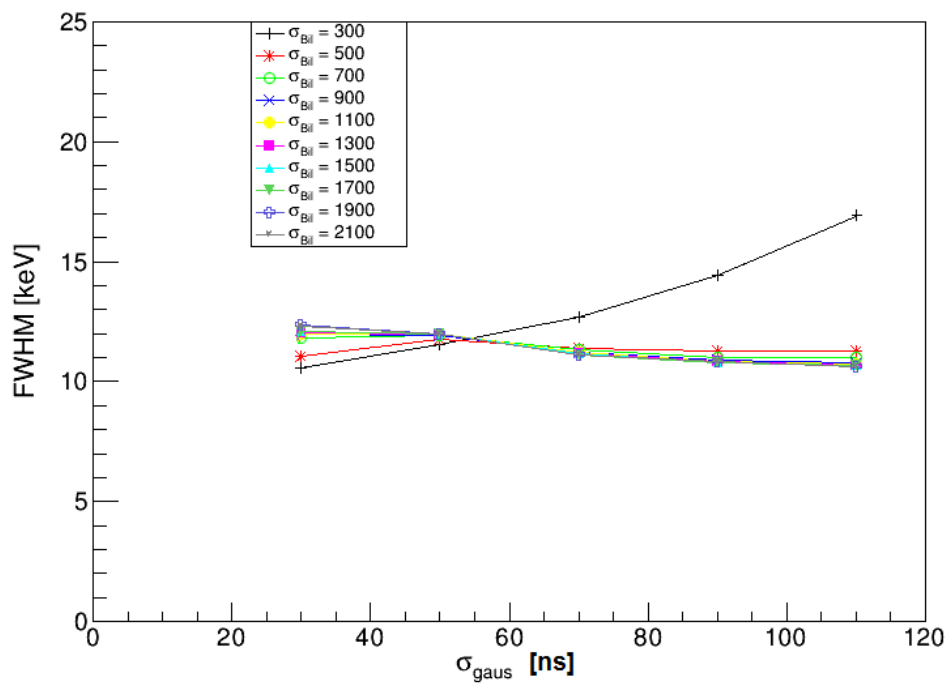


Abb. A.10: Ergebnisse mit dem bilateralen Filter bei $M=2,6\mu\text{s}$

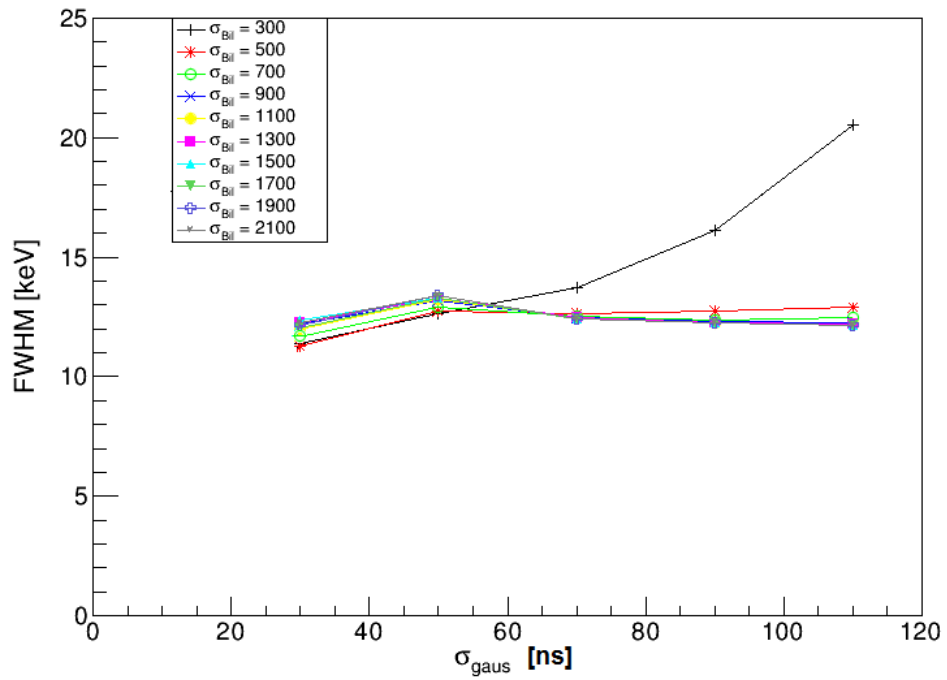


Abb. A.11: Ergebnisse mit dem bilateralen Filter bei $M=2,8\mu\text{s}$

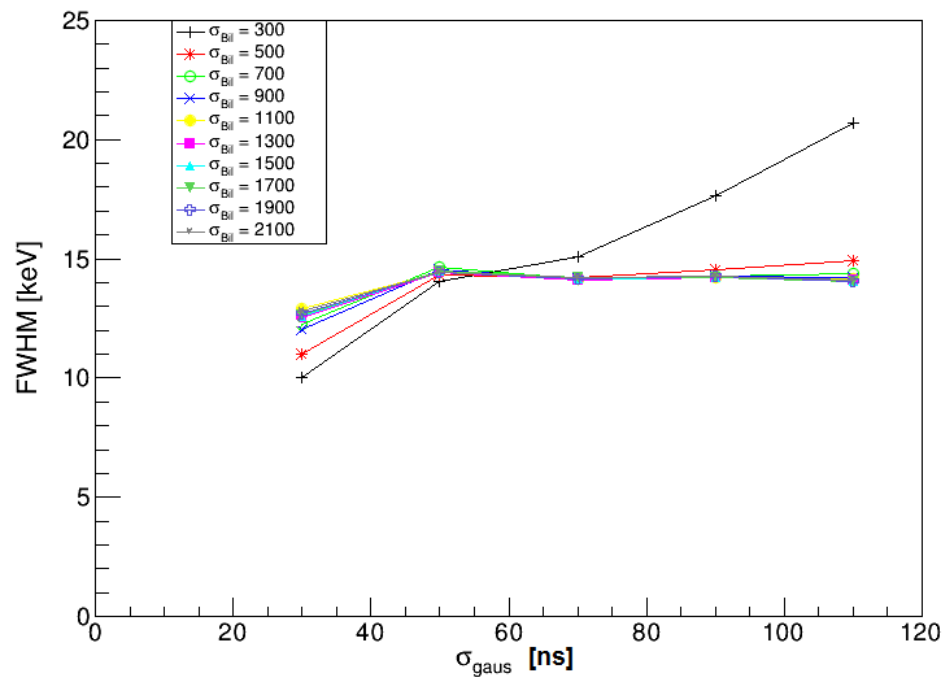


Abb. A.12: Ergebnisse mit dem bilateralen Filter bei $M=3,0\mu\text{s}$

Abbildungsverzeichnis

1.1	FAIR-Beschleuniger	2
1.2	\bar{P} ANDA-Detektor	3
2.1	Produktion von Hyperkernen	8
2.2	\bar{P} ANDA-Hyperkern-Experiment	10
3.1	Bändermodell	11
3.2	pn-Übergang	13
3.3	Geometrie des Germanium-Kristalls	14
3.4	Allgemeiner Aufbau eines Germanium-Detektors	15
3.5	Pulsform koaxialer Germaniumdetektoren	16
3.6	Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie	18
3.7	Vergleich HPGe mit NaI	19
3.8	Auswirkungen von Neutronenschäden auf die Energieauflösung	21
4.1	Darstellung der Wirkung der Moving Window Deconvolution auf das Signal des Vorverstärkers. [Lauer]	24
4.2	Rechteck-Filter	25
4.3	Weighted Average Filter	26
4.4	Gausfilter	27
4.5	Bilateraler Filter	28
5.1	Algorithmus-Blockdiagramm	30
5.2	Bestimmung der Zeitkonstanten des Vorverstärkers	31
5.3	Bilaterale Glättung	32
5.4	Basislinien-Korrektur	32
5.5	Entfaltung der Pulsform	33
5.6	Average Filter	33
5.7	Erstellung des Energiespektrums 1	35
5.8	Erstellung des Energiespektrums 2	36
5.9	Algorithmus und Pile-Up-Ereignisse	36
5.10	Bestimmung der Signalanstiegszeit	37
6.1	Simulation der im Target produzierten Teilchen und deren Energien	39
6.2	Simulation der Neutronenbelastung auf Germanium-Kristalle	40
6.3	Zerfallsschema von ^{60}Co	41
6.4	Schematische Darstellung und Bilder des experimentellen Aufbaus	42
6.5	Gesamter Aufbau während des Strahlbetriebs.	43
6.6	Experimenteller Aufbau	44
6.7	Strahlprofil	46
6.8	Experimenteller Aufbau	47
7.1	Signal überschreitet Messbereich	48
7.2	Pulsformen nach Anwendung der Moving Window Deconvolution mit unterschiedlichen Zeitkonstanten	49
7.3	Bestimmung der Energieauflösung aus den aufgezeichneten Spektren von ^{60}Co	51
7.4	Ergebnisse mit dem Gauss-Filter	52

7.5	Ergebnisse mit dem Gauss-Filter bei verschiedenen Fensterbreiten M	53
7.6	Bilateraler Filter bei $M=2,0\mu s$	54
7.7	Ergebnisse mit dem bilateralen Filter bei verschiedenen Fensterbreiten M	55
7.8	Signalanstiegszeiten mit bilateralem Filter $\sigma_{gauss}=110$ ns, $\sigma_{Bil}=2100$ mit gaussförmiger Anpassung (rot).	56
7.9	Korrelation zwischen Energie und Signalanstiegszeiten bei Verwendung des bilateralem Filter $\sigma_{gauss}=110$ ns, $\sigma_{Bil}=2100$	56
7.10	Aufgezeichnete Spektren bei nicht angepassten Parametern M und σ_{gauss} . Es ist kein typischen Spektrum von ^{60}Co zu erkennen.	57
7.11	Aufgezeichnete Wellenform und Spektrum von ^{60}Co vor der Bestrahlung.	58
7.12	$t_{10\%-90\%}$ und Korrelation zwischen Energie und Signalanstiegszeiten bei Verwendung des bilateralem Filter $\sigma_{gauss}=110$ ns, $\sigma_{Bil}=2100$	59
8.1	Energie-Anstiegszeit-Korrelation des bestrahlen und unbestrahlten Detektors im Bereich der beiden Full-Energy-Peaks.	60
A.1	VME Crate	64
A.2	Bilder des verwendeten Germanium-Detektors.	64
A.3	Exponentielle Annäherung zur Bestimmung der Zeitkonstanten τ	65
A.4	Bilateraler Filter bei $M=1,2\mu s$	65
A.5	Bilateraler Filter bei $M=1,4\mu s$	66
A.6	Bilateraler Filter bei $M=1,6\mu s$	66
A.7	Bilateraler Filter bei $M=1,8\mu s$	67
A.8	Bilateraler Filter bei $M=2,2\mu s$	67
A.9	Bilateraler Filter bei $M=2,4\mu s$	68
A.10	Bilateraler Filter bei $M=2,6\mu s$	68
A.11	Bilateraler Filter bei $M=2,8\mu s$	69
A.12	Bilateraler Filter bei $M=3,0\mu s$	69

Tabellenverzeichnis

1	Einstellungen der TFA	44
A.1	Strahlzeitprotokoll	62
A.2	Liste verwendeter Geräte und Module.	63

Literatur

- [Dem] *Wolfgang Demtröder*: Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper; Springer-Verlag, 3. Auflage (2003)
- [Knoll] *Glenn F. Knoll*: Radiation detection and Measurements; Wiley-VCH, 4. Auflage (2010)
- [Povh] *Povh, Rith, Scholz, Zetsche*: Teilchen und Kerne - Eine Einführung in die physikalischen Konzepte, Springer-Verlag, 7. Auflage (2006)
- [San] *A. Sanchez-Lorente*: Feasibility study of performing high precision γ spectroscopy of double Λ hypernuclei at the \bar{P} ANDA experiment; Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg Universität Mainz, Dissertation (2010)
- [Cosy] *Selbstdarstellung des Forschungszentrums Jülich*: http://www.fz-juelich.de/ikp/DE/Home/home_node.html (Dezember 2013)
- [Euro] *Selbstdarstellung der Euroball Collaboration*: <http://npg.dl.ac.uk/euroball-home/> (Januar 2014)
- [Pro] *Proakis, Manolakis*: Digital Signal Processing, Prentice Hall, NJ, 4th Edition (2006)
- [KamKü] *Karl Dirk Kammeyer, Volker Kühn*: MATLAB in der Nachrichtentechnik, 1. Auflage, J. Schlembach Fachverlag (2001)
- [TomMan] *C. Tomasi, R. Manduchi*: Bilateral Filtering for Gray and Color Images. In: Proceedings of the Sixth International Conference on Computer Vision (ICCV '98). IEEE Computer Society, Washington DC (1998)
- [Caen] *Caen*: WP2081 Digital Pulse Processing in Nuclear Physics rev. 3- 24. August (2011)
- [Lauer] *Martin Lauer*: Digital Signal Processing for segmented HPGe Detectors Preprocessing Algorithms and Pulse Shape Analysis; Fakultät für Naturwissenschaften und Mathematik, Ruperto-Carola Universität Heidelberg, Dissertation (2004)
- [Go4] *J. Adamczewski-Musch, M. Al-Turany, D. Bertini, H.G. Essel, S. Linev*: The Go4 Analysis Framework, Reference Manual v4.6 , (27 Nov 2013) Reference Manual (August 30, 2010)
- [Koj] *J. Kojouharova, I. Kojouharov*: Optimization of electrically cooled complex HPGe Detector; Zwischenbericht, Darmstadt (2013); I.Kojouharov@gsi.de
- [SiSeWhCa] *C. DeW. Van Siclen, E.H. Seabury, C.J. Wharton, A.J. Caffrey*: Phenomenological Model for Predicting the Energy Resolution of Neutron-Damaged Coaxial HPGe Detectors; arxiv:1112.2732v2 (2011)

- [Ste] *Marcell Steinen*: Report I on the in-beam test of the HPGe single crystal detector at COSY; Vortrag zum XLVII. \bar{P} ANDA Collaboration Meeting, Darmstadt (2013); steinen@kph.uni-mainz.de
- [Ste2] *Marcell Steinen*: Untersuchung von Germanium-Detektoren für das \bar{P} ANDA-Experiment; Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg Universität Mainz, Diplomarbeit (2011)
- [PPR] \bar{P} ANDA Collaboration: Physics Performance Report for \bar{P} ANDA (2009)
- [TPR] \bar{P} ANDA Collaboration: Technical Progress Report for \bar{P} ANDA (2005)
- [Mbs] *H.G. Essel, N. Kurz*: GSI Multi-Branch System Reference Manual (August 30, 2010)
- [Fair] *H. H. Gutbrod et al.*: FAIR Baseline Technical Report, Executive Summary (2006)
- [WASA] *D V Bugg*: An alternative explanation of the dibaryon of WASA-at-COSY; arxiv:1311.6252v1 (2013)
- [ANKE] *A. Kachava, C. Wilkin*: Results from spin programme at COSY-ANKE; arxiv:1212.2771v1 (2012)
- [TOF] *Colin Wilkin*: Meson Production at COSY-TOF and COSY-ANKE; arxiv:1008.0479v1 (2010)

Danksagungen

Ich bedanke mich bei allen, die mich beim Schreiben dieser Diplomarbeit unterstützt haben:

Bei Prof. Dr. Josef Pochodzalla bedanke ich mich für die Möglichkeit diese Diplomarbeit mit einer interessanten Thematik in seiner Forschungsgruppe innerhalb der PANDA-Kollaboration zu schreiben und für viele hilfreiche Tips und Anregungen, die mir bei Problemen während meiner Arbeit weiterhalfen.

Besonderer Dank geht an Marcell Steinen, der sich immer Zeit für mich nahm, mir bei Problemen und Fragen weiterzuhelfen. Ohne seine Geduld und Mithilfe wäre die Erstellung dieser Diplomarbeit in der Form nicht möglich gewesen.

Ich bedanke mich bei Dr. Alicia Sanchez-Lorente und Sebastian Bleser, die durch ihre Kollegialität und Hilfestellungen ein angenehmes Arbeitsklima geschaffen haben.

Bei Ivan Kojouharov möchte ich mich für viele interessante technische Einblicke in die Funktion von Germanium-Detektoren bedanken.

Bei meinem Bürokollegen Cihan Sahin bedanke ich mich für die gute Arbeitatmosphäre.

Zuletzt bedanke ich mich bei Freunden und Familie und allen, die mich während meines Studiums und der Erstellung dieser Arbeit begleitet und unterstützt haben.