

Untergrundreduktion mittels Pulsformanalyse für das COBRA-Experiment

(Background Reduction by Analysis of
Pulseshapes for the COBRA Experiment)

von

Philipp Neuhäuser

geboren am

30. Oktober 1989

Bachelor-Arbeit im Studiengang Physik

Universität Hamburg

2012

1. Gutachter: Dr. Björn Sönke Wonsak

2. Gutachterin: Prof. Dr. Caren Hagner

Zusammenfassung

Das COBRA-Experiment sucht in CdZnTe-Halbleiterdetektoren nach dem neutrinolosen Doppelbeta-Zerfall. Eine große Herausforderung ist dabei die Reduktion der Untergrundrate. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist ein Cut entwickelt worden, der die Untergrundrate des COBRA-Experiments um 67 % reduzieren kann, während die Signalstärke nahezu konstant bleibt (96,2 %). Der Cut basiert auf einer differentiellen Analyse des Differenzpulses. Außerdem sind Ereignisse, die sich an der Oberfläche der CPG-Detektoren ereignen, untersucht worden. Schwerpunkt lag dabei auf den Double-Energy-Ereignissen, die nahe bei den Anoden auftreten, sowie auf Dip- und ERT-Ereignissen, die an den Seitenflächen des Detektors auftreten. Die Double-Energy-Ereignisse werden über die Pulshöhe des rekonstruierten Kathodenpulses identifiziert, was eine sehr zuverlässige Methode ist. Die Identifizierung der Dip- und ERT-Ereignisse basiert auf der differentiellen Analyse. Die Identifikation der ERT-Ereignisse stellt sich als schwierig heraus, während die Dip-Ereignisse zuverlässig erkannt werden können.

Abstract

The COBRA experiment uses CdZnTe semiconductor detectors to search for neutrinoless double beta decay. A challenging task is the reduction of the background rate. In this thesis a cut has been developed that reduces the background rate in the COBRA experiment by 67 % while the signal remains nearly unchanged (96,2 %). The cut is based on a derivative analysis of the difference signal. Furthermore, events that occur on the surface of the CPG detectors have been examined. Focus was laid on double-energy-events occurring close to the anodes as well as dip- and ert-events occurring at the side surfaces of the detector. The double-energy-events are identified by the pulseheight of the reconstructed cathode pulse, which is a very sensible method. The identification of the dip- and ert-events is based on the derivative analysis. The identification of the ert-events turns out to be difficult while the dip-events can be identified trustworthily.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Physikalische Grundlagen	9
2.1	Standardmodell	9
2.2	Der Beta-Zerfall	11
2.3	Doppelbeta-Zerfall	11
2.4	Halbleiterdetektoren	14
3	Das COBRA-Experiment	15
3.1	Das Konzept	15
3.2	Untergrundquellen und Abschirmung	17
3.3	CPG-Detektoren	18
3.4	Testaufbau	19
4	Software	21
4.1	ROOT	21
4.2	MAnTiCORE	21
5	Pulsformanalysen	25
5.1	Double-Energy-Ereignisse	26
5.2	Differenzielle Analyse	29
5.2.1	Dip- und ERT-Ereignisse	30
5.2.2	Cut zur Untergrundreduktion	33
6	Zusammenfassung und Ausblick	41
	Abbildungsverzeichnis	43
	Tabellenverzeichnis	45
	Literaturverzeichnis	47

1 Einleitung

In der Neutrino-Physik hat es zuletzt große Fortschritte gegeben. SNO¹ [1], KamLAND² [4] und andere Experimente konnten nachweisen, dass es Neutrino-Oszillationen gibt. Von den Parametern der Oszillationen sind bereits die drei Mischungswinkel bestimmt worden. Zuletzt ist Θ_{13} bei T2K³ [14], Double Chooz [15], Daya Bay [16] und RENO⁴ [17] bestimmt worden. Aus den Neutrino-Oszillationen folgt, dass Neutrinos eine kleine Masse besitzen, was dem Standardmodell widerspricht, welches von masselosen Neutrinos ausgeht.

Neutrinos sind jedoch aufgrund ihrer elektrischen Neutralität sehr schwer zu untersuchen und daher gibt es immer noch zahlreiche ungeklärte Fragen.

So sind die genauen Ruhemassen der Neutrinos noch nicht bekannt, es gibt lediglich Obergrenzen und auch die Massenhierarchie steht noch nicht fest. Außerdem ungeklärt ist die Existenz steriler Neutrinos und der CP-Verletzung. Eine weitere offene Frage ist, ob Neutrinos Dirac⁵- oder Majorana⁶-Teilchen sind.

Alle bisher bekannten Elementarteilchen sind Dirac-Teilchen und unterscheiden sich somit von ihren Antiteilchen. Majorana-Teilchen hingegen sind ihre eigenen Antiteilchen. Nach derzeitigem Wissensstand kann nur der neutrinolose Doppelbeta-Zerfall Aufschluss über die Natur des Neutrinos geben. Die Heidelberg-Moskau-Kollaboration veröffentlichte bereits die Existenz des neutrinolosen Doppelbeta-Zerfalls in ⁷⁶Ge [2], woraus die Majorana-Eigenschaft des Neutrinos folgt. Allerdings sind die Ergebnisse von Heidelberg-Moskau umstritten [5].

Aktuell suchen unter anderem GERDA⁷ und COBRA⁸ nach dem neutrinolosen Doppelbeta-Zerfall. GERDA verwendet Ge-Detektoren und untersucht den Doppelbeta-Zerfall von ⁷⁶Ge, COBRA verwendet CdZnTe-Detektoren und untersucht damit vor allem den Zerfall von ¹¹⁶Cd.

Der Doppelbeta-Zerfall ist ein sehr seltener Prozess, weshalb es sich bei COBRA um ein Niedrigratenexperiment handelt. Daher ist es notwendig, den Untergrund, der zum Beispiel aus den natürlichen Zerfallsreihen und der kosmischen Strahlung stammt, so weit wie

¹SNO: Sudbury Neutrino Observatory

²KamLAND: Kamioka Liquid Scintillator Antineutrino Detector

³T2K: Tokai to Kamioka

⁴RENO: Reactor Experiment for Neutrino Oscillation

⁵Nach dem britischen Physiker Paul Dirac (1902-1984)

⁶Nach dem italienischen Physiker Ettore Majorana (1906-1938)

⁷GERDA: GERmanium Detector Array

⁸COBRA: CdZnTe **0**-Neutrino-Double-**B**eta **R**esearch **A**pparatus, www.cobra-experiment.org

möglich zu reduzieren. Hierfür dienen zum einen Veto-Technologien, eine Abschirmung, sowie eine saubere Umgebung und zum anderen kann der Untergrund durch Simulationen besser verstanden werden. Daran ist die Universität Hamburg maßgeblich beteiligt.

Durch eine gründliche Analyse ist es schließlich möglich, den Untergrund zu identifizieren und ihn vom gemessenen Signal abzuziehen, um die Untergrundrate zu verringern. Dieses Vorgehen wird als Cut⁹ bezeichnet.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist ein Cut entstanden, der die Untergrundrate wesentlich reduzieren kann.

In Kapitel 2 werden die physikalischen Grundlagen des Experiments dargelegt. Dazu gehören neben dem Standardmodell und dem Doppelbeta-Zerfall auch die Teilchendetektion mittels Halbleiterdetektoren.

Kapitel 3 stellt das COBRA-Experiment vor und beschreibt, wie der neutrinolose Doppelbeta-Zerfall nachgewiesen werden soll.

In Kapitel 4 wird die verwendete Software vorgestellt, bevor in Kapitel 5 die durchgeführten Analysen erklärt werden.

⁹Cut: Schnitt (engl.)

2 Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die physikalischen Hintergründe, die dem Experiment zugrunde liegen, vorgestellt. Dazu gehört das Standardmodell der Teilchenphysik und insbesondere der Doppelbeta-Zerfall. Um die Teilchendetektion bei COBRA nachzuvollziehen, ist außerdem Hintergrundwissen über Halbleiterdetektoren erforderlich.

2.1 Standardmodell

Das Standardmodell ist ein theoretisches Modell der Teilchenphysik, welches die fundamentalen Teilchen (s. Tabelle 2.1) und deren Wechselwirkungen (WW) beschreibt. Die Teilchen werden nach ihrem Spin in Fermionen und Bosonen unterteilt. Fermionen haben einen halbzahligen Spin, für die Teilchen des Standardmodells beträgt er $\frac{1}{2}$. Bosonen haben einen ganzzahligen Spin, der für das Photon (γ), die Gluonen (g), sowie die W-Bosonen und das Z-Boson 1 beträgt. Aus den Fermionen ist die Materie aufgebaut, während die Bosonen die unterschiedlichen Wechselwirkungen vermitteln.

Tabelle 2.1: Elementarteilchen im Standardmodell der Teilchenphysik.

	QUARKS		LEPTONEN	
FERMIONEN	u	d	e	ν_e
	c	s	μ	ν_μ
	t	b	τ	ν_τ
Ladung	$\frac{2}{3}e$	$-\frac{1}{3}e$	-e	0
BOSONEN	g			
	γ			
	W $^\pm$		Z 0	

Die Fermionen sind wiederum in Quarks und Leptonen unterteilt (vgl. Tabelle 2.1). Die Quarks tragen eine Farbladung und unterliegen somit der starken WW, die durch die Gluonen vermittelt wird. Quarks bilden miteinander unter anderem Protonen und Neutronen, aus welchen wiederum die gesamte Kernmaterie besteht. In Protonen (uud) und Neutronen (udd) sind jedoch nur die beiden leichtesten Quarks, das Up-Quark (u) mit einer Masse von 2,3 MeV [12] und das Down-Quark (d) mit 4,8 MeV [12], enthalten. Die anderen vier Quarks sind wesentlich schwerer, so wiegt das Strange-Quark (s) bereits 95 MeV [12] und das Top-Quark (t) gar 173,5 GeV [12]. Sie können in die leichteren Quarks zerfallen und tragen somit nicht zur Bildung von Kernmaterie bei.

Ferner tragen die Quarks eine elektrische Ladung (s. Tabelle 2.1), weshalb sie neben der starken WW auch der elektromagnetischen WW unterliegen, welche durch das Photon vermittelt wird.

Weitere Teilchen, die an der elektromagnetischen WW teilnehmen, sind die geladenen Leptonen, das Elektron (e), das Muon (μ) und das Tauon (τ). Genau wie bei den Quarks gilt auch hier, dass nur das leichteste dieser Teilchen, nämlich das Elektron mit 0,511 MeV [12], stabil ist. Das Muon mit einer Masse von 105,7 MeV [12] hat eine mittlere Lebensdauer von 2,2 μ s [12] und das Tauon zerfällt mit seiner Masse von 1,777 GeV [12] schon nach 290 fs [12].

Zusätzlich zu den drei geladenen Leptonen gibt es noch jeweils ein neutrales Lepton, die Neutrinos. Diese unterliegen nur der schwachen Wechselwirkung (an der aber auch alle zuvor genannten Fermionen teilnehmen), entstehen also zum Beispiel beim Beta-Zerfall (s. Kapitel 2.2). Dieser wird vom W^+ bzw. W^- vermittelt. Außerdem ist das Z^0 ein Austauscheteilchen der schwachen WW.

Zusätzlich zu den bisher genannten Teilchen kennt das Standardmodell zu jedem Teilchen ein Antiteilchen. Teilchen und Antiteilchen unterscheiden sich durch das Vorzeichen ihrer Ladung und durch ihre Parität¹, haben ansonsten aber identische Eigenschaften.

Einzig in der schwachen WW gibt es eine weitere Unterscheidung zwischen Teilchen und Antiteilchen. Die schwache WW ist maximal paritätsverletzend, das heißt, an ihr sind nur Teilchen mit negativer und Antiteilchen mit positiver Helizität beteiligt. Die Helizität h bezeichnet die Projektion des Spins \vec{s} auf den Impuls \vec{p} des Teilchens:

$$h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{s}| \cdot |\vec{p}|}. \quad (2.1)$$

Masselose Teilchen haben stets eine feste Helizität, Teilchen mit einer Ruhemasse können ihre Helizität ändern. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist jedoch proportional zu $(1-\beta)$ mit $\beta = \frac{v}{c}$, also umso geringer, je leichter und damit schneller ein Teilchen ist. Neutrinos bewegen sich nahezu mit Lichtgeschwindigkeit, weshalb die Wahrscheinlichkeit für einen Helizitätswechsel sehr gering ist. Dies hat entscheidende Auswirkungen auf die Halbwertszeit des neutrinolosen Doppelbeta-Zerfalls (vgl. Kapitel 2.3).

Das Standardmodell, welches über viele Eigenschaften zunächst nur Vorhersagen machte, so zum Beispiel die Existenz des Tauons und der schweren Quarks, wurde in vielen Punkten bestätigt. Es gibt jedoch auch einige bekannte Eigenschaften, die dem Standardmodell widersprechen. Dazu gehört unter anderem die Tatsache, dass Neutrinos eine Ruhemasse besitzen. Dies wird vom Standardmodell nicht vorhergesagt, ergibt sich aber aus den bei SNO [1], Super-Kamiokande² [3] und anderen Experimenten nachgewiesenen Neutrino-Oszillationen.

¹Parität: Symmetrie eines Systems bezüglich einer Punktspiegelung des Raums. Das System kann entweder in sich selbst überführt werden (gerade Parität), oder gespiegelt werden (ungerade Parität).

²Super-Kamiokande: Super-Kamioka Neutrino Detection Experiment

2.2 Der Beta-Zerfall

Der Beta-Zerfall (β -Zerfall) ist ein Prozess der schwachen WW und daher für Neutrino-Experimente sehr interessant, da Neutrinos nur der schwachen WW unterliegen. Beim Beta-Zerfall zerfällt ein Atomkern mit Massenzahl A und Kernladungszahl Z wie folgt:

$$m(A,Z) \rightarrow m(A,Z+1) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (\beta^- \text{-Zerfall})$$

$$m(A,Z) \rightarrow m(A,Z-1) + e^+ + \nu_e \quad (\beta^+ \text{-Zerfall}).$$

Dabei wandelt sich ein Neutron eines Kerns in ein Proton (β^- -Zerfall) oder ein Proton in ein Neutron (β^+ -Zerfall) um. Gleichzeitig entsteht ein Elektron (bzw. Positron) und Antielektronneutrino (bzw. Elektronneutrino).

Eine weitere Zerfallsmöglichkeit ist der Elektroneneinfang (EC^3). Die Elektronen der inneren Schalen haben eine gewisse Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Kern und können sich daher mit einem Proton des Kerns zu einem Neutron umwandeln. Dabei entsteht außerdem noch ein Elektronneutrino:

$$m(A,Z) + e^- \rightarrow m(A,Z-1) + \nu_e \quad (EC)$$

Bei allen drei Zerfällen ändert sich die Kernladungszahl um eine Einheit. Im Falle des β^- -Zerfalls erhöht sich die Kernladungszahl um eine Einheit, während sie sich beim β^+ -Zerfall und beim EC um eine Einheit verringert.

2.3 Doppelbeta-Zerfall

Neben dem einfachen β -Zerfall, bei dem sich die Kernladungszahl um eine Einheit ändert, gibt es auch den Doppelbeta-Zerfall ($\beta\beta$ -Zerfall), bei dem sich die Kernladungszahl um zwei Einheiten ändert. Hierfür gibt es vier mögliche Prozesse:

- $m(A,Z) \rightarrow m(A,Z+2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (\beta^- \beta^- \text{-Zerfall})$

- $m(A,Z) \rightarrow m(A,Z-2) + 2e^+ + 2\nu_e \quad (\beta^+ \beta^+ \text{-Zerfall})$

- $m(A,Z) + e^- \rightarrow m(A,Z-2) + e^+ + 2\nu_e \quad (\beta^+ \text{-Zerfall} + EC)$

- $m(A,Z) + 2e^- \rightarrow m(A,Z-2) + 2\nu_e \quad (EC/EC)$

Für Isotope mit gerader Massenzahl spaltet sich die Bindungsenergie des Kerns nach der Bethe-Weizsäcker-Formel, wegen des Paarungsenergie-Terms, in zwei Parabeln auf, wenn man sie gegen die Kernladungszahl aufträgt (vgl. Abbildung 2.1). Auf der unteren Parabel liegen die Isotope mit gerader Neutronen-, sowie Ladungszahl (gg-Kerne) und auf der oberen Parabel die Kerne mit ungerader Neutronen- und Kernladungszahl (uu-Kerne).

Für manche Isotope ist der einfache β -Zerfall verboten, da das Tochternuklid energetisch

³EC: electron capture

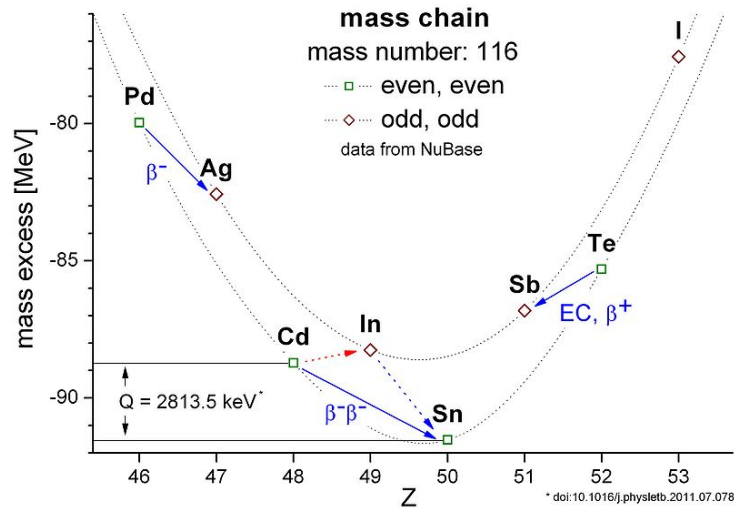
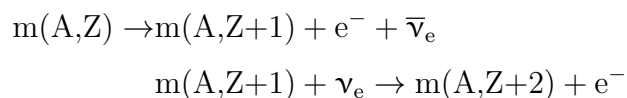


Abbildung 2.1: Bindungsenergien der Kerne mit Massenzahl 116 aufgetragen gegen die Kernladungszahl Z . Eingezeichnet sind die verschiedenen Beta-Zerfälle, sowie der Doppelbeta-Zerfall des β -stabilen ^{116}Cd . (Graphik: Jan Timm)

höher liegt als der Mutterkern. Ein Beispiel hierfür ist der ebenfalls in Abbildung 2.1 in rot gestrichelt eingezeichnete, verbotene Zerfall von ^{116}Cd zu ^{116}In . Stattdessen ist nur der Doppelbeta-Zerfall zu ^{116}Sn erlaubt. Da der $\beta\beta$ -Zerfall als Mehrteilchenprozess gegenüber dem einfachen Beta-Zerfall um viele Größenordnungen unterdrückt ist, lässt er sich nur bei β -stabilen Isotopen beobachten. Momentan sind 41 Isotope bekannt, bei denen der Doppelbeta-Zerfall auftritt.

Bei allen vier möglichen $\beta\beta$ -Zerfällen entstehen zwei (Anti-)Elektronneutrinos, daher wird der Zerfall auch mit $2\nu\beta\beta$ bezeichnet.

Postuliert wird jedoch, dass alle diese vier Prozesse auch ohne die Emission von Neutrinos ablaufen können. Der neutrinolose $\beta\beta$ -Zerfall wird mit $0\nu\beta\beta$ bezeichnet. Dieser Zerfall kann zum Beispiel nach der Racah-Sequenz ablaufen:



Der Zerfall besteht aus zwei Vertices⁴, die über den Austausch eines Neutrinos miteinander verknüpft sind. Beim neutrinobegleiteten Zerfall hingegen, finden die beiden Zerfälle zwar gleichzeitig, aber unabhängig voneinander statt.

Damit das Neutrino beim $0\nu\beta\beta$ -Zerfall jedoch zwischen den beiden Vertices ausgetauscht werden kann, muss es sein eigenes Antiteilchen, also ein Majorana-Teilchen sein. In dem einen Vertex tritt ein Neutrino mit negativer Helizität auf und in dem anderen Vertex ein Antineutrino mit positiver Helizität. Neben der Majorana-Eigenschaft ist also auch eine Änderung der Helizität des Neutrinos erforderlich.

⁴Pl. von Vertex. Bezeichnet einen Knotenpunkt eines Feynman-Diagramms, welcher der Umwandlung eines Teilchens durch ein Austauschboson entspricht.

Hierfür ist wiederum eine von Null verschiedene Neutrinomasse nötig, da ein masseloses Neutrino sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen würde und somit eine feste Helizität hätte.

Wie in Kapitel 2.1 erwähnt, ist die Wahrscheinlichkeit für eine solche Helizitätsänderung aufgrund der niedrigen Neutrinomasse sehr unwahrscheinlich. Obwohl beim $0\nu\beta\beta$ -Zerfall nur zwei Teilchen im Endzustand vorliegen, gegenüber vier Teilchen beim $2\nu\beta\beta$ -Zerfall, liegt seine Halbwertszeit von über 10^{26} Jahren [12] daher deutlich über der des $2\nu\beta\beta$ -Zerfalls, welche für ^{116}Cd $3,3 \cdot 10^{19}$ Jahre [6] beträgt.

Ein entscheidender Unterschied zwischen neutrinolosem und neutrinobegleitetem $\beta\beta$ -Zerfall liegt in dem Spektrum der emittierten Elektronen, welches in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt ist. Die Energie ist dabei auf die Zerfallsenergie normiert, welche als Q -Wert bezeichnet wird. Da die Neutrinos im Falle des $2\nu\beta\beta$ -Zerfalls einen Teil der Zerfallsenergie, der vom Streuwinkel abhängt, davontragen, ergibt sich für die Elektronen eine kontinuierliche Energieverteilung. Beim $0\nu\beta\beta$ -Zerfall hingegen wird die gesamte Energie von den Elektronen getragen und kann somit als diskreter Peak gemessen werden, der sich beim Q -Wert befindet. In Abbildung 2.2 ist der Peak wegen der Normierung bei 1,0 zu erkennen.

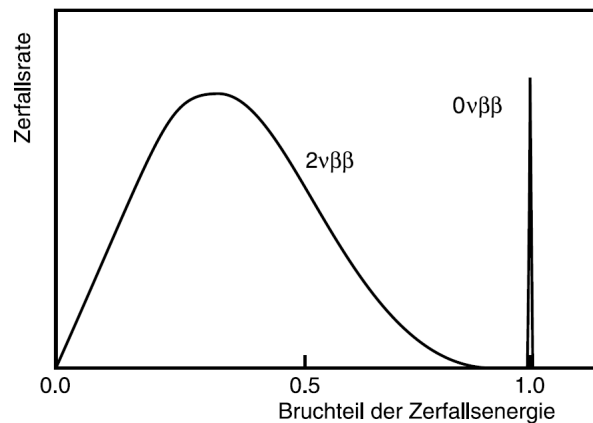


Abbildung 2.2: Schematisches Energiespektrum des Doppelbeta-Zerfalls. Der $2\nu\beta\beta$ -Zerfall erzeugt ein kontinuierliches Spektrum während der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall einen diskreten Peak aufweist. Die Energie ist hier auf die Zerfallsenergie normiert. [9]

2.4 Halbleiterdetektoren

Um den Doppelbeta-Zerfall nachweisen zu können, benötigt man einen Detektor, der die Zerfallsprodukte detektiert. Dafür eignen sich Halbleiterdetektoren sehr gut, da sie eine hohe Energieauflösung bieten (bei Germanium etwa 0,1 % FWHM⁵). Die Energieauflösung ist dabei in der Theorie nur durch die Breite der Bandlücke (Energiedifferenz zwischen Valenz- und Leitungsband), in der Praxis aber vor allem durch Störstellen im Kristall, welche die Ladungen am freien Driften hindern, begrenzt.

Charakteristisch für einen Halbleiter ist, dass die Fermi-Energie⁶ in der Bandlücke liegt, welche zudem nur wenige eV beträgt. Daraus ergibt sich, dass ein Halbleiter am absoluten Temperaturnullpunkt ein Isolator ist, da das Valenzband vollständig gefüllt ist, während das Leitungsband leer ist. Ab einer bestimmten Temperatur (abhängig von der Größe der Bandlücke) werden Halbleiter leitfähig, da dann die Anregung von Elektronen ins Leitungsband möglich ist. Gleichzeitig entstehen im Valenzband Löcher, die sich wie positive Ladungsträger verhalten. Elektronen und Löcher können auch wieder rekombinieren.

Ionisierende Strahlung deponiert ihre Energie in einem Halbleiter in Form von Elektron-Loch-Paaren. Die deponierte Energie ist dabei proportional zur Anzahl der erzeugten Ladungsträger. Um diese nachweisen zu können, muss die Rekombination verhindert werden. Dafür legt man eine äußere Spannung an den Halbleiter an, wodurch sich eine ladungsfreie Zone ausbildet. Ist die Spannung groß genug, so trennen sich die Elektronen von den Löchern, bevor eine Rekombination möglich ist. Die Elektronen driften dann durch den Kristall zu der Anode und die Löcher zur Kathode. Dort können sie als Strompuls registriert werden.

Durch die angelegte äußere Spannung kann es aber auch zu einem Dunkelstrom kommen, das heißt, es werden in dem Kristall freie Ladungsträger erzeugt und somit geht die ladungsfreie Zone teilweise verloren. Germanium, welches ein gängiger Halbleiter ist und mit ⁷⁶Ge auch ein Isotop enthält, bei dem der $\beta\beta$ -Zerfall auftritt, bedarf einer Kühlung durch einen Kryostaten, um diesen Effekt zu minimieren. Die Energieauflösung von ⁷⁶Ge ist, wie oben erwähnt, jedoch sehr gut, weshalb das Experiment GERDA trotz des großen Aufwands kryostatisch gekühltes Germanium verwendet. Bei COBRA hingegen hat man sich für einen Halbleiterdetektor entschieden, der bei Raumtemperatur betrieben werden kann (vgl. Kapitel 3.3).

⁵FWHM: Full Width at Half Maximum, engl. für Halbwertsbreite.

⁶Fermi-Energie: Energie, bis zu der die Zustände mit Elektronen gefüllt sind.

3 Das COBRA-Experiment

Dieses Kapitel erläutert mit welchem Konzept bei COBRA nach dem $0\nu\beta\beta$ -Zerfall gesucht wird, welche Vorteile dieses Konzept bietet und was beim Aufbau des Experiments beachtet werden muss. Da sich das Experiment noch in der Forschungs- und Entwicklungsphase befindet, ist bisher nur ein Testaufbau realisiert. Dieser wird ebenfalls vorgestellt.

3.1 Das Konzept

Mit dem COBRA-Experiment soll der neutrinolose $\beta\beta$ -Zerfall nachgewiesen werden. Da dieser Prozess eine sehr hohe Halbwertszeit von über 10^{26} Jahren hat, ist eine große Menge an Quellmaterial erforderlich. Im Falle von COBRA sollen ca. 400 kg CdZnTe als Quellmasse dienen. CdZnTe ist ein Halbleiter und kann daher gleichzeitig als Detektor verwendet werden, was die Nachweis-Effizienz erhöht und zudem Platz und Kosten spart. Ein weiterer Vorteil gegenüber anderen Halbleiterdetektoren ist, dass CdZnTe bei Raumtemperatur verwendet werden kann und daher keine aufwändige Kühlung nötig ist.

Als Quellmaterial ist es geeignet, da es neun Isotope enthält, die dem Doppelbeta-Zerfall oder ähnlichen Prozessen unterliegen (s. Tabelle 3.1). Von diesen ist besonders ^{116}Cd interessant, da es einen hohen Q-Wert von 2813,5 keV aufweist, der oberhalb des höchsten natürlichen γ -Untergrunds (vgl. Kapitel 3.2) liegt. Ebenfalls sehr gut geeignet sind ^{130}Te und ^{106}Cd . ^{130}Te hat mit 33,8 % eine hohe Isotopenhäufigkeit und auch einen hohen Q-Wert, der sich allerdings mit dem γ -Untergrund und dem $2\nu\beta\beta$ -Kontinuum von ^{116}Cd überlagert. ^{106}Cd hingegen hat einen Q-Wert, der mit 2771 keV oberhalb des γ -Untergrunds liegt, hat dafür aber nur eine sehr geringe Isotopenhäufigkeit von 1,21 %. ^{106}Cd ist jedoch auch aus anderem Grund interessant, denn es gehört zu den nur sechs bekannten Isotopen, die dem $\beta^+\beta^+$ -Zerfall unterliegen.

Eine entscheidende Kenngröße des Experiments ist die Sensitivität auf die Halbwertszeit:

$$T_{1/2} \propto a \cdot \epsilon \cdot \sqrt{\frac{M \cdot t}{\Delta E \cdot B}} \quad (3.1)$$

Neben der Quellmasse M sind die Messdauer t , die Anreicherung a , die Effizienz ϵ , die Energieauflösung ΔE und die Untergrundrate B von Bedeutung.

Wie oben angegeben, soll die Quellmasse etwa 400 kg betragen und für ^{116}Cd kann eine Anreicherung von bis zu 90 % erreicht werden. Die Messzeit soll einige Jahre betragen und es wird eine Energieauflösung von etwa 1 % FWHM bei 2813,5 keV angestrebt. Der

Tabelle 3.1: Isotope in CdZnTe, die dem $\beta\beta$ -Zerfall unterliegen. [12]

Isotop	Zerfall	Q-Wert (keV)	Isotopenhäufigkeit
^{70}Zn	$2\beta^-$	1001	0,62%
^{114}Cd	$2\beta^-$	534	28,7%
^{116}Cd	$2\beta^-$	2813,5	7,5%
^{128}Te	$2\beta^-$	868	31,7%
^{130}Te	$2\beta^-$	2529	33,8%
^{106}Cd	$2\beta^+$	2771	1,21%
^{64}Zn	β^+/EC	1069	48,6%
^{120}Te	β^+/EC	1722	0.1%
^{108}Cd	EC/EC	231	0.9%

Untergrund soll auf weniger als $10^{-3} \frac{\text{counts}}{\text{kg}\cdot\text{keV}\cdot\text{Jahr}}$ reduziert werden, um auf Halbwertszeiten von 10^{26} Jahren sensitiv zu sein.

In Abbildung 3.1 ist jeweils die Sensitivität für verschiedene Untergrundraten und Energieauflösungen in Abhängigkeit von der Messdauer dargestellt. Im besten dargestellten Szenario kann nach zehn Jahren eine Halbwertszeit von $3 \cdot 10^{26}$ Jahren nachgewiesen werden. Um diese Sensitivität tatsächlich zu erreichen, ist es besonders wichtig, die Untergrundrate zu reduzieren, denn bei allen anderen Größen in Gleichung 3.1 sind keine entscheidenden Verbesserungen mehr realisierbar. Die Untergrundrate hingegen liegt derzeit etwa bei $10^{-1} \frac{\text{counts}}{\text{kg}\cdot\text{keV}\cdot\text{Jahr}}$ und muss somit noch um mehrere Größenordnungen verbessert werden.

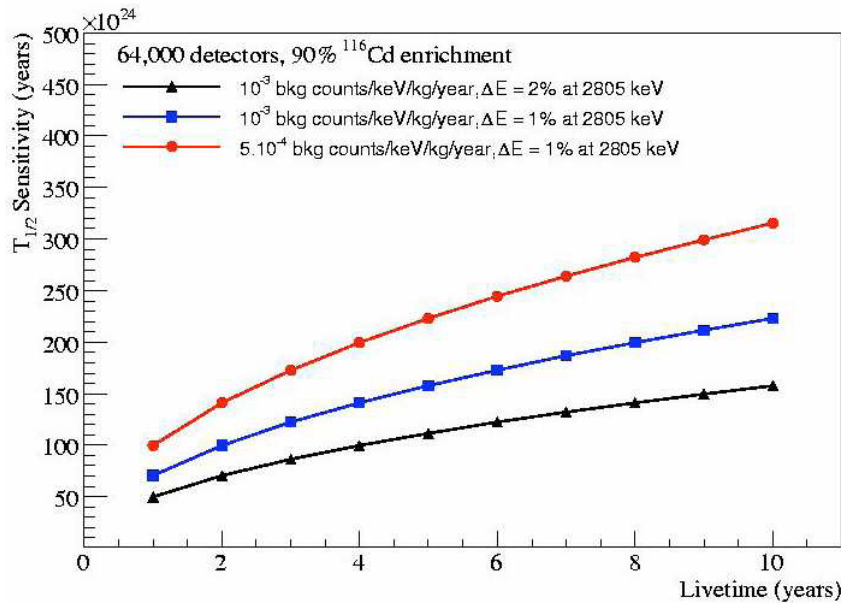


Abbildung 3.1: Die Zunahme der Sensitivität auf die Halbwertszeit über einen Zeitraum von 10 Jahren und für verschiedene Kombinationen von Untergrundrate und Energieauflösung. [10]

3.2 Untergrundquellen und Abschirmung

Es gibt verschiedene Untergrundquellen, welche die Messung des neutrinolosen $\beta\beta$ -Zerfalls erschweren. Eine davon ist das Kontinuum des $2\nu\beta\beta$ -Zerfalls. Abbildung 3.2 zeigt noch einmal schematisch das Spektrum des Doppelbeta-Zerfalls. Wegen der Normierung auf den Q -Wert ist der Peak des neutrinolosen $\beta\beta$ -Zerfalls wieder bei 1,0 zu erkennen. Die kleine Graphik zeigt den Peak stark vergrößert und in realistischem Verhältnis zum Kontinuum. Es ist deutlich zu erkennen, dass das Kontinuum den Peak überlagert. Daher ist dieser nur bei genügend großer Energieauflösung zu erkennen.

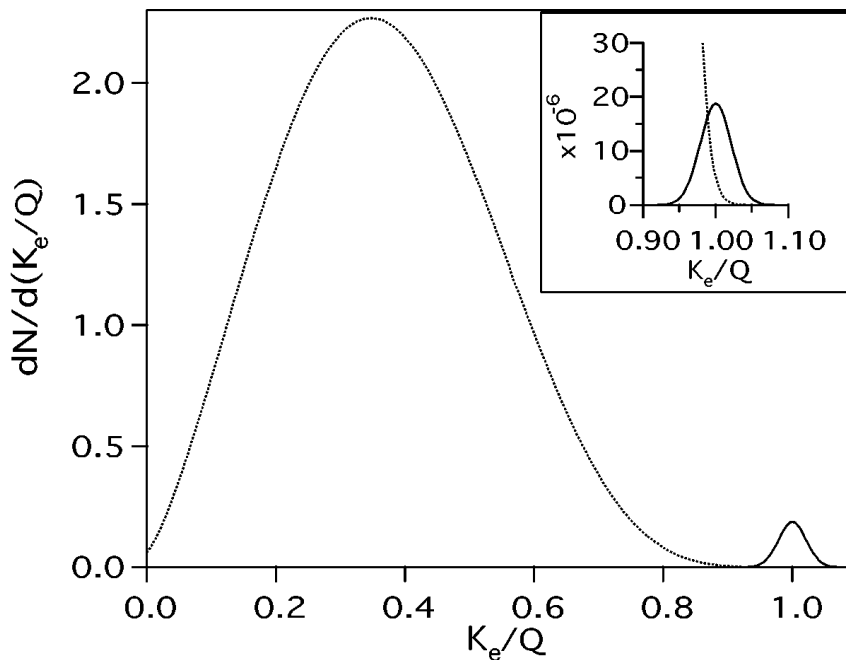


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Spektrums des Doppelbeta-Zerfalls. Die kleine Graphik stellt den $0\nu\beta\beta$ -Peak in realistischem Verhältnis zum $2\nu\beta\beta$ -Kontinuum dar. Der Peak wird vom Kontinuum überlagert. [13]

Weitere Untergrundquellen sind die natürlichen Zerfallsreihen und die kosmische Strahlung. Um den Einfluss kosmischer Strahlung zu reduzieren, ist das COBRA-Experiment im Untergrundlabor LNGS¹ in Italien beheimatet. Einige Muonen tragen aber dennoch zum Untergrund bei. Dies geschieht entweder direkt oder durch Sekundärstrahlung, die zum Beispiel im Felsgestein erzeugt wird. Insbesondere die dabei entstehenden schnellen Neutronen sind aufgrund ihrer elektrischen Neutralität nur schwer abzuschirmen. Sie können zu einer kosmogenen Aktivierung der Abschirmung und auch der Detektoren beitragen.

Isotope der natürlichen Zerfallsreihen sind in der Umgebung (extrinsisch) und in geringem Maße auch in den Detektoren enthalten (intrinsisch). Ein großer Teil der extrinsischen α - und β -Strahlung kann abgeschirmt werden. Hierfür werden sehr reines Kupfer und Blei

¹LNGS: Laboratori Nazionali del Gran Sasso

verwendet. Die Abschirmung der γ -Strahlung ist nur in geringerem Umfang möglich, so dass ein Großteil der γ -Strahlung im Detektor registriert wird. Die energiereichste natürliche γ -Strahlung befindet sich aber bei 2614 keV und wird durch ^{208}Tl erzeugt. Sie liegt somit unterhalb der ROI². Bei höheren Energien befinden sich noch einige Linien von Bismut, die jedoch so geringe Intensitäten besitzen, dass sie vernachlässigbar sind.

Die intrinsische Strahlung ist grundsätzlich nicht abschirmbar. Wenn sie in der ROI liegt, trägt sie zum Untergrund bei. Einen weiteren Beitrag zum Untergrund liefern Ereignisse, bei denen nicht die ganze Energie deponiert wird, wodurch das Ereignis nicht richtig zugeordnet werden kann. Dies passiert zum Beispiel, wenn ein Photon durch Compton-Streuung Energie deponiert, oder bei α -Strahlung, die am Rand des Detektors entsteht. Auch thermische Neutronen zählen zu den Untergrundquellen. Sie entstehen durch Zerfälle in der Umgebung oder durch schnelle Neutronen, die abgebremst werden. Das im Detektor enthaltene ^{113}Cd hat einen hohen Wirkungsquerschnitt für den Einfang thermischer Neutronen, wodurch γ -Kaskaden entstehen. Eine gute Abschirmung gegen thermische Neutronen ist daher erforderlich. Ein geeignetes Material dafür ist Polyethylen. Dieses wird mit Lithium oder Bor dotiert, um den Wirkungsquerschnitt für Neutroneneinfang zu erhöhen.

3.3 CPG-Detektoren

Da das verwendete Detektormaterial CdZnTe eine sehr geringe Löcherbeweglichkeit besitzt, gehen die Löcher auf dem Weg zur Kathode verloren. Das Kathodensignal kann daher nicht ausgewertet werden. Um dennoch die Energie berechnen zu können, werden zwei Anoden in sehr geringem Abstand zueinander verwendet. Diese Detektorstruktur wird als Co-Planar-Grid-Design (CPG) bezeichnet und geht auf P. Luke [11] zurück. In Abbildung 3.3 ist ein solcher CPG-Detektor zu erkennen. Der Kristall ist würfelförmig und die Anoden befinden sich an der Oberseite. Sie sind kammförmig ineinander verschachtelt. Die Kathode befindet sich an der Unterseite des Würfels.

Die Anoden werden als Collecting- und Non-Collecting Anoden (CA und NCA) bezeichnet, da die Anode mit dem etwas höheren Potential (CA) alle Elektronen aufnimmt. Die Collecting-Anode liegt auf Nullpotential und die Non-Collecting-Anode hat ein Potential zwischen -50 V und -100 V. Das Potential der Kathode beträgt etwa -1000 V.

Ein Teilchen, welches im Detektor Energie deponiert, erzeugt eine Elektronenwolke, die in Richtung der Anoden driftet. Erreichen die Elektronen den Bereich, in dem die Anoden liegen, überwiegt das Potential der Collecting-Anode, welche daher die gesamten Elektronen aufnimmt. In Kapitel 4.2 wird die entstehende Pulsform gezeigt und erläutert.

²ROI: Region of Interest. Für das Experiment relevanter Energiebereich: <2% FWHM @ 2813,5 keV

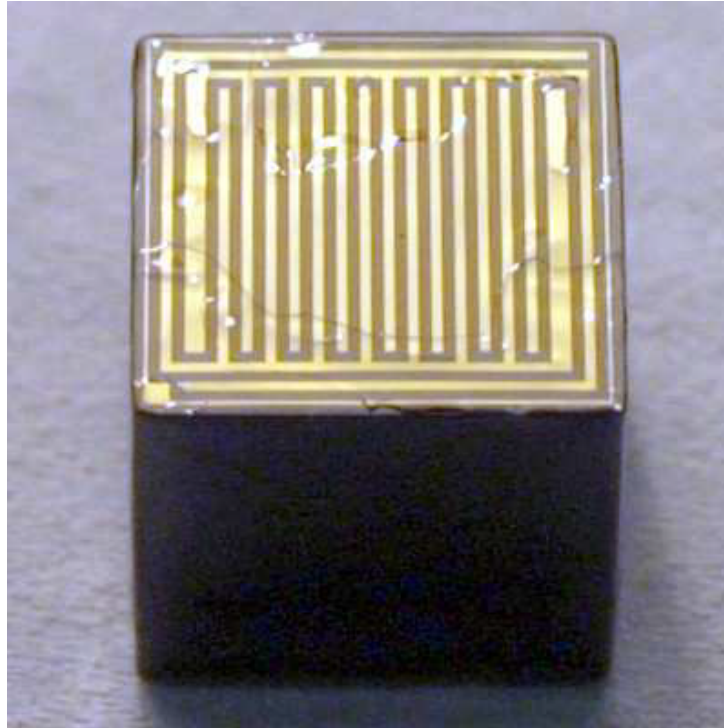


Abbildung 3.3: Ein CPG–Detektor mit den kammförmig ineinander verschachtelten Anoden (gelb).

3.4 Testaufbau

Das COBRA–Experiment befindet sich noch in der Forschungs– und Entwicklungs–Phase. Daher ist auch der geplante Aufbau mit den in Kapitel 3.1 erwähnten 400 kg Quellmasse noch nicht realisiert. Auch die Anreicherung des ^{116}Cd ist noch nicht erfolgt. Der aktuelle Teststand, der sich im LNGS befindet, umfasst 32 Detektoren mit den Abmessungen 1 cm x 1 cm x 1 cm und soll im Dezember 2012 auf 64 Detektoren erweitert werden. Um 400 kg zu erreichen, werden 64000 der aktuell verwendeten Detektoren benötigt.

Momentan sind jeweils 16 Detektoren in einer Schicht angeordnet. Die Signale der Detektoren werden vorverstärkt und von FADC³s in digitale Signale umgewandelt. Die verwendeten FADCs (SIS3300 hergestellt von der SIS GmbH) verfügen über acht Kanäle und haben eine Auslesefrequenz von 100 MHz, das bedeutet, dass alle 10 ns ein Wert gespeichert wird. Die Auflösung beträgt 12–Bit. Über die acht Kanäle werden die CA– und NCA–Signale von je vier Detektoren ausgelesen. Somit werden momentan 8 FADCs benötigt.

Die Abschirmung des Aufbaus besteht aus Kupfer– und Bleiblöcken, sowie Polyethylen. Um elektromagnetische Strahlung zu reduzieren, wird außerdem ein EMI–Shielding⁴ aus verzinktem Stahlblech verwendet.

³FADC: Fast Analog to Digital Converter = Schneller Analog–Digital–Wandler

⁴EMI–Shielding: Electromagnetic Interference Shielding. Abschirmung gegen elektromagnetische Einflüsse.

4 Software

Obwohl das COBRA-Experiment ein Niedrigratenexperiment ist, fallen aufgrund von Untergrundereignissen sehr viele Daten an. Um diese auszuwerten und physikalische Ereignisse von nicht-physikalischen Ereignissen zu unterscheiden, ist eine ausführliche Analyse der Daten nötig. Dies kann nur eine leistungsfähige Software bieten. Dieses Kapitel stellt die verwendete Analyse-Software und die darin bereits implementierten Berechnungen vor.

4.1 ROOT

Als Grundlage für die Verwaltung und Auswertung der Daten wird das auf C++ basierende, vom CERN¹ entwickelte Programm ROOT [8] verwendet. Die aufgezeichneten Signale der Detektoren werden in ROOT für jeden Run² (vierstündige Periode) in einer Datei gespeichert. Zusätzlich werden Konfigurationsdateien mit detektorspezifischen Daten wie zum Beispiel der Energieschwelle für den Trigger³ abgespeichert. Nur Ereignisse, bei denen die Energiedeposition oberhalb der definierten Energieschwelle liegt, lösen den Trigger aus und werden somit abgespeichert. Dies gewährleistet, dass nicht auch ein ständiges Rauschen aufgezeichnet wird.

Mithilfe der Konfigurationsdaten ist eine Kalibration der Detektorsignale möglich. Hierfür wird das eigens für COBRA geschriebene Programm MAnTiCORE⁴ (siehe Kapitel 4.2) verwendet. Die darin berechneten Werte werden schließlich in einem Tree⁵ gespeichert. Während MAnTiCORE jedes Ereignis einzeln auswertet, kann ROOT die Daten, die in dem Tree abgespeichert wurden, zum Beispiel alle zusammen zu einem Spektrum zusammenfassen. Die in Kapitel 5 dargestellten Histogramme und Plots wurden mit ROOT erstellt.

4.2 MAnTiCORE

Das Programm MAnTiCORE basiert ebenfalls auf C++ und ist durch die Verwendung von Bibliotheken sehr eng mit ROOT verknüpft. Es ist speziell für COBRA entwickelt

¹CERN: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

²Run: Lauf (engl.), bezeichnet eine Datennahmeperiode.

³Trigger: Auslöser (engl.)

⁴Multiple Analysis Toolkit for the COBRA-Experiment, entwickelt von Oliver Schulz, TU Dortmund.

⁵Tree: Baum (engl.), Datenstruktur, die eine vielseitige Auswertung ermöglicht.

worden und vereinfacht daher die Auswertung. In MAnTiCORE werden die aufgezeichneten Rohpulse eingelesen und mithilfe der Konfigurationsdaten des jeweiligen Detektors kalibriert. Zunächst werden dazu für jedes Ereignis grundlegende Werte berechnet. Diese ergeben sich aus den Eigenschaften einer typischen Pulsform, wie sie in Abbildung 4.1 zu sehen ist. Diese Graphik wurde mit dem in MAnTiCORE enthaltenen Pulseviewer⁶ erstellt und zeigt die aus dem FADC ausgelesenen Werte der CA und NCA. Das Signal der Energiedeposition findet etwa zwischen 6 und 7 μs statt. Der gesamte aufgezeichnete Puls dauert jedoch ca. 10 μs , da für die späteren Berechnungen auch die Werte vor und nach dem Ereignis benötigt werden. Die Mittelung über die Werte vor dem Puls ergibt die Pre-Baseline und die Werte nach dem Puls werden als Post-Baseline bezeichnet (vgl. Abbildung 4.1). Der genaue Verlauf des Pulses in Abbildung 4.1 lässt sich folgendermaßen

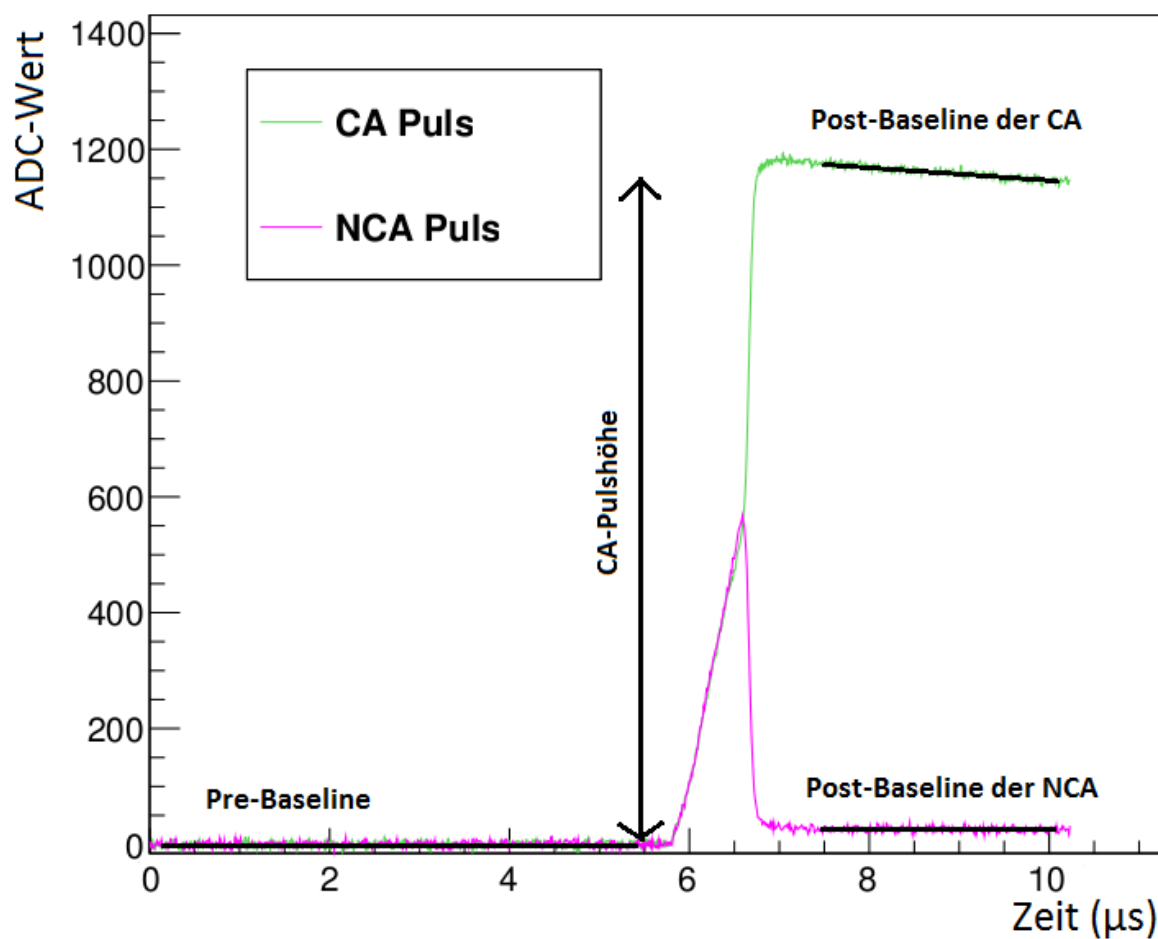


Abbildung 4.1: Typische Pulsform. Der eigentliche Puls ist etwa zwischen 6 und 7 μs zu erkennen und besteht aus einem gemeinsamen Anstieg von CA und NCA, gefolgt von einem steilen Anstieg des CA-Signals, während das NCA-Signal steil abfällt. (RunID 4035e5f8, #216)

erklären: Etwa bei 5,8 μs wird Energie in Form von erzeugten Elektron-Loch-Paaren deponiert. Bis ca. 6,6 μs driften die Elektronen in Richtung der Anoden, wobei sie dort eine

⁶Entwickelt von Michael Homann, TU Dortmund. (Aktuell nicht in der Hauptversion von MAnTiCORE enthalten.)

Ladung induzieren, die linear zunimmt, je näher die Elektronen den Anoden kommen. Dies geschieht an beiden Anoden gleichermaßen, da das – im Vergleich zum Kathodenpotential von etwa -1000 V – geringe Potential der Anoden (0 V an der CA und etwa -50 bis -100 V an der NCA) bis hierhin keinen Einfluss hat. Erst, wenn die Elektronen sehr nahe bei den Anoden sind, überwiegt die geringe Potentialdifferenz zwischen den Anoden und die Signale von CA und NCA beginnen sich zu unterscheiden. Dies ist in Abbildung 4.1 zwischen 6,6 und 6,8 μs zu erkennen. Das CA-Signal steigt hier steil an, da die Elektronen nun alle zur CA driften, welche das höhere Potential besitzt. Der NCA-Puls fällt daher gleichzeitig steil ab. Sind schließlich alle Elektronen an der CA angekommen, fallen die beiden Signale wieder auf ihr Ursprungsniveau ab. Dieser Abfall vollzieht sich jedoch sehr langsam, sodass die Werte, die nach dem eigentlichen Puls noch mitaufgezeichnet werden, nahezu auf einem Niveau, welches der Post-Baseline entspricht, liegen. Gerade bei hohen Energien erfolgt der Abfall jedoch steiler, sodass eine Begradigung der Post-Baseline nötig ist. Dieser Prozess wird Dekonvolution genannt.

Aus den Baselines wird die Pulshöhe ΔH^7 der einzelnen Pulse bestimmt, welche der Differenz zwischen der jeweiligen Post-Baseline B_{Post} und der Pre-Baseline B_{Pre} entspricht:

$$\Delta H = B_{Post} - B_{Pre} \quad (4.1)$$

Auf Basis der Baselines und Pulshöhen werden bereits nicht-physikalische Ereignisse, wie zum Beispiel Überschläge in der Hochspannung, aussortiert.

Neben der in Abbildung 4.1 dargestellten Pulsform existieren weitere Pulsformen, auf die in den Kapiteln 5.1 und 5.2.1 eingegangen wird.

Neben den Baselines und der Pulshöhe der einzelnen Pulse, lässt sich auch die deponierte Energie berechnen. Dafür wird die Differenz D zwischen den Pulsen von CA und NCA benötigt. Hierfür wird der NCA-Puls mit einem Faktor W gewichtet:

$$D = CA - W \cdot NCA. \quad (4.2)$$

Der Faktor W wird als Korrektur benötigt, um den Verlust einiger Elektronen durch Trapping⁸ auszugleichen. Der Faktor W hängt von den angelegten Spannungen zwischen den Elektroden ab und ist für alle Detektoren unterschiedlich. Seine Werte liegen im Bereich zwischen 0,7 und 0,9. W wird zusammen mit weiteren Parametern für jeden einzelnen Detektor in Kalibrationsmessungen an der TU Dresden bestimmt.

Die Energiedeposition E_{Dep} ist im wesentlichen proportional zur Pulshöhe des Differenzsignals ΔH_D :

$$E_{Dep} = E_0 + E_1 \cdot \Delta H_D \quad (4.3)$$

⁷Der Übersichtlichkeit halber werden hier Variablenbezeichnungen verwendet, die von denen in MAnTi-CORE abweichen, da jene teilweise sehr lang sind. So wird die Pre-Baseline der CA zum Beispiel als “cal_cpg_bl_pre_ca_level” in den ROOT-Tree geschrieben.

⁸Trapping: fangen (engl.)

Die Werte für E_0 liegen zwischen -1,5 und 7 und für E_1 zwischen 2,5 und 2,6. Diese Werte werden ebenfalls in den Kalibrationsmessungen bestimmt.

Außer der Energie kann auch die z -Position des Ereignisses im Detektor bestimmt werden. Die z -Achse ist dabei so gewählt, dass $z=0$ den Anoden und $z=1$ der Kathode entspricht. Für diese Berechnungen muss jedoch zunächst der Kathodenpuls K rekonstruiert werden:

$$K = CA + NCA. \quad (4.4)$$

Die z -Position im Detektor, an der das Ereignis stattgefunden hat, kann aus dem Verhältnis der Pulshöhen vom Kathoden- und Differenzsignal berechnet werden:

$$z = \lambda \cdot \log\left(1 + \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{\Delta H_K}{\Delta H_D}\right) \text{ mit } \lambda = \frac{1+W}{1-W} \quad (4.5)$$

Diese Gleichung berücksichtigt wiederum, dass einige Elektronen auf ihrem Weg zu den Anoden durch Trapping verloren gehen.

5 Pulsformanalysen

Ein Großteil des Untergrunds, der aus dem Detektor selbst stammt, geht von Verunreinigungen an der Oberfläche aus. Obwohl beim Schneiden, Instrumentieren und Transportieren der Detektoren höchste Aufmerksamkeit auf eine saubere Umgebung gelegt wird, bleibt der Detektor nie ganz rein. Um die dadurch entstehenden Untergrundereignisse zu eliminieren, ist es möglich, das effektive Volumen des Detektors um die Ränder zu reduzieren. Dabei verliert man jedoch viele Daten und auch einen Teil der effektiven Quellmasse, die nötig ist, um auf große Halbwertszeiten sensitiv zu sein.

Eine gründliche Untersuchung der Ereignisse an der Detektoroberfläche reduziert diese Verluste. Im Rahmen dieser Arbeit sind insbesondere Ereignisse zwischen den Anoden (Kapitel 5.1) und an den Seitenflächen (Kapitel 5.2.1) untersucht worden.

In Kapitel 5.2.2 wird schließlich der entwickelte Cut beschrieben, mit dem die Untergrundrate wesentlich verringert werden kann.

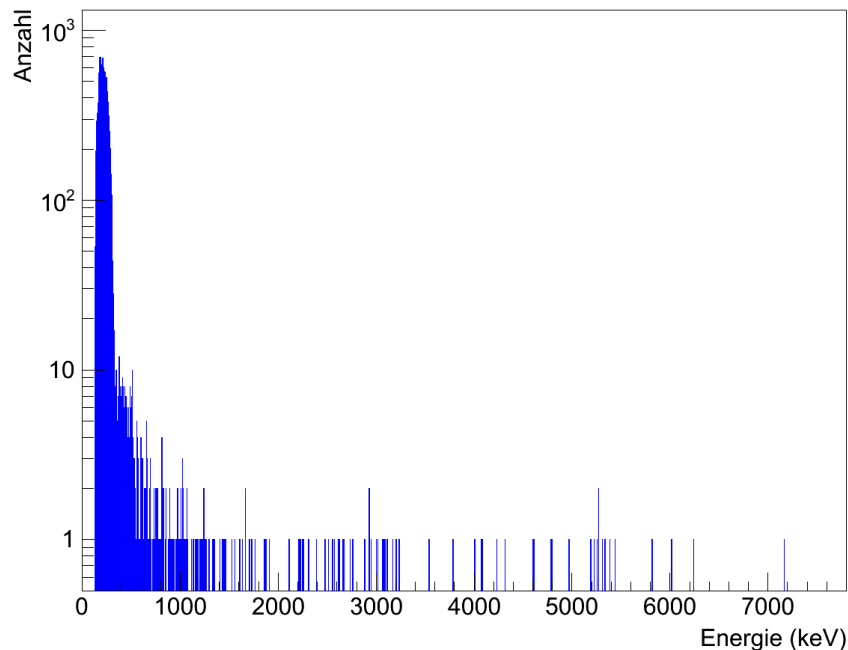


Abbildung 5.1: Das Energiespektrum aller untersuchten Ereignisse (Detektorereignisse vom 14. bis 22.11.2011). Bei Energien oberhalb von etwa 1000 keV wird die Statistik sehr gering.

Sofern nicht anders erwähnt, stammen die verwendeten Daten aus der Zeit vom 14. bis zum 22. November 2011, in der 16 Detektoren betrieben wurden, von denen 15 funktionierten. In diesem Zeitraum wurden 122867 Ereignisse aufgezeichnet. Durch die bestehenden

Cuts wird jedoch schon ein Großteil dieser Ereignisse als nicht-physikalisch erkannt und aussortiert. Der verwendete Datensatz umfasst daher nur noch 19913 Ereignisse. Deren Energiespektrum ist in Abbildung 5.1 dargestellt.

5.1 Double-Energy-Ereignisse

Bei Ereignissen, die in der Anodenregion stattfinden, entfällt die Driftphase mit dem gemeinsamen Anstieg. Stattdessen steigt das CA-Signal sofort steil an und das NCA-Signal fällt ebenso stark ab (vgl. Abbildung 5.2). Bei diesen Ereignissen funktioniert die Berech-

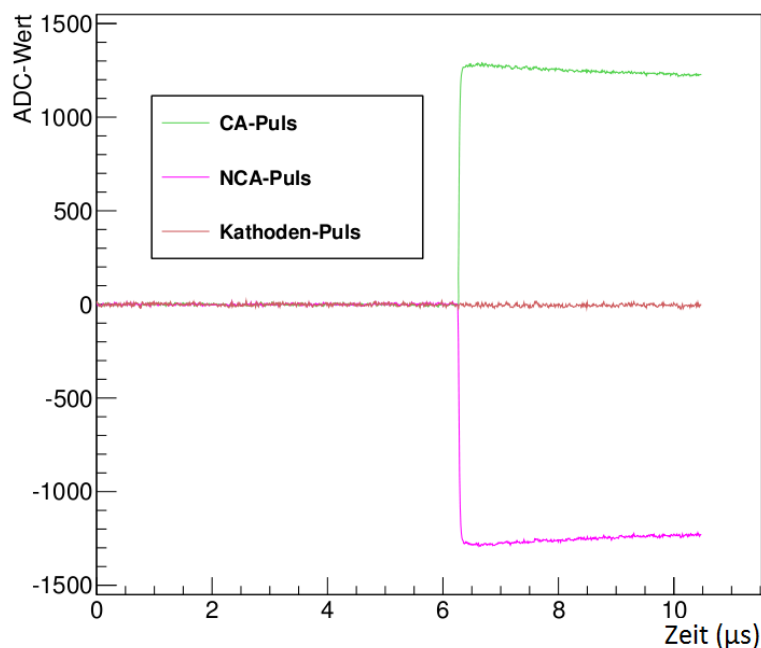


Abbildung 5.2: Double-Energy-Ereignis: Es gibt keinen gemeinsamen Anstieg von CA und NCA. Stattdessen driften die Ladungen in der sehr schmalen Region zwischen den Anoden, was zu dem symmetrischen Pulsverlauf führt. Im rekonstruierten Kathodensignal ist wegen der Symmetrie kein Puls zu sehen. (RunID 3419e40d, #4)

nung der Energiedeposition nicht korrekt, da die NCA hier als Kathode fungiert und – aufgrund der sehr geringen Entfernung zwischen den beiden Anoden – das Lochsignal registriert. Es wird dann die doppelte Anzahl von Ladungen von den Anoden aufgenommen und daher die doppelte Energie berechnet, weshalb diese Ereignisse als Double-Energy-Ereignisse bezeichnet werden.

Die Double-Energy-Ereignisse können aufgrund der Symmetrie der CA- und NCA-Pulse erkannt werden. Man erwartet, dass die Pulshöhe der NCA den gleichen Betrag hat, wie die Pulshöhe der CA. Im rekonstruierten Kathodensignal ist daher kein Unterschied zwischen der Pre- und der Post-Baseline zu erkennen (vgl. Abbildung 5.2). Die Pulshöhe des

Kathodenpulses ist nahe bei Null und damit ein guter Indikator für die Identifizierung der Double–Energy–Ereignisse. Sie liegt jedoch nie exakt bei Null, sodass ein bestimmtes Toleranzintervall definiert werden muss. Da im Spezialfall der Double–Energy–Ereignisse auch negative Kathoden–Pulshöhen ΔH_K auftreten, wurde zudem der Betrag verwendet:

$$|\Delta H_K| < \Delta H_{CA} \cdot 0,02 \quad (5.1)$$

Der Toleranzbereich, innerhalb dessen die Double–Energy–Ereignisse liegen sollen, wurde auf 2 % der CA–Pulshöhe ΔH_{CA} festgelegt.

Durch diese Bedingung werden 96 der 19913 Ereignisse als Double–Energy–Ereignis klassifiziert. Die Grenze von 2 % ist anhand des in Abbildung 5.3 dargestellten Spektrums der z –Positionen der Double–Energy–Ereignisse gewählt worden. Es fällt auf, dass für einige

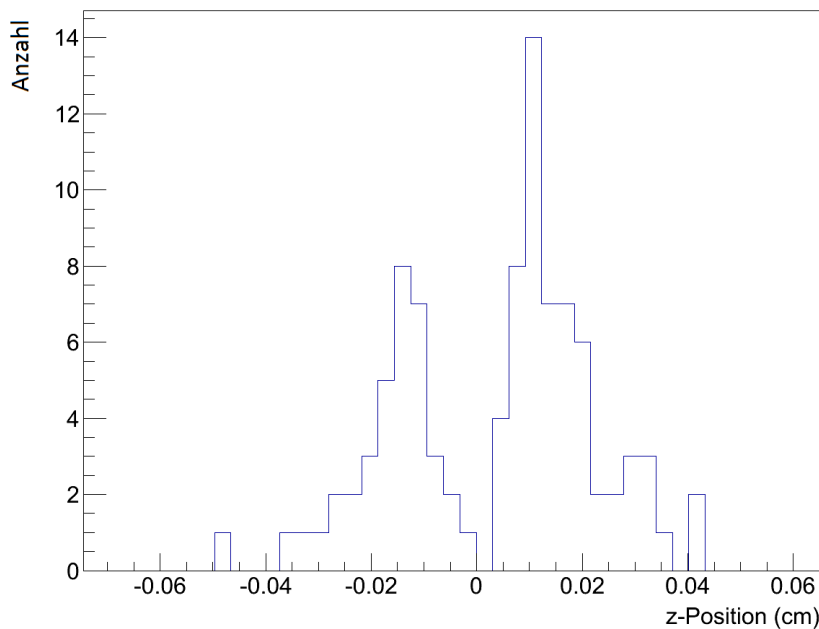


Abbildung 5.3: Die z –Positionen der Double–Energy–Ereignisse. Sie liegen sehr nahe bei $z=0$, also bei den Anoden.

der Ereignisse negative z –Positionen errechnet wurden. Dies liegt an den oben erwähnten negativen Pulshöhen des Kathodensignals. Für diese ist die errechnete z –Position nach Gleichung 4.5 negativ, da das Argument des Logarithmus kleiner als eins wird. Da es nur bei Double–Energy–Ereignissen auftritt, dass die Kathoden–Pulshöhe negativ ist, kann davon ausgegangen werden, dass alle Ereignisse mit negativen z –Positionen Double–Energy–Ereignisse sind. Die Grenze von 2 % wurde so gewählt, dass die z –Positionen in Abbildung 5.3 etwa gleichmäßig um null verteilt sind. Wählte man die Grenze größer, so würden im Bereich positiver z –Werte mehr Ereignisse als Double–Energy–Ereignisse eingestuft, die keine sind. Eine fehlerhafte Identifizierung ist dort leicht möglich, da es Pulsformen gibt, die den Double–Energy–Ereignissen sehr ähnlich sind. Bei diesen kommt es ebenfalls nicht zu einem Anstieg der NCA, jedoch sind die Pulshöhen nicht symme-

trisch, sondern die CA-Pulshöhe ist höher als die NCA-Pulshöhe. Diese Ereignisse finden ebenfalls nahe bei den Anoden statt (etwa bis $z=0,1$) und der Übergang zu den Double-Energy-Ereignissen ist fließend.

Das Energiespektrum der Double-Energy-Ereignisse ist in Abbildung 5.4 zu sehen. Da die

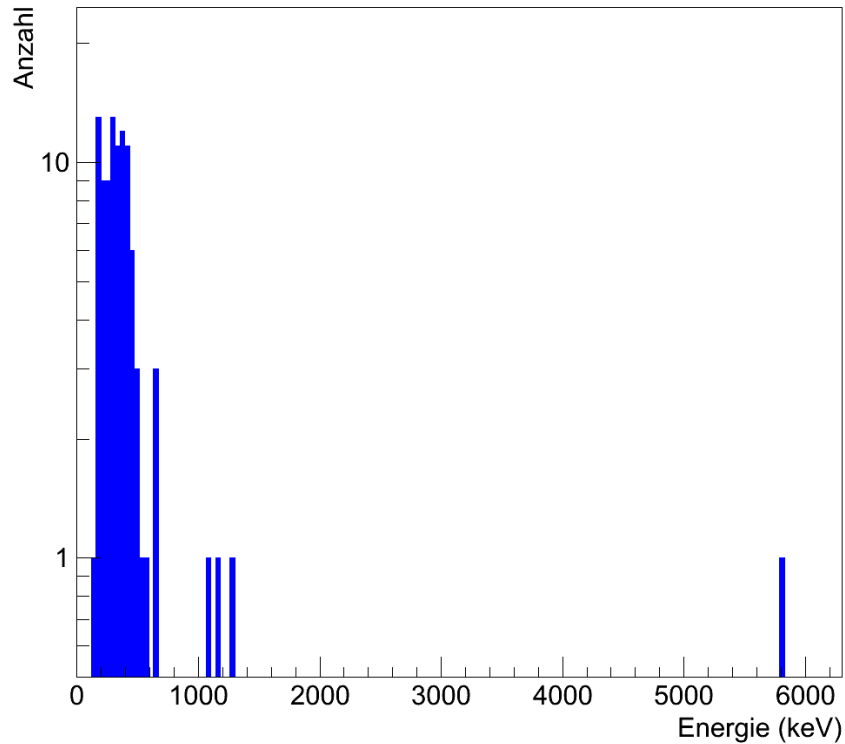


Abbildung 5.4: Das Energiespektrum der Double-Energy-Ereignisse.

Double-Energy-Ereignisse an der Oberfläche stattfinden, wo sich durch die Anoden auch Fremdmaterialien befinden, hätte es im Energiespektrum auffällige Peaks geben können. Dies kann nicht bestätigt werden. Es sind keine starken Abweichungen vom Verlauf des gesamten Spektrums (vgl. Abbildung 5.1) zu erkennen. Allerdings ist die Statistik mit 96 Ereignissen auch sehr gering.

5.2 Differenzielle Analyse

Für die folgenden Analysen wird die Ableitung des Differenzsignals benötigt. Hierfür wird zunächst der Differenzenquotient für je zwei benachbarte Werte des Differenzpulses gebildet. Da sich jedoch das Rauschen, welches jedes Ereignis aufweist, in der Ableitung besonders stark bemerkbar macht, wird anschließend über je zehn benachbarte Werte der zuvor berechneten Ableitung gemittelt. Im gemittelten Ableitungspuls lässt sich nun ein Peak erkennen (s. Abbildung 5.5). Dieser ist in etwa normalverteilt und lässt sich durch

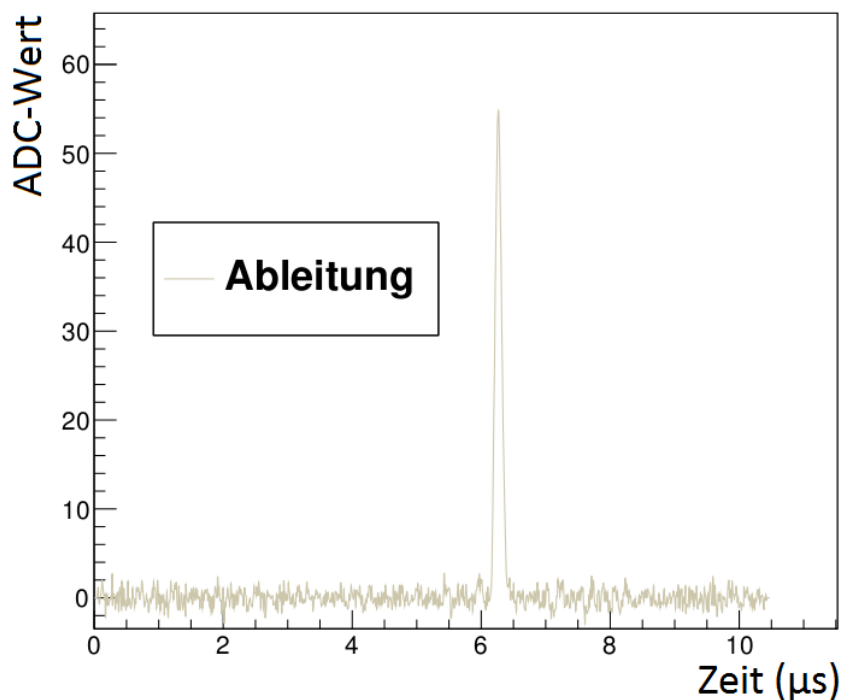


Abbildung 5.5: Ableitung des Differenzpulses. Die Steigung des Differenzpulses ist in guter Näherung gaußförmig. (RunID 9f63c0ce, #46)

einen Gauß-Fit¹ annähern. Dies erweist sich jedoch als schwierig, da die Fit-Parameter teilweise sehr genau vorgegeben werden müssen, damit der Fit gelingt. Dies ist jedoch nur individuell möglich, muss in Anbetracht der Datenmenge aber automatisch erfolgen. Die dabei ermittelten Maxima und insbesondere die Breiten der Peaks sind teilweise unphysikalisch. So treten zum Beispiel negative Halbwertsbreiten auf. Ereignisse mit sehr geringen Energiedepositionen von etwa 200 keV sind außerdem trotz Mittelung verrauscht, sodass der Peak hier schon per Auge sehr schwer zu erkennen ist. Im folgenden wird die Breite der Peaks daher nicht verwendet (mit Ausnahme eines qualitativen Zusammenhangs) und die Peakhöhen wurden bestimmt, indem der höchste Punkt des Pulses gesucht wurde.

¹Fit: Anpassung (engl.)

5.2.1 Dip- und ERT-Ereignisse

Das elektrische Feld weist an den Detektorrändern durch die Kammform der Anoden starke Inhomogenitäten auf, da auf der einen Seite des Detektors das Potential der einen Anode und auf der anderen Seite das Potential der anderen Anode überwiegt. Dies ist im Weighting²-Potential der Anoden zu erkennen (siehe Abbildung 5.6). Dargestellt ist das

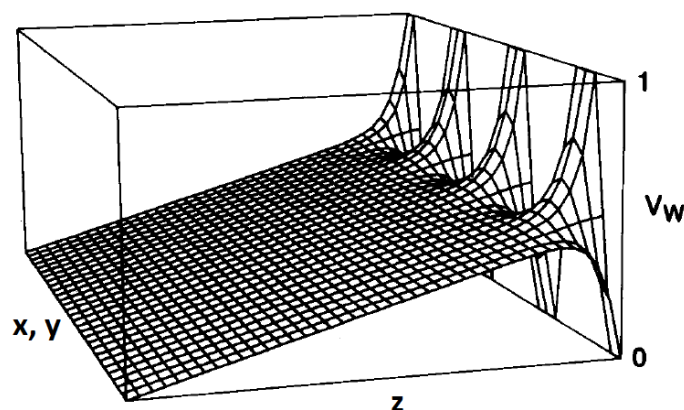


Abbildung 5.6: Weighting-Potential einer Anode. [11]

Potential für eine der Anoden, für die andere sind die Steigungen bei kleinen z -Werten genau entgegengesetzt. Im größten Teil des Detektors ist das Potential jedoch homogen, da dort das Kathodenpotential über die kleinere Spannung zwischen den Anoden dominiert.

Durch die Inhomogenitäten sehen die Pulse der Ereignisse, die am Rand stattfinden, etwas anders aus als die gewöhnlichen Pulse.

Bei einigen Ereignissen kommt es vor, dass das CA-Signal bereits in der Driftphase stärker ansteigt als das NCA-Signal (vgl. Abbildung 5.7). Diese Ereignisse werden als Early-Rise-Time³-Ereignisse (ERT-Ereignisse) bezeichnet. Bei anderen Ereignissen steigt das NCA-Signal am Ende der Driftphase weiter an als das CA-Signal (vgl. Abbildung 5.8). Bei diesen Ereignissen ist im Differenzsignal vor dem Anstieg ein 'Eindippen' des Pulses ins Negative zu erkennen (Abbildung 5.9), daher werden diese Ereignisse als Dip-Ereignisse⁴ bezeichnet. Auch in der Ableitung des Differenzsignals ist dieser Dip zu erkennen (Abbildung 5.10). Umgekehrt ist bei den ERT-Ereignissen eine breitere Flanke im Peak der Ableitung zu erkennen (Abbildung 5.11). Die Ableitung des Differenzsignals eignet sich daher zur Erkennung von Dip- und ERT-Ereignissen.

Die Identifizierung der Dip-Ereignisse funktioniert sehr gut, da der Dip auch im Ableitungssignal deutlich zu erkennen ist. Für die Identifizierung werden die negativen Werte

²weighting: Gewichtung (engl.)

³Early Rise Time: frühe Anstiegszeit (engl.). Die Bezeichnung geht auf Dr. Matthew Fritts von der TU Dresden zurück [7].

⁴Auch die Bezeichnung der Dip-Ereignisse geht auf Dr. Matthew Fritts (TU Dresden) zurück [7].

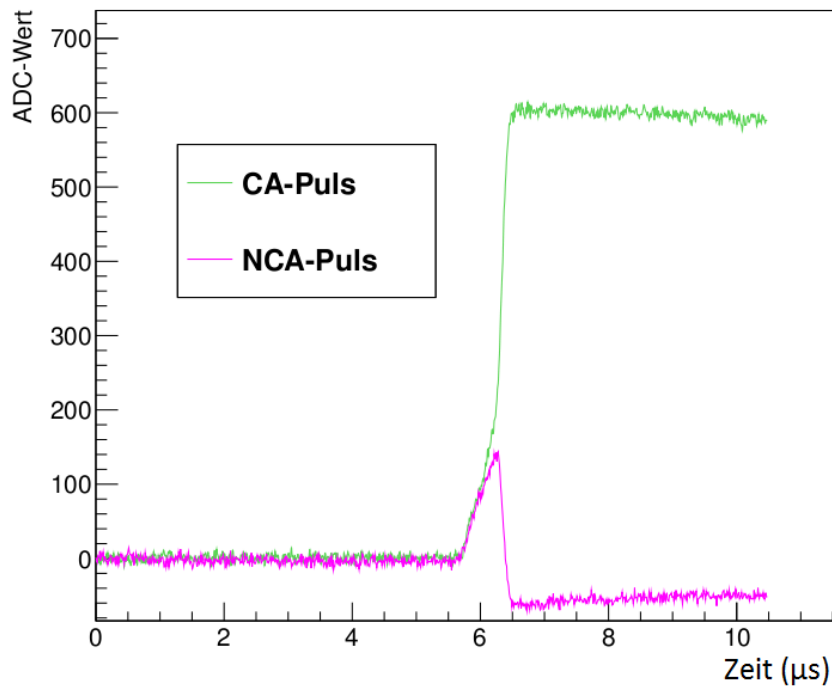


Abbildung 5.7: Early-Rise-Time-Ereignis: Bereits während der Drift-Phase (bis ca. $6,2 \mu\text{s}$) laufen die Pulse von CA(grün) und NCA(pink) auseinander. (RunID 25a16619, #320)

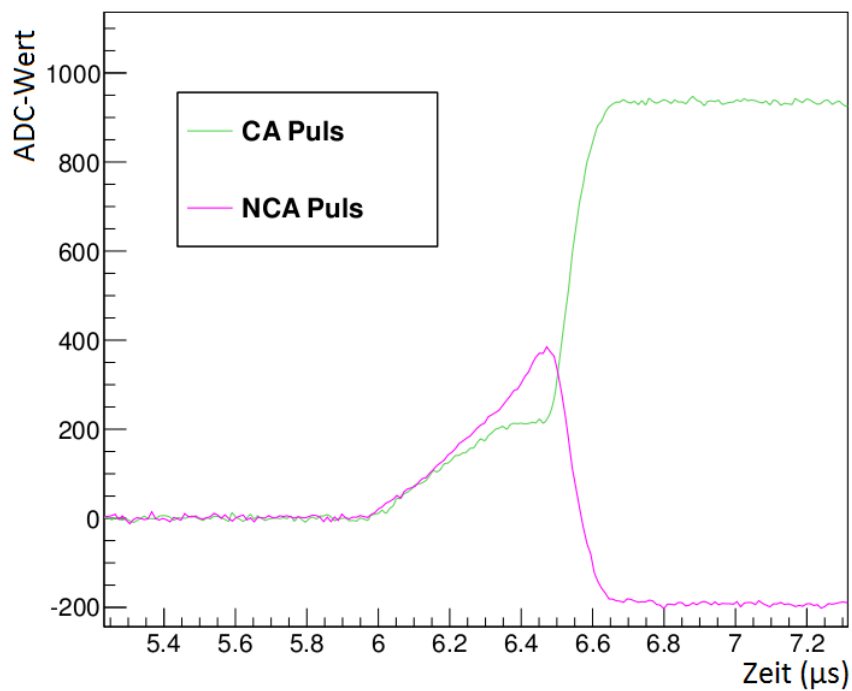


Abbildung 5.8: Dip-Ereignis: Bevor die Elektronen die Anodenregion erreichen ($6,5 \mu\text{s}$), steigt der NCA-Puls zunächst über den CA-Puls hinaus. (RunID 5780edc3, #220, 21.01.2012)

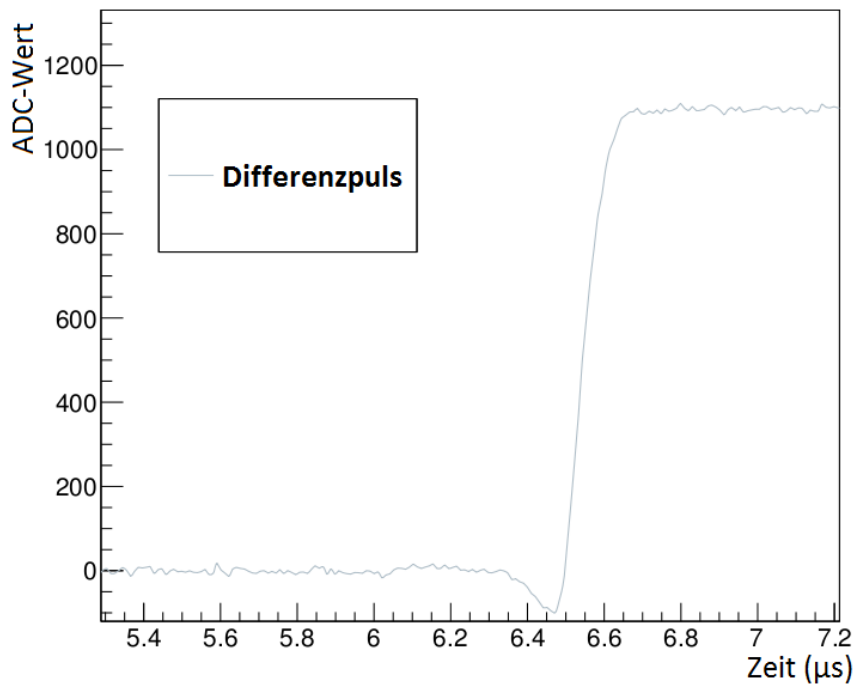


Abbildung 5.9: Zu sehen ist der Differenzpuls eines Dip-Ereignisses. Vor dem Anstieg des Differenzsignals ist ein Dip ins Negative zu erkennen. (RunID 5780edc3, #220, 21.01.2012)

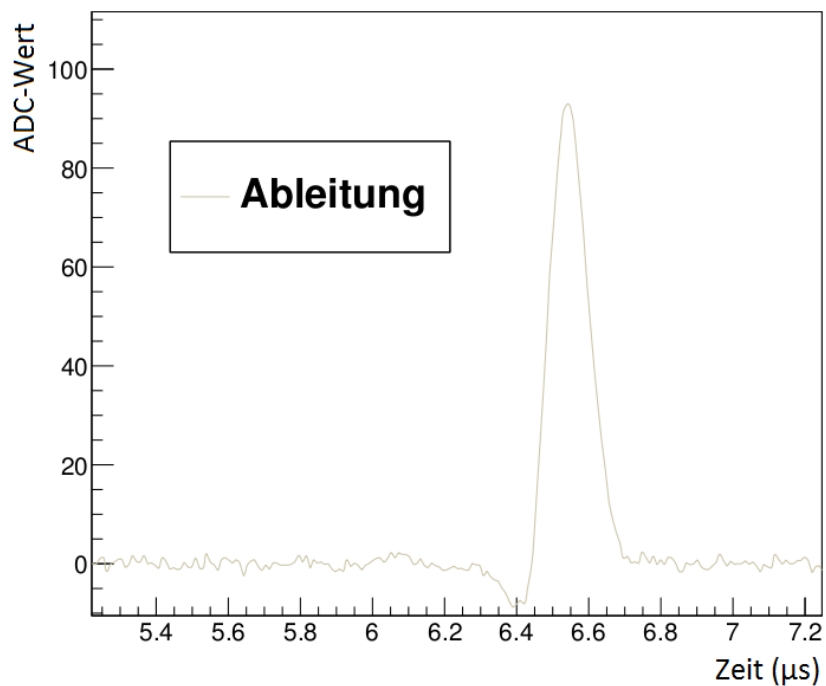


Abbildung 5.10: Ableitungspuls für ein Dip-Ereignis. Auch hier ist vor dem Peak ein Dip zu erkennen, der für die Identifizierung der Dip-Ereignisse genutzt wird. (RunID 5780edc3, #220, 21.01.2012)

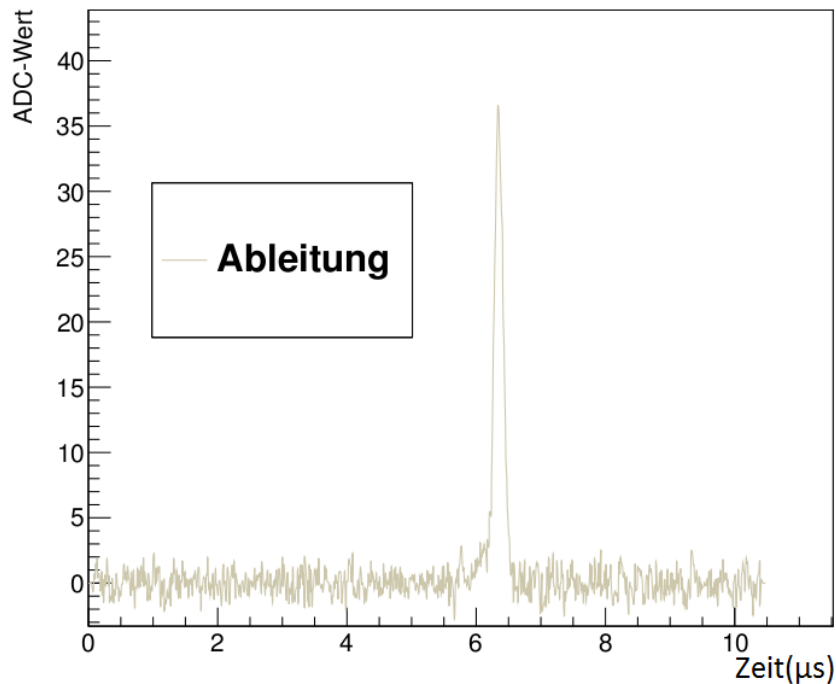


Abbildung 5.11: Ableitungspuls für ein ERT-Ereignis. Die Flanke des Peaks ist auf der linken Seite deutlich verbreitert, wodurch ERT-Ereignisse identifiziert werden können. (RunID 25a16619, #320)

links vom Peak gezählt. Sind mehr als 12 Werte negativ, so wird das Ereignis als Dip-Ereignis klassifiziert. Von den 19913 Ereignissen sind 142 Dip-Ereignisse. Anders als bei den Double-Energy-Ereignissen ist eine Überprüfung zum Beispiel über die z-Position aber nicht möglich, da man hier die x- bzw. y-Position benötigt, welche nicht berechnet werden kann.

Die ERT-Ereignisse werden mittels der verbreiterten linken Flanke des Peaks identifiziert. Hierfür werden die positiven Werte links und rechts des Peakmaximums gezählt. Sind auf der linken Seite mindestens 12 positive Werte mehr als auf der rechten Seite des Peaks, so wird das Ereignis als ERT-Ereignis klassifiziert. Mit dieser Methode wurden 154 der 19913 Ereignisse als ERT-Ereignis eingestuft.

5.2.2 Cut zur Untergrundreduktion

Zwischen den bestimmten Peakmaxima der Ableitungspulse und der deponierten Energie erwartet man einen linearen Zusammenhang, denn je größer die Energie ist, desto stärker steigt das Differenzsignal an, da mehr Ladungsträger vorliegen. Die Zeit in der die Elektronenwolke von der CA aufgenommen wird, ist jedoch unabhängig von der Energie, sodass der Anstieg des Differenzsignals steiler wird. Im Folgenden sollen Ereignisse, die von dieser Beziehung abweichen, durch einen Cut entfernt werden.

In Abbildung 5.12 ist der Zusammenhang zwischen der Energie und den Peakmaxima dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet ist die Fitgerade, die die Steigung $(3,027 \pm 0,006) \cdot 10^{-2} \text{ keV}^{-1}$

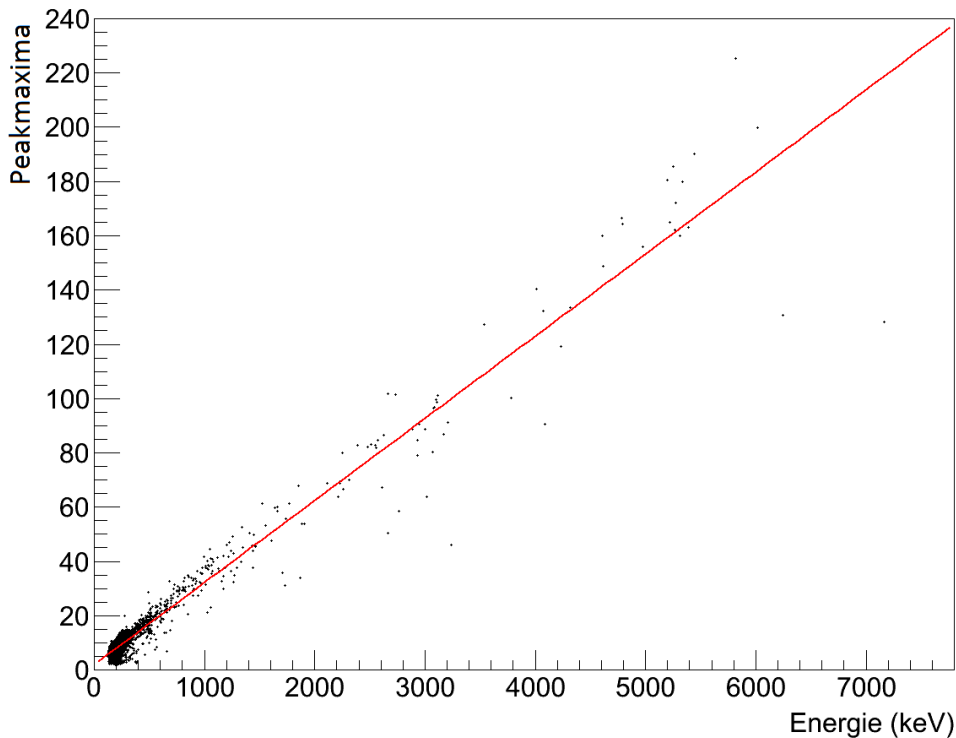


Abbildung 5.12: Maximale Steigung des Differenzsignals (Peakmaxima) in Abhängigkeit der Energie. Die Peakmaxima steigen linear mit der Energie an. Die Fitgerade hat die Steigung $(3,027 \pm 0,006) \cdot 10^{-2} \text{ keV}^{-1}$ und den Achsenabschnitt $1,96 \pm 0,02$.

und einen Achsenabschnitt von $1,96 \pm 0,02$ hat. Diese Graphik wurde mit ROOT erstellt, da in MANtiCORE nur jeweils ein Ereignis verarbeitet wird. Die Daten aller Ereignisse, die hier benötigt werden, stehen erst später in Form des ROOT-Trees zur Verfügung. Im Folgenden wurden die Residuen, also die Abstände der einzelnen Punkte von der Fitgeraden, bestimmt. Positive Residuen liegen oberhalb und negative Residuen unterhalb der Fitgeraden. Dies geschieht wieder in MANtiCORE, sodass die korrigierten Residuen auch abgespeichert werden können.

In Abbildung 5.13 ist die z -Abhängigkeit der Residuen dargestellt. Anhand der Fitgeraden ist zu erkennen, dass die Residuen für größere z -Werte kleiner werden. Die Steigung beträgt $(-1,22 \pm 0,04) \text{ cm}^{-1}$. Somit sind auch die Peakmaxima für Kathoden-Ereignisse kleiner als für Anoden-Ereignisse. Dies lässt sich dadurch erklären, dass bei Ereignissen nahe der Kathode die Elektronenwolke über längere Zeit auseinander diffundieren kann und die Elektronen somit über eine längere Zeit an der Anode eingesammelt werden. Für den Ableitungspeak bedeutet dies, dass er breiter wird, je näher das Ereignis bei der Kathode stattfindet und dass das Maximum dabei kleiner wird. Die Zunahme der Halbwertsbreiten der Peaks bei größeren z -Werten ist in Abbildung 5.14 zu sehen.

Der nächste Schritt zum Cut ist die Korrektur der Residuen, sodass die z -Abhängigkeit entfällt. Hierfür wird die Steigung der Fitgeraden aus Abbildung 5.13 von den Residuen abgezogen. Für die korrigierten Residuen in Abbildung 5.15 gibt es daher keine z -

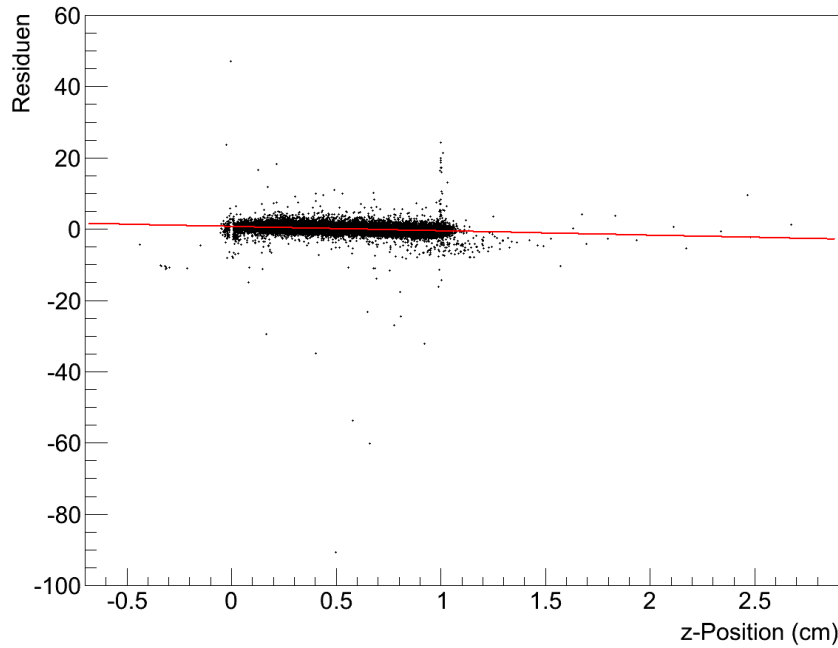


Abbildung 5.13: Die Residuen des Peakmaximum–Energie–Diagramms in Abhängigkeit von der z -Position im Detektor. Für größere z -Positionen ergeben sich kleinere Residuen und somit auch kleinere Peakmaxima. Die Steigung der Fit–Geraden beträgt $(-1,22 \pm 0,04) \text{ cm}^{-1}$.

Abhängigkeit mehr, sodass die Fitgerade dort horizontal verläuft. In Abbildung 5.16 sind die korrigierten Residuen in einem Histogramm dargestellt. Sie sind normalverteilt, wobei das Zentrum der Verteilung bei $0,733 \pm 0,007$ liegt und die Halbwertsbreite $0,910 \pm 0,006$ beträgt. Eingezeichnet sind auch die Grenzen, die den Cut definieren. Diese wurden per Auge gesetzt, sodass auf beiden Seiten etwa gleich viele Ereignisse entfernt werden. Die rechte Grenze liegt bei 3,3 und somit etwa bei $2,8 \sigma$ und die linke Grenze ist -1,4, was ca. $2,3 \sigma$ entspricht. Durch den Cut werden von 19913 Ereignissen 765 Ereignisse entfernt, was 3,8 % entspricht.

Betrachtet man die z -Positionen der Ereignisse vor und nach Anwenden des Cuts (Abbildung 5.17), so stellt man fest, dass durch den Cut vor allem Ereignisse entfernt werden, bei denen eine falsche z -Position errechnet wurde, nämlich $z > 1$ oder $z < 0$. Dies ist eine Stärke des Cuts, da die z -Position kein Kriterium für den Cut ist und trotzdem Ereignisse mit auffälligen z -Werten entfernt werden.

In Abbildung 5.18 ist das Energie–Spektrum der entfernten Ereignisse dargestellt. Verglichen mit dem Spektrum aller Ereignisse (vgl. Abbildung 5.1), wird bei hohen Energien ein Großteil der Ereignisse entfernt. Da hier auch die ROI liegt, ist eine starke Reduzierung der Untergrundrate zu erwarten.

In Abbildung 5.19 ist die Auswirkung des Cuts für die ROI dargestellt. Von drei Ereignissen werden 2 entfernt. Dies entspricht einer Reduzierung des Untergrunds um 66,7%. Der Cut hat also eine sehr gute Effizienz, da den 66,7% nur insgesamt 3,8% entfernte Ereignisse gegenüberstehen.

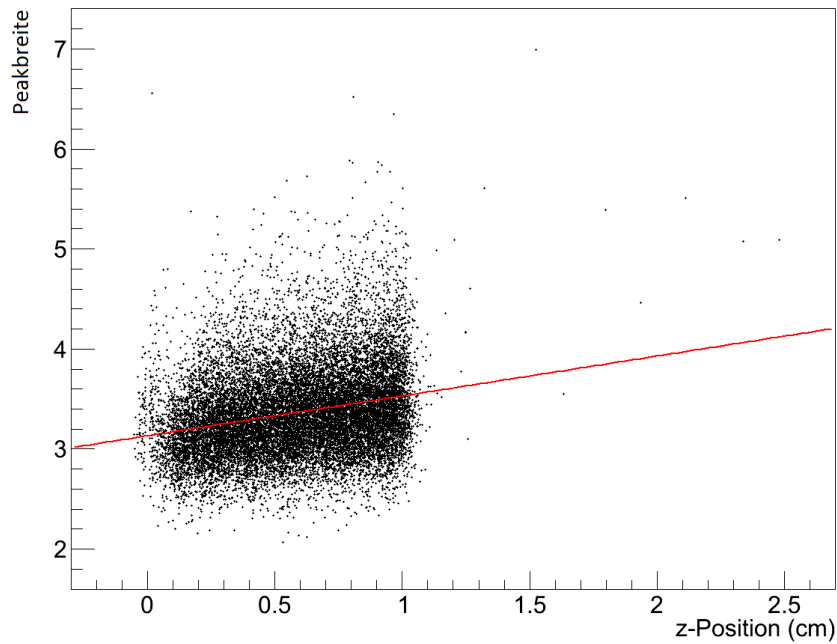


Abbildung 5.14: Die Halbwertsbreiten der Ableitungspeaks in Abhängigkeit von der z -Position. Für Kathoden-Ereignisse sind die Breiten größer als für Anoden-Ereignisse, da die Elektronenwolke länger driftet und dabei diffundiert.

Ereignisse bei denen man eine Abweichung von dem linearen Zusammenhang zwischen Peakmaxima und Energiedeposition erwartet, sind zum Beispiel Multi-Site-Ereignisse. Bei diesen finden sehr kurz hintereinander mehrere Energiedepositionen statt. Dies kann zum Beispiel passieren, wenn ein Photon durch den Compton-Effekt zunächst nur einen Teil seiner Energie deponiert, bevor es unmittelbar danach seine restliche Energie per Photoeffekt deponiert. Da sich die Pulsformen der beiden Ereignisse dann überlagern, gilt die lineare Beziehung zwischen Energie und Steigung des Differenzpulses dann nicht mehr. Somit könnten die vom Cut entfernten Ereignisse Multi-Site-Ereignisse sein. Dies konnte jedoch trotz genauer Betrachtung der entfernten Ereignisse per Auge nicht bestätigt werden.

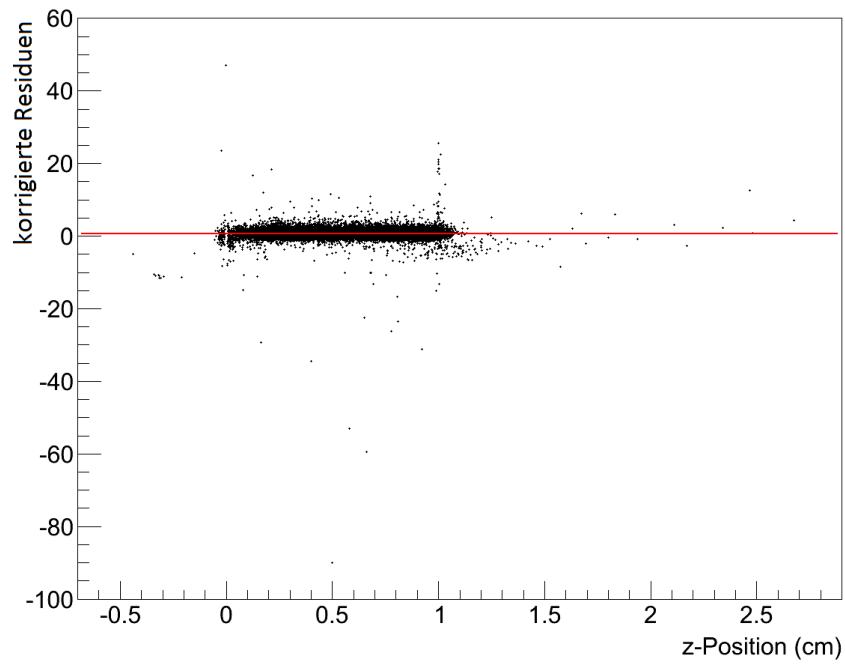


Abbildung 5.15: Residuen nach der Bereinigung der z -Abhängigkeit.

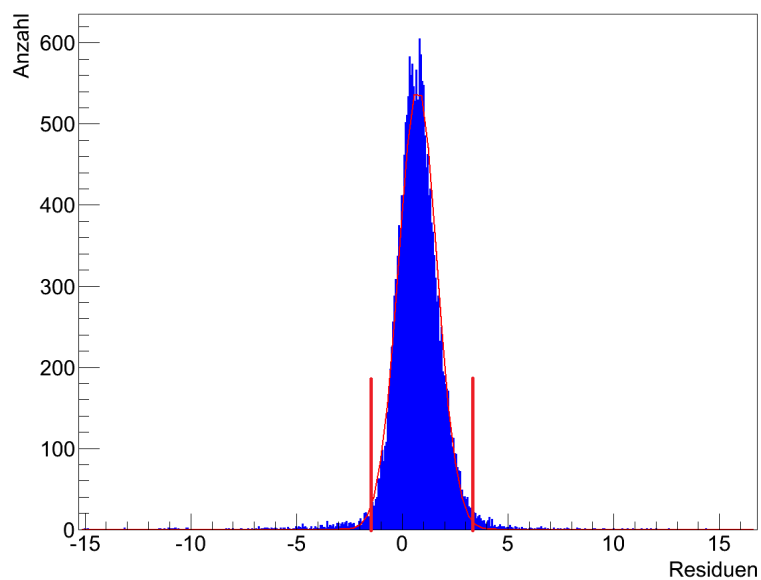


Abbildung 5.16: Graphische Darstellung des Cuts. Die Daten außerhalb der roten Linien werden entfernt. Der Gauß-Fit liefert eine Breite von $0,91 \pm 0,006$ und ist um $0,733 \pm 0,007$ zentriert. Die Grenzen liegen bei -1,4 und 3,3.

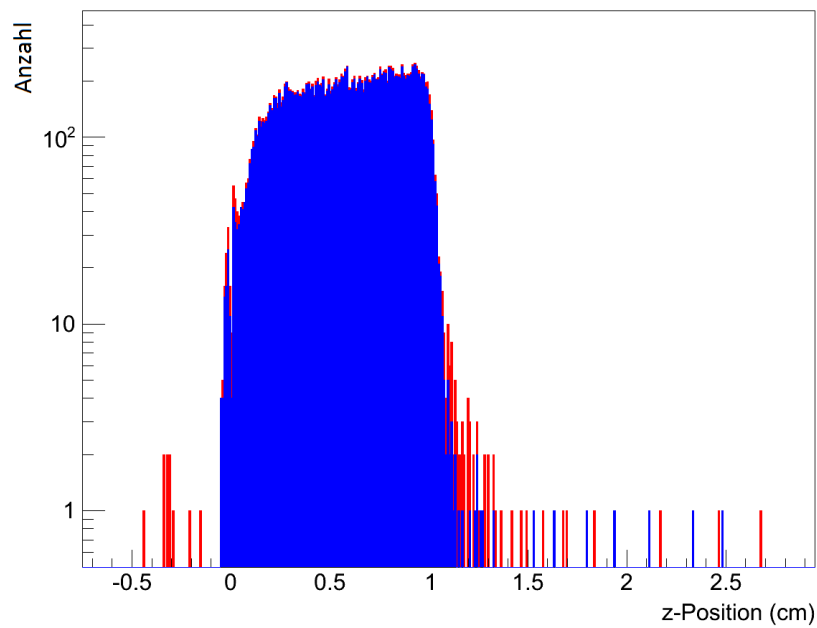


Abbildung 5.17: z -Positionen vor (rot) und nach (blau) Anwenden des Cuts. Besonders Ereignisse mit fehlerhaft berechneten z -Werten werden vom Cut entfernt.

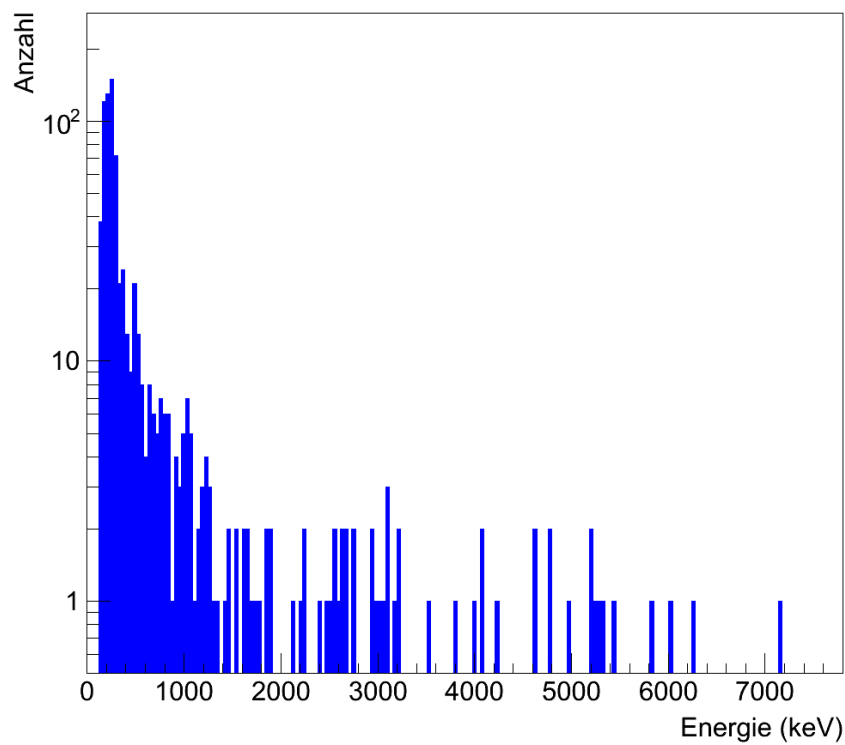


Abbildung 5.18: Energiespektrum der vom Cut entfernten Ereignisse. Im Vergleich zu Abbildung 5.1 fällt auf, dass besonders Ereignisse mit hoher Energie entfernt werden.

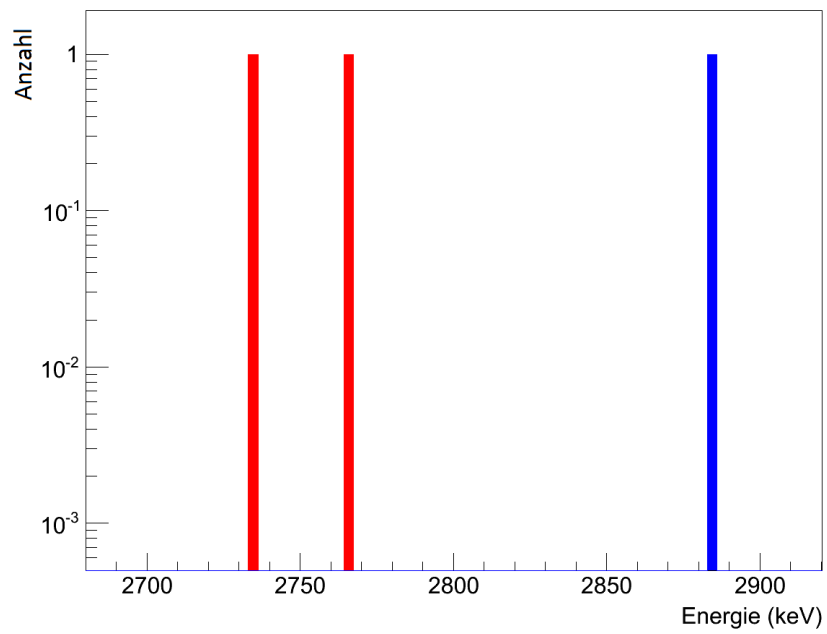


Abbildung 5.19: Energiespektrum in der ROI vor (rot) und nach (blau) Anwenden des Cuts. Die beiden Ereignisse bei etwa 2750 keV werden entfernt.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel der Arbeit war es, die verschiedenen Pulsformen zu analysieren und dadurch eine Reduktion der Untergrundrate zu erreichen.

Zunächst wurden unterschiedliche Pulsformen charakterisiert und entsprechende Bedingungen in MAnTiCORE implementiert, mit denen diese Ereignisse identifiziert werden können.

Die Double-Energy-Ereignisse können aufgrund ihrer Symmetrie zwischen CA- und NCA-Puls über die Pulshöhe des Kathodensignals sehr zuverlässig identifiziert werden. Die implementierte Bedingung stuft 96 der 19913 unteruchten Ereignisse als Double-Energy-Ereignisse ein. Unsicherheit gibt es jedoch bezüglich Ereignissen, die ähnlich aussehen wie Double-Energy-Ereignisse, aber nicht symmetrisch sind. Wie diese Pulsformen zustande kommen ist noch unverstanden und muss in weiteren Arbeiten untersucht werden. Sie ereignen sich wie die Double-Energy-Ereignisse nahe bei den Anoden und weisen ebenfalls keinen Anstieg im NCA-Signal auf. Dies kann für ihre Identifizierung ausgenutzt werden. Weitere Ereignisse, die untersucht wurden, sind die Dip- und ERT-Ereignisse, die sich an den Seitenflächen der Detektoren ereignen. Für deren Identifizierung wurde die Ableitung des Differenzsignals verwendet. Diese weist einen scharfen Peak auf. Für Ereignisse mit geringen Energien von etwa 200 keV ist dieser jedoch nicht vom Rauschen zu unterscheiden, weshalb eine Mittelung nötig ist. Da dieser Energiebereich für das Experiment später nicht von Bedeutung ist, könnte eventuell auch auf die Mittelung verzichtet werden. Hierfür sind weitere Untersuchungen nötig, die im Rahmen dieser Bachelorarbeit nicht möglich waren, da bei höheren Energien die Statistik der verwendeten Daten sehr gering ist. Zusätzliche Erkenntnisse können auch aus der Verbesserung der Fits gewonnen werden. Die automatisch erstellten Fits sind nicht vollkommen vertrauenswürdig, weshalb die Halbwertsbreiten nicht für quantitative Auswertungen verwendet wurden. Die Breiten der Peaks können jedoch auch wichtige Informationen liefern, sodass weitere Arbeit hier von besonderem Interesse ist.

Für die Erkennung der Dip- und ERT-Ereignisse brauchen jedoch nur die Werte vor dem Ableitungs-Peak betrachtet zu werden. Die Dip-Ereignisse können über einen Dip ins Negative unmittelbar vor dem Peak erkannt werden. Dies funktioniert sehr zuverlässig, da der Dip deutlich zu erkennen ist und auch nur bei diesen Ereignissen auftritt. Die Identifizierung der ERT-Ereignisse ist schwieriger, da der frühzeitige Anstieg des Ableitungspulses schwerer zu erkennen ist. Außerdem kann es hier durch die Gewichtung des Differenzsignals zu Fehleinstufungen kommen, da das Differenzsignal durch die Gewich-

tung ebenfalls einen frühzeitigen Anstieg aufweist, der auch im Ableitungspuls zu erkennen ist. Dies ist nur bei Ereignissen hoher Energie der Fall, da die Gewichtung nur hier sichtbare Auswirkungen hat. Somit ist die Identifizierung der ERT-Ereignisse gerade in der ROI problematisch. Dieses Problem kann durch die Verwendung eines ungewichteten Differenzsignals umgangen werden, allerdings enthält die Gewichtung wichtige Informationen über die Energiedeposition, was für den Cut sehr wichtig ist.

Der Cut wurde basierend auf dem linearen Zusammenhang zwischen der deponierten Energie und den Maxima der Ableitungspeaks erstellt. Dieser Zusammenhang sollte zum Beispiel von Multi-Site-Ereignissen verletzt werden, sodass diese vom Cut entfernt werden. An den verwendeten Daten zeigt sich eine sehr gute Effizienz des Cuts. So werden insgesamt 3,8% der Ereignisse entfernt, während in der ROI 66,7% entfernt werden. Da davon ausgegangen wird, dass nur Untergründereignisse vorliegen, ist dies gleichbedeutend mit einer Reduktion der Untergrundrate um zwei Drittel. Eine weitere Stärke des Cuts ist, dass Ereignisse entfernt werden, bei denen eine falsche z -Position berechnet wird, obwohl diese kein Kriterium für den Cut ist. In weiteren Untersuchungen sollte der Cut auf ein größeres Datenvolumen angewendet werden, um die Effizienz bei höherer Statistik zu bestätigen.

Außerdem sollte noch genauer untersucht werden, ob es sich bei den weggeschnittenen Ereignissen tatsächlich wie erwartet um Multi-Site-Ereignisse handelt.

Die Arbeit hat gezeigt, dass die differenzielle Analyse eine große Verbesserung der Untergrundrate bewirken kann. Dies zeigt sich neben der Möglichkeit zur Identifizierung von Dip- und ERT-Ereignissen insbesondere in dem entwickelten Cut.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Massenparabeln und (Doppel-)Beta-Zerfall	12
2.2	Energiespektrum des doppelten Beta-Zerfalls	13
3.1	Sensitivität auf die Halbwertszeit	16
3.2	Spektrum des Doppelbeta-Zerfalls	17
3.3	CPG-Detektor	19
4.1	Typische Pulsform eines CPG-Detektors	22
5.1	Das Energiespektrum aller untersuchten Ereignisse	25
5.2	Double-Energy-Ereignis	26
5.3	z-Positionen der Double-Energy-Ereignisse	27
5.4	Energie der Double-Energy-Ereignisse	28
5.5	Ableitungspuls	29
5.6	Weighting-Potential einer Anode	30
5.7	Early-Rise-Time-Ereignis	31
5.8	Dip-Ereignis	31
5.9	Differenzpuls eines Dip-Ereignisses	32
5.10	Ableitungspuls für ein Dip-Ereignis	32
5.11	Ableitungspuls eines ERT-Ereignisses	33
5.12	Peakmaxima in Abhängigkeit der Energie	34
5.13	z-Abhängigkeit der Residuen	35
5.14	z-Abhängigkeit der Breite der Ableitungspeaks	36
5.15	Korrigierte Residuen	37
5.16	Graphische Darstellung des Cuts	37
5.17	z-Positionen vor und nach Anwenden des Cuts	38
5.18	Energiespektrum der vom Cut entfernten Ereignisse	38
5.19	Energiespektrum in der ROI vor und nach Anwenden des Cuts	39

Tabellenverzeichnis

- 2.1 Elementarteilchen im Standardmodell der Teilchenphysik. 9
- 3.1 Isotope in CdZnTe, die dem $\beta\beta$ -Zerfall unterliegen 16

Literaturverzeichnis

- [1] Q. R. Ahmad *et al.* [SNO Collaboration], “Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory”, *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 011301 [nucl-ex/0204008].
- [2] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, A. Dietz, L. Baudis, G. Heusser, I. V. Krivosheina, S. Kolb, B. Majorovits and H. Pas *et al.*, “Latest results from the Heidelberg-Moscow double beta decay experiment”, *Eur. Phys. J. A* **12** (2001) 147 [hep-ph/0103062].
- [3] Y. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], “Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos”, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1562 [hep-ex/9807003].
- [4] K. Eguchi *et al.* [KamLAND Collaboration], “First results from KamLAND: Evidence for reactor anti-neutrino disappearance”, *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 021802 [hep-ex/0212021].
- [5] Aalseth, C. E. et al.: Comment on “Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay”. *Mod. Phys. Lett. A* 17:1475-1478, 2002.
- [6] National Nuclear Data Center, www.nndc.bnl.gov/nudat2
- [7] Matthew Fritts (IKTP TU Dresden), “Discriminating LNGS Backgrounds”, Vortrag beim Kollaborationstreffen in Dresden, 28. Juni 2012.
- [8] root.cern.ch
- [9] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche: “Teilchen und Kerne”, 7. Auflage, Springer-Verlag, 2006.
- [10] Stewart, Danielle: “Double Beta Decay with the COBRA Experiment”, Doktorarbeit, University of Warwick, 2009.
- [11] Luke, P. N.: “Single-polarity charge sensing in ionization detectors using coplanar electrodes”, *Applied Physics Letters* , vol.65, no.22, pp.2884-2886, Nov 1994, doi: 10.1063/1.112523
- [12] pdg.lbl.gov

- [13] O. Cremonesi, “Neutrinoless double beta decay: Present and future.”, Nuclear Physics B - Proceedings Supplements 118 (2003) S. 287, Proceedings of the XXth International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics.
- [14] K. Abe *et al.* [T2K Collaboration], “Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-produced Off-axis Muon Neutrino Beam”, Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 041801 [arXiv:1106.2822 [hep-ex]].
- [15] Y. Abe *et al.* [Double Chooz Collaboration], “Reactor electron antineutrino disappearance in the Double Chooz experiment”, arXiv:1207.6632 [hep-ex].
- [16] F. P. An *et al.* [DAYA-BAY Collaboration], “Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay”, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 171803 [arXiv:1203.1669 [hep-ex]].
- [17] J. K. Ahn *et al.* [RENO Collaboration], “Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment”, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 191802 [arXiv:1204.0626 [hep-ex]].

Hiermit bestätige ich, dass die vorliegende Arbeit von mir selbstständig verfasst wurde und ich keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel – insbesondere keine im Quellenverzeichnis nicht benannten Internet-Quellen – benutzt habe und die Arbeit von mir nicht einem anderen Prüfungsverfahren eingereicht wurde. Die eingereichte schriftliche Fassung entspricht der auf dem elektronische Speichermedium. Ich bin damit einverstanden, dass die Bachelorarbeit veröffentlicht wird.

Hamburg,