Studien seltener neutroneninduzierter Prozesse und Koinzidenzanalysen zur Bestimmung und Reduktion von Untergrundbeiträgen im COBRA-Experiment

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Department Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Jan Horst Karl Timm
aus
Hamburg

Hamburg
2015

Gutachter der Dissertation:	Dr. Björn Wonsak Prof. Dr. Caren Hagner
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. Caren Hagner Prof. Dr. Dieter Horns Prof. Dr. Günter Sigl Dr. Georg Steinbrück Dr. Björn Wonsak
Datum der Disputation:	23.10.2015
Vorsitzender des Prüfungsausschusses:	Prof. Dr. Günter Sigl
Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. Jan Louis
Dekan der MIN-Fakultät:	Prof. Dr. Heinrich Graener

Abstract

The aim of the COBRA experiment is the observation of neutrinoless double-beta decay, primarily of the isotope ^{116}Cd. The applied semiconductor detectors of cadmium zinc telluride that are 90 % to be enriched enable both the detection and the source of this decay. The half-lives of decays of this kind are expected in the range of more than 10^{26} years. Therefore, the reduction of contributions to the background is of decisive importance.

The main subjects of this work are, on the one hand, the time synchronization of the data, which provides the basis for coincidence analysis. This analysis method has access not only to identification of contributions to the background, but also to observe decays involving positron annihilation and decays into excited states. In this study, the intrinsic detector contamination of some decay products of ^{238}U and ^{232}Th was measured and sensitivities to the half-lifes of the decays like ^{120}Te and ^{128}Te in each case to the first excited state of daughter products are given.
On the other hand, qualitative studies on the importance of neutrons in the COBRA experiment were conducted. These have shown that fast neutrons, thus with energies greater than 10 keV, only result in an insignificant contribution to the background for the detection of neutrinoless double-beta decay of the ^{116}Cd. Previous studies have also shown that the thermal neutron flux can be in situ determined by coincidence analysis.

neutron studies, coincidence analysis, intrinsic detector-contamination of ^{238}U and ^{232}Th, decays in to excited state of ^{120}Te and ^{128}Te

Zusammenfassung

Das Hauptziel des COBRA-Experiments ist der Nachweis des neutrinolosen Doppel-Betazerfalls, vornehmlich am Isotop ^{116}Cd. Die applizierten Halbleiterdetektoren aus Cadmium-Zink-Tellurid sollen in ^{116}Cd zu 90 % angereichert werden und sind sowohl Detektor als auch Quelle für diesen Zerfall. Die Halbwertszeit dieses Zerfalls wird im Bereich von mehr als 10^{26} Jahren erwartet. Daher ist die Senkung der Beiträge zum Untergrund von entscheidender Bedeutung.

Hauptgegenstand der vorliegenden Arbeit sind einerseits die Zeitsynchronisation der Daten, die die Grundlage für Koinzidenzanalysen liefert. Diese Analysemethode bietet nicht nur Zugriff auf die Identifizierung von Beiträgen zum Untergrund, sondern bietet auch Zugriff auf Prozesse mit Positronenannihilation und Zerfälle in angeregte Zustände, wie $\beta^+\beta^+$- oder β^+EC-Zerfälle. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die intrinsische Detektor-Kontamination von einigen Zerfallsprodukten von ^{238}U und ^{232}Th bestimmt und Sensitivitäten auf die Halbwertszeit von den neutrinobehafteten Zerfällen wie ^{120}Te und ^{128}Te jeweils in den ersten angeregten Zustand der Tochternuklide bestimmt.
Andererseits wurden qualitative Untersuchungen zur Bedeutung der Neutronen im COBRA-Experiment durchgeführt. Es konnte gezeigt werden, dass schnelle Neutronen mit Energien größer als 10 keV nur einen unbedeutenden Beitrag zum Untergrund beitragen, in Bezug auf den Nachweis des neutrinolosen Doppel-Betazerfalls von ^{116}Cd. Frühere Studien haben gezeigt, dass der Fluss thermischer Neutronen in Kombination mit Koinzidenzanalyse in situ bestimmt werden kann.

Neutronenstudien, Koinzidenzanalysen, Intrinsiche Kontamination mit ^{238}U und ^{232}Th, Zerfälle in angeregte Zustände von ^{120}Te und ^{128}Te

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Das COBRA-Experiment **3**

2.1 Majorana-Neutrinos 4

2.1.1 Neutrino-Mischung mit Majorana-Phasen 6

2.1.2 2ν- und 0ν-Doppel-Betazerfall 11

2.2 Ziele und Potential des COBRA-Detektorkonzepts 16

2.2.1 Cadmium-Zink-Tellurid-Detektoren 18

2.3 Demonstratoraufbau und Teststand 22

2.3.1 Datenerfassung am LNGS 22

2.3.2 Integration einer USB-VME-Bridge in Hamburg 24

2.4 Synchronisierung und Zeitauflösung der Daten 27

2.5 Beiträge zum Untergrund 33

2.5.1 Kosmische Strahlung 33

2.5.2 Radionuklide 34

2.5.3 Weitere Beiträge zum Untergrund wie Neutronen und Radonzerfallsprodukte 36

3 Radonzerfallsprodukte **37**

3.1 Radonzerfallsproduktkondensator 40

4 Neutronen **43**

4.1 Neutronenreaktionen mit Nukliden 44

4.1.1 Streuung 45

4.1.2 Absorption 50

4.1.3 Energieabhängige Neutronenfelder 52

4.1.4 Halbwertszeiten der Folgenuklide 52

4.1.5 Reaktionsraten 53
4.2 Neutronenspektroskopie mit Koinzidenzanalysen 57
4.3 MC-Simulationen zur Neutronenkollimation 58

5 Koinzidenzanalysen 63
5.1 Intrinsische Kontamination mit Uran und Thorium 64
5.1.1 Diskussion 71
5.2 Extrinsische Kontamination 74
5.2.1 Kathoden-Ereignisse 74
5.2.2 Weitere ^{214}Bi-^{214}Po-Koinzidenzen 78
5.3 Koinzidenzen zweier verschiedener Detektoren 83
5.3.1 Zerfall des ^{120}Te in den ersten angeregten Zustand 89
5.3.2 Zerfall des ^{128}Te in den ersten angeregten Zustand 92
5.4 Ausblick auf Mehrdetektor-Koinzidenzen 94
5.4.1 Einfang thermischer Neutronen an ^{113}Cd 97

6 Zusammenfassung und Ausblick 99

A Zerfallsreihen 101

B Auszug der Datei „LocalVMEBus.cxx“ 105

Kapitel 1

Einleitung

Das Ziel des COBRA-Experiments ist der Nachweis des neutrinolosen Doppel-Betazerfalls, vornehmlich von ^{116}Cd. Die verwendeten Halbleiterdetektoren aus Cadmium-Zink-Tellurid sollen in 90 % ^{116}Cd angereichert werden und geben zugleich den Nachweis und die Quelle dieses Zerfalls. Die erwarteten Halbwertszeiten für Zerfälle solcher Art liegen im Bereich von weit mehr als 10^{25} Jahren. Deshalb ist die Reduktion von Beiträgen zum Untergrund von entscheidender Bedeutung. Zur Veranschaulichung: man benötigt mehr als 50 mol eines instabilen Stoffes, um innerhalb eines Jahres vielleicht einen Zerfall beobachten zu können. Im Fall des COBRA-Experiments wären dies etwa 24 kg Cadmium-Zink-Tellurid. Im menschlichen Körper zerfallen jede Sekunde etwa 5000 ^{40}K Nuklide.

Die Hauptgegenstände dieser Arbeit sind zum einen die Zeitsynchronisierung der Daten, was die Grundlage für Koinzidenzanalysen liefert. Mit dieser Analyse-Methode lassen sich nicht nur Beiträge zum Untergrund identifizieren, es lassen sich auch Zerfälle in angeregte Zustände und Zerfälle mit Beteiligung von Positronen untersuchen, wie z.B. $\beta^+\beta^+$- oder β^+EC-Zerfälle. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die intrinsische Detektor-Kontamination einiger Zerfallsprodukte von ^{238}U und ^{232}Th bestimmt, sowie Grenzen auf die Halbwertszeit von den Zerfällen ^{120}Te und ^{128}Te jeweils in den ersten angeregten Zustand der Folgenuklide bestimmt.
Zum anderen wurden qualitative Studien zur Bedeutung der Neutronen im COBRA-Experiment durchgeführt. Diese haben gezeigt, dass schnelle Neutronen, also mit Energien von mehr als 10 keV, nur einen unwesentlichen Beitrag

zum Untergrund liefern können im Bezug auf den Nachweis des neutrinolosen Doppel-Betazerfalls des ^{116}Cd. Frühere Untersuchungen haben gezeigt, dass der Fluss thermischer Neutronen sich in Kombination mit Koinzidenzanalysen in-situ bestimmen lässt.

Das nächste Kapitel 2 stellt das COBRA-Experiment vor. Das Kapitel 2.1 gibt einen kurzen Überblick über den Stand der Neutrinophysik und geht auf Aspekte in Bezug auf das für COBRA wichtige Nuklid ^{116}Cd ein. Kapitel 2.2 erläutert die Ziele eines künftigen Großexperiments und stellt das Detektorkonzept des COBRA-Experiments vor. In Kapitel 2.3 geht es um den Demonstratoraufbau im Untergrundlabor am LNGS und den Teststand in Hamburg, speziell um die Integration einer VME-USB-Brücke in die Datenerfassungskette. Die zeitliche Synchronisierung der Daten des Demonstratoraufbaus bildet die Basis der Koinzidenzanalysen und wird in Kapitel 2.4 besprochen. Abschließend gibt das Kapitel 2.5 einen Überblick der wichtigsten Beiträge zum Untergrund im COBRA-Experiment.
Die Kapitel 3 und 4 gehen intensiv auf die Beiträge zum Untergrund aus den Radonzerfallsprodukten und Neutronen ein. Besonders Zerfallsprodukte von ^{220}Rn und ^{222}Rn erweisen sich als problematisch, daher wird in Kapitel 3.1 ein Versuchsaufbau vorgestellt, um Reinigungsmethoden signifikant zu testen. Kapitel 4.1 gibt einen Überblick von Reaktionen der Neutronen mit Nukliden und deren Auswirkung für Experimente mit niedrigen Zählraten wie dem COBRA-Experiment. Erste MC-Studien für einen Neutronenkollimator werden in Kapitel 4.3 präsentiert, der für verschiedene Aufbauten für Streu-, Aktivierungs-, Absorbtions- oder Abschirmungsexperimente konzipiert werden soll.
Kapitel 5 befasst sich abschließend mit den Koinzidenzanalysen zur Bestimmung der intrinsischen Detektor-Kontaminationen mit Zerfallsprodukten von ^{238}U und ^{232}Th, Kapitel 5.1, extrinsichen Kontaminationen, Kapitel 5.2, Koinzidenzen zwischen verschiedenen Detektoren, Kapitel 5.3, mit erreichten Sensitivitäten auf Zerfälle in angeregte Zustände von ^{120}Te und ^{128}Te , und schließt in Kapitel 5.4 mit einem Ausblick auf das Potential von zukünftigen Koinzidenzanalysen ab.
Die Zusammenfassung und einen Ausblick dieser Arbeit auf die Auswirkungen kommender Erweiterungen im COBRA-Experiment findet sich in Kapitel 6.

Kapitel 2

Das COBRA-Experiment

Das folgende Kapitel wird zum einen das COBRA-Experiment motivieren und dessen wissenschaftliches Potential im Bereich der Neutrinophysik beleuchten und zum anderen den Stand des Detektorkonzepts und typische Untergrundbeiträge vorstellen. Dazu sind einige theoretische Grundlagen nötig. Die zentrale Frage lautet: Sind Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen, sogenannte Majorana-Teilchen? Wenn die Neutrinos Majorana-Teilchen sind, dann könnte der neutrinolose Doppel-Betazerfall beobachtet werden. Kapitel 2.1 geht daher der Frage nach, warum viele theoretische Physiker Majorana-Neutrinos fordern.
Im Standardmodell der Teilchenphysik sind Neutrinos masselos, hingegen haben Oszillationsexperimente gezeigt, dass Neutrinos nicht masselos sein können. Diese Experimente werden hervorragend mit der so genannten Neutrino-Mischung beschrieben. Kapitel 2.1.1 bietet dazu eine kurze Einführung und beleuchtet zu noch offenen Fragen dieser Beschreibung den Beitrag von Doppel-Beta-Experimenten, zu denen man auch das COBRA-Experiment zählt. Kapitel 2.1.2 geht dann näher auf die Observable, die Halbwertszeit des neutrinolosen Doppel-Betazerfalls, ein. Das grundlegende Potential und die angestrebten Ziele des COBRA-Experiments werden dann in Kapitel 2.2 dargelegt. Aus beiden Kapiteln stellt sich schnell heraus, dass solche Zerfälle nur sehr selten stattfänden und leicht von vielen unterschiedlichen Untergrundbeiträgen überdeckt werden können. Daher ist es unverzichtbar, alle Untergrundbeiträge zu kennen und gezielt zu vermeiden, bevor mit dem Bau eines teuren Experiments begonnen werden kann. Aus diesem Grund ist es nötig, kleinere Prototypen zu bauen, beim Bau selbst schon jeden

bekannten Untergrundbeitrag zu vermeiden und weiterführend noch unbekannte Beiträge zum Untergrund zu identifizieren, zu analysieren und in der nächsten Ausbaustufe zu eliminieren. Dazu werden in Kapitel 2.3 der aktuelle Stand des Demonstratoraufbaus, beheimatet am Untergrundlabor LNGS, vorgestellt sowie Erneuerungen und Errungenschaften erläutert. Besondere Aufmerksamkeit findet hier die zeitliche Synchronisierung der Daten, die die Grundlage für Koinzidenzanalysen bildet. Diese Analysemethode bringt dem COBRA-Experiment eine ganz neue Möglichkeit, weitere Untergrundbeiträge zu identifizieren und qualitativ sowie quantitativ zu beschreiben. In Kapitel 2.5 werden abschließend die typischen Untergrundbeiträge vorgestellt. Ein besonderes Augenmerk in dieser Arbeit finden die Neutronen und die Radon-Zerfallsprodukte als Beitrag zum Untergrund. Daher werden diesen eigene Kapitel gewidmet, siehe Kapitel 4 und 3.

2.1 Majorana-Neutrinos

Neutrinos sind eine Ausnahmeerscheinung, seit sie von Wolfgang Pauli 1930 postuliert wurden. Um das kontinuierliche Spektrum der Elektronen aus dem Betazerfall erklären zu können, nahm Pauli einen Dreikörperzerfall an und schuf das Dilemma, ein quasi unsichtbares Teilchen postuliert zu haben. Tatsächlich weiß man heute, dass sie ohne eine nennenswerte Wirkung zu erzielen, mit etwa 60 Milliarden Neutrinos pro Quadratzentimeter und Sekunde von der Sonne aus zur Erde gelangen und uns durchdringen. Im sehr erfolgreichen Standardmodell (SM) der Teilchenphysik nehmen die Neutrinos nur an der schwachen Wechselwirkung teil und haben keine Masse. Sie tragen den Spin 1/2 und es gibt entsprechend zu den drei Leptonen, Elektron, Myon und Tau, drei Generationen von Neutrinos. Hingegen weiß man aus Oszillationsexperimenten und kosmologischen Beobachtungen, dass sie sehr wohl an der Gravitation teilnehmen und im Vergleich zu den Elektronen eine mindestens eine Million mal geringere Masse besitzen müssen. Bisher konnten Neutrinos nur als „linkshändig“ beobachtet werden, so dass der Spin der Bewegungsrichtung entgegengesetzt ist. Die Fragen, denen man heute gegenübersteht, sind Fragen nach der Geringfügigkeit der Masse oder der Möglichkeit der Existenz von schwereren Neutrinos.

Auch mögliche „rechtshändige“ Neutrinos werden diskutiert.
Auch Fragen bezüglich der Integration in das SM sind offen oder die Vermutung, Neutrinos könnten ihre eigenen Antiteilchen sein.
Die Zahl der Erklärungsversuche, Modelle, Erweiterungen des SM und ihre Unterschiede im Detail sind fast so zahlreich wie es Neutrinos gibt. Aber ein Mechanismus, der sogenannte SeeSaw-Mechanismus[Min77, GMRS79, Yan80] erfreut sich besonderer Popularität unter den theoretischen Physikern. Vereinfacht gesagt, wird dem Neutrino ein schwererer und rechtshändiger Bruder gegenübergestellt; das kann ein Majorana-Neutrino sein. Im SM sind alle Teilchen Dirac-Teilchen, also stellt sich die Frage, warum Neutrinos Majorana-Teilchen sein sollten. Diese Modelle sind wegen ihres nur minimalen Eingriffs in das SM sehr beliebt und könnten nicht nur die Fragen im Neutrinosektor beantworten. Sie könnten auch Antworten für viel größere Fragen liefern:
Fragen nach der baryonischen Materie, der dunklen Materie (DM) und vielleicht sogar nach der dunkle Energie.
Die Baryon-Asymmetrie im Universum (BAU) lässt sich alleine mit der CP-Verletzung im baryonischen Sektor nicht erklären. Es sind Mechanismen denkbar, die eine CP-Verletzung vom leptonischen Sektor in den baryonischen überführen können, die sogenannte Leptogenese [FY86]. Für ein Modell dieser Art muss das Neutrino ein Majorana-Fermion sein und damit bietet es sogar noch weitere CP-verletzende Phasen an, die dann eine Erklärung für die BAU liefern könnten.
Aus kosmologischen Beobachtungen scheint es, dass das Universum nur zu etwa 5 % aus baryonischer Materie besteht, 25 % wird der dunklen Materie und 70 % der dunklen Energie zugeschrieben. Der SeeSaw-Mechanismus liefert ein Teilchen, das schwer genug wäre, diese dunkle Materie zu erklären. Zudem gibt es eine Idee, bei der die dunkle Materie durch Majorana-Fermionen mit einem elektromagnetischen Anapolmoment beschrieben wird, wobei die elektrischen Feldlinien in einem Torus eingeschlossen sind. Zueinander ruhende Teilchen mit solchen Anapolmomenten üben keine Kraft aufeinander aus, hingegen resultiert eine größer werdende Kraft mit steigender Relativbewegung. Führt man diese Annahmen naiv weiter, könnte man sich die spekulative Frage stellen, ob Majorana-Fermionen mit Anapolmoment für die Inflation verantwortlich sein könnten und somit auch für die dunkle Energie.

Was aber an dieser Stelle mitzunehmen ist, ist die Möglichkeit, dass Neutrinos Majorana-Teilchen sein könnten und dies Grundlage für eine Vielzahl vielversprechender, spannender Modelle ist. Für umfangreiche Ausführungen über den aktuellen Stand sei hier auf weiterführende Literatur verwiesen [Her10], oder etwas aktueller [Dre15] und [Ver15].

2.1.1 Neutrino-Mischung mit Majorana-Phasen

Oszillationsexperimente haben gezeigt, dass Neutrinos als reiner Flavour[1]-Eigenzustand entstehen, aber als Massen-Eigenzustände propagieren, so dass ihre Ergebnisse sehr gut mit Drei-Neutrino-Mischungen beschrieben werden können:

$$|\nu_f\rangle = \sum_{i=1}^{3} U_{fi} \, |\nu_i\rangle \, , \;\; f = e, \mu, \tau \; . \tag{2.1}$$

Die Flavour-Eigenzustände $|\nu_f\rangle$ sind somit eine Linearkombination der Massen-Eigenzustände $|\nu_i\rangle$ der Neutrinos mit den Massen m_i. Die unitäre Pontecorvo-Maki-Nakawaga-Sakata-Matrix (PMNS-Matrix) [Pon68, MNS62] U lässt sich wie folgt parametrisieren:

$$\begin{aligned} U = & \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\beta} \end{bmatrix} \\ = & \begin{bmatrix} c_{13}c_{12} & c_{13}s_{12}e^{i\alpha} & s_{13}e^{-i\delta}e^{i\beta} \\ -s_{23}s_{13}c_{12}e^{i\delta} - c_{23}s12 & -s_{23}s_{13}s_{12}e^{i\delta}e^{i\alpha} + c_{23}c_{12}e^{i\alpha} & s_{23}c_{13}e^{i\beta} \\ -c_{23}s_{13}c_{12}e^{i\delta} + s_{23}s_{12} & -c_{23}s_{13}s_{12}e^{i\delta}e^{i\alpha} - s_{23}c_{12}e^{i\alpha} & c_{23}s_{13}e^{i\beta} \end{bmatrix} . \end{aligned} \tag{2.2}$$

Wobei $c_{ij} \equiv \cos(\Theta_{ij})$ und $s_{ij} \equiv \sin(\Theta_{ij})$ mit den Mischungswinkeln Θ_{ij}. Zu der Dirac-CP-verletzenden Phase δ kommen zwei Majoranaphasen α und β. Die Wahrscheinlichkeit, einen bestimmten Flavour-Eigenzustand nach einer Strecke $L_{ij}^{osz.}$ nachzuweisen, oszilliert mit einer Frequenz von $4\pi E/\Delta m_{ij}^2$, mit $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ und der Energie E der Neutrinos, sowie Amplituden, die von den PMNS-Matrixelementen abhängig sind. Die aktuellen Ergebnisse der Oszillationsparameter sind in einem globalen Fit nach [GG14] zusammengestellt und hier in Tabelle 2.1 zu sehen.

[1] Engl.: Aroma oder Geschmack

Tabelle 2.1: Globaler Fit der aktuellen drei Flavour-Oszillationsparameter nach M.C. Gonzalez-Garcia [GG14]. Abgesehen von den Majoranaphasen wurde dieselbe Parametrisierung der PMNS-Matrix U wie in Formel 2.2 benutzt. Für die Massenquadratdifferenzen gilt $\Delta m^2_{ij} = m^2_i - m^2_j$.

Winkel	[°]	Massenquadratdifferenzen [(eV)^2]	
Θ_{12}	$33,57^{+0,77}_{-0,75}$	Δm^2_{21}	$7,45^{+0,19}_{-0,16} \cdot 10^{-5}$
Θ_{23}	$41,9^{+0,5}_{-0,4} \oplus 50,3^{+1,6}_{-2,5}$	$\Delta m^2_{31\ norm.}$	$+2,417^{+0,014}_{-0,014} \cdot 10^{-3}$
Θ_{13}	$8,73^{+0,35}_{-0,36}$	$\Delta m^2_{32\ inv.}$	$-2,411^{+0,062}_{-0,062} \cdot 10^{-3}$

Oszillationsexperimente sind nicht auf die Majorana-Phasen α und β sensitiv [BHP80]. Die Fragen nach der Hierarchie der drei Massenquadrate m^2_i mit $i = 1,2,3$ (Massenhierarchie), der absoluten Massenskala und der CP-verletzenden Phase δ konnten bisher noch nicht beantwortet werden. Auf das Problem der Massenhierarchie und -skala wird hier später noch tiefer eingegangen, eine Veranschaulichung dazu befindet sich in Abbildung 2.1.
Die Neutrinooszillation zeigt uns, dass die Flavour-Leptonenzahlen L_e, L_μ und L_τ nicht erhalten sind. Ist die totale Leptonenzahl $L = L_e + L_\mu + L_\tau$ auch nicht erhalten, sind Neutrinos Majorana-Teilchen, anderenfalls Dirac-Teilchen. Der neutrinolose Doppel-Betazerfall, auf den im nächsten Kapitel 2.1.2 näher eingegangen wird, bietet eine gute Möglichkeit diesen fundamentalen Majorana-Teilchencharakter der Neutrinos zu bestätigen. Der Nachweis böte nicht nur Zugriff auf Informationen der absoluten Massenskala und -hierarchie, zudem ließe er Rückschlüsse auf die Majorana-Phasen α und β zu.
Unter der Bedingung, dass das Neutrino Masse trägt, was durch die Oszillationsexperimente bestätigt ist, und unter der Vorraussetzung, dass das Neutrino sein eigenes Antiteilchen sei, also ein Majorana-Teilchen, verhält sich die messbare Halbwertszeit[2] umgekehrt proportional zum Quadrat der sogenannten effektiven Majoranamasse

$$m_{ee} = |\sum_{i=1}^{3} m_i U^2_{ei}| = |m'_1 + m'_2 e^{i2\alpha} + m'_3 e^{i2(\beta-\delta)}| \tag{2.3}$$

[2]Das gilt für das oft diskutierte Standard-Szenario mit dominierendem Austausch von leichten Majorana-Neutrinos ohne weitere Beiträge, dazu mehr im Kapitel 2.1.2 insbesondere Gleichung 2.14

mit

$$\begin{aligned} m'_1 &= m_1 c_{13}^2 c_{12}^2 \\ m'_2 &= m_2 c_{13}^2 s_{12}^2 \\ m'_3 &= m_3 s_{13}^2 \ . \end{aligned} \tag{2.4}$$

Das Quadrat der effektiven Majoranamasse ist dann

$$\begin{aligned} m_{ee}^2 &= (m'_1 + m'_2 \cos(2\alpha) + m'_3 \cos(2\beta - 2\delta))^2 \\ &+ (m'_2 \sin(2\alpha) + m'_3 \sin(2\beta - 2\delta))^2 \\ &= m_1'^2 + m_2'^2 + m_3'^2 \\ &+ 2m'_1 m'_2 \cos(2\alpha) \\ &+ 2m'_1 m'_3 \cos(2\beta - 2\delta) \\ &+ 2m'_2 m'_3 \cos(2\beta - 2\delta - 2\alpha) \ . \end{aligned} \tag{2.5}$$

Für die Massen m_i als Funktion der jeweils leichtesten Neutrinomasse gilt für die normale Massenhierarchie $\Delta m_A^2 = \Delta m_{31}^2$, wie aus Abbildung 2.1 hervorgeht. Die leichteste Neutrinomasse ist m_1,

$$m_2 = \sqrt{m_1^2 + \Delta m_\odot^2} \text{ und } \quad m_3 = \sqrt{m_1^2 + \Delta m_A^2} \ , \tag{2.6}$$

mit $\Delta m_\odot^2 = \Delta m_{21}^2$.
Für die invertierte Massenhierarchie mit $\Delta m_A^2 = \Delta m_{32}^2$ ist dann die leichteste Neutrinomasse m_3,

$$m_2 = \sqrt{m_3^2 - \Delta m_A^2} \text{ und } \quad m_1 = \sqrt{m_3^2 - \Delta m_\odot^2 - \Delta m_A^2} \ . \tag{2.7}$$

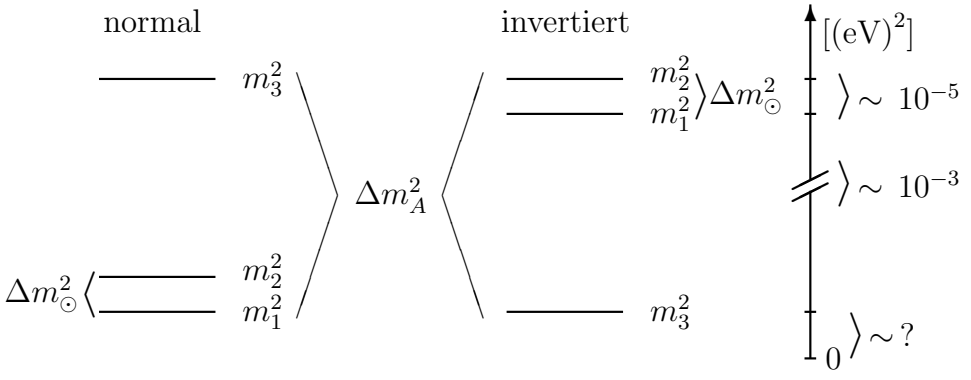

Abbildung 2.1: Massenhierarchie der Neutrinomassenquadrate. Bisher bleiben die Fragen nach der Hierarchie und der absoluten Massenskala unbeantwortet. Für die normale Massenhierarchie ist $\Delta m_A^2 = \Delta m_{31}^2$ und für die invertierte $\Delta m_A^2 = \Delta m_{32}^2$ mit $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$.

In Abbildung 2.2 wurde im Rahmen dieser Arbeit die effektive Majoranamasse, Gleichung 2.3 mit Hilfe der Gleichungen 2.4 und 2.5, als Funktion der jeweils leichtesten Neutrinomasse, Gleichungen 2.6 und 2.7, aufgetragen. Die Daten der Oszillationsparameter sind aus dem aktuellen, globalen Fit [GG14] entnommen, zu sehen in Tabelle 2.1. Variiert sind die Majoranaphase α sowie die Phasendifferenz $\beta - \delta$, hingegen sind die Unsicherheiten der Parameter aus Tabelle 2.1 nicht berücksichtigt.
Die aktuelle obere Grenze für die effektive Majoranamasse liefern die ^{136}Xe-Experimente EXO-200 und KamLAND-Zen präsentiert in [HM14] mit

$$m_{ee} < (0,115 \; - \; 0,339)\,\text{eV} \; . \tag{2.8}$$

In der Kombination mit Experimenten zum Tritium-Zerfall [KBB$^+$05],

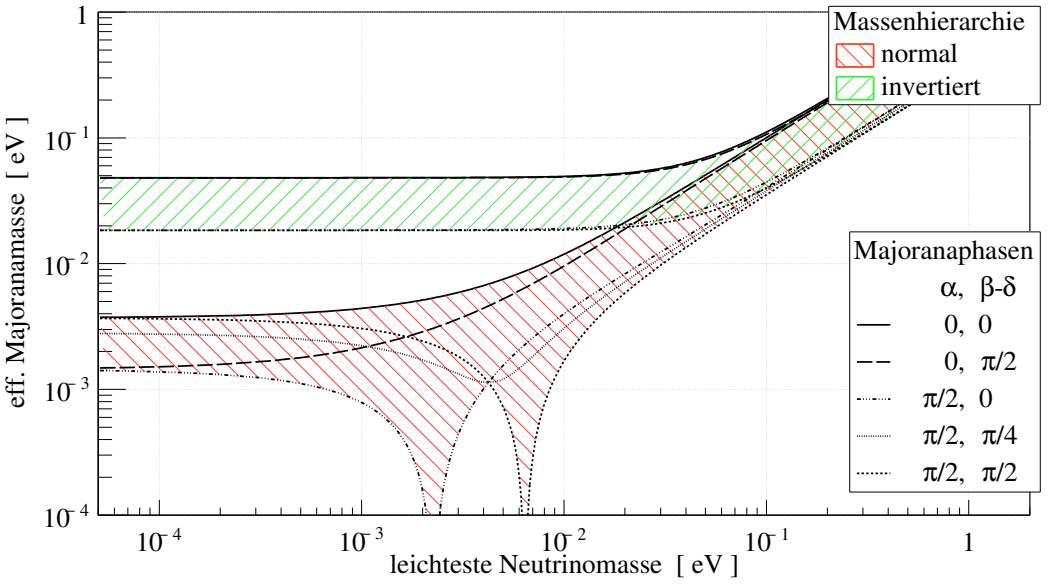

Abbildung 2.2: Effektive Majoranamasse als Funktion der leichtesten Neutrinomasse, Gleichung 2.3. Für die Oszillationsparameter wurden die Werte aus dem aktuellen, globalen Fit [GG14] aus Tabelle 2.1 entnommen. Variiert wurde zudem die Majoranaphase α, sowie die Phasendifferenz $\beta - \delta$. Für die invertierte Massenhierarchie ist gut zu erkennen, dass man nur auf die Majoranaphase α sensitiv ist, wo hingegen für die normale Hierarchie diese Sensitivität für leichteste Neutrinomasse kleiner als 0,1 meV hin zu der Phasendifferenz $\beta - \delta - \alpha$ geht. Für effektive Majoranamasse größer als 0,1 eV sind die Neutrinomassen degeneriert und es gilt $m_1 \approx m_2 \approx m_3$.

[OW08], sensitiv auf

$$m_{\nu e}^2 = \sum_{i=1}^{3} m_i^2 |U_{ei}|^2 = c_{13}^2 c_{12}^2 m_1^2 + c_{13}^2 s_{12}^2 m_2^2 + s_{13}^2 m_3^2 < (2\,\mathrm{eV})^2 \tag{2.9}$$

mit 95% CL[3], oder Planck[A+14], mit

$$\sum_{i=1}^{3} m_i < 0,23\,\mathrm{eV}\ , \tag{2.10}$$

lassen sich je nach Umständen einige Fragen zu der absoluten Massenskala, der Hierarchie und den Majoranaphasen klären. Ist der Umstand gegeben, dass die Massenhierarchie invertiert ist, in Abbildung 2.2 als grüne, nach links unten schraffierte Fläche zu erkennen, so gilt, dass man nahezu nur auf die Majoranaphase α sensitiv ist und sich die effektive Majoranamasse bei Variation der leichtesten Neutrinomasse m_3 nicht kleiner als etwa 20 meV einstellen kann. Hingegen geht für die normale Massenhierarchie, in Abbildung 2.2 die rote, nach links oben schraffierte Fläche, diese Sensitivität auf die Majoranaphase für eine leichteste Neutrinomasse kleiner als 0,1 meV hin zu der Phasendifferenz $\beta - \delta - \alpha$. Liegen hingegen diese Phasen ungünstig, $(\pi/2, 0)$ oder $(\pi/2, \pi/2)$ mit $(\alpha, \beta - \delta)$, bilden sich für leichteste Neutrinomassen größer als 0,1 meV Pole aus und die effektive Majoranamasse strebt gegen Null. Dadurch wird der neutrinolose Doppel-Betazerfall unbeobachtbar, da dessen Halbwertszeit umgekehrt proportional zur effektiven Majoranamasse ist. Wie schon erwähnt wird auf diesen Zusammenhang im Kapitel 2.1.2, insbesondere Gleichung 2.14, näher eingegangen. Bezüglich der Frage zu der absoluten Massenskala bleibt ein Nachweis der leichtesten Neutrinomasse unverzichtbar, da eine effektive Majoranamasse nicht eindeutig einer leichtesten Neutrinomasse und den Majoranaphasen simultan zuzuordnen ist. Stellt sich die effektive Majoranamasse größer als etwa 50 meV heraus, sind die Neutrinomassen degeneriert. Das bedeutet, dass die Massendifferenzen im Bezug auf die absoluten Massen vernachlässigbar klein sind und $m_1 \approx m_2 \approx m_3$. Damit wäre zwar der Zugriff auf die Massenhierarchie über den Kanal des neutrinolosen Doppel-Betazerfalls versperrt, aber es ließen sich dann Grenzen auf die leichteste Neutrinomasse ableiten.

[3]CL - confidence level, engl.: Vertrauensintervall. Ist keins angegeben, beträgt es typischerweise 68% .

2.1.2 Neutrinobegleiteter und neutrinoloser Doppel-Betazerfall

In den letzten Jahren konnten viele, doch längst nicht alle Parameter, die Neutrinos betreffen, vermessen werden. Eine ungeklärte Frage ist die nach dem Teilchencharakter der Neutrinos, also ob Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen sind, sogenannte Majorana-Teilchen. Diese Frage kann der neutrinolose Doppel-Betazerfall beantworten. Nach dem Schechter-Valle-Theorem [SV82] impliziert der Nachweis eines solchen Zerfalls die Existenz des Majorana-Massenterms. Ein ausführliches Review über den Doppel-Betazerfall findet sich z.B. hier [BG12].
Der einfache Betazerfall des ^{116}Cd,

$$^{116}\mathrm{Cd} \;\not\rightarrow\; ^{116}\mathrm{In} + e^- + \bar{\nu}_e \;, \tag{2.11}$$

ist aus Gründen der Energieerhaltung nicht erlaubt. Zur Veranschaulichung ist aus Abbildung 2.3 ersichtlich, dass die Aufspaltung in zwei Parabeln des Massenüberschusses für Kerne mit jeweils gerader Anzahl an Protonen Z und Neutronen N (gerade, gerade) und ungerader Anzahl (ungerade, ungerade) zu dieser besonderen, energetischen Situation führt, so dass der neutrino*begleitete* Doppel-Betazerfall ($2\nu\beta\beta$)

$$^{116}\mathrm{Cd}^{2\nu}: \quad ^{116}\mathrm{Cd} \;\rightarrow\; ^{116}\mathrm{Sn} + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \;. \tag{2.12}$$

nicht mehr durch den einfachen Betazerfall unterdrückt wird. Zeigt das Neutrino Majorana-Charakter, ist zusätzlich der neutrino*lose* Doppel-Betazerfall ($0\nu\beta\beta$) möglich

$$^{116}\mathrm{Cd}^{0\nu}: \quad ^{116}\mathrm{Cd} \;\rightarrow\; ^{116}\mathrm{Sn} + 2e^- \;. \tag{2.13}$$

Nahezu die gesamte freiwerdende Energie Q fände sich dann in der kinetischen Energie beider Elektronen wieder und im Summenspektrum beider Elektronen sähe man dort einen Peak[4], Abbildung 2.3 unten. Mit einem Nachweis dieses Zerfalls wäre der Majorana-Teilchen-Charakter bestätigt, die totale Leptonenzahlerhaltung wäre um 2 verletzt. Über eine Messung der Halbwertszeit $T^{0\nu}_{\frac{1}{2}}$ wären weitere Aussagen bezüglich der Neutrinomassen möglich, da die Halbwertszeit bekanntlich von der effektiven Majorana-Masse der Neutrinos m_{ee} abhängt, die schon in Kapitel 2.1.1 eingeführt wurde.

[4]Peak - engl.: Gipfel, Spitze

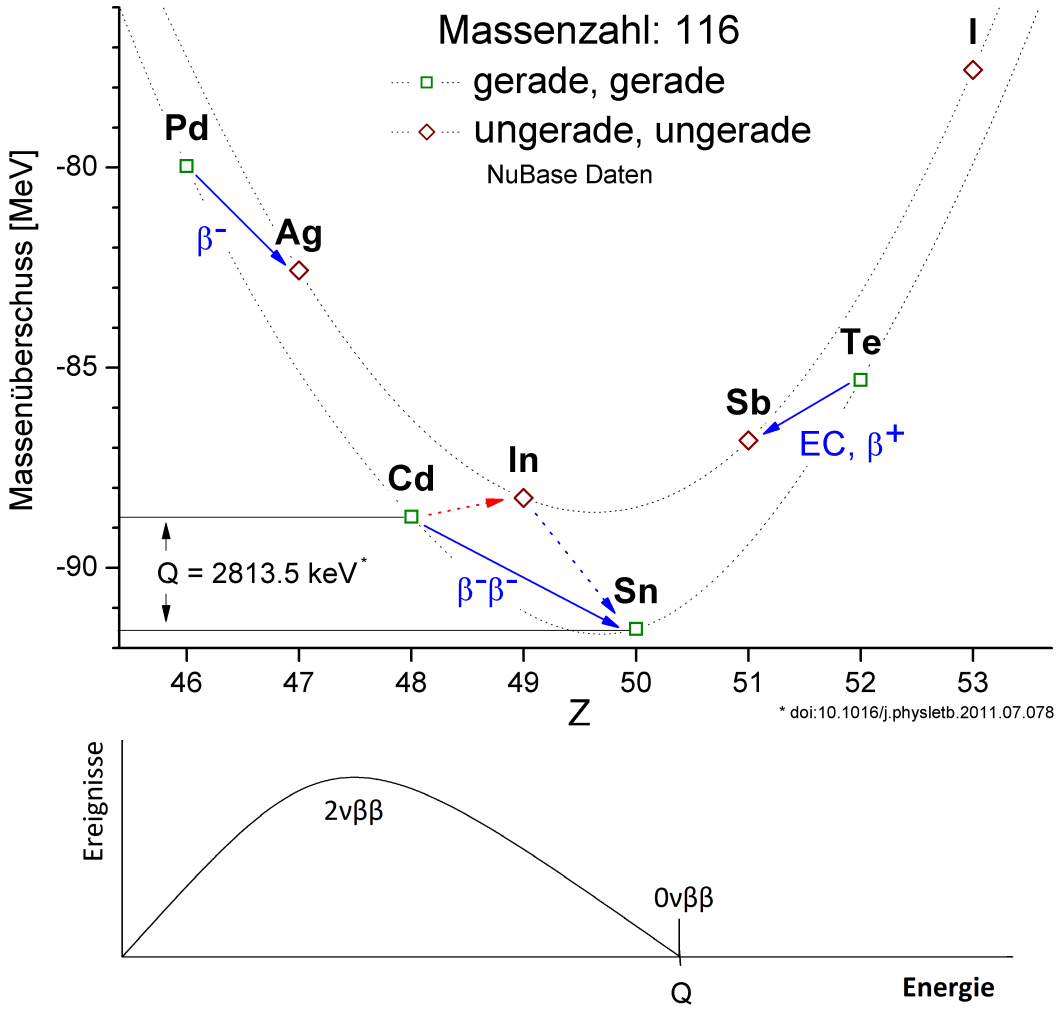

Abbildung 2.3: Die Massenparabel (Abbildung oben) mit ^{116}Cd zeigt die Aufspaltung des Massenüberschusses für Kerne mit jeweils gerader Anzahl an Protonen Z und Neutronen N (gerade,gerade) und ungerader Anzahl (ungerade,ungerade) in zwei Parabeln. Durch den neutrino*losen* Doppel-Betazerfall ($0\nu\beta\beta$) zeigen die Elektronen im Summenspektrum (Abbildung unten) bei der freiwerdenden Energie Q einen Peak.

Klapdor-Kleingrothaus et al. [KKKDC04] veröffentlichten mit Daten vom Heidelberg-Moskau-Experiment ein umstrittenes Ergebnis. So soll aus dem Zerfall von ^{76}Ge eine korrespondierende Majorana-Masse m_{ee} von etwa (0,1 - 0,9) eV mit $4,2\,\sigma$ gemessen worden sein. Das Nachfolgeexperiment GERDA widerspricht diesem Limit [A$^+$13].
Für die Halbwertszeit des neutrinolosen Doppel-Betazerfalls $T^{0\nu}_{\frac{1}{2}}$ in den Grundzustand in Abhängigkeit von der effektiven Majorana-Masse m_{ee} gilt unter der Voraussetzung, dass dieser Zerfall vom Austausch massiver Majorana-Neutrinos dominiert ist:

$$\left(T^{0\nu}_{\frac{1}{2}}\right)^{-1} = G^{0\nu}(Q,Z) \cdot \left|M^{0\nu}_{GT} - M^{0\nu}_{F}\right|^2 \cdot \left(\frac{m_{ee}}{m_e}\right)^2 \tag{2.14}$$

$M^{0\nu}_{GT}$: Kernmatrixelement für Gamow-Teller-Übergänge
$M^{0\nu}_{F}$: Kernmatrixelement für Fermi-Übergänge
$G^{0\nu}(Q,Z)$: Phasenraumfaktor
m_e: Ruhemasse des Elektrons .

Es ist auch denkbar, dass andere Prozesse zur Zerfallsrate beitragen, dominieren oder sogar gänzlich unterdrücken können, [HHOS15] gibt hier eine aktuelle, ausführliche Übersicht.
Berechnungen der Kernmatrixelemente für solche Übergänge unterscheiden sich teilweise sehr stark. Eine experimentelle Bestimmung dieser Kernmatrixelemente ist eben nur über diese Messung der Halbwertszeit möglich, vorausgesetzt die effektive Majoranamasse wäre bekannt. Eine aktuelle Übersicht der fünf verschiedenen Methoden zur Berechnung der Kernmatrixelemente und mit besonderem Hinblick auf die Ungenauigkeiten findet sich hier [Eng15], leider wird dort nicht auf ^{116}Cd eingegangen. Nach [REE$^+$11], mit speziellem Blick auf ^{116}Cd und ^{130}Te, können die Kernmatrixelemente und der Phasenraumfaktor sowie die Ruhemasse des Elektrons zu einem $C^{0\nu}$-Faktor zusammengefasst werden,

$$T^{0\nu}_{\frac{1}{2}} = \frac{C^{0\nu}}{m^2_{ee}} \cdot 10^{23}\text{Jahre} \,. \tag{2.15}$$

Aktuelle Berechnungen der Kernmatrixelemente, basierend auf der quasiparticle random phase approximation Methode[5] (QRPA), [SK08] und [SFR$^+$08],

[5] Engl.: Quasiteilchen-Zufallsphasen-Approximation

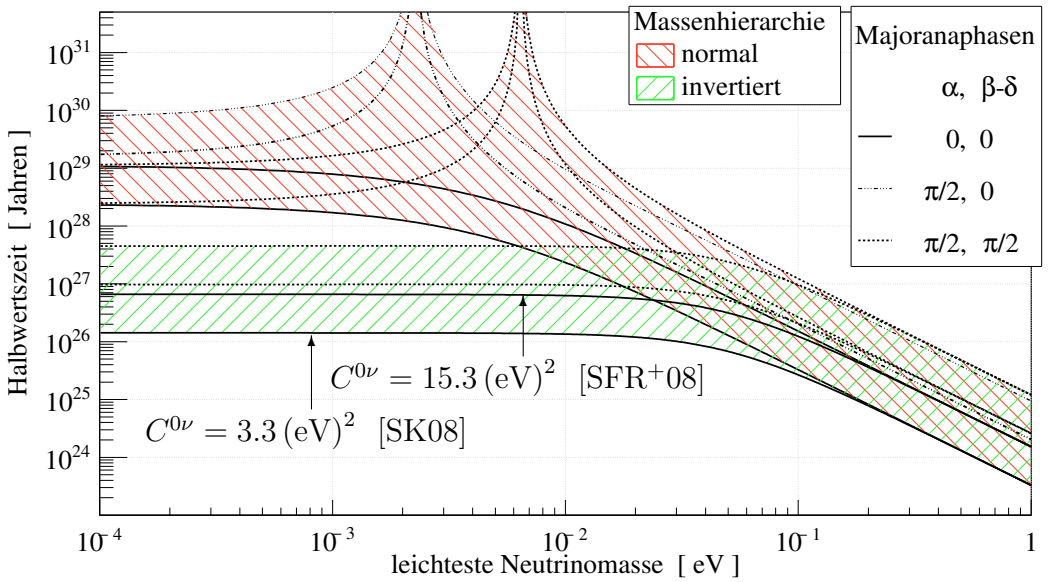

Abbildung 2.4: Halbwertszeit von $^{116}\mathrm{Cd}^{0\nu}$ als Funktion der leichtesten Neutrinomasse, nach Gleichung 2.15 und mit den Berechnungen der effektiven Majoranamasse aus Abbildung 2.2. Hier wurden nur die Majoranaphasen mit der jeweils größten Ausdehnung zu Grunde gelegt, so ist für die invertierte Massenhierarchie $\alpha = \beta - \delta = 0$ und $\alpha = \beta - \delta = \pi/2$ berechnet und für die normale Hierarchie kommt $\alpha = \pi/2,\ \beta - \delta = 0$ hinzu. Die Majoranaphasen sind jeweils mit den Unsicherheiten der Kernmatrixelemente belegt, $C^{0\nu} = 3.3\,(\mathrm{eV})^2$ [SK08] für jeweils die unteren Linien und $C^{0\nu} = 15.3\,(\mathrm{eV})^2$ [SFR+08] für jeweils die oberen Linien.

so wie die Messung des Q-Wertes von ^{116}Cd, [REE+11], zur Berechnungen des Phasenraumfaktors sind zum $C^{0\nu}$-Faktor zusammengefasst in Tabelle 2.2 dargestellt. Die aus den Berechnungen resultierenden Unsicherheiten in der Halbwertszeit sind in Abbildung 2.4 zu sehen, berechnet nach Gleichung 2.15 und mit den Berechnungen der effektiven Majoranamasse aus Abbildung 2.2. Hingegen sind die Unsicherheiten der Parameter der Oszillationsexperimente aus Tabelle 2.1 nicht berücksichtigt, um die Einflüsse der Majorana-Phasen und die Unsicherheiten aus den Berechnungen der Kernmatrixelemente herauszustellen. Man sieht hier sehr deutlich, dass diese Unsicherheiten in den Berechnungen der Kernmatrixelemente fast einen vergleichbaren Einfluss auf die Halbwertszeit des neutrinolosen Doppel-Betazerfalls haben wie die Wahl der Majorana-Phasen selbst. Will man also etwas über die Majorana-Phasen lernen, ist es neben präzisen Messungen der Oszillationsparameter unverzichtbar den neutrinolosen Doppel-Betazerfall an mehr als nur einem Isotop, wie es an Experimenten wie z.B. GERDA mit ^{76}Ge der Fall ist, nachzuweisen und

Tabelle 2.2: $C^{0\nu}$-Faktoren mit aktuellen Messungen zum Q-Wert von ^{116}Cd und Berechnungen der Kernmatrixelemente, [REE+11].

Quelle	[SK08]	[SFR+08]
$C^{0\nu}$ $[(\mathrm{eV})^2]$	3,30-9,33	4,08-15,3

die Halbwertszeit zu messen. Das COBRA-Experiment bietet mit nur einem Experiment gleich 9 Isotope an und wird in den folgenden Kapiteln näher vorgestellt.

Weitere Doppel-Betazerfallsmoden

Neben dem hier diskutiertem Doppel-Betazerfall am Beispiel des ^{116}Cd, $(2\nu\beta\beta)$ und $(0\nu\beta\beta)$, genauer gesagt β^-/β^-, der einem Übergang der Form

$$(Z, A) \;\rightarrow\; (Z+2, A) \;+\; 2\; e^- \;(+\; 2\; \bar{\nu_e}) \tag{2.16}$$

entspricht, seien hier zur Vollständigkeit die weiteren Übergänge erwähnt, wie die β^+/β^+-Übergänge

$$(Z, A) \;\rightarrow\; (Z-2, A) \;+\; 2\; e^+ \;(+\; 2\; \nu_e)\;, \tag{2.17}$$

die β^+/EC-Übergänge

$$(Z, A) \;+\; e^- \;\rightarrow\; (Z-2, A) \;+\; e^+ \;(+\; 2\; \nu_e) \tag{2.18}$$

und die EC/EC-Übergänge

$$(Z, A) \;+\; 2\; e^- \;\rightarrow\; (Z-2, A) \;\; (+\; 2\; \nu_e)\;. \tag{2.19}$$

Bei den β^+/β^+-Übergängen sind Beimischungen der β^+/EC-Übergänge und der EC/EC-Übergänge energetisch erlaubt, so auch für die EC/EC-Übergänge, die Beimischungen der β^+/EC-Übergänge enthalten können. Vorweggenommen sei an dieser Stelle schon erwähnt, dass mit insgesamt 9 Isotopen, Tabelle 2.3, auch alle diese Zerfallsmoden im COBRA-Experiment vertreten sind.

2.2 Ziele und Potential des COBRA-Detektorkonzepts

Der Nachweis, dass Neutrinos Majorana-Teilchen sind, gelingt über die Messung der Halbwertszeit des neutrinolosen Doppel-Betazerfalls, wie man es aus Kapitel 2.1.2 mitgenommen hat. Für die Nachweisgrenze einer Halbwertszeit $T_{\frac{1}{2},G}$ mit 68% CL für Experimente mit einem nicht vernachlässigbaren, normalverteilten Untergrundbeitrag gilt:

$$T_{\frac{1}{2},G} = \ln 2 \cdot a \cdot \epsilon \cdot \sqrt{\frac{M \cdot t}{B \cdot \Delta E}} \tag{2.20}$$

a:	Isotopenhäufigkeit pro Masse	M:	Detektor-Masse
ϵ:	Nachweiswahrscheinlichkeit	ΔE:	Energieauflösung
t:	Messzeit	B:	Untergrundrate .

Es ist allgemein üblich das ΔE als Energieauflösung des Detektors zu verstehen, man sollte es aber eher als Energiefenster von Interesse verstehen [A$^+$11]. Steht ein Detektorkonzept fest, so sind wesentliche Parameter dieser Gleichung wie die Energieauflösung, die Nachweiswahrscheinlichkeit und die Isotopenhäufigkeit nahezu fixiert. Auch die Detektormasse lässt sich aus Kostengründen nicht beliebig steigern. Oft werden seltene Elemente benötigt, die in ihrem gesamten Vorkommen auf der Erde dem Experimentator deutliche Grenzen setzen. Auch eine Messzeit von mehr als 10 Jahren ist nicht sinnvoll, da die Betriebskosten den Nutzen nicht mehr rechtfertigen würden. Damit lässt sich die Messung einer noch höheren Halbwertszeit nur noch durch die Reduktion der Untergrundrate erreichen.
Im Folgenden wird das Konzept des COBRA-Experiments vorgestellt. Im Jahre 2001 schlug Kai Zuber [Zub01] zum Nachweis des neutrinolosen Doppel-Betazerfall ein Experiment vor,

„Cadmium-Zinc-Telluride 0-Neutrino Double-Beta Research Apparatus“ ,

kurz das COBRA-Experiment, das mit insgesamt 9 Doppel-Betazerfallenden Isotopen, die in Tabelle 2.3 zusammengestellt sind, alle Zerfallsmoden, die in Kapitel 2.1.2 besprochen sind, beinhaltet. Das Hauptaugenmerk hat das β^-/β^--zerfallende Isotop ^{116}Cd, das mit $7,5\,\%$ natürlicher Häufigkeit vorkommt, bis zu $90\,\%$ angereichert werden soll und das mit einem Q-Wert von 2813,5 keV oberhalb des „prominenten“, intensiven, natürlichen Photopeaks

Tabelle 2.3: Doppel-Beta-Isotope in CZT-Detektoren. Schwerpunkt des COBRA-Experiments ist der neutrinolose Doppel-Betazerfall von ^{116}Cd.

Isotop	Zerfallsmode	Q-Wert [keV]	nat. Häufigkeit [%]
^{70}Zn	$\beta^-\beta^-$	1001	0,6
^{114}Cd	$\beta^-\beta^-$	534	28,7
^{116}Cd	$\beta^-\beta^-$	2813,5	7,5
^{128}Te	$\beta^-\beta^-$	868	31,7
^{130}Te	$\beta^-\beta^-$	2529	33,8
^{106}Cd	$\beta^+\beta^+$	2771	1,2
^{64}Zn	β^+EC	1096	48,6
^{120}Te	β^+EC	1722	0,1
^{108}Cd	EC EC	231	0,9

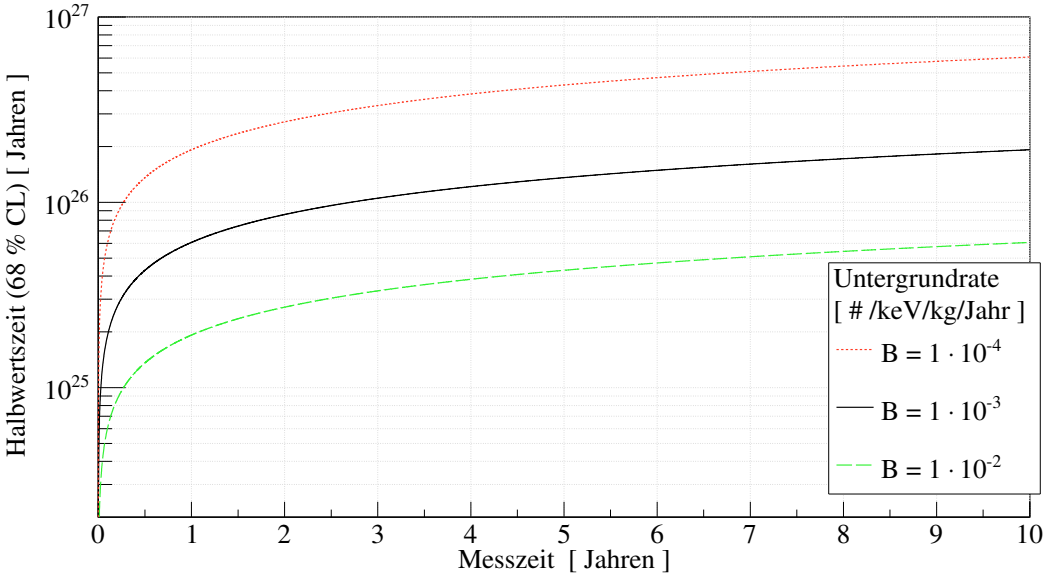

Abbildung 2.5: Erwartete Sensitivität auf die Halbwertszeit von ^{116}Cd$^{0\nu}$ als Funktion der Messzeit mit drei verschiedenen Untergrundraten nach Gleichung 2.20. Die Detektormasse beträgt 420 kg, die Energieauflösung liegt bei 1%, Cadmium ist in ^{116}Cd zu 90 % angereichert und die Nachweiswahrscheinlichkeit liegt bei 63 %, ermittelt aus MC-Simulationen.

von ^{208}Tl bei 2614,5 keV liegt. Herzstück sind die Halbleiterdetektoren aus Cadmium-Zink-Tellurid (CZT), die, obwohl sie bei Raumtemperatur betrieben werden, eine Energieauflösung von bis zu 1% erreichen können. Damit ist die Quellmasse zugleich der eigene Detektor, was zu einer hohen Effizienz führt, diesen Zerfall zu detektieren. Mit einer Detektormasse von insgesamt ca. 420 kg soll eine Untergrundrate von

$$B = 0,001 \ \frac{\text{Ereignisse}}{\text{keV} \cdot \text{kg} \cdot \text{Jahr}} \tag{2.21}$$

erreicht werden. In Abbildung 2.5 ist die Sensitivität auf die Halbwertszeit als Funktion der Messzeit mit drei verschiedenen Untergrundraten und den Parametern des COBRA-Experiments mit Hilfe der Gleichung 2.20 dargestellt. Damit kann eine Sensitivität auf die Halbwertszeit nach etwa drei Jahren Messzeit von

$$T^{0\nu}_{\frac{1}{2}} > 10^{26} \,\text{Jahre} \tag{2.22}$$

erreicht werden, das, bei günstiger Wahl des Kernmatrixelements, etwa einer Majoranamasse von

$$m_{ee} \approx 50 \,\text{meV} \tag{2.23}$$

entspricht, vergleiche dazu Abbildung 2.5 mit Abbildungen 2.2 und 2.4 .

2.2.1 Cadmium-Zink-Tellurid-Detektoren

Im folgenden Unterkapitel soll kurz auf die wichtigsten Eigenschaften der Cadmium-Zink-Tellurid-Detektoren eingegangen werden. Geht man von Cadmium-Tellurid als Halbleitermaterial aus, so kommt jeweils ein Cadmium- auf ein Telluratom im Kristallgitter. Mischt man nun x % Zink-Atome hinzu, ersetzen diese die Cadmium-Atome wie folgt

$$\text{Cd}_{100-x}\text{Zn}_x\text{Te} \ . \tag{2.24}$$

Die Isotopenhäufigkeit pro Masse a aus Gleichung 2.20, hier für Cadmium, ergibt sich damit zu

$$a_{A_{\text{Cd}}} = \frac{H_{A_{\text{Cd}}} \cdot 0,5 \cdot (1 - x/100) \cdot N_A}{m_{mol}(\text{Cd}_{100-x}\text{Zn}_x\text{Te})} \ , \tag{2.25}$$

Tabelle 2.4: Molare Massen m_{mol} von Cadmium, Tellur, Zink und verschiedene $Cd_{100-x}Zn_xTe$ Zusammensetzungen.

Material	molare Masse m_{mol} [g/mol]
Cadmium	112,5
Tellur	127,7
Zink	65,4
CdTe	240,1
$Cd_{95}Zn_5Te$	237,8
$Cd_{90}Zn_{10}Te$	235,4

entsprechend für Zink

$$a_{A_{\mathrm{Zn}}} = \frac{H_{A_{\mathrm{Zn}}} \cdot 0,5 \cdot x/100 \cdot N_A}{m_{mol}(\mathrm{Cd}_{100-x}\mathrm{Zn}_x\mathrm{Te})} \tag{2.26}$$

und Tellur

$$a_{A_{\mathrm{Te}}} = \frac{H_{A_{\mathrm{Te}}} \cdot 0,5 \cdot N_A}{m_{mol}(\mathrm{Cd}_{100-x}\mathrm{Zn}_x\mathrm{Te})} \ . \tag{2.27}$$

Dabei ist N_A die Avogadro-Konstante, $m_{mol}(\mathrm{Cd}_{100-x}\mathrm{Zn}_x\mathrm{Te})$ die molare Masse des Detektormaterials, siehe dazu Tabelle 2.4, M die gesamte Detektormasse, x die Beimischung von Zink in % und $H_{^AY}$ die natürliche Häufigkeit bzw. der Anreicherungsgrad des zu betrachteten Isotops ^AY. Die genaue Zusammensetzung unserer Detektoren ist nicht bekannt und wird im Folgenden immer zu 5% Zink angenommen. Ausgeschlossen werden üblicherweise Zinkkonzentrationen von über 10%. Der daraus resultierende, systematische Fehler liegt nicht über 1%, wie man der Tabelle 2.4 entnehmen kann.

Das COBRA-Experiment, insbesondere der Aufbau des Demonstrators, siehe dazu Kapitel 2.3, greift auf die sogenannte coplanar-grid[6] Technologie (CPG) zurück. Analog zum Frisch-Gitter gibt es hier eine sammelnde (CA[7]) und eine nicht sammelnde Anode (NCA[8]), was durch ein leicht unterschiedliches Potential (GB[9], typisch etwa 100 V), gegenüber der Hochspannung (HV[10], typisch etwa 1000 V), gewährleistet wird, siehe Abbildung 2.6. Das soll die im

[6] coplanar-grid - engl.: koplanares Gitter
[7] CA - collecting anode, engl.: sammelnde Anode
[8] NCA - non collecting anode, engl.: nicht sammelnde Anode
[9] GB - grid bias, engl.: Gitterspannung
[10] HV - high voltage, engl.: Hochspannung

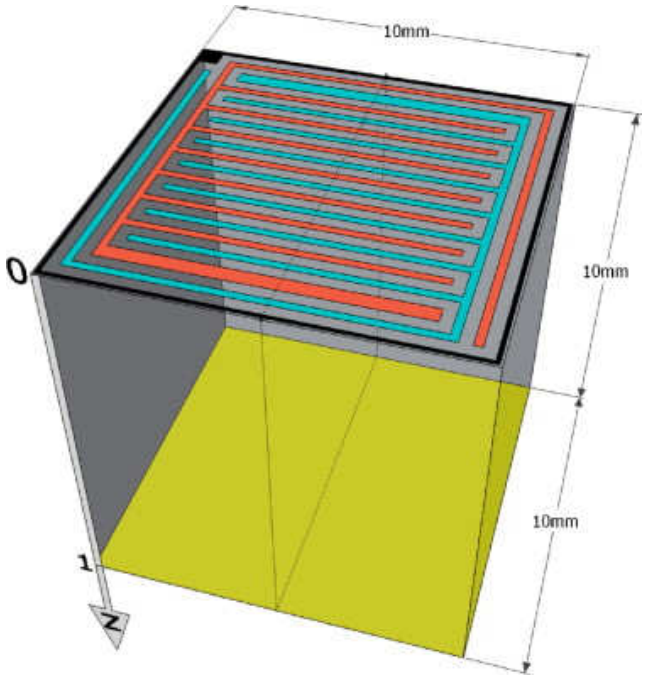

Abbildung 2.6: Schema eines $1\,\mathrm{cm}^3$ CPG-Detektors [FDG+13, S. 2]. Zu sehen sind in blau und rot die sammelnde (CA) und nicht sammelnde Anode (NCA).

Vergleich zu den Elektronen schlechtere Mobilität der Löcher ausgleichen, die sonst eine höhere Rekombinationsrate und damit Signalverluste des Beitrags der Löcher zum Signal zur Folge hätte. Vereinfacht gesagt, ist dann die Differenz der Anodensignale direkt proportional zur deponierten Energie im Detektor. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 2.7 die Anodensignale und das Differenzsignal abgebildet. Zusätzlich ermöglichen Studien dieser Pulsform-Verläufe Identifikation von Oberflächenereignissen [F+14], die sich über Unregelmäßigkeiten der Potentialverläufe an den Rändern des Detektors bemerkbar machen können. Im Speziellen sei hier die Rekonstruktion der Interaktionstiefe z im Detektor-Kristall erwähnt, letzteres wird hier [FDG+13] ausführlich behandelt. Die Detektoren haben ein Volumen von $1\,\mathrm{cm}^3$ und eine Masse von ca. $6{,}53\,\mathrm{g}$. Es konnten auch erste Tests mit großvolumigen Detektoren mit $6\,\mathrm{cm}^3$ durchgeführt werden, die auf Grund des besseren Verhältnis von Oberfläche zu Volumen für ein Großexperiment bevorzugt wären, hier aber noch nicht zum Einsatz kommen konnten. Der limitierende Faktor bezüglich der Größe solcher Detektoren liegt im Verfahren der Kristallzucht, wodurch kommerziell vertriebene Detektoren in diesem Volumenbereich ohne allzu großen Verschnitt und

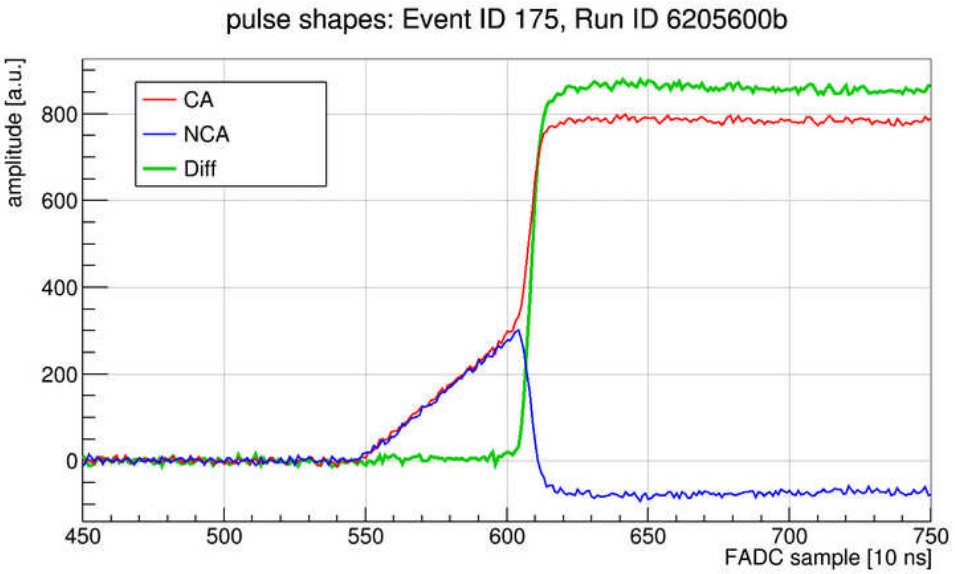

Abbildung 2.7: Exemplarischer Pulsform-Verlauf. Zu sehen sind die Signale der Anoden sowie das Differenzsignal der Anoden. [Bild: Stefan Zatschler]

Kosten üblich sind. Weitere Informationen finden sich z.B. hier [AMC+10].

2.3 Demonstratoraufbau am LNGS und Teststand in Hamburg

Der COBRA-Demonstratoraufbau besteht aus 64 Detektoren, die in vier Lagen zu je 4 x 4 Detektoren auf strahlungsarmen Kunststoffhaltern aus Delrin Platz finden. Dieses Nest ist direkt von 5 cm hochreinem Kupfer umgeben, sodass in der direkten Nähe der Detektoren nur wenig radioaktive Verunreinigungen vorhanden sind. Gefolgt von einer 20 cm dicken Bleiabschirmung, die die Detektoren vor Gammastrahlung schützen soll, schließt eine Radondichte Box den Innenraum, gespült mit gefiltertem Stickstoff, ab. Eine elektromagnetische Abschirmung schützt vor unerwünschten elektromagnetischen Signalen. Abschließend umgibt mit 7 cm dickem, Bor-dotiertem Polyethylen eine Abschirmung vor Neutronen den Aufbau. Mit allen untergrundreduzierenden Maßnahmen, die bis zu diesem Zeitpunkt angewendet werden konnten, wird eine Untergrundrate von

$$B \approx 0,4 \ \frac{\text{Ereignisse}}{\text{keV} \cdot \text{kg} \cdot \text{Jahr}} \tag{2.28}$$

erreicht [EFD+13].

2.3.1 Datenerfassung am LNGS

Die Datenerfassung wurde von Oliver Schulz entwickelt und wird in der Dissertation [Sch11] im Detail beschrieben. In diesem Kapitel wird nur eine grobe Übersicht gegeben, um die Synchronisierung der Daten, Kapitel 2.4, insbesondere aber die Integration einer USB-VME-Bridge, Kapitel 2.3.2, im Gesamtbild verständlich zu machen. Sämtliche Geräte sind über Ethernet miteinander verbunden, wie in Abbildung 2.10 dargestellt ist. Ethernet ist somit das Rückgrat des gesamten Experiments. Die schnellen ADCs[11] SIS330x der Firma Struck werden über den VMEbus[12] mit einem VME-Rechner angesprochen und gesteuert. Auf dem VME-Rechner wiederum läuft ein Programm namens „vmebus-server“, das die Kommunikation zwischen Ethernet und ADCs verwaltet. Der VME-Rechner mit diesem Programm, in Abbildung 2.10 als VME-Bridge[13] dargestellt, und den ADCs bilden so gesehen eine Einheit, die

[11] ADC - analog to digital converter, engl.: Analog-Digital-Umsetzer
[12] Versa Module Eurocard-bus
[13] Bridge, engl.: Brücke

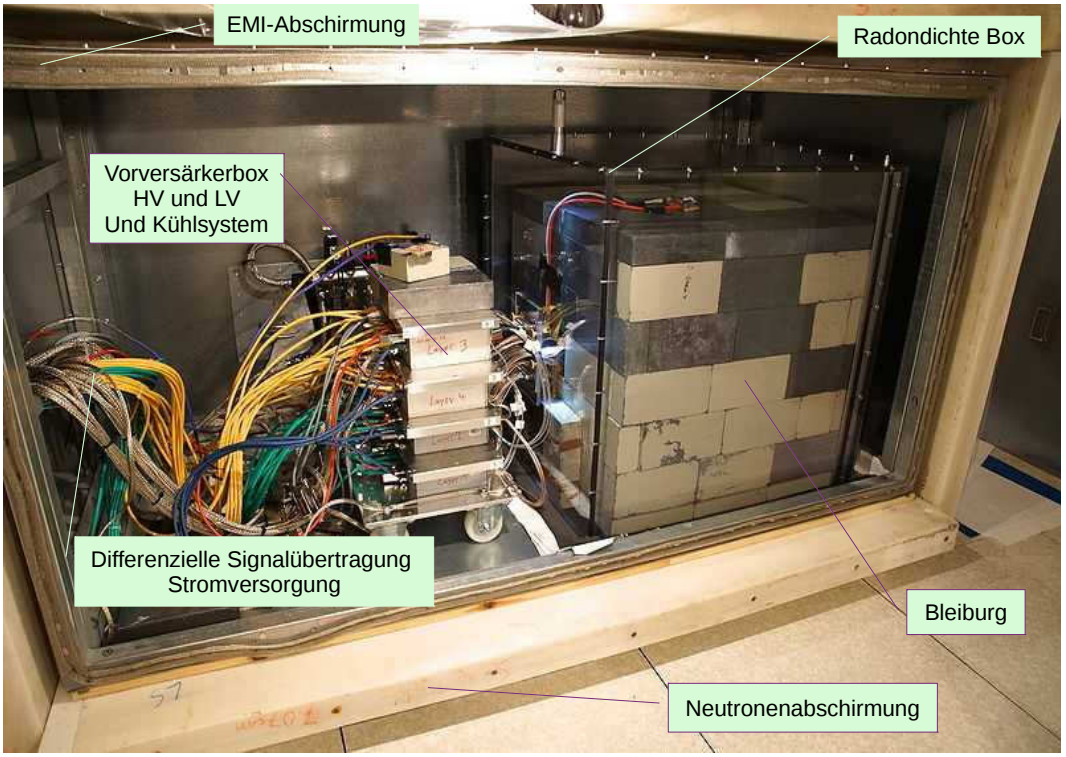

Abbildung 2.8: COBRA-Demonstratoraufbau am Untergrundlabor LNGS in Italien. [Bild: Silke Rajek]

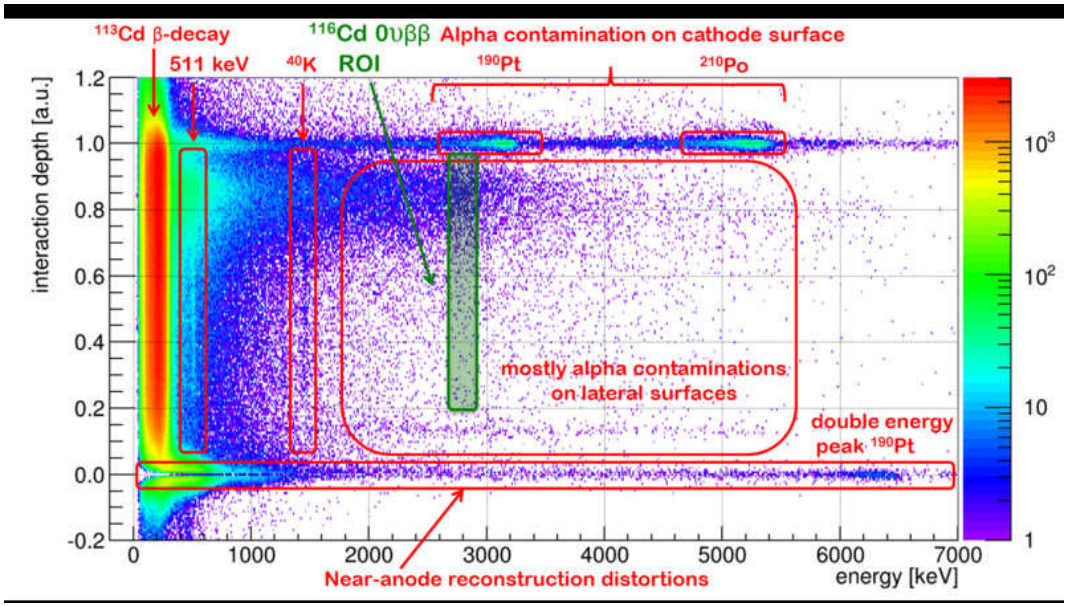

Abbildung 2.9: Interaktionstiefe z gegen Energie des COBRA-Demonstratoraufbau aus 180 kg Tagen Daten mit den identifizierten Untergrundquellen. Bild: Stefan Zatschler.

über Ethernet gesteuert werden kann. Die ADCs SIS330x der Firma Struck besitzen je 8 Kanäle, die mit einer Umsetzrate von 100 MHz und einer Auflösung von 10 Bit die Pulsformen von der CA und NCA der Detektoren digitalisieren. Somit kann jeder ADC jeweils 4 Detektoren bedienen. Die theoretische maximal erreichbare zeitliche Auflösung beträgt somit bis zu 10 ns für Ereignisse, die zwischen diesen 4 Detektoren stattfinden. Eine digitale Pulsformlänge beträgt etwa 10 μs. Zwei oder mehrere Ereignisse, die innerhalb eines Detektors während dieser 10 μs stattfinden, finden sich auch innerhalb einer Pulsform wieder. Stefan Zatschler hat eine Pulsform-Analysemethode [Zat14] entwickelt um diese Ereignisse, so genannte MSE[14], zu identifizieren und mit einer Flag[15] in den digitalen Daten zu versehen. Dabei fehlen zur Zeit noch alle weiteren Information wie Energie, Interaktionstiefe oder aber auch die zeitliche Information der weiteren Ereignisse. Hingegen für Ereignisse, die zwischen Detektoren verschiedener ADCs stattfinden, werden Synchronisierungsverfahren benötigt, die in Kapitel 2.4 detailliert diskutiert werden.

2.3.2 Integration einer USB-VME-Bridge in Hamburg

Der Teststand in Hamburg soll das Verhalten der CZT-Detektoren in flüssigem Szintillator untersuchen. Normalerweise sind die Detektoren mit einem Lack passiviert, um so vor Oberflächenströmen geschützt zu sein. Die dafür verwendbaren Lacke sind zumeist nicht völlig frei von Verunreinigungen der natürlichen Zerfallsreihen, dazu finden sich mehr Informationen in Kapitel 2.5, und können so einen unerwünschten Untergrundbeitrag leisten. Die Idee, die Detektoren im flüssigen Szintillator zu betreiben, soll gleich zwei Vorteile gegenüber der herkömmlichen Betriebsart mit Lack mitbringen. Zum einen kann der flüssige Szintillator die Detektoren auch passivieren um Oberflächenströme zu vermeiden. Dabei können diese Szintillatoren aber im Vergleich zu Lacken hochrein hergestellt werden, was Experiment wie z.B. BOREXINO[S$^+$15, S. 5] zeigen konnten. Zum anderen kann der flüssige Szintillator mit einem Photovervielfacher n instrumentiert werden, um Untergrundbeiträge, die von außerhalb ins Experiment eindringen, zu detektieren und simultan eine Energierekonstruk-

[14] MSE - multi-site events, engl.: Mehrfache Ereignisse, die innerhalb einer Pulsform stattfinden

[15] Flag , engl.: Flagge

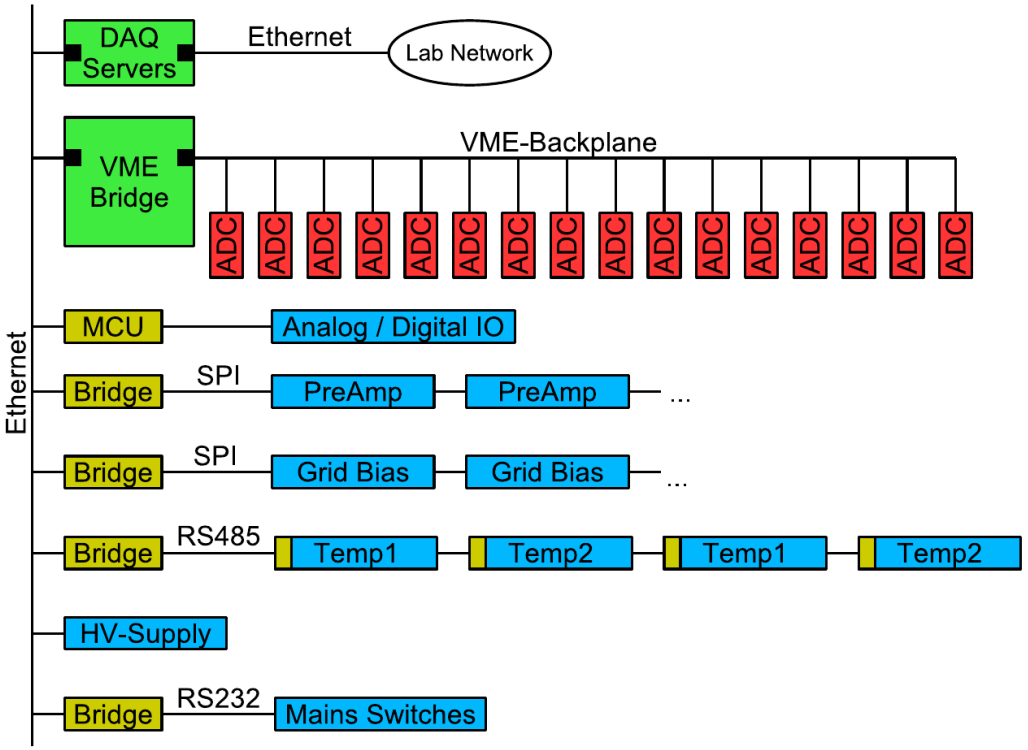

Abbildung 2.10: Datenerfassungssystem des COBRA-Experiments, entwickelt von Oliver Schulz [Sch11, S. 78]. Ethernet bildet das Rückgrat des Experiments, so dass sich alle relevanten Systeme hierüber steuern lassen. Im Aufbau des Demonstrators am Untergrundlabor LNGS wird die VME-Bridge mit einem VME-Rechner direkt realisiert, hingegen in Hamburg kommt dort eine USB-VME-Bridge in Verbindung mit einem herkömmlichen Rechner zum Einsatz.

tion zu ermöglichen. Eine sehr ausführliche Abhandlung über den Teststand findet sich in der Dissertation von Christian Oldorf [Old15].

Die Datenerfassung in Hamburg unterscheidet sich im Wesentlichen nicht von der des Demonstratoraufbaus, mit einer Ausnahme. Das Fehlen eines VME-Rechners hat es notwendig gemacht, dass im Rahmen dieser Arbeit eine USB-VME-Bridge in den Aufbau integriert werden musste. Die USB-VME-Bridge V1718 der Firma CAEN verwaltet und steuert den VMEbus in Verbindung mit einem herkömmlichen Rechner an Stelle des VME-Rechners. Dazu waren einige Anpassungen an dem Programm „vmebus-server“ notwendig, das nun auf dem herkömmlichen Rechner, der dem DAQ[16]-Server in Abbildung 2.10 entspricht, läuft und über einen lokalen Port statt wie bisher über eine

[16]DAQ - data acquisition, engl.: Datenerfassung

```
1 val vmeHost = "localhost"
2 val vmePort = 9002
3 val vmeBaseAddr = 0x05000000
4 val adc = openADC((vmeHost, vmePort), vmeBaseAdr)
```

Abbildung 2.11: Anpassungen am Scala-Skript zum Starten einer Datenerfassung. Das Integrieren einer USB-VME-Bridge in den Aufbau in Hamburg macht es notwendig statt wie am Demonstratoraufbau am LNGS als „vmeHost“ keinen Hostnamen oder keine IP-Addresse zu verwenden, stattdessen wird die Kommunikation des DAQ-Servers mit den ADC's über ein lokalen Port „localhost“ verwendet.

IP-Adresse oder einen Hostnamen angesteuert wird. In Abbildung B.1 sind die Zeilen abgebildet, die in die Datei „LocalVMEBus.cxx“ hinzugefügt werden mussten. Das Starten einer Datenerfassung, die oft auch RUN[17] genannt wird, erfolgt wie gewohnt mit einem Skript in der Skriptsprache „Scala“. Eine Verbindung zu den ADCs erhält man nun nicht mehr über den Hostnamen, sondern über „localhost“, da nun die Verbindung dank der USB-VME-Bridge quasi direkt am DAQ-Server besteht. In Abbildung 2.11 sind die notwendigen Veränderungen im Scala-Skript aufgeführt.

[17] RUN, engl.: Lauf

2.4 Zeitliche Synchronisierung und Zeitauflösung der Daten

Der Demonstratoraufbau hat mit 64 Detektoren eine hohe Anzahl an Detektoren. Möchte man diese als ein Detektor-Array[18] nutzen, um zeitlich korrelierte Ereignisse zu identifizieren, ist eine zeitliche Kalibrierung nötig. Dazu wurde ein Impulsgeber installiert, der in regelmäßigen Abständen, typischerweise alle 10 Minuten, Testimpulse auf alle Vorverstärkerkanäle geben kann. Dabei wurde darauf geachtet, dass alle Signalwege gleich lang sind. Simultan sind diese Testimpulse mit einer Flag in den digitalisierten Daten versehen, so dass man diese leicht identifizieren kann. Ein von Oscar Reinecke aus Dresden entwickelter Algorithmus nutzt diese Informationen, um mit Hilfe eines linearen Fits zeitliche Korrekturfaktoren zu ermitteln und speichert die neuen Zeiten mit einer Flag für erfolgreiches Synchronisieren ab. In Abbildung 2.12 sind Zeitdifferenzen der ursprünglichen Zeiten und in Abbildung 2.13 die korrigierten Zeiten der Testimpulse zu sehen. Für diese Zeitdifferenzen aller erfolgreich synchronisierten Daten der Testimpulse dient jeweils die Zeit des ersten registrierten Kanals als Subtrahend[19] für alle folgenden Zeiten der Kanäle eines Testimpulses. Man kann deutlich erkennen, dass beim Starten einer Datenerfassung, oder auch RUN genannt, einige Module mit bis zu 100 s Verspätung starten. Hingegen zeigen die korrigierten Zeiten, dass Ereignisse innerhalb von 300 μs nahezu ohne Verluste als ein zeitlich korreliertes Ereignis, oder auch Koinzidenz, angesehen werden können. In Tabelle 2.5 sind einige Effizienzen ϵ_{sync} für verschiedene Koinzidenzintervalle t_{merg}, bzw. Zeitdifferenz oder später auch „mergedistance“ genannt, aufgetragen mit

$$\epsilon_{sync} = \frac{\text{Anzahl Ereignisse innerhalb Zeitdifferenz } t_{merg} \text{ nach Sync.}}{\text{Anzahl aller synchronisierten Ereignisse}} \,. \quad (2.29)$$

Zur Synchronisierung der Daten selbst wurden in der Programmiersprache Bash drei Skripte geschrieben. Das Skript „adcmodule.sh“, prüft und korrigiert gegebenenfalls die Voraussetzungen zur Synchronisierung. So prüft es, ob die ADC-Nummer in den jeweiligen Dateien unter „settings“ gespeichert ist

[18] Array, engl.: Feld

[19] Differenz = Minuend - Subtrahend

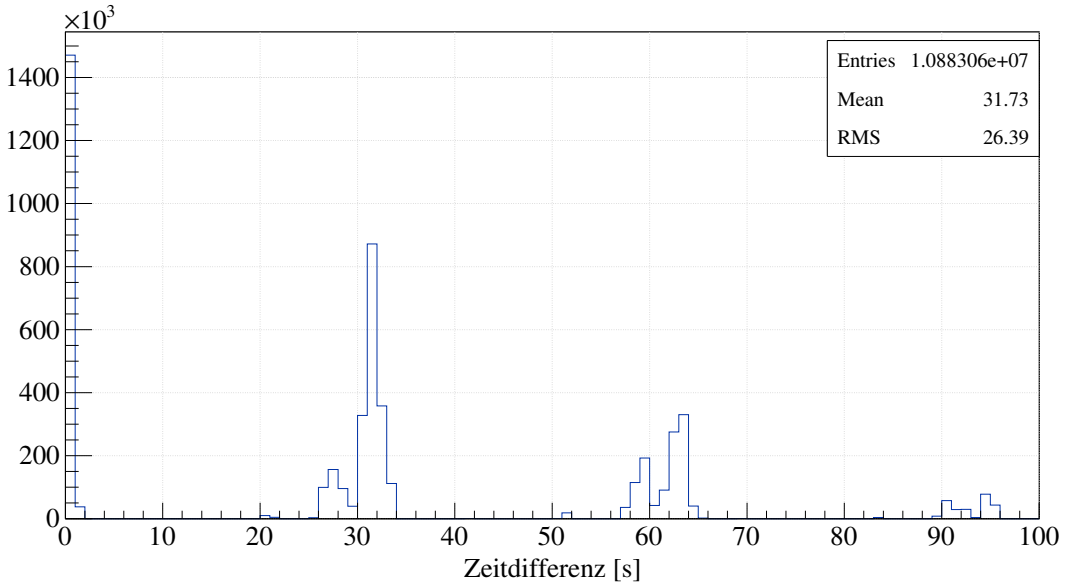

Abbildung 2.12: Zeitdifferenzen von induzierten Testimpulssignalen vor der Synchronisierung. Als Subtrahend dient jeweils die Zeit des ersten, registrierten Kanals eines Testimpulses. Eine Verzögerung des Starts einer Datenerfassung einzelner Module von bis zu 100 s ist zu erkennen.

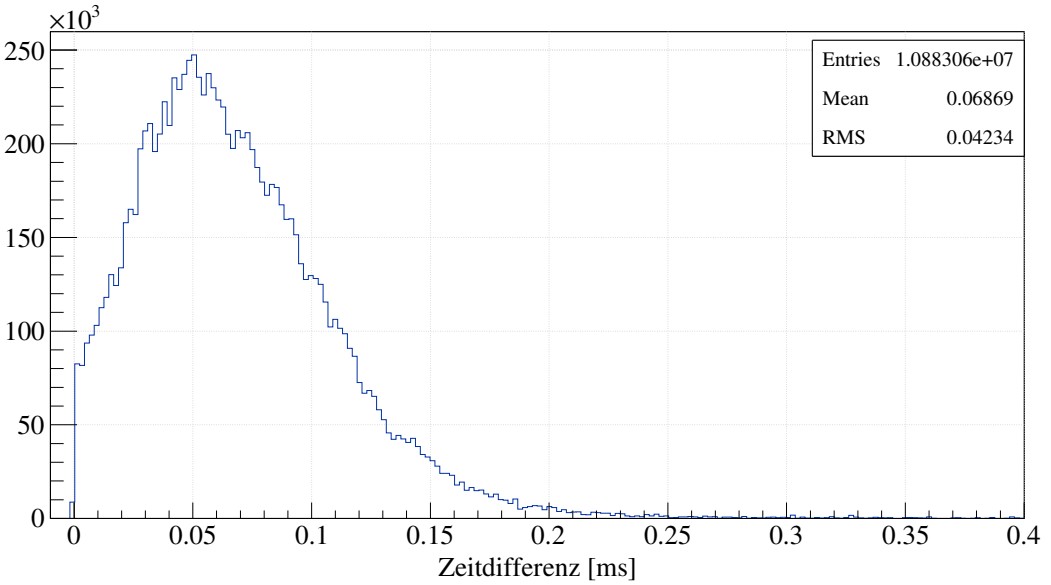

Abbildung 2.13: Zeitdifferenzen von induzierten Testimpulssignalen nach der Synchronisierung. Auch hier dient als Subtrahend jeweils die Zeit des ersten, registrierten Kanals eines Testimpulses. Ereignisse innerhalb von 300 μs können zu 99, 7 % als ein zeitlich korreliertes Ereignis oder Koinzidenz angesehen werden (für 200 μs ergibt sich eine Effizienz ϵ_{sync} von 99, 0 %, siehe Tabelle 2.5).

Tabelle 2.5: Effizienzen für Koinzidenzintervalle für Ereignisse, die nicht innerhalb eines ADC-Moduls stattfinden, ermittelt aus den Testimpulssignalen aus Abbildung 2.13 mit Gleichung 2.29.

Differenz t_{merg} [μs]	Effizienz ϵ_{sync} [%]
100	79.76
150	95.83
200	98.96
250	99.54
300	99.69
350	99.80
400	99.86
450	99.89
500	99.96

und rekonstruiert unter Umständen diese Information. In Abbildung 2.14 sind dazu die grundlegenden Ausschnitte zu sehen.

Das Skript „sync.sh“ analysiert die Testimpulssignale und errechnet die Korrekturparameter, die wichtigsten Auszüge zu sehen in Abbildung 2.15. Anschließend werden die Korrekturparameter in den „settings“ der ROOT[20]-Dateien wie folgt gespeichert:

```
calib.adc.9.clock.div: 0
calib.adc.9.clock.ofs: 0
calib.adc.10.clock.div: -7.33695e-06
calib.adc.10.clock.ofs: 0.00285864
```

⋮

Die Zeit des ersten ADCs dient immer als Referenzpunkt und hat keine Korrekturen nötig. Prinzipiell ist es möglich, diese Korrekturparameter händisch oder auch auf andere Weise zu ermitteln, in die Dateien zu schreiben und mit dem nächsten Skript „sync-merg.sh“ anzuwenden und so die Daten letztendlich zu synchronisieren, dazu siehe einen Auszug der Datei in Abbildung 2.17.

[20]ROOT - ein Datenanalysesystem

```
ADC=‘echo "$INPUT_FILE" | grep -o ’_adc[0-9]*’ | head -n 1 | cut
    -c5-6‘
ADCSET=‘manticore settings $INPUT_FILE | grep
    override.input.adc.module: | cut -c28-29‘
if [ "$ADC" != "$ADCSET" ]; then
  echo ’override.input.adc.module: ’$ADC > .rootrc
  cp $INPUT_FILE "$INPUT_FILE.backup"
  manticore reduce ’copy(runs);copy(cal)’ $INPUT_FILE
      "$INPUT_FILE.backup"
fi
```

Abbildung 2.14: Auszug der Datei „adcmodule.sh“. Überprüft und korrigiert ggf. den Parameter ’override.input.adc.module:’ „in den settings“ der ROOT-Dateien.

```
echo "synchronization.writelog: YES" > .rootrc
echo "synchronization.maximumclockdivergence: 1e-2" >> .rootrc #
    default 2e-5
echo "synchronization.maximumclockoffset: 20" >> .rootrc # default 2
manticore reduce
    ’copy(cal);mcr::CPGSynchronizeTimer(cal);copy(runs)’
    cpg_run_${TIME}-sync.root $INPUT_DIR/*${TIME}*.rootrc
```

Abbildung 2.15: Auszug der Datei „sync.sh“. Das Skript analysiert die Testimpulssignaleadc und errechnet Korrekturparameter zur Synchronisierung der Daten. Dabei ist es für 64 Detektoren notwendig die Toleranz der Parameter „maximumclockdivergence“ und „maximumclockoffset“ im Vergleich zu den Standardwerten zu erhöhen.

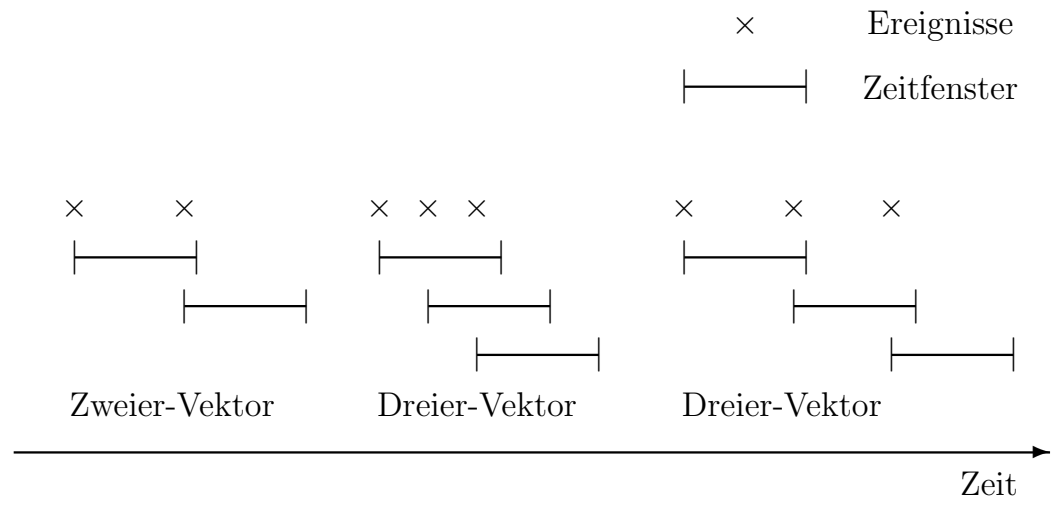

Abbildung 2.16: Veranschaulichung der Synchronisierung. Zu sehen ist die zeitlichen Abfolge von Ereignissen ×, dabei symbolisiert das Zeitfenster |——| die „mergedistance“ t_{merg}, also den zeitliche Verbindungsabstand. Um die Ereignisse innerhalb der Zeitfenster zu einem Vektor zusammenzufassen, werden die Zeitfenster nach jedem Ereignis neu angesetzt. Erst wenn kein weiteres Ereignis in dieses neu angesetzte Zeitfenster fällt, wird ein neuer Vektor angefangen. Dadurch vermeidet man Verdoppelungen von Ereignissen in den synchronisierten Daten, da sonst bei den Dreier-Vektoren das jeweils mittlere Ereignis doppelt gezählt würde. Dadurch ist die Zeitdifferenz zwischen dem ersten und dem letzten Eintrag in einem Dreier-Vektor nicht zwingend kleiner als ein Zeitfenster, aber auch nicht weiter auseinander als zwei mal dieses Zeitfenster.

Es werden alle Ereignisse innerhalb des zeitlichen Verbindungsabstandes, der „mergedistance“[21] t_{merg}, zu einem Vektor zusammengefasst. Dabei wird nach jedem Ereignis dieser zeitliche Verbindungsabstand neu angesetzt. Dadurch kann es vorkommen, dass drei Ereignisse in einem Vektor gespeichert werden, dessen zeitliche Differenz, also zwischen dem ersten und dem dritten Ereignis, größer ist als der Verbindungsabstand, aber nie größer als der doppelte Verbindungsabstand. So wird vermieden, dass das mittlere Ereignis doppelt gezählt wird, was die einzige aber unhandliche Alternative wäre. In Abbildung 2.16 ist die Synchronisierung bildlich veranschaulicht. Ein Vektor aus TUUID[22] wird in ROOT nicht unterstützt. Mit der TUUID wird die Information zur eindeutigen Identifizierung der Ereignisse gespeichert. Damit geht diese direkte

[21] mergedistance, engl.: Verbindungsabstand

[22] TUUID - T Universally Unique Identifier, engl.: Universeller, einzigartiger Identifikator, ist ein Standard für Identifikatoren in ROOT

```
echo "merge.mergedistance:␣1.0" > .rootrc # def. 0.25e-3
echo "merge.requestsync:␣NO" >> .rootrc # def. YES
manticore reduce 'copy(runs);mcr::CPGMergeADCs(cal)'
    cpg_run_${TIME}-sync-merged.root $INPUT_FILE
```

Abbildung 2.17: Auszug der Datei „sync_merg.sh“. Das Skript synchronisiert die Daten mit den Korrekturparameter und fasst sie zu einem Vektor zusammen, dessen benachbarte Einträge zeitlich nicht weiter als die „mergedistance“ t_{merg} auseinander liegen.

Information für alle weiteren Einträge bis auf den ersten innerhalb des Vektors verloren, ist aber redundant mit der absoluten Zeit und der ADC-Modul- oder Detektornummer noch vorhanden.

2.5 Beiträge zum Untergrund

Aus Kapitel 2.2 geht hervor, dass die Reduktion der Untergrundbeiträge für Experimente mit niedrigen Zählraten wie dem COBRA-Experiment von besonderer Bedeutung ist. Daher soll das folgende Kapitel einen Überblick über die bekannten Untergrundbeiträge im COBRA-Experiment geben und die Maßnahmen, die zur Vermeidung dieser Untergrundbeiträge dienen.

2.5.1 Kosmische Strahlung

Die kosmische Strahlung ist ein weites Feld in der Forschung und verdient sicherlich viel mehr Aufmerksamkeit, als es Experimente mit sehr niedrigen Zählraten bieten können. Die Teilchen können mit bis zu $10^{20}\,\mathrm{eV}$ in Energiebereiche vordringen, die für neue Physik höchst interessant sind. Zum Vergleich: Protonen am LHC besitzen weniger als $10^{13}\,\mathrm{eV}$. Die Teilchenschauer, die von den ursprünglichen hochenergetischen Teilchen noch auf der Erdoberfläche ankommen, liefern zwei unerwünschte Beiträge zum Untergrund, auch im COBRA-Experiment. Zum einen können die sekundären Teilchen direkt Energie im Detektor deponieren und zum anderen können durch Spallationprozesse Radionuklide entstehen, die dann wiederum zerfallen und ebenfalls Energie im Detektor deponieren können. Die direkte Deposition von Energie wird unterdrückt, indem man tief unter die Erdoberfläche geht. Daher stehen Experimente mit niedrigen Zählraten wie das COBRA-Experiment, aber auch viel andere wie GERDA, OPERA oder BOREXINO um nur einige zu nennen, in Untergrundlaboren wie dem LNGS in Italien. So werden die Experimente am LNGS von etwa 1400 m Fels überdeckt, was den einzig dort noch verbleibenden Beitrag der kosmische Strahlung, die Myonen, auf eine Rate von nur etwa $1/(m^2 \cdot h)$ drückt.
Die indirekte Deposition über den Umweg von Radionukliden wird durch aufwändigere Maßnahmen unterdrückt. Denn je nach Halbwertszeit der durch Spallationsprozesse entstandenen Radionuklide, können diese noch sehr lange nach der Entstehung dann unter Tage am oder im Experiment störende Beiträge verursachen. Die Anzahl dieser Radionuklide ist von der Anzahl der aktivierenden Teilchen und von dem Aktivierungszeitraum abhängig. So versucht man gar Transporte in Flugzeugen zu vermeiden und die Aufenthaltsdauer an

der Erdoberfläche möglichst gering zu halten. Für das COBRA-Experiment hat man so die innersten Bauteile wie das Kupfernest und die inneren Bleiziegel schon lange vor der Inbetriebnahme am Untergrundlabor deponiert.

2.5.2 Radionuklide

Radionuklide können Energie im Detektor deponieren. Das kann zum einen in Form von Gammastrahlung über die Paarbildung, den Compton- oder Photoeffekt auch über weite Strecken hinweg geschehen, also auch wenn sich die Radionuklide etwa innerhalb oder gar außerhalb der Abschirmung befinden. Zum anderen kann die Energie in Form von Alpha- und Betastrahlung direkt von innerhalb des Detektors (intrinsisch), von den Oberflächen des Detektors und sehr nahe liegenden Kontaminationen deponiert werden. Eine ausführliche Abhandlung über diese Vorgänge bei der Energiedeposition findet sich in meiner Diplomarbeit [Tim11, S. 3-9, 19-27] aber auch in jedem gutem Lehrbuch.
Um die Gammastrahlung zu vermeiden, umgibt man den Detektor mit sehr viel Masse, vorzugsweise Blei. Dabei wird darauf geachtet, dass diese Abschirmungsmaterialien selbst wenig Kontaminationen von Radionukliden enthalten und die Oberflächen gut gereinigt sind. Das Blei enthält mit ^{210}Pb ein radiogenes Radionuklid, dazu gleich mehr, mit einer relativ hohen Halbwertszeit von 22,3 Jahren, gegen das man sich mit hoch reinem Kupfer schützt. Das Kupfer selbst hat zwar schlechtere Eigenschaften als Blei die Gammastrahlung abzuschirmen, kann aber nahezu ohne Verunreinigungen von Radionukliden hergestellt werden, u. a. weil es kein instabiles Kupferisotop mit einer höheren Halbwertszeit als 62 Stunden gibt.
Um die Alpha- und Betastrahlung zu vermeiden, untersucht man die Materialien, die den Detektor umgeben müssen. Da Alpha- und Betastrahler in der Regel von Gammastrahlung begleitet werden, können so z.B. Kabel und Halterungen in großen Mengen mit einem Gammadetektor untersucht werden, bevor diese dann im Experiment verbaut werden. Für das Detektormaterial selbst und, wie im COBRA-Experiment, den umgebenden Lack sind auch andere Untersuchungsmethoden wie Massenspektroskopie oder Neutronenaktivierungsanalyse (NAA) denkbar, um Spuren von Radionukliden vor dem Einbau zu identifizieren und zu vermeiden.

Radionuklide kategorisiert man oft nach Herstellungszeitpunkt, -ort und Halbwertszeit und unterteilt sie in kosmogene, primordiale, radiogene und künstliche Radionuklide.

Kosmogene Radionuklide

Kosmogene Radionuklide entstehen als Folge der kosmischen Strahlung oft in der Atmosphäre, aber auch auf der Erdoberfläche. Die bekanntesten sind ^{22}Na, ^{3}H oder ^{14}C. Damit werden diese Isotope kontinuierlich erzeugt und kommen in der Atmosphäre bis auf einige Schwankungen [Stu61] in konstanten Konzentrationen vor, trotz relativ kurzer Halbwertszeiten im Vergleich zu den primordialen Radionukliden. Werden kosmogene Radionuklide beispielsweise in Organismen eingelagert, wird die Produktion weiterer Nuklide innerhalb dieser Organismen unterbrochen und sie zerfallen. Die Messung der verbliebenen Isotope lässt dann Rückschlüsse auf das Alter der Organismen zu, die sogenannte Radiokarbonmethode.

Für das CORBA-Experiment, aber auch für andere Experimente mit niedrigen Zählraten, sind Wechselwirkungsquerschnitte bezüglich der Entstehung solcher kosmogenen Radionuklide von Bedeutung, um abschätzen zu können, wie lange Materialien des COBRA-Experiments oder die Detektoren selbst nach der Herstellung an der Erdoberfläche verweilen können, ohne einen unerwünschten Beitrag zum Untergrund zu bekommen.

Primordiale Radionuklide

Primordiale Radionuklide entstanden in der stellaren Nukleosynthese. Damit liegt ihr Ursprung weit zurück, da sie in den Sternen der Generation vor unserem Sonnensystem bis zum Eisen erbrütet worden sind. Schwerere Elemente entstanden dann durch Novae und wurden so auch gleich im All verteilt. Primordiale Radionuklide haben daher sehr hohe Halbwertszeiten, da sie sonst schon lange zerfallen wären. Zu den Bekanntesten gehören ^{40}K, ^{190}Pt, ^{204}Pb, ^{235}U, ^{238}U und ^{232}Th, letztere sind als natürliche Zerfallsreihen bekannt, da die Zerfallsprodukte, die Töchter, selbst instabil sind und zerfallen. In Tabelle A.1 und A.2 sind die beiden wichtigsten Zerfallsreihen mit allen Töchtern,

ihren Halbwertszeiten, Zerfallsarten und wichtigsten Energien der jeweiligen Strahlungsart aufgeführt.

Radioge Radionuklide

Zerfallsprodukte oder Töchter aus den primordialen Radionukliden, die Halbwertszeiten größer als ein paar Sekunden besitzen, nennt man radiogene Radionuklide. ^{210}Pb, ^{210}Po, ^{222}Rn oder ^{220}Rn sind hier die bekanntesten Vertreter. Da speziell ^{222}Rn oder ^{220}Rn Edelgase sind, können diese auch sehr weit ins Innere eines Experiments eindringen und dort einen unerwünschten Beitrag verursachen. Mit Kapitel 3 ist dem Untergrundbeitrag ein ganzes eigenes Kapitel gewidmet.

Künstliche Radionuklide

Künstliche Radionuklide werden unerwünscht durch Kernwaffentests oder Kernreaktorunfälle erzeugt, die bekanntesten sind ^{137}Cs und ^{131}I. Zum Teil werden sie aber auch gezielt in Kernreaktoren oder durch Bestrahlung mit Neutronen künstlich hergestellt, beispielsweise für medizinische Zwecke. Da sie künstlich hergestellt werden müssen, sollte man meinen, dass sie leicht vermieden werden können und so keine Rolle in Experimenten wie CORBA spielen. Da sie aber zum Teil auch durch Bestrahlung mit Neutronen entstehen können und Neutronen auch eine natürliche Quelle darstellen, können sie in Einzelfällen problematisch werden. Daher werden einige künstliche Radionuklide im Kapitel 4 über Neutronen auftauchen.

2.5.3 Weitere Beiträge zum Untergrund wie Neutronen und Radonzerfallsprodukte

Wie schon erwähnt, werden die Neutronen und die resultierenden Untergrundbeiträge in einem gesonderten Kapitel 4 behandelt. Auch die Radonzerfallsprodukte als radiogene Radionuklide liefern einen unerwünschten Beitrag zum Untergrund und werden in Kapitel 3 ausführlich behandelt.

Kapitel 3

Radonzerfallsprodukte

Zerfallsprodukte von ^{222}Rn und ^{220}Rn stellen für Experimente mit niedrigen Zählraten wie dem CORBA-Experiment immer einen unerwünschten Beitrag zum Untergrund dar. Weil Radon ein Edelgas ist, kann es ungehindert aus Materialien austreten, die Spuren von ^{238}U und ^{232}Th enthalten. Sogar im Alltag gibt es Berührungspunkte mit ^{222}Rn und ^{220}Rn, die in schlecht belüfteten Kellerräumen oder Lehmhäusern sogar in gesundheitlich bedenklichen Konzentrationen auftreten können. Im COBRA-Experiment schafft hier eine sogenannte Stickstoffspülung Abhilfe. Dabei wird in einem Dewer flüssiger Stickstoff kontrolliert erwärmt und als gasförmiger ultra-reiner Stickstoff direkt in das Innere des Experiments geleitet, um dort die Laborluft mit dem Radon zu verdrängen. Bei einem Ausfall dieser Stickstoffspülung sind signifikante Erhöhungen der Zählraten zu verzeichnen, was auf die dann auftretende Kontamination von ^{222}Rn und ^{220}Rn und deren Zerfallsprodukten zurückzuführen ist. In Tabelle 3.1 und 3.2 sind die Zerfallsreihen von ^{222}Rn und ^{220}Rn zu sehen. Bis auf ^{210}Pb und ^{210}Po besitzen die Zerfallsprodukte relativ kurze Halbwertszeiten mit maximal etwa 5 Tagen, was dazu führt, dass diese Kontaminationen auch relativ schnell wieder vernachlässigbar werden. Dies trifft nicht auf ^{210}Pb und ^{210}Po. Besonders ^{210}Pb mit einer Halbwertszeit von 22,3 Jahren kann so bei wiederholtem Ausfall der Stickstoffspülung eine Anreicherung auf den Oberflächen der Detektoren oder der Delrinhalterung erfahren. Dies führt dazu, dass ^{210}Po unter Aussendung eines αs mit 5,3 MeV zum Untergrund beiträgt. Die angelegte Hochspannung zwischen den Anoden und der Kathode kann zusätzlich zu einer Konzentrierung an eben diesen Stellen führen, da die Zerfallsprodukte oft als Ionen zurückbleiben und von

Tabelle 3.1: Teil der Uran-Zerfallsreihe, ab Radon. Zu sehen sind die Isotope der Radon-222-Zerfallsreihe mit den entsprechenden Halbwertszeiten, der Zerfallsart sowie die wichtigsten α-, β- und γ-Energien.

Halbwerts-zeit	Isotop Zerfall Zweig [%]	α-Zerfall Energie [MeV] (Zweig [%])	β-Zerfall Energie [MeV] (Zweig [%])	γ-Zerfall Energie [keV] (Wahrs. [%])
3,8235 d	$^{222}_{86}$**Rn**	α: 5,490 (99,9)		
	100 $\downarrow$ α	α: 4,987 (0,08)		
3,05 m	$^{218}_{84}$**Po**	α: 6,002 (100)		
	0,018 99,98			
	$\beta \swarrow \searrow \alpha$			
~2 s	$^{218}_{85}$**At** $^{214}_{82}$**Pb**		β: 0,73 (40,5)	γ: 295,21 (18,15)
26,8 m	$\alpha \searrow \swarrow \beta$			γ: 241,98 (7,12)
			β: 0,67 (46)	γ: 351,92 (35,1)
19,9 m	$^{214}_{83}$**Bi**		β: 3,275 (19,9)	γ: 609,32 (44,6)
	0,021 99,979		β: 1,88 (7,18)	γ: 768,36 (4,76)
	$\alpha \swarrow \searrow \beta$		β: (17,5)	γ: 1120,29 (14,7)
			β: (8,26)	γ: 1238,11 (5,78)
			β: 1,51 (16,9)	γ: 1764,49 (15,1)
			β: 1,02 (16,9)	γ: 2204,21 (4,98)
1,3 m	$^{210}_{81}$**Tl** $^{214}_{84}$**Po**	α: 7,687 (100)		
164,3 μs	$\beta \searrow \swarrow \alpha$			
22,3 y	$^{210}_{82}$**Pb**		β: 0,063 (19)	
	~100 $\downarrow$ β		β: 0,017 (81)	γ: 46,54 (4,24)
5,013 d	$^{210}_{83}$**Bi**		β: 1,161 (99)	
	~100 $\downarrow$ β			
138,4 d	$^{210}_{84}$**Po**	α: 5,305 (99)		
	100 $\downarrow$ α			
stabil	$^{206}_{82}$**Pb**			

Tabelle 3.2: Teil der Thorium-Zerfallsreihe, ab Radon. Zu sehen sind die Isotope der Radon-220-Zerfallsreihe mit den entsprechenden Halbwertszeiten, der Zerfallsart sowie die wichtigsten α-, β- und γ-Energien.

Halbwerts-zeit	Isotop Zerfall Zweig [%]	α-Zerfall Energie [MeV] (Zweig [%])	β-Zerfall Energie [MeV] (Zweig [%])	γ-Zerfall Energie [keV] (Wahrs. [%])
	$^{220}_{86}$**Rn**			
55,6 s	100 $\downarrow$ α	α: 6,288 (99,9)		
		α: 5,747 (0,11)		γ: 549,73 (0,11)
	$^{216}_{84}$**Po**			
0,145 s	100 $\downarrow$ α	α: 6,778 (100)		
	$^{212}_{82}$**Pb**			
10,64 h	100 $\downarrow$ β		β: 0,569 (12)	γ: 300,09 (3,25)
			β: 0,331 (83)	γ: 238,63 (43,5)
			β: 0,159 (5)	
	$^{212}_{83}$**Bi**			
60,55 m	35,94 64,06			
	$\alpha \swarrow \quad \searrow \beta$	α: 6,089 (27,1)	β: 2,248 (86,6)	γ: 1620,74 (1,5)
		α: 6,050 (69,9)	β: 1,521 (6,8)	γ: 727,33 (6,7)
	$^{208}_{81}$**Tl** $^{212}_{84}$**Po**			
3,053 m	$\beta \searrow \quad \swarrow \alpha$	α: 8,785 (100)		
0,298 μs			β: 1,80 (51)	γ: 583,19 (30,6)
			β: 1,52 (21,7)	γ: 860,56 (4,5)
			β: 1,29 (22,8)	γ: 511,77 (8,2)
			β: 1,52 (3,1)	γ: 2614,53 (35,8)
stabil	$^{208}_{82}$**Pb**			

den elektrischen Feldern zu den Anoden und der Kathode hingezogen werden. Björn Wonsak hat den folgenden Versuchsaufbau vorgeschlagen, um die Oberflächen von diesen Verunreinigungen signifikant und nachweisbar zu reinigen.

3.1 Aufbau eines Kondensators zur Anreicherung der Radonzerfallsprodukte aus der Luft und Testen von Reinigungsmethoden

Da die Hauptkontamination aus den Zerfallsprodukten von Radon das langlebige ^{210}Pb im COBRA-Experiment ist, gilt es Blei als chemisches Element von Oberflächen zu reinigen, da eine Reinigung ein chemischer Prozess ist und somit nicht vom Isotop abhängig. Dabei kommen Oberflächen von dem Delrinhalter infrage oder die Oberflächen von dem Lack zur Passivierung der Detektoren. In der Zerfallsreihe von ^{222}Rn finden sich noch vor dem ^{210}Pb das ^{214}Pb mit einer Halbwertszeit von 27 Minuten. In der Zerfallsreihe von ^{220}Rn befindet sich das ^{212}Pb mit einer Halbwertszeit von etwa 11 Stunden. Eine Anreicherung aller Zerfallsprodukte von Radon wäre eben eine Anreicherung in genau diesen Nukliden ^{214}Pb und ^{212}Pb, die mit den γ-Linien, 242 keV, 295 keV und 352 keV bzw. 239 keV und 300 keV, nachweisbare Indikatoren für den Grad einer Kontamination liefern. Dabei ist lediglich darauf zu achten, dass nach einer Anreicherung nur einige Halbwertszeiten verbleiben, um innerhalb dieser Zeit eine aussagekräftige Messung durchzuführen. In dem Fall ^{214}Pb ist zusätzlich darauf zu achten, dass es direkt nach der Anreicherung noch von ^{218}Po, mit einer Halbwertszeit von etwa 3 Minuten, nachgeliefert werden kann, siehe Tabelle 3.1.

Für die Anreicherung von ^{214}Pb und ^{212}Pb wird die Laborluft als Quelle genutzt. Die in der Luft enthaltenen Radon-Isotope zerfallen und nach einem Alpha- oder Beta-Zerfall bleiben geladene Ionen zurück. Diese können von einer Hochspannung angezogen werden.

Dazu wurde ein Plattenkondensator mit einer Fläche von 2500 cm^2, wie in Abbildung 3.1, aufgebaut. Die Platten wurden mit einer Frischhaltefolie bezogen und für einige Minuten bis Stunden auf etwa 7 keV Spannung gelegt. Anschließend wurden diese Folien vor einen Germaniumdetektor gelegt. In

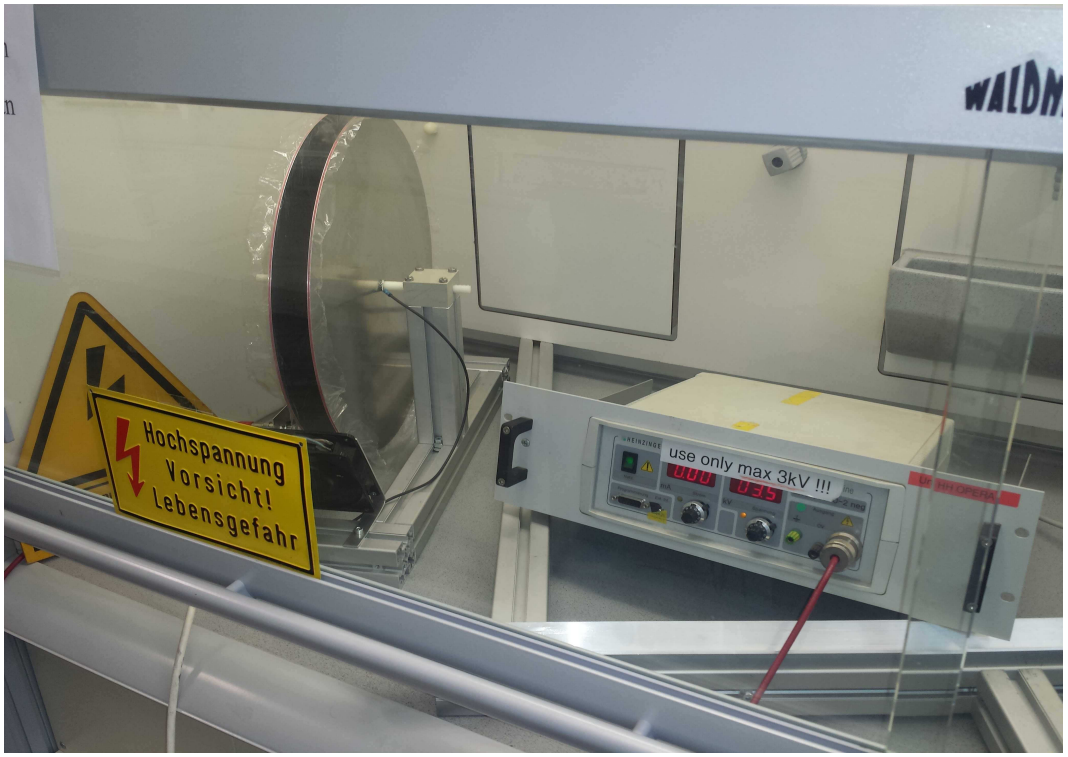

Abbildung 3.1: Foto des Radonzerfallsprodukt-Kondensators: Zu sehen ist der Kondensator selbst mit einem Ventilator zur Luftzufuhr und das Hochspannungsgerät mit bis zu 7 keV.

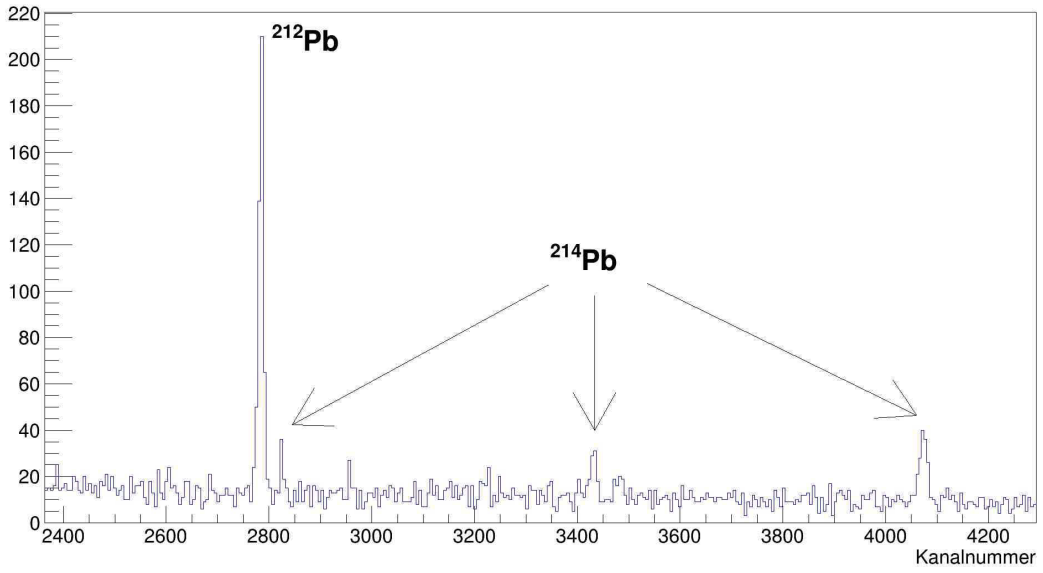

Abbildung 3.2: Spektrum der Linien von ^{212}Pb und ^{214}Pb.

Abbildung 3.2 ist das Gammaspektrum einer Probe zu sehen. Es sind deutlich die Linien von ^{214}Pb und ^{212}Pb zu erkennen. Erste Messungen haben eine Aktivität von bis zu 600 mBq bei einer Nachweisgrenze von 6 mBq ergeben. Damit wären Reinigungsmethoden in Bezug auf Verunreinigungen der Bleikontamination von 2 Größenordnungen signifikant testbar.
Dieser Grad der Anreicherung lässt sich noch steigern und bedarf weiterer eingehender Untersuchungen, die nicht Gegenstand dieser Arbeit sein sollen. Gerade im Bezug auf die Reproduzierbarkeit der anfänglichen Aktivitäten sind viele Messungen und Untersuchungen nötig. Daher wurde ein Versuch für das Fortgeschrittenen-Praktikum für Studierende der Physik an der Universität Hamburg in Teilen angepasst, so dass diesbezüglich sehr viele Erfahrungen gesammelt werden können und zugleich die Studierenden an aktuellen Forschungsfragen teilhaben.
Später können die Folien dann mit dem Lack zur Passivierung der Detektoren eingestrichen werden, um eine optimale Nachbildung der Bedingungen im COBRA-Experiment zu gewährleisten und Reinigungsmethoden systematisch testen zu können.

Kapitel 4

Neutronen

Das Kapitel 4.1 gibt eine Übersicht in der Kategorisierung der Neutronen und Neutronenprozesse mit Nukliden. Es soll Grundlagen geschaffen werden für das Verständnis, wie Neutronen im COBRA-Experiment zum Untergrund beitragen können.
Es werden grundlegende Wechselwirkungen von Neutronen erläutert und in Bezug zum COBRA-Experiment gesetzt. Abschließend werden einige Reaktionsraten abgeschätzt. In Kapitel 4.3 werden erste Überlegungen vorgestellt, wie man MC-Simulationen bezüglich Neutronen testen und mit echten Daten stützen könnte, um vor allem im Bezug auf die Abschirmung von Neutronen im COBRA-Experiment ein umfangreiches Verständnis demonstrieren zu können. Aber auch um fehlende Wechselwirkungsquerschnitte messen zu können, die wichtig für CORBA im Bezug auf kosmogene Aktivierung sind.

4.1 Neutronenreaktionen mit Nukliden

Neutronen werden nach ihren Energiebereichen klassifiziert. Dabei sind die Abgrenzungen zu den benachbarten Bereichen nicht scharf definiert und unterscheiden sich je nach Literatur teilweise stark. Eine Einteilung ist in Tabelle 4.1 zu sehen. Freie Neutronen sind instabil und unterliegen dem Betazerfall mit einer Halbwertszeit von etwa 10 Minuten. Die frei werdende Energie Q von etwa 0,78 MeV verteilt sich auf das Proton, Elektron und Neutrino. Neutronen tragen keine elektrische Ladung. So können sie ähnlich wie Gammastrahlung sogar tief in Festkörper wie z.B. einen Detektor eindringen. Dabei kann das Neutron indirekt durch sekundäre Teilchen, aber auch direkt, Energie deponieren. Im Folgenden werden die wichtigsten Reaktionen der Neutronen mit Nukliden besprochen.
Man unterscheidet grob in zwei große Klassen von Neutronenreaktionen, Streuung und Absorbtion. Bei der Streuung handelt es sich lediglich um einen Energieübertrag auf den Streupartner. Hingegen bewirkt die Absorption weitere Veränderungen am Streupartner, dann Reaktionspartner genannt.
Sei B der Reaktionspartner, B' das schwere und x das leichte Reaktionsprodukt, so lautet für die Reaktionsgleichung

$$\mathrm{B} + \mathrm{n} \rightarrow \mathrm{x} + \mathrm{B'} \tag{4.1}$$

die übliche Notation für Kernreaktion

$$\mathrm{B(n,x)B'}\,. \tag{4.2}$$

Tabelle 4.1: Neutronenklassifizierung.

Neutronen	Energie
ultrakalte	$< 0{,}2\,\mathrm{meV}$
kalte	$< 2\,\mathrm{meV}$
thermische	$< 100\,\mathrm{meV}$
epithermische	$< 1\,\mathrm{eV}$
mittelschnelle	$0{,}5\,\mathrm{eV}$ bis $10\,\mathrm{keV}$
schnelle	$10\,\mathrm{keV}$ bis $20\,\mathrm{MeV}$
relativistische	$> 20\,\mathrm{MeV}$

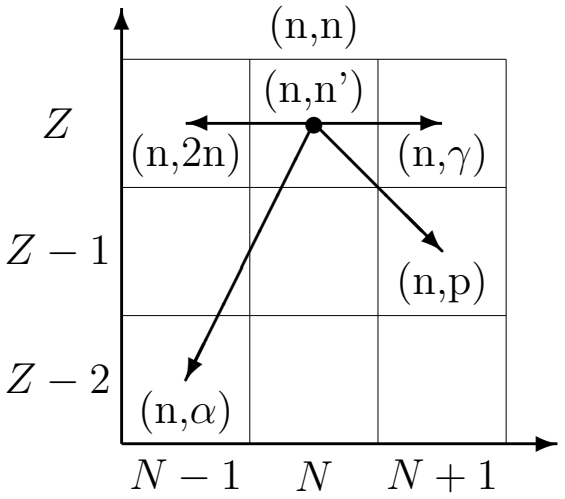

Abbildung 4.1: Schematische Darstellung einiger Neutronenreaktionen auf der Nuklidkarte: N ist die Neutronen- und P die Protonenanzahl. Die Pfeile der jeweiligen (n,x)-Reaktionen starten beim Reaktionspartner B und enden beim Reaktionsprodukt B'.

Liegt der Fokus nicht auf den beteiligten Nukliden oder sind diese aus dem Kontext eindeutig bekannt, wird oft die kürzere Schreibweise „(n,x)-Reaktion“ genutzt. In Abbildung 4.1 sind die Veränderungen der Nuklide, vor der Reaktion B und nachher B', auf der Nuklidkarte einiger (n,x)-Reaktionen dargestellt. Abgesehen von der Streuung sind die Veränderungen am Reaktionspartner bei der Absorption abzulesen.

4.1.1 Streuung

Man unterscheidet zwischen der elastischen und inelastischen Streuung.

Elastische Streuung, (n,n)-Reaktion

Betrachtet man Neutronen, ist die elastischen Streuung mit Abstand der wichtigste Prozess, da ihr Wirkungsquerschnitt bis auf wenige Ausnahmen stets größer als der anderen Prozesse ist. Im Volksmund wird dies oft mit Billardspielen verglichen und in der Tat handelt es sich bei der elastischen Streuung um eine quasi klassische Streuung des Neutrons an einem Nuklid. Der Energieübertrag E_S, und damit natürlich auch die Energiedeposition in einem Detektor, ist abhängig von der Energie des einfallenden Neutrons E_n, von der Masse des Nuklids m_S, aber vor allem von dem Streuwinkel β.

Zunächst gilt allgemein für die Vektorimpulse eines einfallenden Teilchens A vor $\mathbf{p}$ und nach $\mathbf{p}'$ einer elastischen Streuung mit einem ruhenden Streupartner B mit $\mathbf{p_B} = 0$:

$$\mathbf{p_A} = \mathbf{p'_A} + \mathbf{p'_B} \tag{4.3}$$

In Abbildung 4.2 ist das dazugehörige Impulsdiagramm abgebildet. Es ist leicht zu erkennen, dass diese drei Vektoren so ein Dreieck bilden, auf das sich der Kosinussatz anwenden lässt:

$$\mathbf{p'_A}^2 = \mathbf{p_A}^2 + \mathbf{p'_B}^2 + 2|\mathbf{p_A}||\mathbf{p'_B}|\cos\beta \tag{4.4}$$

mit der Beziehung $\mathbf{p}^2 = 2mE$, der Energieerhaltung $E_A = E'_A + E'_B$ und dem Massenverhältnis $\mu = \frac{m_B}{m_A}$ folgt:

$$E_A - E'_B = E_A + \mu E'_B - \frac{1}{m_A}\sqrt{2m_A E_A}\sqrt{2m_B E'_B}\cos\beta \tag{4.5}$$

nach etwas umstellen und quadrieren, erhält man:

$$E'_B = E_A \cdot \frac{4 \cdot \mu}{(1+\mu)^2} \cdot \cos^2\beta \ . \tag{4.6}$$

Kommt man auf die Neutronen mit $E_A = E_n$, $m_A = m_n$ und dem Streupartner mit $E'_B = E_S$, $m_B = m_S$ zurück, ergibt sich für den Energieübertrag:

$$E_S = E_n \cdot \frac{4 \cdot m_n \cdot m_S}{(m_n + m_S)^2} \cdot \cos^2\beta \ . \tag{4.7}$$

Nimmt man für die Neutronenmasse 1 u, also eine atomare Masseneinheit, an, so ergibt sich für den maximalen möglichen Energieübertrag in Abhängigkeit von Streumassen $m_S \gg 1\,\mathrm{u}$

$$E_{S,max} \approx E_n \cdot \frac{4}{m_S} \ . \tag{4.8}$$

Im COBRA-Experiment kommen direkt im Detektor als Streuzentren Cadmium, Zink und Tellur infrage. Cadmium besitzt eine Masse von etwa 112,4 u, Tellur von etwa 127,6 u und Zink 65,4 u . Damit sind Energiedepositionen von mehr als 2 MeV über die elastischen Streuung nur von Neutronen mit Energien von mehr als 32,7 MeV möglich, vorausgesetzt man betrachtet Zink als Streupartner. Somit müsste man streng genommen relativistisch rechnen, für eine phänomenologische Betrachtung der Situation soll hier diese klassische Berechnung ausreichen. Für Tellur und Cadmium als Streupartner gelten

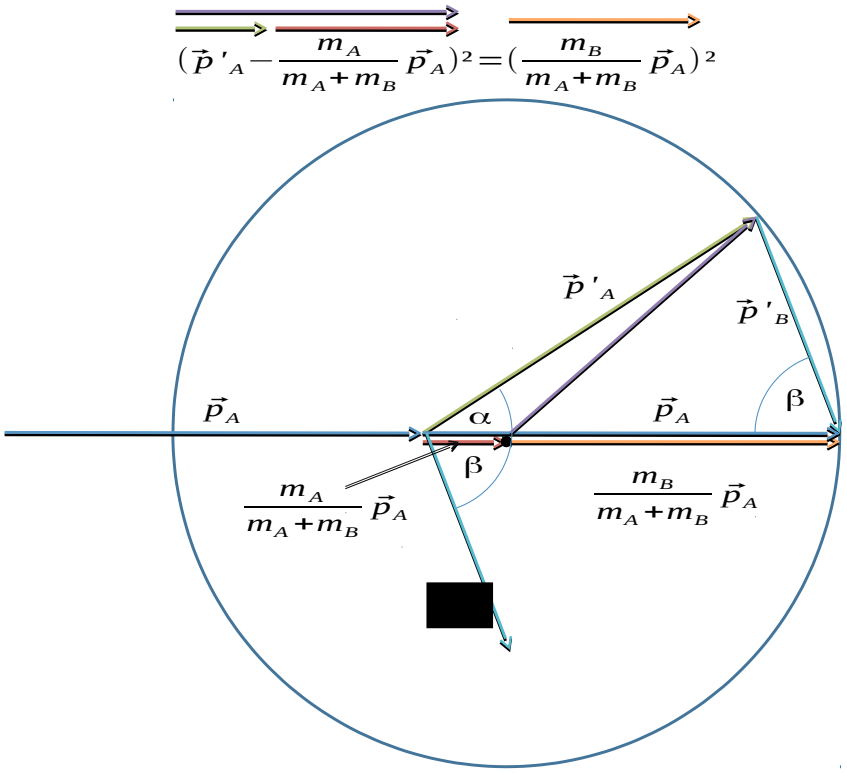

Abbildung 4.2: Impulsdiagramm für eine elastische Streuung eines Teilchens A mit einem ruhenden Streupartner B. Das einfallende Teilchen besitzt vor der Streuung den Impuls $\mathbf{p_A}$ und nach der Streuung $\mathbf{p'_A}$. Der Impuls des Streupartners ist vor der Streuung $\mathbf{p_B} = 0$ und nach der Streuung $\mathbf{p'_B}$. Somit bilden die Vektoren $\mathbf{p_A} = \mathbf{p'_A} + \mathbf{p'_B}$ ein Dreieck. Wendet man den Kosinussatz an, siehe Gleichung 4.4, ergibt sich der Energieübertrag auf den Streupartner $E_B(E_A, \mu, \beta)$ in Abhängigkeit der ursprünglichen Energie des einfallenden Teilchens E_A, des Massenverhältnisses $\mu = \frac{m_B}{mA}$ und des Streuwinkels β, siehe Gleichung 4.6. Teilt man den Vektor gemäß der Gleichung $\mathbf{p_A} = \frac{m_A}{m_A+m_B}\mathbf{p_A} + \frac{m_B}{m_A+m_B}\mathbf{p_A}$ in zwei nach den Massen der Streupartner gewichtete Vektoren auf, ist leicht zu erkennen, dass die Beträge des Vektors $\frac{m_B}{m_A+m_B}\mathbf{p_A}$, hier orange dargestellt, und der Vektordifferenz $\mathbf{p'_A} - \frac{m_A}{m_A+m_B}\mathbf{p_A}$, in lila dargestellt, gleich sind, Gleichung 4.9. Daraus resultiert die Energie des einfallenden Teilchens nach der Streuung $E'_A(E_A, \mu, \alpha)$ in Abhängigkeit der Energie des Teilchens vor der Streuung, des Massenverhältnisses und dem Rückstreuwinkel α, siehe dazu Gleichung 4.11.

entsprechend höhere Energien der Neutronen.
Für einen Nachweis des neutrinolosen Doppel-Betazerfalls an ^{116}Cd sucht man einen Peak bei einer Energie von etwa 2,8 MeV, daher kann man diese Art von Beitrag zum Untergrund fast schon ausschließen, da radiogene Neutronen niedrigere Energien haben. Lediglich Myonen induzierte Neutronen können diese Energien erreichen.
Anders sieht es aus, wenn man Energiedepositionen bis maximal 10 keV betrachtet, hier können bezüglich Zink schon Neutronen ab 164 keV gefährlich werden. Insbesondere sind solche Energien interessant, wenn es um die direkte Suche nach Dunkler Materie geht, wie es beispielsweise im XENON-Experiment der Fall ist, da elastisch gestreute Neutronen quasi als WIMP[1] misinterpretiert werden können. Eine interessante und ausführliche Monte-Carlo-basierte Studie über den Beitrag von Neutronen zum Untergrund im XENON-Experiment findet sich hier [AAA+13]. Eine analoge Vorgehensweise käme auch für das COBRA-Experiment in Frage, würde man die direkte Suche nach Dunkler Materie mit einschließen. Zudem fiele die Wahl des Detektors dann auf Cadmiumtellurid, also ohne Zink, da die höhere Massen der Nuklide einen geringeren Beitrag der Neutronen zum Untergrund begünstigt.

Für Experimente mit starken Neutronenquellen sind oft gestreute schnelle Neutronen von Bedeutung. In Kapitel 4.3 wird es um ein derartiges Experiment gehen. Daher wird im Folgenden die Energie des Neutrons nach der Streuung $E'_n = E'_A$ in Abhängigkeit des Rückstreuwinkels α, des Massenverhältnisses $\mu = \frac{m_S}{mn} = \frac{m_B}{mA}$ und der ursprünglichen Energie des Neutrons $E_n = E_A$ berechnet. Dazu wird der Vektor $\mathbf{p_A} = \frac{m_A}{m_A+m_B}\mathbf{p_A} + \frac{m_B}{m_A+m_B}\mathbf{p_A}$ in zwei nach den Streumassen gewichtete Vektoren geteilt, siehe dazu abermals Abbildung 4.2. Damit lässt sich nun folgende Gleichung aufstellen:

$$\left(\mathbf{p'_A} - \frac{m_A}{m_A+m_B}\mathbf{p_A}\right)^2 = \left(\frac{m_B}{m_A+m_B}\mathbf{p_A}\right)^2 \ . \tag{4.9}$$

Man erhält eine quadratische Gleichung der Form:

$$E'^2_A + E'_A \cdot \frac{2E_A}{(m_A+m_B)^2}\left[m_A^2(1-2\cos^2\alpha) - m_B^2\right] + \frac{(m_A^2-m_B^2)^2}{(m_A+m_B)^4}E_A^2 = 0 \ . \tag{4.10}$$

[1] WIMP - weakly interacting massive particle, engl.: schwach wechselwirkendes massereiches Teilchen

für $0° \leq \alpha \leq 180°$ mit einer physikalischen Lösung für die Energie des Neutrons nach der Streuung $E'_n = E'_A$ als Funktion der ursprünglichen Energie des Neutrons $E_n = E_A$:

$$E'_n = E_n \left(\frac{\cos\alpha + \sqrt{\mu^2 - \sin^2\alpha}}{1+\mu} \right)^2 . \tag{4.11}$$

Zur Vollständigkeit, aber auch zum Verständnis der Moderation von Neutronen, sei noch Folgendes erläutert. Betrachtet man thermische Neutronen können die Streupartner nicht als vollständig ruhend angesehen werden, da schon die Energie der thermischen Bewegung der Streupartner in den Bereich von thermischen Neutronen fällt, wie der Name ja schon suggeriert. Lässt man ein Neutronenfeld genügend Stöße vollziehen, deren durchschnittliche Anzahl mit der Masse der Streupartner variiert, nehmen auch die Neutronen die thermische Verteilung der Energien nach der Maxwell-Boltzmann-Verteilung an. Somit sind leichte Materialien wie z.B. Wasserstoff (oder Materialien, die viel Wasserstoff enthalten) sehr gut geeignet die Neutronen mit wenigen Stößen zu moderieren, also abzubremsen und auf thermisches Niveau zu bringen. Das macht leichte Materialien interessant für Neutronenabschirmungen. Nach einer effektiven Moderation sind anschließend Neutoneneinfangprozesse wichtig, um die Neutronen nicht in das innere des COBRA-Experiments eindringen zu lassen. Auf den nächsten Seiten wird es unter anderem auch um solche Prozesse gehen.

Inelastische Streuung, (n,n')-Reaktion

Bleibt das Nuklid nach einer Streuung in einem angeregten Zustand zurück, wobei das einfallende Neutron mindestens die Anregungsenergie, auch Schwellenenergie der Reaktion genannt, mitbringen muss, spricht man von einer inelastischem Streuung. In Folge dessen kann das angeregte Nuklid meist über elektromagnetische Strahlung, aber auch durch Elektronen die Anregungsenergie an das umgebende Material wieder abgeben. Besitzt der Streupartner metastabile Anregungszustände, wird dies zu einer verzögerten Abgabe der Energie nach dem radioaktiven Zerfallsgesetz führen.

Geht man als Streupartner von einem Festkörper aus, kann es zu Anregungen von Phononen, Magnonen und weiteren Freiheitsgraden kommen. Die dazu benötigte Anregungsenergie liegt im Bereich von wenigen meV und kann deshalb für weit höhere Neutronenenergien, wie hier betrachtet, vernachlässigt werden.

4.1.2 Absorption

Es gibt vier Unterklassen in der Absorption von Neutronen, die sich im wesentlichen durch das leichtere Reaktionsprodukt differenzieren lassen. So gibt es elektromagnetische, neutrale, geladene und Spalt-Reaktionsprodukte. Diese tragen auf Grund ihrer geringen Massen, im Fall des Photons ist es keine Masse, in Folge der Reaktion den Großteil der noch zur Verfügung stehenden Energie vom Reaktionszentrum weg. Der schwere Reaktionspartner, das Nuklid, trägt zwar auch einen Teil der Energie weg, wichtiger jedoch ist, dass sich die Zusammensetzung aus Neutronen und Protonen verändert. Im Fall des Neutroneneinfangs und der Neutronenabspaltung bildet sich ein neues Isotop. Bei der geladenen Abspaltung und der Kernspaltung entstehen sogar andere chemische Elemente, also andere Nuklide. Ob solche Reaktionen endotherm oder exotherm ablaufen, entscheidet die Massendifferenz der beteiligten Nuklide vor und nach der Reaktion. Nicht selten entstehen instabile Reaktionsprodukte, die auch dem radioaktiven Zerfallsgesetz unterliegen und verzögert weitere Energie in Form von α- oder β-Strahlung abgeben, oft gefolgt von γ-Strahlung.

Neutroneneinfang, (n,γ)-Reaktion

Der Neutroneneinfang, auch (n,γ)-Reaktion genannt, gehört zu den Reaktionen mit elektromagnetischen Reaktionsprodukten, da im wesentlichen die Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung in Folge der Reaktion abgegeben wird. Die Anregungsenergie beträgt oft mehrere MeV, sodass das entstandene angeregte Nuklid die Energie kaskadenartig mit teilweise harter γ-Strahlung abgibt. Die Energie der einzelnen Photonen wird durch die Energieniveaus des enstandenen Nuklids bestimmt.
Reaktionen wie ^{113}Cd(n,γ)^{114}Cd oder ^{1}H(n,γ)^{2}H werden auch oft genutzt, um

die Neutronen bewusst einzufangen. Für das COBRA-Experiment ist besonders ^{113}Cd von Bedeutung, dazu mehr in Kapitel 4.1.5.

Neutronenabspaltungen, wie z.B. (n,2n)-Reaktion

Hierbei „schlägt“ das einfallende Neutron ein oder auch mehrere Neutronen aus dem Nuklid und wird daher zu den Reaktionen mit neutralen Reaktionsprodukten gezählt. Die Massenzahl verringert sich um eins, wobei sich die chemische Natur des Nuklids nicht ändert. Die Schwellenenergien solcher Reaktionen liegen bei mehreren MeV.

Geladene Abspaltung, wie z.B. (n,α)-Reaktion

Wird ein Proton, Helium-, Tritium-, Deuteriumkern oder andere elektrisch geladene Teilchen abgespalten, nennt man diese Reaktionen entsprechen (n,p)-, (n,α)-, (n,t)- oder (n,d)-Reaktion und sie gehören zu den geladenen Abspaltungen. Das besondere hierbei ist, dass jeweils beide Reaktionsprodukte elektrisch geladen sind und so, abgesehen von der Massendifferenz der beteiligten Nuklide, die gesamte Energie des Neutrons in einem Target deponieren wird. Gelänge es diese Reaktion zu identifizieren und die deponierte Energie zu messen, hätte man direkten Zugriff auf die Neutronenenergie. Sind die Neutronenenergien nicht besonders hoch, wie es bei thermischen Neutronen der Fall ist, wird die deponierte Energie von den Massendifferenzen dominiert und wohldefiniert an die beiden Reaktionsprodukte verteilt, wie es bei Helium-3 oder BF3-Zählrohren der Fall ist. Bei höheren Energien wird dieser geladene Prozess allerdings oft von (n,n)- und (n,n')-Reaktionen dominiert und ist somit schwer zu identifizieren.
Reaktionen wie ^{10}B(n,α)^{7}Li werden auch oft genutzt, um die Neutronen bewusst einzufangen. Da die Reaktionsprodukte eine geringe Reichweite aufweisen, weil sie elektrisch geladen sind, wird z.B. Bor für Neutronenabschirmungen genutzt, nach dem die Neutronen moderiert wurden.

Neutroneninduzierte Kernspaltung, (n,f)-Reaktion

(n,f [2])-Reaktionen spielen bei Kernexplosionen und Kernreaktoren zur Gewinnung von elektrische Energie die wesentliche Rolle, werden im Folgenden aber nicht weiter erwähnt.

4.1.3 Energieabhängige Neutronenfelder

Einige der vorgestellten Reaktionen benötigen eine Schwellenenergie, eine Mindestenergie der Neutronen. Gelänge es solche Reaktionen zu identifizieren und zu zählen, bekäme man durch die Mindestanregungsenergie Informationen über einen Bereich der ursprünglichen Neutronenenergie. Kombiniert man mehrere Reaktionen mit verschiedenen Schwellenernergien, kann man mit Hilfe einer Dekonvolution eine grobe Energieverteilung der Neutronen gewinnen. Hierbei werden meist langlebige Nuklide in einer bekannten Probe, auch Aktivierungsfolie genannt, durch die Neutronen erzeugt und mit Hilfe eines Gammadetektors identifiziert und gezählt.

Umgekehrt lassen sich bei einer bekannten Neutronenquelle die Zusammensetzungen von Materialien zerstörungsfrei ermitteln. Ein solches Verfahren ist in der sogenannten Neutronenaktivierunganalyse (NAA) realisiert.

4.1.4 Halbwertszeiten der Folgenuklide

Die Halbwertszeiten der Folgenuklide spielen für den Experimentator eine zentrale Rolle, schließlich sind sie entscheidend für das Abklingen der Aktivierung und somit für den experimentellen Verlauf und Aufbau.
Zu den prompten Reaktionen zählen zum Beispiel die (n,γ)-Reaktion. Eine „Antwort“ auf die Neutronen erfolgt prompt über die charakteristische Gammastrahlung, die sich leicht mit einem γ-Spektrometer identifizieren lässt. Es zählen aber auch quasi prompte Neutronenreaktionen dazu, die kurzlebige Nuklide, mit Halbwertszeiten von einigen Sekunden und kleiner, zur Folge haben. So gesehen zählen auch die geladenen Abspaltungen zu den prompten Neutronenreaktionen.
Zur Identifizierung dieser Reaktion müsste dabei ein γ-Detektor während der

[2] f steht für Spaltung (engl. fission)

Aktivierung in die Nähe der Probe und damit auch in der Nähe der Neutronenstrahlung gebracht werden. Das macht eine aufwendige Abschirmung nötig. Besteht hingegen ein Detektor selbst aus einem geeigneten Aktivierungsmaterial, wie es bei Helium-3 oder BF3- Zählrohren der Fall ist, dient dieser sogar als Neutronendetektor.
Entstehen langlebige Nuklide ab Halbwertszeiten von einigen Monaten kann man diese zu der kosmogenen Aktivierung zählen. Die Aktivität dieser Folgenuklide ist maßgeblich für die Höhenstrahlungsexposition des Materials. Für Experimente mit niedrigen Zählraten kann dies einen entscheidenden Beitrag zum Untergrund darstellen.

4.1.5 Reaktionsraten

Zur Berechnung der Reaktionsrate R, der Anzahl der Reaktionen pro Zeit, dient die einfache Gleichung

$$R = \sigma \cdot j \cdot n_S \ , \tag{4.12}$$

wobei σ der Wirkungsquerschnitt, n_S die Anzahl der Streuzentren und j die Anzahl der einfallenden Teilchen pro Fläche und Zeit ist.

Die folgende grobe Überschlagsrechnung soll zeigen, dass induzierte Abspaltungen durch schnelle Neutronen für das COBRA-Experiment nicht relevant sind. In einem Großexperiment ist das Cadmium zu 90 % in ^{116}Cd angereichert. Im Prinzip müssen solche Rechnungen für jedes beteiligte Nuklid und Reaktionsart durchführen, oder man bedient sich der MC-Simulation. Hier wird der Wirkungsquerschnitt für die (n,p)-Reaktion an nur ^{116}Cd betrachtet, siehe Abbildung 4.4, da dieses Nuklid mit 90 % Anreicherung am häufigsten in einem möglichen COBRA-Großexperiment vorkommen wird. Wirkungsquerschnitte, im Bereich von etwa $\sigma = 10\,\mathrm{mb}$ sind auch für andere COBRA relevante Isotope typisch. Nimmt man einen flachen und konstanten Verlauf des Wirkungsquerschnitts über die Energien an, überschätzt man die Reaktionsrate drastisch, aber es vereinfacht die Rechnung deutlich.
Geht man als Target von CdTe statt $Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te$ aus, vereinfacht das die Rechnung und man überschätzt wieder die Rate etwas. Die molare Masse von Cadmiumtellurid beträgt $240\,\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{mol}}$, ein Detektor besitzt eine Masse von et-

E interval	Neutron Flux (10^{-6}cm^{-2}s^{-1})					
(MeV)	Ref. [1]	Ref. [2]	Ref. [3]	Ref. [4]	Ref. [5]	Ref. [6]
$10^{-3} - 0.5$						
$0.5 - 1$			0.54±0.01			
$1 - 2.5$		0.14±0.12	(0.53±0.08)			
$2.5 - 3$		0.13±0.04	0.27±0.14			
$3 - 5$			(0.18±0.04)			2.56±0.27
$5 - 10$		0.15±0.04	0.05±0.01			
			(0.04±0.01)	3.0±0.8	0.09±0.06	
$10 - 15$	0.78±0.3	$(0.4 \pm 0.4)\cdot 10^{-3}$	$(0.6 \pm 0.2)\cdot 10^{-3}$			
			$((0.7 \pm 0.2)\cdot 10^{-3})$			
$15 - 25$			$(0.5 \pm 0.3)\cdot 10^{-6}$			
			$((0.1 \pm 0.3)\cdot 10^{-6})$			

Abbildung 4.3: Verschiedene gemessene Neutronenflüsse am Untergrundlabor LNGS in Italien, zusammen getragen von [WJRF04].

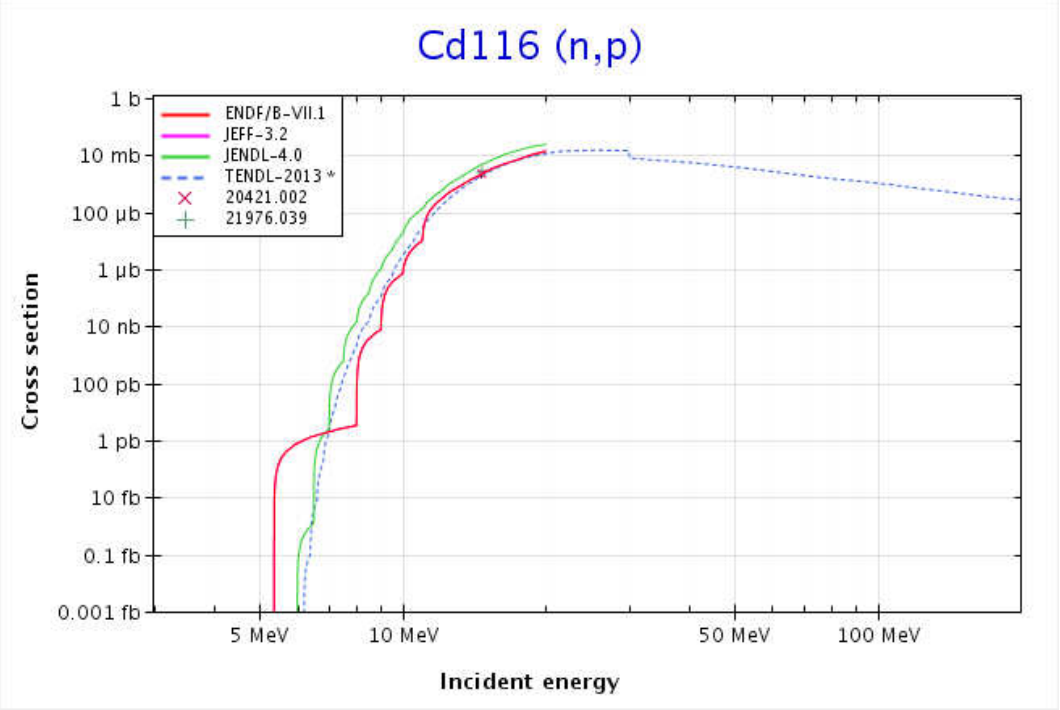

Abbildung 4.4: Wechselwirkungsquerschnitt von ^{116}Cd(n,p), für diese Reaktion liegen für dieses Nuklid nur zwei Messungen bei Neutronenenergien von 14 MeV vor. [SBD14]

wa $M_{Det.} = 6\,\mathrm{g}$. Das Target hat die Ausdehnung von $1\,\mathrm{cm} \times 1\,\mathrm{cm} \times 1\,\mathrm{cm}$. Zur weiteren Vereinfachung der Rechnung geht man davon aus, dass sich alle Reaktionspartner auf der Fläche von $1\,\mathrm{cm} \times 1\,\mathrm{cm}$ befinden, so erspart man sich die Integration über die Tiefe und man überschätzt wieder etwas die Reaktionsrate.

Mit der Avogadro-Konstante $N_A = 6 \cdot 10^{23}\,\mathrm{mol}^{-1}$ bekommt man für die Anzahl der Streuzentren, für Cadmiumtellurid mit Cadmium zu 90 % in ^{116}Cd angereichert:

$$n_S = a_{A_{\mathrm{Cd}}} \cdot M_{Det.} = 0,9 \cdot 0,5 \cdot \frac{6\,\mathrm{g}}{240\,\mathrm{g}}\mathrm{mol} \cdot 6 \cdot 10^{23}\,\mathrm{mol}^{-1} = 6,75 \cdot 10^{21} \quad (4.13)$$

wobei $a_{A_{\mathrm{Cd}}}$ die Isotopenhäufigkeit pro Masse aus Gleichung 2.25 ist.

In Abbildung 4.3 sind gemessene Neutronenflüsse am Untergrundlabor LNGS zu sehen, an dem auch das COBRA-Experiment beheimatet ist. Für Neutronenenergien ab etwa 5 MeV wird für die Rechnung ein Neutronenfluss von $j = 0,1 \cdot 10^{-6}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ angenommen. Damit wird die Wirkung einer Abschirmung von Neutronen nicht berücksichtigt.

Für die Reaktionsrate ergibt sich somit:

$$R = 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2 \cdot 0,1 \cdot 10^{-6}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1} \cdot 6,75 \cdot 10^{21} = 6,75 \cdot 10^{-12}\mathrm{s}^{-1} \quad (4.14)$$

Für ein Jahr Messdauer und 64000 Detektoren ergibt sich somit die Anzahl der Reaktionen zu etwa 14 ohne Berücksichtigung von Neutronenabschirmungen und mit deutlicher Überschätzung der Reaktionsrate. Somit ist klar, dass selbst durch die Berücksichtigung aller möglichen Beiträge der induzierten Abspaltungen durch schnelle Neutronen kein relevanter Beitrag zum Untergrund im COBRA-Experiment erzielt wird, zu mal eine hier nicht berücksichtigte Neutronenabschirmung den Fluss der Neutronen um weitere 6 Größenordnungen reduzieren kann.
Betrachtet man allerdings kosmogene Aktivierungen, die vor einer Installation der Detektoren an der Erdoberfläche geschehen können, können solche Reaktionen durchaus kritische Beiträge zum Untergrund erzeugen.

(n,n)-Reaktionen

Im Folgenden sollen die (n,n)-Reaktionen abgeschätzt werden. Dazu wird als Wirkungsquerschnitt etwa $\sigma = 10\,\mathrm{b}$ angenommen, wobei dieser Wert kaum erreicht wird. Im Vergleich zur oben vorgestellten Abschätzung, entspräche diese einen um Faktor 1000 erhöhten Wirkungsquerschnitt, aber kombiniert mit den Neutronenflüssen aus Abbildung 4.3 kompensiert sich dieser Faktor für Neutronenenergien zwischen 10 - 15 MeV zu 1, und für Neutronenenergien über 15 MeV verringert sich diese stark überschätzte Rate sogar um drei Größenordnungen. Zusammen mit den Erkenntnissen aus Kapitel 4.1.1 wird auch schnell deutlich, dass solche Reaktionen für das COBRA-Experiment nicht von Bedeutung sind. Auch hier sei noch einmal auf die nicht mitberücksichtigte Neutronenabschirmung hingewiesen.

4.2 Neutronenspektroskopie mit Koinzidenzanalysen

Zuvor wurde gezeigt, dass geladene Abspaltungen mit den erwarteten Neutronenflüssen keine Rolle im COBRA-Experiment spielen. Erhöht man den Neutronenfluss künstlich, z.B. durch eine bekannte Quelle, ist es denkbar diese mit Hilfe der Koinzidenzanalyse zu identifizieren und Rückschlüsse auf den Wirkungsquerschnitt zu ziehen, bzw. kann man gegebenenfalls sogar die Neutronenenergie rekonstruieren. Dabei ist darauf zu achten, dass die Beiträge zum Untergrund das Signal nicht überdecken. Um das zu überprüfen, müsste man MC-Studien durchführen und das Augenmerk auf bestimmte Kanäle richten, also vielversprechende geladene Abspaltungen, die klare koinzidente Signale liefern, bei niedrigem Untergrund. Das folgende Beispiel soll zur Veranschaulichung dienen. Die Reaktion ^{124}Te(n,p)^{124m}Sb hat mit ^{124m}Sb einen Betastrahler als Folgenukluid, der zu etwa 25 % in einen angeregten Zustand von ^{124m}Te mit einer Halbwertszeit von etwa 93 s zerfällt, was wiederum drei Photonen mit Energien von 498 keV, 646 keV und 603 keV zur Folge hat. Bei sehr niedrigen Raten, wie z.B. im COBRA-Experiment, könnte man so sogar auf die ursprüngliche Energie des Neutrons schließen, indem man nach einer simultanen Detektion aller drei Photonen in verschiedenen CPG-Detektoren und nach einer Energiedeposition innerhalb einiger Halbwertszeiten von ^{12m}Te sucht. Dies funktioniert nur, wenn die Raten entsprechen niedrig sind oder bei anderen Kanälen die Halbwertszeiten entsprechend klein sind, so dass innerhalb einiger Halbwertszeiten keine Energien anderen Ursprungs deponiert werden. Erhöht man künstlich die Raten, etwa mit einer Quelle, kann man mit Identifizierung dieser Vierer-Koinzidenz auf die Reaktionsrate und damit auf den Wirkungsquerschnitt schließen, jedoch nicht auf die ursprüngliche Energie des Neutrons, da eine eindeutige Identifizierung durch die hohen Raten und die lange Halbwertszeit des Folgenuklids nicht möglich ist.

4.3 Monte-Carlo Simulationen zu einem Aufbau für Neutronenkollimation

Um das komplexe Verhalten der Neutonen in einem Experiment sowie deren Wechselwirkungen mit den zahlreichen verschiedenen Materialien vorhersagen zu können, sind umfangreiche Monte-Carlo Simulationen durchgeführt worden. Nadine Heidrich hat in ihren Arbeiten dazu besonderes Augenmerk auf die Neutronen gelegt und eine optimierte Neutronenabschirmung entwickelt [Hei14]. Dazu ist neben einer Moderierung der Neutronen darauf geachtet worden, dass auch eine Absorption der Neutronen stattfindet, sodass dem Einfang thermischer Neutronen am ^{113}Cd, siehe dazu Kapitel 5.4.1, zuvorgekommen wird.
Solche Monte-Carlo Simulationen haben unter anderem gezeigt, dass ein punktförmiger Strahl von schnellen Neutronen sich innerhalb einer Abschirmung bis zu einem Meter ausweitet. Diese Monte-Carlo Simulationen basieren auf zum Teil unsicheren Daten bezüglich einiger Wirkungsquerschnitte von Neutronen in Wechselwirkung mit für COBRA relevanter Isotope. Um fehlende Wirkungsquerschnitte zu messen, aber auch um eine Abschirmung mit experimentellen Daten zu testen, gab es die Überlegung einen entsprechenden Testaufbau zu konzipieren. Erste Resultate und Erfahrungen dieser Überlegungen und dazugehörigen MC-Simulationen sollen im Folgenden zusammengefasst vorgestellt werden.

Um allen Anforderungen gerecht zu werden, muss darauf geachtet werden, dass ein solcher Testaufbau einen kollimierten Neutronenstrahl bietet bei überschaubaren Untergrundsignalen und genügend Platz für eine Testabschirmung aufweist, da sonst zu befürchten ist, dass man von Randeffekten dominiert wird, bedingt durch die Ausweitung des Neutronenstrahls. Als Neutronenquelle soll der D-T-Generator in Rossendorf dienen, da dieser für das COBRA-Experiment ohne Umstände zur Verfügung steht. Dort wird Deuterium (^{2}H) beschleunigt und auf ein Tritium(^{3}H)-Target geschossen. Die Fusionsreaktion

$$^2\mathrm{H} + {}^3\mathrm{H} \rightarrow {}^4\mathrm{He} + {}^1\mathrm{n} \tag{4.15}$$

setzt dabei ein nahezu ungerichtetes Neutron mit einer Energie von mehr als

14 MeV frei, dass für die Experimente genutzt werden kann. Alternativ kann auch auf ein Deuterium-Target zurückgegriffen werden für eine Neutronenenergie von etwa 2,5 MeV. Das Target steht mittig in einer zehn mal zehn mal zehn Meter großen Halle mit mindestens 1 Meter dicken Betonwänden. Die Neutronen gelangen durch einen 1 Meter langen Kollimator zum Inneren einer Experimentierhütte, die zu den Seiten und nach unten jeweils mit 5 bis 10 cm dickem Blei und 10 bis 20 cm dickem, boriertem Polyethylen abgeschirmt ist. Die genaue Beschaffenheit des Kollimators muss in tiefergehenden Studien genau erarbeitet werden und kann so individuell für Streu-, Aktivierungs-, Absorbtions- oder Abschirmungsexperimente konstruiert werden. Angedacht ist eine Konstruktion ähnlich einer umgedrehten Stufenpyramide eingebettet in Polyethylen, um einen für den jeweiligen Aufbau optimierten Kollimator auch möglichst schnell wechseln zu können. In Abbildung 4.5 ist die schematische Darstellung einer Monte-Carlo Simulation zu sehen.

Für die Größe des Kollimators stellen sich Lochdurchmesser am Ausgang des Kollimatorlochs mit mehr als 10 cm am Ausgang als nicht tauglich heraus, da sonst die Randeffekte mit mehr als 10% zum Signal dazu zählen würden. Die sekundären Teilchen, die bei der Bestrahlung von einer Testabschirmung mit 14 MeV Neutronen antreten, finden sich in bis zu einem Meter Abstand von der Strahlachse wieder. Befände sich dort nun nicht mehr die Testabschirmung, sondern die abweichende Abschirmung der Experimentierhütte, finden unerwünschte Wechselwirkungen statt, die das Signal dann verunreinigen.

Um Detektoren, die innerhalb der Experimentierhütte stehen, effektiver vor an den Wänden gestreute Neutronen zu schützen, hat sich eine Art Quellenwand aus Polyethylen als nützlich erwiesen. So moderiert man schon vor der Streuung an den Wänden den Neutronenfluss hin zu niedrigeren Energien. Man kann so die gesamte effektive Abschirmung mit relativ wenig zusätzlichem Material verbessern, ohne die Experimentierhütte zu schwer werden zu lassen.

Möchte man die gesamte, für ein Großexperiment entwickelte Abschirmung in einem 14 MeV Neutronenstrahl testen, kann man ohne eine gepulste Quelle den Untergrund nicht genug drücken, da sonst die von den Wänden gestreuten Neutronen einen zu großen Einfluss auf die eigentliche Messung haben werden. In Abbildung 4.6 ist die zeitliche Entwicklung des energieabhängigen Neutro-

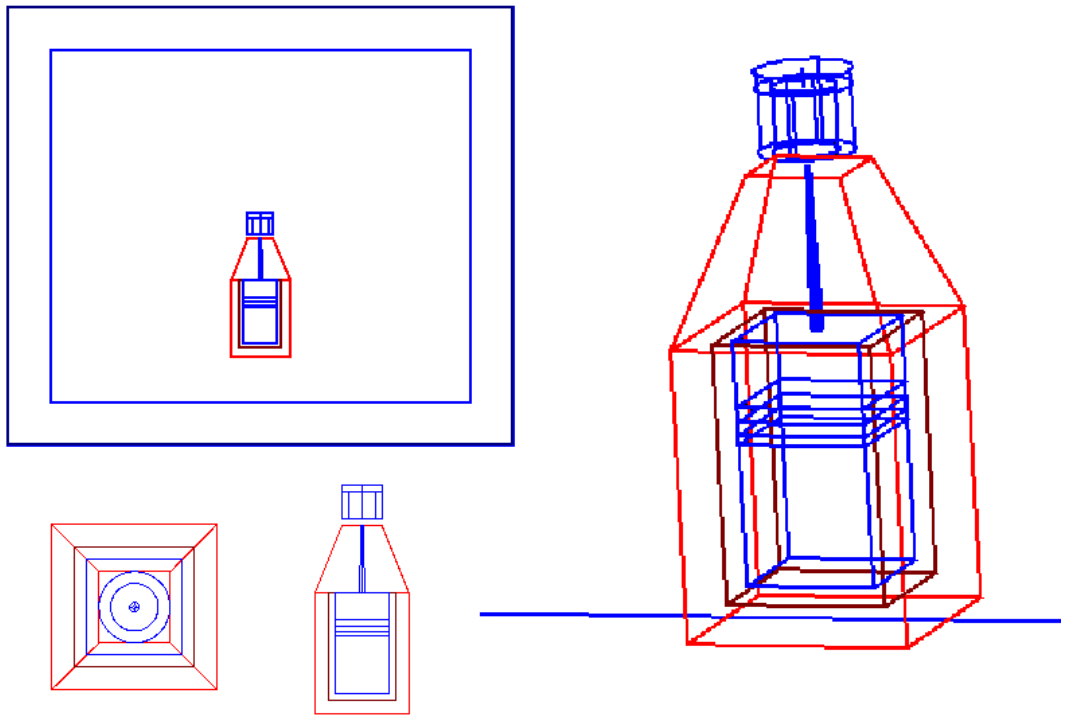

Abbildung 4.5: Simulation zu einem Versuchsaufbau zur Neutronenkollimation. Oben links ist die Experimentierhalle mit $(10\,m)^3$ von der Seite dargestellt. Die Experimentierhütte mit Kollimator „schwebt“ etwas über einen Meter über dem Boden um näher an die 14 MeV-Neutronen-Quelle zu gelangen, die mittig im der Halle angeordnet ist. Um die Quelle ist eine zylindrische, hohle und nach unten offene Form aus Polyethylen, die als eine Art Quellenwand die effektive gesamte Abschirmung der Experimentierhütte materialschonend vergrößert. Unten links ist die Experimentierhütte von unten und der Seite zu sehen. Rechts ist die Experimentierhütte perspektivisch schräg von der Seite dargestellt, von oben beginnend mit der zylindrischen Quellenwand, gefolgt von dem Kollimator und der Testabschirmung innerhalb der eigentlichen Experimentierhütte.

nenflusses gepulster Neutronen zu sehen. Dabei wurde ein zeitlich perfekter Puls von Neutronen simuliert. Es ist gut zu erkennen, dass die ersten häufigen gestreuten Neutronen, in rot dargestellt, an der Wand der Experimentierhütte nach etwa 200 ns mit einer Energie von etwa 11 MeV auftreffen. Aus Abbildung 4.5 ist ersichtlich, dass die an der Experimentierhütte ankommenden Neutronen von der Wand der Halle jeweils in sehr spitzen Streuwinkeln gestreut werden, so dass der Rückstreuwinkel $\alpha = 180°$ maximal wird. Für die Neutronenenergie nach einer Streuung wird aus Gleichung 4.11

$$E_n^{'} \approx E_n \cdot \left(\frac{m_S - 1}{m_S + 1}\right)^2 \tag{4.16}$$

mit der Masse des Streupartners m_S in atomarer Masseneinheit u. Die Wand der Halle besteht aus Beton, welcher aus verschiedenen Oxiden besteht. Dabei ist Sauerstoff der häufigste und leichteste Streupartner mit etwa 16 u. Für Neutronen mit 14 MeV ergeben sich so Streuenergien von etwa 10,9 MeV nach einem Streuvorgang. Bei Neutronen, die zeitlich vor diesen 200 ns an der Außenwand der Experimentierhütte ankommen, handelt es sich um an in der Umgebungsluft und an Gegenständen innerhalb der Halle gestreute Neutronen. Weitere zeitlich spätere Beiträge sind auf mehrfach gestreute Neutronen zurückzuführen bis hin zu den thermalisierten Neutronen, die etwa einige ms später eintreffen und in Abbildung 4.6 nicht mehr zu sehen sind.

Das genaue Verhältnis der 14 MeV-Neutronen zu dem Beitrag der gestreuten Untergrundneutronen ist sehr stark von den verschiedenen Aufbauten für Streu-, Aktivierungs-, Absorbtions- oder Abschirmungsexperimenten abhängig, sowie von weiteren freien Parametern wie der Größe der Öffnung, dem Material und der Länge des Kollimators, und damit verbunden dem Abstand zur Quelle. In Abbildung 4.4 sieht man gut, dass es für viele Wechselwirkungsquerschnitte teilweise nur wenige Messpunkte gibt, wie am Beispiel von ^{116}Cd(n,p). Hier soll es künftig Überlegungen geben, wie man diese Wechselwirkungsquerschnitte mit so einem Aufbau flächendeckender vermessen kann. Um die Energie der Neutronen variieren zu könne, ist beispielsweise eine Target in der unmittelbaren Umgebung der Quelle denkbar. Der Neutronenkollimator ließe sich dann auf das Target so ausrichten, so dass man dann über den Winkel zwischen Quelle, Target und Neutonenkollimator die Energie von am Target

gestreuten Neutronen einstellen kann. Die Neutronen stünden dann in der Experimentierhütte für Experimente zur Verfügung. Dafür müssen die Wechselwirkungsquerschnitte bezüglich des Targets bekannt sein. Besonders im Bezug auf kosmogene Aktivierung können diese Wechselwirkungsquerschnitte einiger Nukilde für COBRA, aber auch für andere Experimente von Bedeutung sein. Für einen Test der kompletten Abschirmung wird dieses Verhältnis erst größer eins bei Nutzung einer gepulsten Quelle und Diskriminierung aller gestreuten Neutronen, die nach etwa 200 ns auf die Experimentierhütte treffen, wie in Abbildung 4.6. Für eine gepulste Quelle wären teure Umbauten nötig, die die geschätzten Kosten für eine Experimentierhütte von etwa 0,5 M€ aus dem DFG-Antrag deutlich übersteigen würden. Da dieser DFG-Antrag nicht bewilligt worden ist, wurde weiteren Überlegungen nicht nachgegangen.

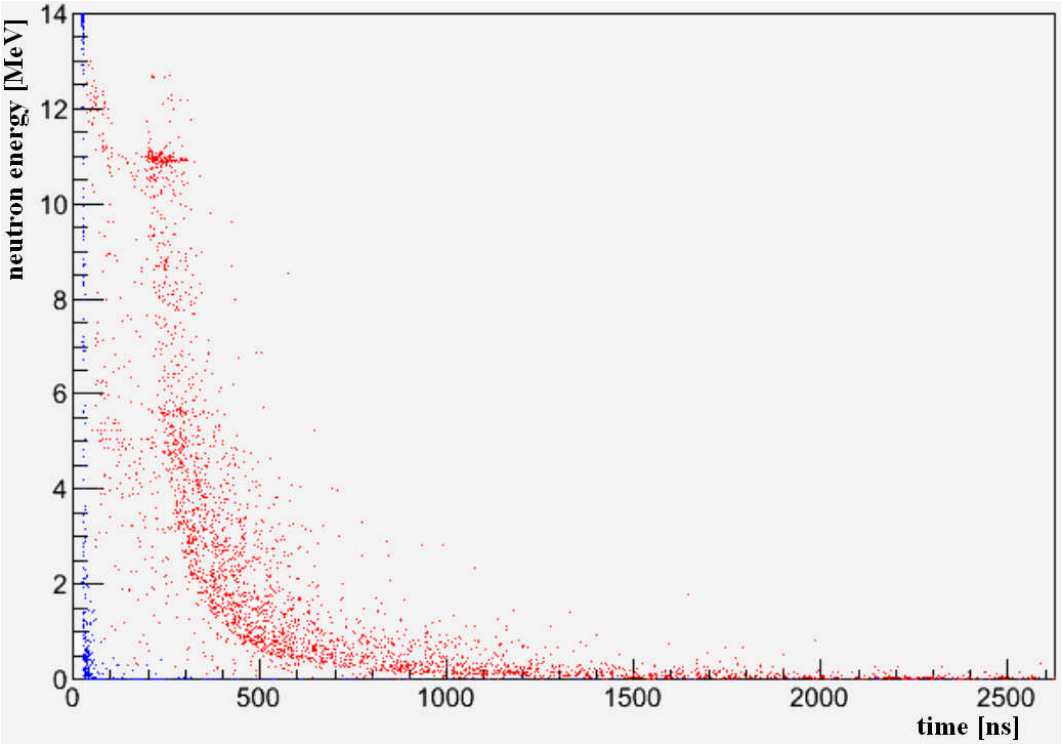

Abbildung 4.6: Zeitliche Entwicklung des energieabhängigen Neutronenflusses einer gepulsten Neutronenquelle, simuliert für die in Abbildung 4.5 dargestellte Simulationsgeometrie. In blau sind die Neutronen zu sehen, die direkt nach dem Kollimator auf die Testabschirmung treffen. In rot sind die Neutronen abgebildet, die auf die Außenwand der Experimentierhütte treffen, vornehmlich an den Wänden der Halle gestreute Neutronen.

Kapitel 5

Koinzidenzanalysen

Unter einer Koinzidenzanalyse versteht man die Analyse von koinzidenten Ereignissen, also Ereignissen, die einen zeitlichen und räumlichen Ablauf verfolgen. Diese Ereignisse unterscheiden sich so zum Teil deutlich von zufällig verteilten Ereignissen, was diese sehr interessant für Analysen und Identifizierungsmöglichkeiten machen. Hat man so allgemein Beiträge zum Untergrund identifiziert, kann man diese Daten zum einen in MC-Simulationen zur Berechnung des Untergrundes eines Großexperiments berücksichtigen. Zum anderen kann man aber auch diese Beiträge beim Bau einer weiteren Teststufe des Experiments gezielt vermeiden. Zusätzlich können sogar seltene Zerfallskanäle und Prozesse untersucht werden.
Das Wissen über koinzidente Ereignisse, also dass ein Ereignis in einem bestimmten Energiefenster in einem zeitlich wohldefinierten Bereich und einer begrenzten Örtlichkeit stattfindet, kann eine Art Randbedingung bieten, um zufällige Ereignisse aus dem Blickfeld einer Untersuchung zu eliminieren. Allgemein bezeichnet man so einen Schnitt mit dem englischen Wort Cut[1]. Er muss für jede Koinzidenz individuell erarbeitet werden. Ein einziger radioaktiver Zerfall alleine bietet für eine Koinzidenzanalyse zunächst keine Möglichkeit und zählt so zu den zufälligen Ereignissen. Diese Situation ändert sich, wenn das Tochternukild selbst auch instabil ist und ebenfalls Energie innerhalb einer Zeitspanne deponiert, in der die Wahrscheinlichkeit einer weiteren zufälligen Deposition gering ist. α- und β-Strahlung besitzen eine sehr geringe Reichweite, insbesondere in festen Materialien. Daher sind diese interessant bezüglich Kontaminationen in unmittelbarer Nähe zum Detektor

[1] cut - engl.: Schnitt

oder im Detektormaterial selbst. Sind γ-Strahlen involviert, die eine hohe Reichweite aufweisen, können diese leicht das Detektionsvolumen verlassen, ohne Energie zu deponieren. Das kann dazu führen, dass γ-Koinzidenzen eine geringere Effizienz aufweisen und diese häufig zu den zufälligen Ereignissen gezählt werden. Betrachtet man reine γ-γ-Koinzidenzen, wie z.B. γ-Kaskaden, ist auch die Bestimmung des Ursprungsortes fast unmöglich.

Die natürlichen Zerfallsreihen, dazu Kapitel 2.5.2, von ^{238}U und ^{232}Th bieten eine Vielzahl an unterschiedlichen Koinzidenzen und sind zudem in ausreichender Menge im COBRA-Experiment anzutreffen. Stefanie Kietzmann hat in ihrer Diplomarbeit [Kie10] erste Koinzidenzanalysen an einem Vorgänger-Aufbau des COBRA-Experiments durchgeführt. Auch Zerfallsprodukte von ^{222}Rn und ^{220}Rn sind von besonderer Bedeutung, da sich diese aus der Luft auf Gegenstände und Oberflächen nieder setzen können.

Als Startereignis einer Koinzidenz definiert man einen bestimmten Zerfall einer Zerfallsreihe. Der nachfolgende Zerfall innerhalb dieser Zerfallsreihe dient als Stoppereignis der Koinzidenz in einem zeitlichen Fenster von einigen Halbwertszeiten dieses Zerfalls. Im Folgenden werden Koinzidenzanalysen vorgestellt, die zum Teil auf diesen Analysen aufbauen und weiterentwickelt wurden.

5.1 Intrinsische Kontamination mit Uran und Thorium

Im Folgenden soll die intrinsische Kontamination mit Zerfallsprodukten von ^{238}U und ^{232}Th in dem Detektormaterial von COBRA mit Hilfe der Koinzidenzanalyse untersucht werden. Betrachtet werden nur Ereignisse, die von einem α- oder β-Zerfall stammen, so dass nach einem Startereignis das Stoppereignis im selben Detektor stattfinden muss. Dabei wurde für jede Koinzidenz wie folgt vorgegangen:

Zunächst wird eine Koinzidenz mit ihren Start- und Stoppereignissen und den dazugehörigen Halbwertszeiten, Zerfallsmoden und Energien definiert. Als Beispiel soll hier die ^{214}Bi-^{214}Po-Koinzidenz aus der Uran-Zerfallsreihe, siehe Tabelle A.1, dienen. ^{214}Bi unterliegt dem β-Zerfall mit einer Endpunktsenergie von etwa 3,3 MeV. Das Tochternuklid ^{214}Po entlässt mit einer Halbwertszeit

Tabelle 5.1: Koinzidenzen aus den natürlichen Zerfallsreihen von ^{238}U und ^{232}Th. Angegeben sind die Startereignisse mit der jeweiligen Zerfallsart und Energie, sowie die Stoppereignisse als Tochternuklide mit jeweiliger Zerfallsart, Energie und Halbwertszeit.

Koinzidenz	Startereignis	Stoppereignis	Halbwertszeit	Reihe
^{222}Rn - ^{218}Po	α: 5,5 MeV	α: 6 MeV	3,05 m	^{238}U
^{214}Bi - ^{214}Po	β: $< 3{,}3$ MeV	α: 7,7 MeV	164 μs	^{238}U
^{224}Ra - ^{220}Rn	α: 5,7 MeV	α: 6,3 MeV	55,6 s	^{232}Th
^{220}Rn - ^{216}Po	α: 6,3 MeV	α: 6,8 MeV	0,145 s	^{232}Th
^{212}Bi - ^{208}Tl	α: 6 MeV	β: $< 1{,}8$ MeV	3 m	^{232}Th
^{224}Ra - ^{220}Rn - ^{216}Po	α: 5,7 MeV —	α: 6,3 MeV α: 6,8 MeV	55,6 s 0,145 s	^{232}Th

von 164 μ ein α mit einer Energie von 7,7 MeV. In Tabelle 5.1 sind alle weiteren betrachteten Koinzidenzen zusammengetragen.

Nun kann man das infrage kommende Zeitfenster betrachten. Ein Zerfall folgt dem radioaktiven Zerfallsgesetz. Somit sind nach einer Halbwertszeit die Hälfte aller vorhandenen Nuklide zerfallen. In diesem Fall kann man den Zusammenhang auch anders deuten: So kann man sagen, dass innerhalb einer Halbwertszeit nach einem Startereignis die Wahrscheinlichkeit bei 50 % liegt, dass ein Stoppereignis stattfindet, beziehungsweise das die Effizienz dafür $\epsilon_t = 0,5$ beträgt. Erhöht man das betrachtete Zeitfenster, ist diese Effizienz bestimmt gemäß der Gleichung

$$\epsilon_t = \lambda \int_{t_{tot}}^{t_{stopp}} e^{-\lambda t} dt = e^{-\lambda t_{tot}} - e^{-\lambda t_{stopp}} \tag{5.1}$$

mit der Zerfallskonstante λ und unter Berücksichtigung der Totzeit t_{tot}, in der der Detektor nach einem Ereignis nicht mehr aufnahmefähig ist. Die Stoppzeit t_{stopp} ist die gewünschte Zeit innerhalb der man nach Stoppereignissen suchen möchte, im Regelfall sind das hier 5 Halbwertszeiten. Dabei ist darauf zu achten, dass man keine zu hohen Werte für t_{stopp} benutzt, da sonst die

Wahrscheinlichkeit steigt, zufällige Ereignisse innerhalb dieser Zeitspanne zu finden. Zur Totzeit ist weiter zu sagen, dass es durch die in Kapitel 2.3.1 vorgestellte Datenerfassung mit FADCs bei COBRA eigentlich keine Totzeit gibt. Jedoch gibt es Ereignisse, die innerhalb einer Pulsformaufnahmezeit stattfinden, diese bilden so einen Doppelpuls, welchen die Pulsformanalyse zur Zeit noch nicht vollständig rekonstruieren kann. Daher gibt die Länge der Pulsform die Totzeit vor und beträgt somit 10 μs. Es sei an dieser Stelle noch einmal an die zeitliche Auflösung erinnert. Diese ist, weil hier nur Ereignisse innerhalb des selben Detektors betrachtet werden, deutlich besser als die vor oder auch nach der Synchronisierung der Daten zwischen zwei ADC-Modulen und beträgt etwa 10 ns, wie es aus Kapitel 2.3.1 und 2.4 bekannt ist.

Als nächstes geht es darum, die Energiecuts der Start- und Stoppereignisse

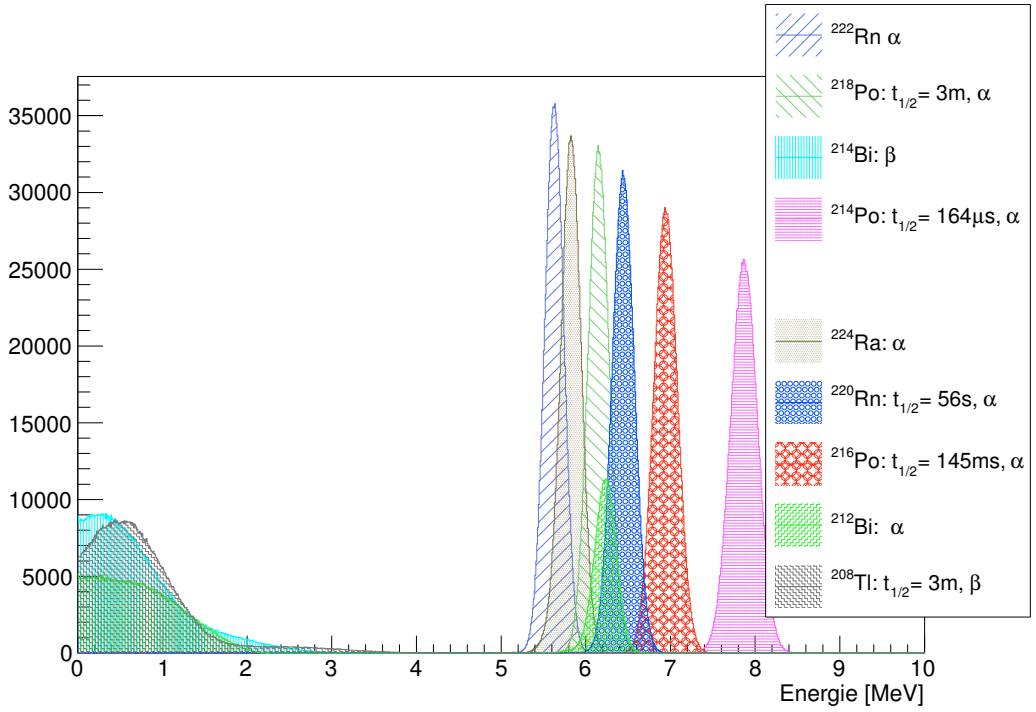

Abbildung 5.1: Spektren der MC-Simulationen zur Koinzidenzanalyse intrinsischer Kontamination mit ^{238}U und ^{232}Th. Simuliert wurden für jedes Nukild jeweils $1,01 \cdot 10^6$ Zerfälle homogen im Detektor verteilt. Die reinen Energien aus der MC-Simulation wurden mit 2% Energieausflösung verschmiert. Diese MC-Simulationen wurden von Nadine Heidrich für diese Arbeit zur Verfügung gestellt.

Tabelle 5.2: Energiecuts zu den Koinzidenzen aus den natürlichen Zerfallsreihen intrinsischer Kontamination und die dazugehörigen Effizienzen nach Gleichung 5.2.

Koinzidenz	Start [MeV]	ϵ_{start} [%]	Stop [MeV]	ϵ_{stopp} [%]	Reihe
^{222}Rn - ^{218}Po	5,2 < E < 5,73	64,5	5,99<E<6,3	62,3	^{238}U
^{214}Bi - ^{214}Po	0,3 < E < 1,5	50,9	7,45<E<8,4	78,3	^{238}U
^{224}Ra - ^{220}Rn	5,73<E<5,99	55,1	6,3 < E < 6,7	66,3	^{232}Th
^{220}Rn - ^{216}Po	6,3 < E < 6,7	66,3	6,7<E<7,45	75,6	^{232}Th
^{212}Bi - ^{208}Tl	6,1 < E < 6,4	21,3	0,3 < E < 1,8	58,0	^{232}Th
^{224}Ra - ^{220}Rn	5,73<E<5,99	55,1	6,3<E<6,7	66,3	^{232}Th
- ^{216}Po	—	—	6,7<E<7,45	75,6	

Tabelle 5.3: Zeitcuts zu den Koinzidenzen aus den natürlichen Zerfallsreihen intrinsischer Kontamination mit Effizienzen nach Gleichung 5.1 und Gesamteffizienz aller Cuts zusammen nach Gleichung 5.3.

Koinzidenz	Δ t [s]	ϵ_t [%]	ϵ_G [%]	Reihe
^{222}Rn - ^{218}Po	$1 \cdot 10^{-5} < t < 915$	96,9	39,0	^{238}U
^{214}Bi - ^{214}Po	$1 \cdot 10^{-5} < t < 1,642 \cdot 10^{-3}$	95,8	38,2	^{238}U
^{224}Ra - ^{220}Rn	$1 \cdot 10^{-5} < t < 278$	96,0	35,4	^{232}Th
^{220}Rn - ^{216}Po	$1 \cdot 10^{-5} < t < 0,725$	96,8	48,5	^{232}Th
^{212}Bi - ^{208}Tl	$1 \cdot 10^{-5} < t < 915,9$	96,9	12,0	^{232}Th
^{224}Ra - ^{220}Rn	$1 \cdot 10^{-5} < t < 278$	96,9	—	^{232}Th
- ^{216}Po	$1 \cdot 10^{-5} < t < 0,725$	96,9	25,9	

festzulegen. Dazu wird für jedes Nuklid eine separate MC-Simulationen dieser Nuklide, homogen im Detektor verteilt, simuliert und die Energiedepositionen im Detektor betrachtet. Die dazugehörigen MC-Simulationen wurden für dieses Kapitel und Kapitel 5.2 von Nadine Heidrich zur Verfügung gestellt. Die Berücksichtigung von Zerfallsreihen, also dass das entstehende Tochternuklid selbst instabil ist und zerfällt, konnte in den MC-Simulationen nicht simuliert werden und macht die Berücksichtigung der zeitlichen Effizienz ϵ_t aus Gleichung 5.1 in der Gleichung 5.3 nötig.
Vermutet man, anders als hier, keine intrinsiche Kontamination, muss die MC-Simulationsgeometrie entsprechend geändert werden, dazu mehr in Kapitel 5.2.
In Abbildung 5.1 sind die Spektren aus diesen MC-Simulationen zu sehen. Die Energiefenster sollten hinreichend groß gewählt werden, um alle Ereignisse zu bekommen, jedoch nicht unnötig groß um den Beitrag vom Untergrund nicht zu groß werden zu lassen. Besonders bei β-Zerfällen kann dies etwas schwierig sein, da ein Kontinuum der Energien vorliegt und man hier Kompromisse in der resultierenden Effizienz eingehen muss. Hat man sich für Energiecuts entschieden, kann man die Effizienz dieser Cuts wie folgt aus den Daten der MC-Simulation errechnen:

$$\epsilon_{start/stopp} = \frac{\text{Anzahl aller Start-/Stoppereignisse innerhalb der Cuts}}{\text{Anzahl aller simulierten Ereignisse}} \tag{5.2}$$

In Tabelle 5.2 sind alle verwendeten Energiecuts zusammengetragen und in Tabelle 5.3 alle Zeitcuts, sowie die Gesamteffizienz ϵ_G aller Cuts für die hier betrachteten Koinzidenzen. Dabei wird die Gesamteffizienz ermittelt zu

$$\epsilon_G = \epsilon_t \cdot \epsilon_{start} \cdot \epsilon_{stopp} \ . \tag{5.3}$$

Bei den hier benutzten Energiecuts wurde darauf geachtet, dass benachbarte α-Ereignisse keine Überschneidung in der Zuordnung zu den Koinzidenzen finden, so dass keine Ereignis größer 5 MeV hier zu zwei oder mehr Koinzidenzen gezählt werden konnten.
Damit ergeben sich die Energiecuts des Startereignisses für das Beispiel der ^{214}Bi-^{214}Po-Koinzidenz zu 0,3 MeV $<$ E $<$ 1,5 MeV. Wird also in den realen Daten eine Energiedeposition innerhalb dieses Fensters gefunden, wird in diesem Detektor für eine Zeit von etwa 1, 642 ms, also in diesem Fall 10 Halbwertszeiten des ^{214}Po, nach einem Ereignis im Energiebereich von 7,45 MeV

$<$ E $<$ 8,4 MeV gesucht und bei Erfolg dies zu der Anzahl der gefundenen Koinzidenzen N_K gezählt, so dass gilt:

$$N_K = \text{Anzahl aller gefundenen Koinzidenzen in realen Daten .} \tag{5.4}$$

Aus Kapitel 2.2.1 ist bekannt, dass durch die Pulsformanalyse eine Information über die Interaktionstiefe z zur Verfügung steht: eine dimensionslose Größe zwischen 0 und 1. Damit ist es möglich, Ereignisse an der Kathode bei $z = 1$ sowie an den Anoden bei $z = 0$ aus der Analyse auszuschließen. Da eine homogene Kontamination innerhalb des Detektors untersucht werden soll, wird hier ein Cut von $z_{min} = 0,1 <$ z $< z_{max} = 0,9$ auf die realen und die MC-Daten angewendet und die Effizienz wird zu

$$\epsilon_z = z_{max} - z_{min} \ . \tag{5.5}$$

Diese Information stand in früheren Analysen nicht für alle MC-Simulationen zur Verfügung. Hier konnte diese Information, somit auch dieser Cut, jedoch auf die MC-Daten angewendet werden. In Gleichung 5.2 ist diese Effizienz schon mit berücksichtigt. Ansonsten wäre ϵ_z ein weiterer Multiplikator in Gleichung 5.3 gegeben.

Um den Beitrag des Untergrunds für eine Koinzidenz abschätzen zu können, also zufällige Koinzidenzen, bedient man sich folgender Überlegung: Man geht davon aus, dass zum Untergrund nur zufällige Ereignisse beitragen. Zählt man also über die gesamte Messzeit alle Ereignisse der realen Daten in dem Energiefenster, so sind diese dann auch zufällig innerhalb des Zeitfensters verteilt. Die Wahrscheinlichkeit für ein Ereignis p_i innerhalb einer Zeit t ist verknüpft mit der Anzahl aller Ereignisse im Energiefenster der realen Daten N_i innerhalb der gesamten Messzeit T und lautet:

$$p_i = N_i \cdot \frac{t}{T} \ . \tag{5.6}$$

Die Wahrscheinlichkeit zwei Ereignisse innerhalb des Zeitfensters t zu finden, multipliziert sich zu $p_U = p_1 \cdot p_2$. Die Anzahl des so erwarteten Untergrundes N_U, zufällige Koinzidenzen, innerhalb der Messzeit T ergibt sich zu:

$$N_U = p_U \cdot \frac{T}{t} = N_1 \cdot N_2 \cdot \frac{t}{T} \tag{5.7}$$

Tabelle 5.4: Ergebnisse zu den Koinzidenzen aus den natürlichen Zerfallsreihen intrinsischer Kontamination. Für die Interaktionstiefe z wurde jeweils $0,1 < z < 0,9$ benutzt. Angegeben sind die Anzahl der tatsächlich gefundenen Koinzidenzen N_K, Gleichung 5.4, sowie die Anzahl der erwarteten zufälligen Koinzidenzen, Gleichung 5.7 bzw. 5.8 und die Aktivität nach Gleichung 5.9. Das Konfidenzlevel von 90% wurde nach der Feldman-Cousins-Methode [FC98] berechnet.

Koinzidenz	N_K	N_U	Aktivität pro Detektormasse		Reihe
^{222}Rn - ^{218}Po	1	0,003	$0,22^{+0,74}_{-0,20}$	μBq/kg	^{238}U
^{214}Bi - ^{214}Po	0	1,2·10^{-6}	$< 0,55$	μBq/kg	^{238}U
^{224}Ra - ^{220}Rn	1	0,0002	$0,24^{+0,81}_{-0,22}$	μBq/kg	^{232}Th
^{220}Rn - ^{216}Po	1	2,6·10^{-7}	$0,18^{+0,59}_{-0,16}$	μBq/kg	^{232}Th
^{212}Bi - ^{208}Tl	6	2,7	$2,4^{+3,9}_{-2,0}$	μBq/kg	^{232}Th
^{224}Ra - ^{220}Rn - ^{216}Po	1	1,8·10^{-12}	$0,33^{+1,11}_{-0,29}$	μBq/kg	^{232}Th

Sucht man z.B. nach einer Koinzidenz von drei Ereignissen nacheinander, kann man die erste Koinzidenz als ein eigenständiges Ereignis ansehen und analog wie oben vorgehen. So gibt es innerhalb der Messzeit T insgesamt N_U zufällige Koinzidenzen, der weitere Ereignisse N_3, mit $p_3 = N_3, \cdot \frac{t'}{T}$ innerhalb des neuen Zeitfensters t' folgen. Die Wahrscheinlichkeit für eine weitere zufällige Koinzidenz innerhalb des neuen Zeitfensters t' ergibt sich zu $p'_U = N_U \cdot \frac{t'}{T}$, wobei N_U mit dem alten Zeitfenster t verknüpft bleibt, siehe Gleichung 5.7. Damit ist die Anzahl aller erwarteten zufälligen Koinzidenzen von drei Ereignissen innerhalb der Messzeit:

$$N_{U,3er} = p'_U \cdot p_3 \cdot \frac{T}{t'} = N_1 \cdot N_2 \cdot N_3 \cdot \frac{t}{T} \cdot \frac{t'}{T} \ . \tag{5.8}$$

Zusammengenommen kann man nun die Aktivität A von den Mutternukliden der Koinzidenzen angeben:

$$A = \frac{N_K - N_U}{\epsilon_G \cdot D} \ . \tag{5.9}$$

Die Menge an untersuchten Daten D wird bei Experimenten mit niedrigen Zählraten oft aus dem Produkt der Messzeit T und der Detektormasse M gebildet. Die Datenmenge beträgt $D = 134,9\,\mathrm{kg}\cdot\mathrm{Tage}$ für alle Koinzidenzen intrinsischer und extrinsischer Kontaminationen in diesem Kapitel und Kapitel 5.2. Für die Unsicherheiten wurde die Feldman-Cousins-Methode [FC98] mit einem Konfidenzlevel von 90% benutzt. Alle Ergebnisse sind in Tabelle 5.4 angegeben.

5.1.1 Diskussion

Bei der vorangehend beschriebenen Methode ist darauf zu achten, dass eine starke Abhängigkeit von den MC-Simulationen besteht. Zum einen kann eine MC-Simulation große systematische Unsicherheiten von bis zu geschätzten 20 % beinhalten, die hier nicht berücksichtigt wurden. Zum anderen geht man davon aus, dass die Signale alle von einer einzigen Quelle stammen, hier am Beispiel einer Kontamination im Detektormaterial. Hingegen können die Signale auch von anderen Quellen und Kontaminationen stammen. Hier liegt damit eine Überschätzung der Kontaminationen vor.
Geht man davon aus, dass man diese Aktivitäten als Grundlage für weitere MC-Simulationen nutzt, um ein Untergrundmodell für ein Großexperiment zu erarbeiten, dann wird eben dieses Untergrundmodell sehr konservativ gehalten. Kann man dann so zeigen, dass man mit der Untergrundrate insgesamt unter der in Gleichung 2.21 definierten Rate bleibt, ist es äußerst glaubwürdig, die gewünschte Sensitivität auf die Halbwertszeit eines Zerfalls zu erreichen, siehe dazu Gleichung 2.20.

Es ist dennoch sinnvoll, nicht jedes Signal jeweils von Neuem einer weiteren Quelle zuzuordnen. Sinnvoller ist es, nachdem man ein Signal einer Quelle zugeordnet hat, diese dann für weitere Quellenzuordnungen auszublenden. Dafür muss man sich allerdings sicher sein, dass diese Zuordnung stimmt.
Die Möglichkeit, verschiedene Interaktionstiefen im Detektor zu untersuchen, bietet hier die Grundlage, um auf Kontaminationen von offensichtlich außerhalb oder an den Oberflächen der Detektoren (zumindest an der Kathode und den Anoden) gesondert einzugehen oder diese für Untersuchungen intrinsischer

Kontaminationen auszublenden. Hinzu kommt, dass α- und β-Strahler an der Oberfläche der Detektoren von dem passivierenden Lack hin zu viel geringeren Energien verschoben werden, da diese Strahlung beim Durchqueren Energie verliert und im Lack deponiert, wenn sie nicht gänzlich im Lack zur Ruhe kommt; im nächsten Kapitel wird darauf näher eingegangen. Damit fallen diese Kontaminationen gar nicht erst in die hier betrachteten Energiefenster. Zusammen mit der Interaktionstiefe bieten die Aktivitäten aus Tabelle 5.4 eine sehr realistische Vorstellung von der intrinsischen Kontamination mit den hier untersuchten Zerfallsprodukten von Uran und Thorium.

Die Tatsache, dass bei den meisten Koinzidenzen hier „nur“ ein Ereignis oder auch gar keins gefunden wurde, bedeutet nicht, dass das Ergebnis nicht aussagekräftig ist, im Gegenteil. Die nach Gleichung 5.7 oder 5.8 berechnete Anzahl an zufällig erwarteten Ereignissen N_U zeigt deutlich, wie signifikant auch nur eine einzige Koinzidenz sein kann. Besonders im Fall von der Dreier-Koinzidenz ^{224}Ra - ^{220}Rn - ^{216}Po mit $N_U = 1,8 \cdot 10^{-12}$ wird dieses deutlich.

Zum Vergleichen der Ergebnisse werden in Tabelle 5.5 zwei weitere Arbeiten herangezogenen. Kietzmann [Kie10] nutzte sehr ähnliche Koinzidenzanalysemethoden für diese intrinsischen Kontaminationen. Damals war die Information der Interaktionstiefe noch nicht vorhanden, wodurch von Beiträgen der Kathode und den Anoden nicht unterschieden werden konnte, also zur intrinsischen Kontamination dazu zählte. Des Weiteren wurden die Daten des Vorgänger-Aufbaus untersucht, bei dem ein roter, stark kontaminierter Lack die Passivierung der Detektoren übernahm. Aktueller ist in dieser Hinsicht Heidrich [Hei14], die, bis auf die zeitliche Synchronisierung, dieselben Daten zur Verfügung hatte. Die Analyse-Methode unterscheidet sich jedoch grundlegend von der Methode in dieser Arbeit. So wurden vom gesamten Spektrum bekannte Beiträge abgezogen. Die einzelnen Beiträge der weiteren Nuklide wurden nacheinander maximiert, bis diese gerade noch mit dem verbleibenden Spektrum zu vertreten waren.

Tabelle 5.5: Vergleich der Ergebnisse zu den intrinsischen Kontaminationen aus den natürlichen Zerfallsreihen von dieser Arbeit, Heidrich [Hei14] und Kietzmann [Kie10]. Heidrich benutzte eine andere Analyse-Methode, bei der ein Beitrag so lange maximiert wird, bis er gerade noch mit den Daten zu vereinbaren ist. Während Kietzmann ähnliche Koinzidenzen nutzte, aber den Vorgänger-Aufbau untersuchte und die Interaktionstiefe noch fehlte.

Nukild	Heidrich [Hei14] μBq/kg	Kietzmann [Kie10] μBq/kg, 68 % CL	diese Arbeit μBq/kg, 90 % CL	Reihe
^{222}Rn	0,265	$1,7^{+2,9}_{-1,1}$	$0,22^{+0,74}_{-0,20}$	^{238}U
^{214}Bi	—	$8,1^{+9,1}_{-5,1}$	$< 0,55$	^{238}U
^{224}Ra	0,237	—	$0,24^{+0,81}_{-0,22}$	^{232}Th
^{220}Rn	0,34	—	$0,18^{+0,59}_{-0,16}$	^{232}Th
^{212}Bi	—	$1,7^{+2,9}_{-1,1}$	$2,4^{+3,9}_{-2,0}$	^{232}Th
Analyse	Maximum	Koinzidenz	Koinzidenz	
Aufbau	aktueller	vorheriger	aktueller	

5.2 Extrinsische Kontamination

5.2.1 Kathoden-Ereignisse

Im Folgenden soll die extrinsische Kontamination mit Zerfallsprodukten von ^{238}U und ^{232}Th untersucht werden, die von der Kathode resultiert. Im Wesentlichen wurde eine simultane Vorgehensweise wie im vorherigen Kapitel 5.1 gewählt. In der Simulation wurden dieselben Nuklide homogen in den Kathoden verteilt. Das resultierende Spektrum ist in Abbildung 5.2 zu sehen. Wie zu erwarten, sind die α-Peaks zu niedrigeren Energien verschoben, verglichen mit den intrinsischen Kontaminationen in Abbildung 5.1, da die α-Strahlung zum Teil erst die Kathode selbst durchqueren muss, und somit Energie verliert. Hinzu kommen γ-Peaks, die zuvor nicht zu sehen waren, da nun die Quelle selbst nicht mehr der Detektor ist. Aus diesem Grund sind hier die gesamten Effizienzen auch viel niedriger als zuvor. Bei der Wahl der Cuts ist auch hier darauf geachtet worden, dass benachbarte α-Ereignisse keine Überschneidung in der Zuordnung zu den Koinzidenzen finden. Alle Cuts sind in Tabelle 5.6 und 5.7 dargestellt. Hinzu kommt ein Cut in der Interaktionstiefe von z $>$ 0,9, um sich den Ereignissen innerhalb des Detektors zu entledigen.

Die Aktivität der Kathode berechnet sich mit

$$A_K = \frac{N_K - N_U}{\epsilon_G \cdot T} \tag{5.10}$$

und ist in Tabelle 5.8 für alle betrachteten Nuklide zusammengefasst. Es wurde hier bewusst die Einheit Bq/Kathode benutzt, um zum einen mögliche Kontaminationen innerhalb der Kathode zu betrachten, aber auch zum anderen eine mögliche Kontamination der Oberflächen der Kathoden zu berechnen. Zwar wurden die Nuklide homogen innerhalb der Kathode simuliert, aber es lassen sich auch Rückschlüsse auf die Flächenkontamination ziehen. Dies ist möglich, weil die Kathode selbst sehr dünn ist und somit die Energien nur zu 2-3% niedrigeren Energien verschoben sind. Simulierte man die Teilchen an der Oberfläche der Kathode, müssten sie die gesamte Kathode durchqueren. Viele homogen in der Kathode simulierte Teilchen durchqueren ebenfalls die gesamte Kathode. Somit sind auch die resultierenden Energiecuts sehr ähnlich. Daher kann man die Einheit Bq/Kathode leicht in Bq/cm^2 umrechnen. Die

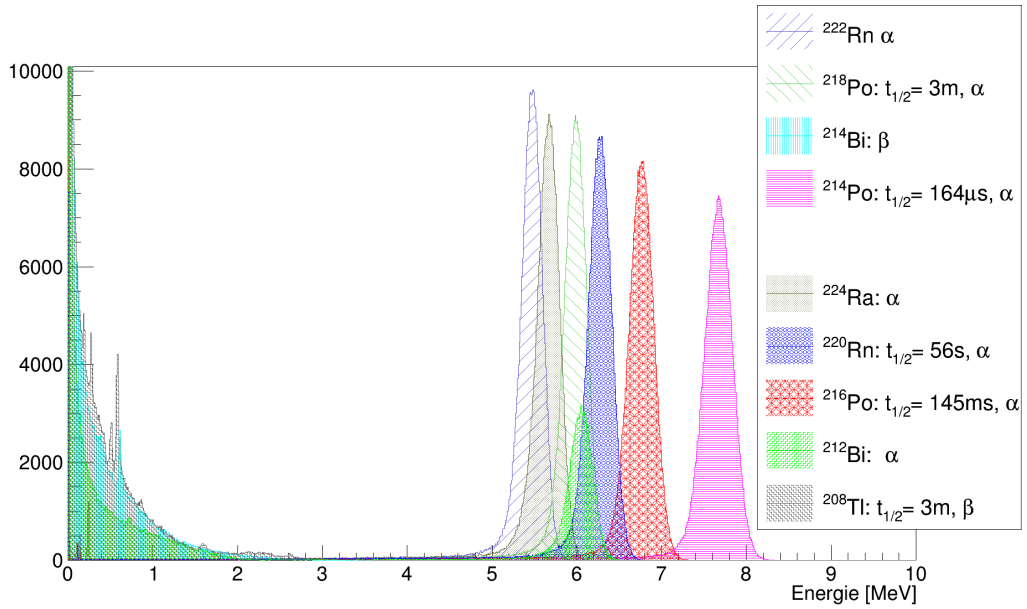

Abbildung 5.2: Spektren der MC-Simulationen zur Koinzidenzanalyse extrinsischer Kontamination mit Uran und Thorium. Simuliert wurden für jedes Nuklid jeweils $1,01 \cdot 10^6$ Zerfälle homogen in der Kathode verteilt. Die reinen Energien aus der MC-Simulation wurden mit 2% Energieauflösung verschmiert. Diese MC-Simulationen wurden von Nadine Heidrich zur Verfügung gestellt.

Tabelle 5.6: Energiecuts zu den Koinzidenzen aus den natürlichen Zerfallsreihen extrinsischer Kontamination und die dazugehörigen Effizienzen nach Gleichung 5.2.

Koinzidenz	Start [MeV]	ϵ_{start} [%]	Stop [MeV]	ϵ_{stopp} [%]	Reihe
^{222}Rn - ^{218}Po	5,0<E<5,58	24,4	5,83<E<6,13	21,8	^{238}U
^{214}Bi - ^{214}Po	0,3< E <1,0	11,0	7,15<E<8,2	29,9	^{238}U
^{224}Ra - ^{220}Rn	5,58<E<5,83	18,7	6,13<E<6,51	23,6	^{232}Th
^{220}Rn - ^{216}Po	6,13<E<6,51	23,6	6,51<E<7,15	27,9	^{232}Th
^{212}Bi - ^{208}Tl	5,9 <E< 6,2	7,5	0,3<E<1,8	16,0	^{232}Th
^{224}Ra - ^{220}Rn	5,58<E<6,83	18,7	6,13<E<6,51	23,6	^{232}Th
- ^{216}Po	—	—	6,51<E<7,15	27,9	

Tabelle 5.7: Zeitcuts zu den Koinzidenzen aus den natürlichen Zerfallsreihen extrinsischer Kontamination mit Effizienzen nach Gleichung 5.1 und Gesamteffizienz aller Cuts zusammen nach Gleichung 5.3.

Koinzidenz	Δ t [s]	ϵ_t [%]	ϵ_G [%]	Reihe
^{222}Rn - ^{218}Po	$1 \cdot 10^{-5} < \mathrm{t} < 915$	96,9	5,1	^{238}U
^{214}Bi - ^{214}Po	$1 \cdot 10^{-5} < \mathrm{t} < 1,642 \cdot 10^{-3}$	95,8	3,1	^{238}U
^{224}Ra - ^{220}Rn	$1 \cdot 10^{-5} < \mathrm{t} < 278$	96,9	4,3	^{232}Th
^{220}Rn - ^{216}Po	$1 \cdot 10^{-5} < \mathrm{t} < 0{,}725$	96,9	6,4	^{232}Th
^{212}Bi - ^{208}Tl	$1 \cdot 10^{-5} < \mathrm{t} < 915{,}9$	96,9	1,2	^{232}Th
^{224}Ra - ^{220}Rn - ^{216}Po	$1 \cdot 10^{-5} < \mathrm{t} < 278$ $1 \cdot 10^{-5} < \mathrm{t} < 0{,}725$	96,9 96,9	— 1,2	^{232}Th

Tabelle 5.8: Ergebnisse zu den Koinzidenzen aus den natürlichen Zerfallsreihen extrinsischer Kontaminationen. Für die Interaktionstiefe z wurde jeweils $\mathrm{z} > 0,9$ benutzt. Angegeben sind die Anzahl der tatsächlich gefundenen Koinzidenzen N_K, Gleichung 5.4, sowie die Anzahl der erwarteten zufälligen Koinzidenzen, Gleichung 5.7 bzw. 5.8 und die Aktivität nach Gleichung 5.10. Das Konfidenzlevel von 90% wurde nach der Feldman-Cousins-Methode [FC98] berechnet.

Koinzidenz	N_K	N_U	Aktivität pro Kathode		Reihe
^{222}Rn - ^{218}Po	16	0,28	$0,156^{+0,079}_{-0,060}$	μBq/Kathode	^{238}U
^{214}Bi - ^{214}Po	27	$6{,}8 \cdot 10^{-6}$	$0,44^{+0,16}_{-0,13}$	μBq/Kathode	^{238}U
^{224}Ra - ^{220}Rn	3	0,002	$0,036^{+0,053}_{-0,022}$	μBq/Kathode	^{232}Th
^{220}Rn - ^{216}Po	3	$4{,}7 \cdot 10^{-6}$	$0,024^{+0,035}_{-0,015}$	μBq/Kathode	^{232}Th
^{212}Bi - ^{208}Tl	12	2,3	$0,43^{+0,31}_{-0,22}$	μBq/Kathode	^{232}Th
^{224}Ra - ^{220}Rn - ^{216}Po	1	$1{,}1 \cdot 10^{-10}$	$0,044^{+0,149}_{-0,039}$	μBq/Kathode	^{232}Th

Oberfläche einer Kathode ist genau 1 cm^2, dies lässt sich auch in Bq/kg ausdrücken, wobei eine Kathode etwa 0,142 mg wiegt.

In erster Hinsicht ist die Unterscheidung nicht gegeben, ob die Ereignisse von den Oberflächen der Kathode kommen oder eine homogen intrinsiche Kontamination der Kathoden selbst ist. Jedoch lässt sich mit den Ergebnissen aus Tabelle 5.8 z.B. für ^{222}Rn eine intrinsische Kontamination der Kathoden von etwa 1 Bq/kg errechnen. Heidrich hat gezeigt, dass hierfür aber lediglich 60,1 mBq/kg infrage kommen [Hei14, S. 78, 86]. Hieraus lässt sich schließen, dass diese Kontaminationen von der Oberfläche ausgehen.

5.2.2 Weitere ^{214}Bi-^{214}Po-Koinzidenzen

In diesem Kapitel sollen noch einige Auffälligkeiten in den realen Daten vorgestellt werden, die vornehmlich der Koinzidenz ^{214}Bi - ^{214}Po zugeordnet werden können. Dazu sind einige Betrachtungen zu machen.
In Abbildung 5.3 sind Koinzidenzen innerhalb eines Detektors dargestellt, die innerhalb 1 ms stattfanden. (Die „mergedistance“ t_{merg} aus Kapitel 2.4 wurde entsprechend auf 1 ms gestellt und die Daten damit synchronisiert.) Es ist jeweils die erste deponierte Energie gegen die zweite Energie aufgetragen, ein sogenanntes Streudiagramm. Die Ereignisse können einem zeitlich kausalen Zusammenhang folgen, da sie im selben ADC-Modul registriert wurden, siehe dazu Kapitel 2.4. Bei näherer Untersuchung sind die doch relativ hochener-

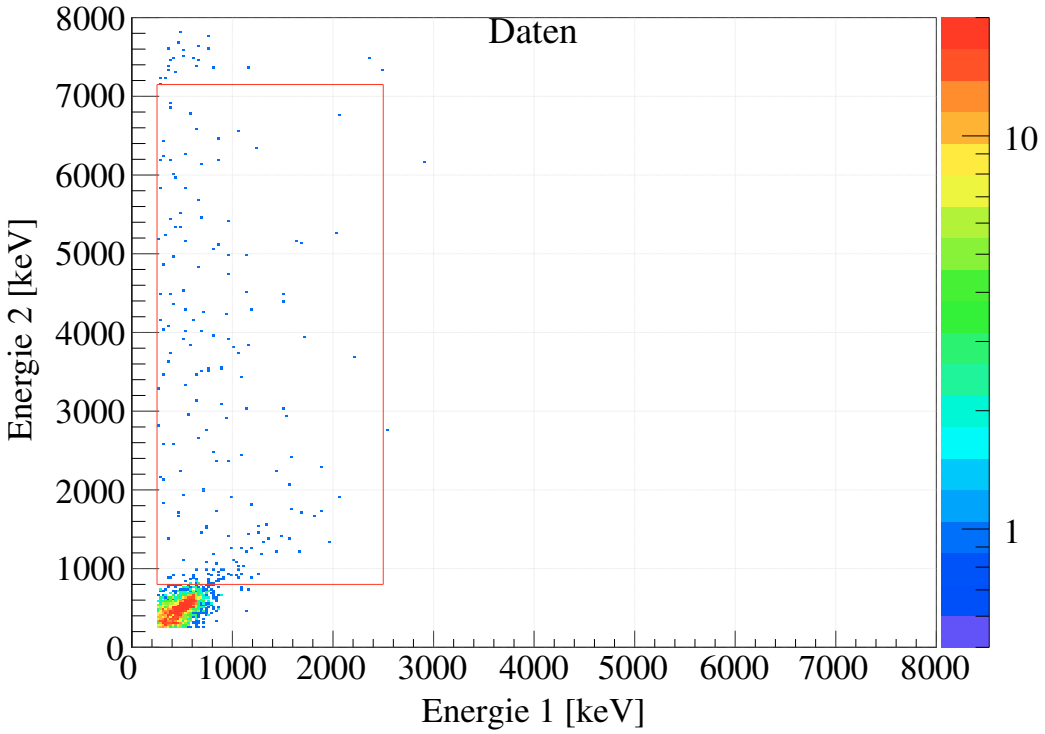

Abbildung 5.3: Streudiagramm innerhalb jeweils eines Detektors von Ereignissen, die innerhalb von 1 ms stattfanden. Da die Ereignisse der Energien 1 und 2 jeweils im selben Detektor registriert wurden, also auch im selben ADC-Modul, kann man von einem zeitlich kausalen Zusammenhang von Energie 1 und 2 ausgehen, anders als bei synchronisierten Ereignissen zwischen zwei ADC-Modulen, siehe Kapitel 2.4. Der rote markierte Bereich, mit 0,25 MeV $< E_1 <$ 2,5 MeV für die erste Energie und 0,8 MeV $< E_2 <$ 7,15 MeV die zweite Energie, lässt sich der Koinzidenz von ^{214}Bi - ^{214}Po zuordnen.

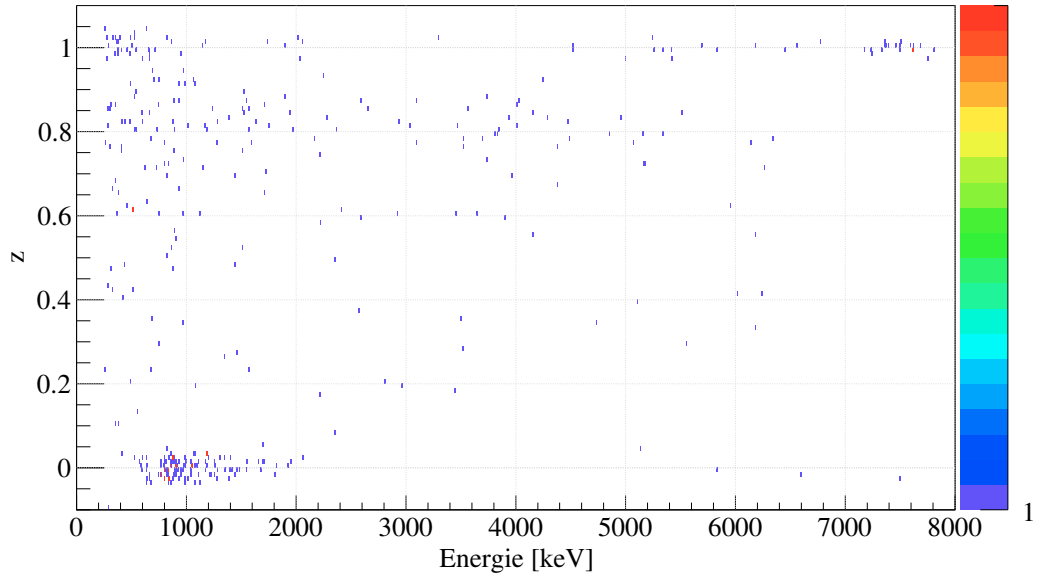

Abbildung 5.4: Energien E gegen Interaktionstiefe z innerhalb jeweils eines Detektors und höchsten 1 ms Zeitdifferenz. Angewendet wurden dieselben Energiecuts wie im roten Bereich in Abbildung 5.3, bis auf dass die Energie E_2 bis maximal 8 MeV reichen kann. Die Häufungen bei $z = 1$ und Energien von kleiner 1 MeV bzw. größer 7 MeV sind auf die Koinzidenzen aus Kapitel 5.1 zurückzuführen. Die Häufung bei $z = 0$ scheinen nicht physikalischen Ursprungs zu sein. Alle weiteren Ereignisse lassen sich vornehmlich der Koinzidenz ^{214}Bi - ^{214}Po zuordnen, siehe dazu Abbildungen 5.5, 5.6 und 5.7

getischen Ereignisse der Energie 2, im roten Kasten mit den Energiecuts von 0,25 MeV $< E_1 <$2,5 MeV für das erste Ereignis und 0,8 MeV$< E_2 <$ 7,15 MeV für das zweite Ereignis auffällig.

Trägt man die Interaktionstiefe z gegen die deponierten Energien E_1 und E_2 auf, wie in Abbildung 5.4 zu sehen, sind einige Auffälligkeiten zu erkennen. So fallen die Häufungen bei $z = 1$ bei den Energien von kleiner als 1 MeV und größer als 7 MeV auf. Diese sind Ereignisse, die zu den in Kapitel 5.1 untersuchten Koinzidenzen zu zählen sind. Untersuchungen der Häufung bei $z = 0$ und Energien bei 1 MeV haben ergeben, dass diese nicht physikalischen Ursprungs sind. Als sehr interessant stellen sich alle weiteren Ereignisse in dieser Darstellung heraus.

In Abbildung 5.5 ist die Häufigkeit der Interaktionstiefe z von jeweils den zweiten Ereignissen E_2 aus dem roten Bereich in Abbildung 5.3 mit einem weiteren Cut von $z > 0,05$ zu sehen. Auffällig sind die Bereiche bei $z = 0,6$,

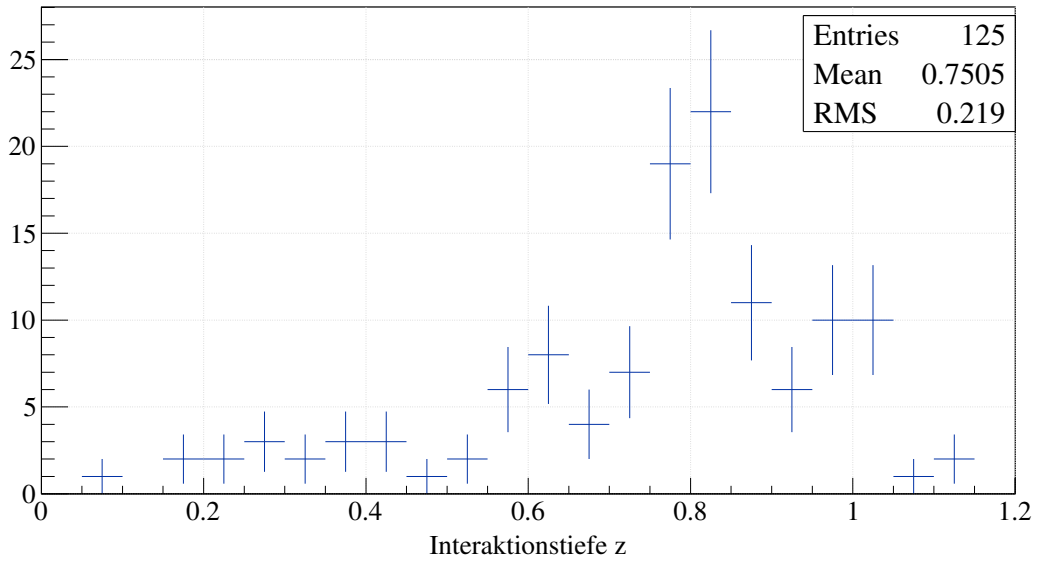

Abbildung 5.5: Häufigkeit der Interaktionstiefe z innerhalb jeweils eines Detektors der zweiten deponierten Energie E_2 innerhalb einer Zeitdifferenz von 1 ms, den Energiecuts des roten Bereichs aus Abbildung 5.3 und $z > 0,05$. Man sieht zwei Häufungen bei $z = 0,6$, $z = 0,8$ und an der Kathode bei $z = 1$. Etwa bei $z = 0,7$ sind die Detektoren mit einem Halter aus Delrin fixiert.

$z = 0,8$ und an der Kathode bei $z = 1$. Bei etwa $z = 0,7$ sind die Detektoren mit einem Halter aus Delrin fixiert, so dass dies auf eine Kontamination von den Oberflächen dieser Delrinhalterung hinweisen könnte.

In Abbildung 5.6 ist die Häufigkeit der Differenzen der Interaktionstiefe $\Delta z = z_{E_1} - z_{E_2}$ innerhalb jeweils eines Detektors innerhalb einer Zeitdifferenz von 1 ms und den Energiecuts des roten Bereichs aus Abbildung 5.3 zu sehen, mit dem weiteren Cut $z > 0,05$. Hier ist deutlich die örtliche Korrelation dieser Ereignisse zu sehen, was bei einem Ursprung von ^{214}Bi-^{214}Po-Koinzidenz zu erwarten wäre.

Führt man einen weiteren Cut ein, so dass der Betrag der Differenzen der Interaktionstiefe $|\Delta z| < 0,2$ die örtliche Korrelation garantiert, kann man die Häufigkeit der Zeitdifferenzen dieser Ereignisse in Abbildung 5.7 darstellen. Ein exponentieller Fit zeigt eine Halbwertszeit von etwa $(139 \pm 52)\,\mu$s, was mit der Halbwertszeit von ^{214}Po von $164\,\mu$s gut vereinbar ist.
Damit wurde die örtliche und zeitliche Korrelation der Ereignisse im rot markierten Bereich der Abbildung 5.3 deutlich gezeigt, und die Vermutung

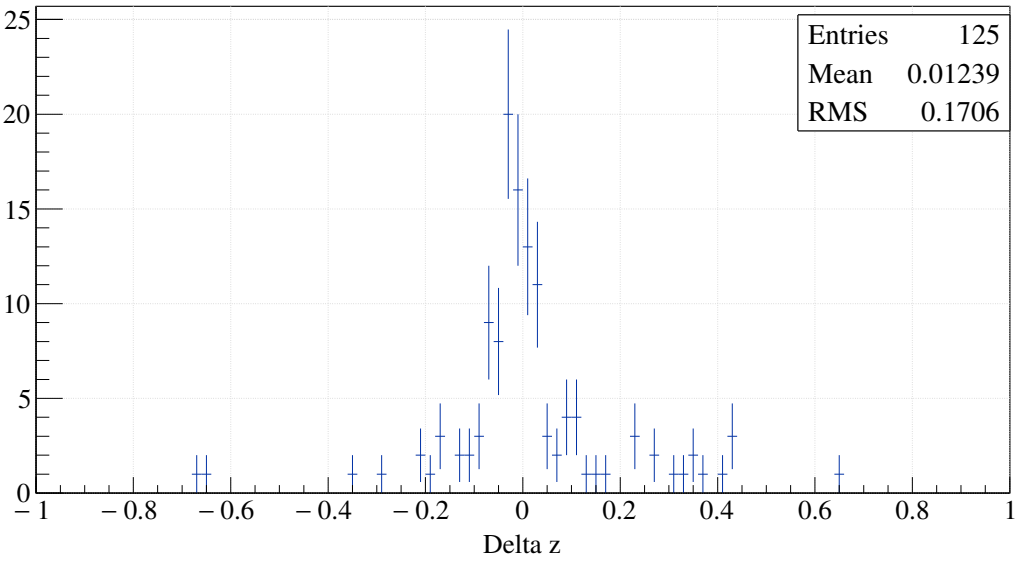

Abbildung 5.6: Häufigkeit der Differenzen der Interaktionstiefe $\Delta z = z_{E_1} - z_{E_2}$ innerhalb jeweils eines Detektors innerhalb einer Zeitdifferenz von 1 ms, den Energiecuts des roten Bereichs aus Abbildung 5.3 und $z > 0,05$. Hier wird die örtliche Korrelation dieser Ereignisse deutlich.

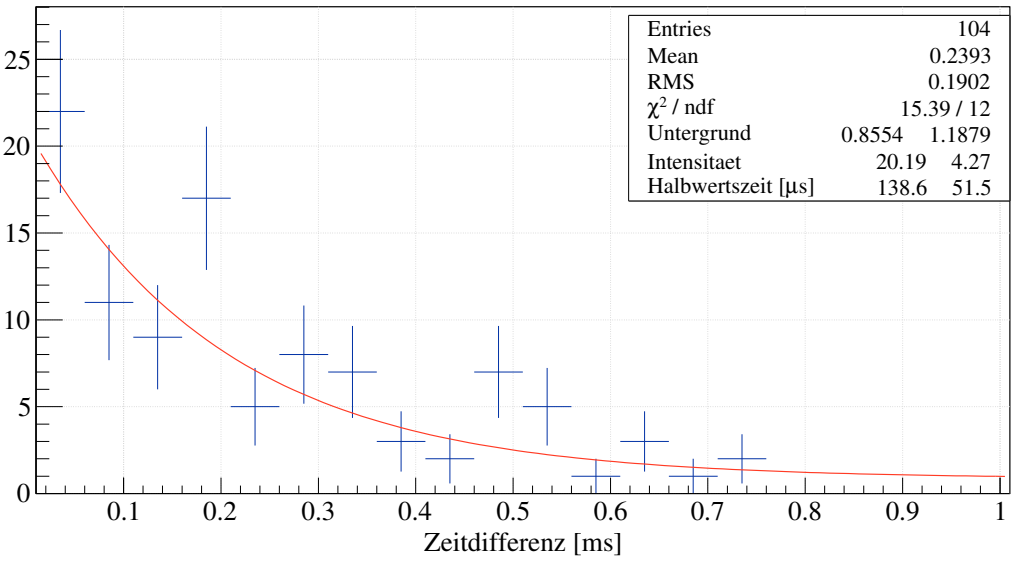

Abbildung 5.7: Häufigkeit der Zeitdifferenzen der Ereignisse aus dem rot markierten Bereich der Abbildung 5.3. Für die Interaktiontiefe gelten folgende Beschränkungen: $z > 0,05$ und $|\Delta z| = |z_{E_1} - z_{E_2}| < 0,2$. Der exponentielle Fit ist vereinbar mit der Halbwertszeit von ^{214}Po von 164 μs und deutet so auf die ^{214}Bi - ^{214}Po-Koinzidenz hin.

einer ^{214}Bi - ^{214}Po-Koinzidenz liegt hier sehr nahe. Das Startereignis dieser Koinzidenz ist ein β mit einer Energie von E $<$ 3,3 MeV. Das Stoppereignis ist ein α mit 7,7 MeV. Da hier die Energiedepositionen der αs zu teilweise nur 1 MeV herabgesetzt sind, zeigt, dass diese αs viel, aber nicht alle Energie verloren haben und deutet auf eine Oberflächenkontamination hin. So könnten die 7,7 MeV αs den Energieverlust in der Lackschicht zur Passivierung der Detektoren erfahren haben. Es ist auch klar, dass solche Ereignisse wegen der Energiecuts in den vorherigen Untersuchungen nicht auftauchten. Betrachtet man die Interaktionstiefe dieser Ereignisse, siehe Abbildung 5.4, geraten die Delrinhalter oder deren Oberflächen stark in Verdacht, einen Großteil dieser Kontaminationen zu verursachen. Daher wäre als nächster Schritt zu überprüfen, ob man diese Lack- und Delrinoberflächen von diesen Kontaminationen reinigen kann. Björn Wonsak hat dazu einen Versuch vorgeschlagen, der in Kapitel 3 vorgestellt wird.

5.3 Koinzidenzen zweier verschiedener Detektoren

In Kapitel 2.4 wurde die zeitliche Synchronisierung der Daten vorgestellt. Mit Hilfe dieser Synchronisierung ist es möglich, Koinzidenzen im Detektor-Array zu identifizieren. Also Ereignisse zwischen zwei oder mehr Detektoren verschiedener ADCs. Solche Koinzidenzen sind von γ-Strahlung dominiert, da diese genügend Reichweite besitzt, im Vergleich zu reiner α- und β-Strahlung. Treten jedoch γ-Strahlen begleitend zu einem α- oder β-Zerfall auf, können diese selbstverständlich ebenso in entfernten Detektoren detektiert werden. Dabei ist es denkbar, dass die Quelle solcher gemischter Ereignisse im oder direkt am Detektor selbst zu finden ist, weil die α- und β-Strahlung auch noch nachgewiesen werden muss. Ist die Quelle hingegen in oder auf Materialien, die außerhalb der Detektoren lokalisiert sind, dann sind gemischte Koinzidenzen unwahrscheinlicher. Am wahrscheinlichsten sind γ-Strahlen von z.B. ^{40}K mit 1,46 MeV, die im ersten Detektor dem Compton-Effekt unterliegen und im zweiten Detektor mit dem Photoeffekt ihre restliche Energie deponieren. Diese Art der Koinzidenz bietet durch die Dominanz der γ-Strahlen und damit verbundenen Unterdrückung der α- und β-Strahlung eine weitere neue Sicht auf die Beiträge zum Untergrund im Experiment.

Die hier untersuchen Daten wurden mit 0,3 ms, wie im Kapitel 2.4 beschrieben, synchronisiert. Betrachtet werden nur Ereignisse, die in zwei verschiedenen Detektoren stattfanden und mindestens eine Energie von 250 keV aufweisen, dazu später mehr. In Abbildung 5.8 sind die Energien der Ereignisse dieser Koinzidenzen gegeneinander aufgetragen, ein sogenanntes Streudiagramm. Dabei ist es nicht zwingend notwendig, dass jeweils die erste Energie auch zeitlich, kausal als erstes stattfand, siehe dazu Kapitel 2.4, so dass man die Daten im Streudiagramm an einer Diagonalen im übertragenden Sinne spiegeln kann. In Abbildung 5.9 sind die dazugehörigen Spektren der jeweils ersten Ereignisse in grün, die zweiten Ereignisse in rot und die Summe aus jeweils beiden Ereignissen in schwarz dargestellt. Die Dominanz von ^{40}K mit den γ's von 1,46 MeV ist deutlich zu erkennen.

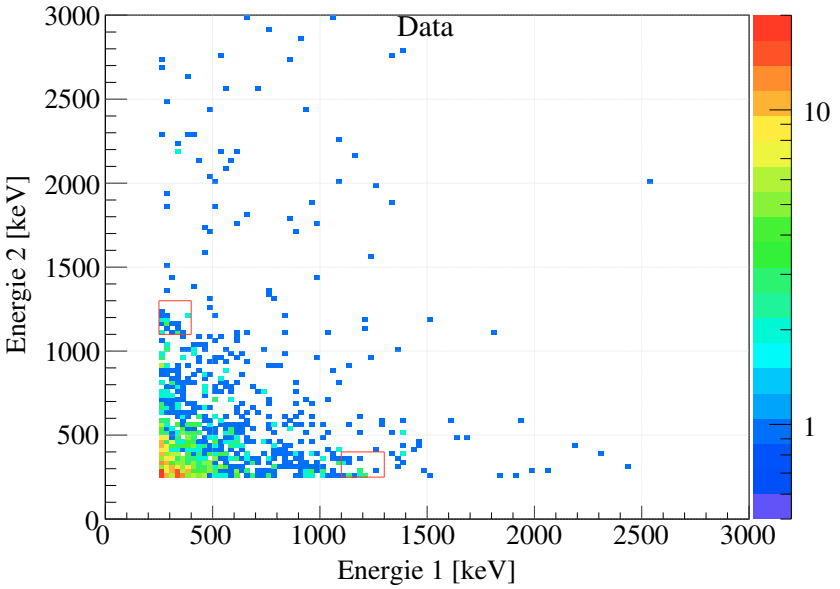

Abbildung 5.8: Streudiagramm von Ereignissen jeweils verschiedener Detektoren innerhalb von 0,3 ms. Da die Ereignisse der Energien 1 und 2 nicht jeweils im selben Detektor registriert wurden, also auch nicht im selben ADC-Modul, kann man von keinem zeitlich kausalen Zusammenhang zwischen Energie 1 und 2 in dieser Reihenfolge ausgehen, siehe Kapitel 2.4. Der rote markierte Bereich dient der Orientierung, Vergleich Abbildung 5.10.

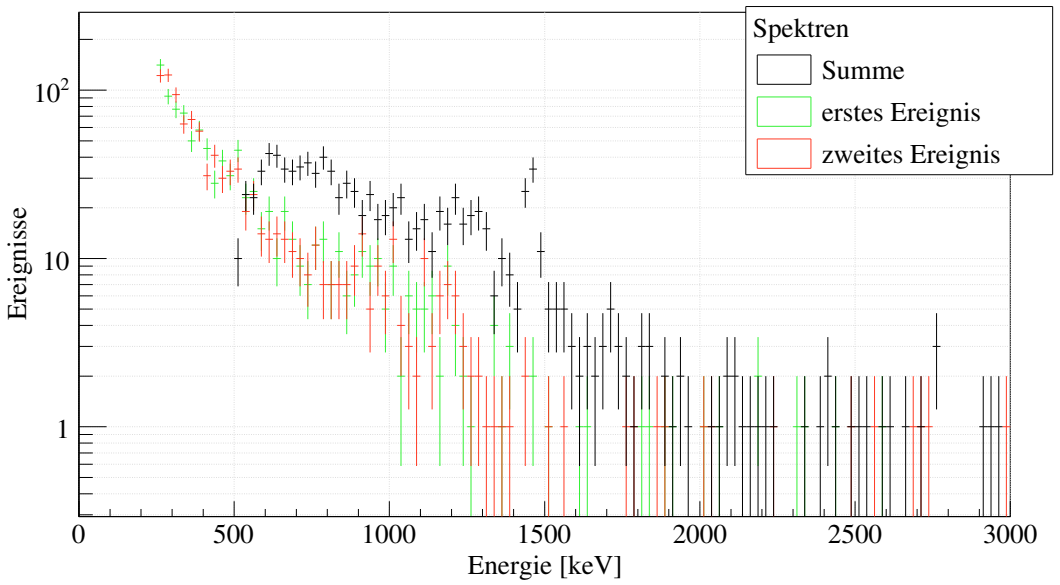

Abbildung 5.9: Spektren von Ereignissen jeweils verschiedener Detektoren innerhalb von 0,3 ms. In rot und grün sind die Spektren der jeweils einzelnen Ereignisse zu sehen. In schwarz jeweils die Summe dieser Ereignisse. Die Spektren sind deutlich dominiert vom Zerfall des ^{40}K mit 1,46 MeV γs und den Compton-Kanten.

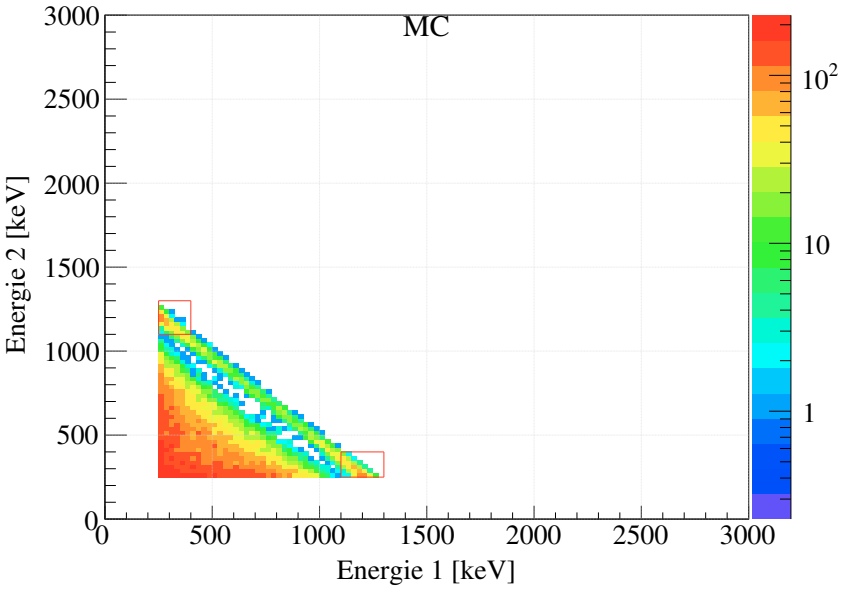

Abbildung 5.10: MC-Simulation: Streudiagramm von Ereignissen jeweils verschiedener Detektoren von ^{40}K. Simuliert wurden $1 \cdot 10^7$ Zerfälle von ^{40}K mit decay4 [PTZ00] und anschließend diese Zerfälle homogen im Detektor verteilt mit Venom. Zur Orientierung sind die selben rot markierten Bereiche wie in den realen Daten in Abbildung 5.8 zu sehen, die von Compton- und anschließenden Photo-Effekt der 1,46 MeV Photonen des ^{40}K dominiert sind.

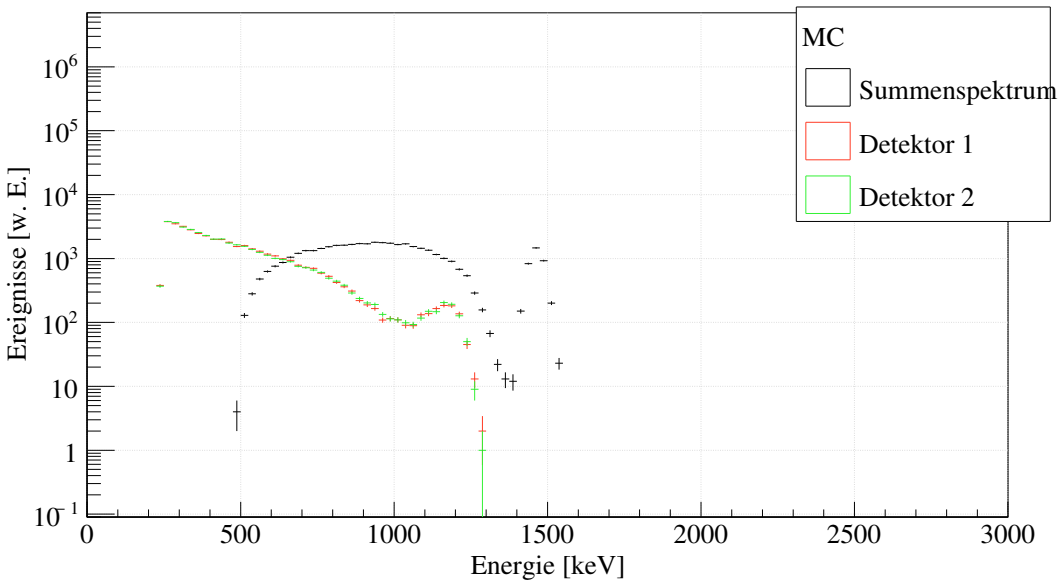

Abbildung 5.11: MC-Simulation: Spektren von Ereignissen jeweils verschiedener Detektoren von ^{40}K aus Abbildung 5.10. In rot und grün sind die Spektren der jeweils einzelnen Ereignisse zu sehen. In schwarz jeweils die Summe dieser Ereignisse.

Zum Vergleich wurde ^{40}K homogen im Detektor verteilt simuliert. Diese Lokalisierung von ^{40}K ist sehr willkürlich und entspricht nicht der Realität, wurde hier aus Gründen der Einfachheit gewählt. Die tatsächliche Lokalisierung kann man nur erraten. Die Phänomenologie dieser 1,46 MeV der γs wird trotz allem sehr gut mit dieser Simulation gezeigt. In Abbildung 5.10 ist das Streudiagramm und in Abbildung 5.11 die dazugehörigen Spektren der Resultate dieser Simulation zu sehen. Man kann sehr gut erkennen, dass es qualitative Übereinstimmungen zwischen Simulation und den realen Daten gibt.

Die folgenden Überlegungen sollen dazu führen, die Sensitivität auf die Halbwertszeit eines Zerfalls anzugeben, der sich mit einer zwei-Detektor-Koinzidenz messen lässt. Sei die Messzeit T viel kleiner als die zu messende Halbwertszeit $T_{1/2}$, dann ist die Anzahl der erwarteten Koinzidenzen S

$$S = \ln 2 \cdot \epsilon \cdot \frac{a \cdot M \cdot T}{T_{1/2}} \tag{5.11}$$

mit der Datenmenge $D = M \cdot T$, der Effizienz ϵ nach der Gleichung 5.12, die relative Isotopenhäufigkeit a aus den Gleichungen 2.25 bis 2.27 für das jeweilige Isotop, das zerfallen soll. Um die Sensitivität auszurechnen, wird oft angenommen (wie z.B. bei SNO+ [AB15]), dass die Anzahl der beobachteten Koinzidenzen gleich der Anzahl aus dem erwarteten Untergrund ist. Anschließend wir die Gleichung 5.11 nach $T_{1/2}$ umgestellt und das Limit mit der Feldman-Cousins-Methode [FC98] berechnet. Hat man also schon eine Messung gemacht, kann man ganz analog vorgehen und davon ausgehen, dass die Anzahl der gemessenen Koinzidenzen innerhalb der Cuts gleich der Anzahl des erwarteten Untergrundes ist. Man geht also davon aus, dass man kein Signal sieht. Mit der Feldman-Cousins-Methode lässt sich so ein Limit auf die Halbwertszeit angeben, welches sich dann mit anderen Experimenten vergleichen lässt.

Für die Effizienz ϵ geht man analog wie in Kapitel 5.1 vor. Man simuliert die gesuchten Zerfälle und wendet auf die Daten der MC-Simulation dieselben Cuts an wie auf die realen Daten. Die Effizienz ist dann der Quotient aus in den MC-Daten gefundenen Koinzidenzen und der gesamten Anzahl simulierter

Ereignisse. Die gesamte Effizienz ϵ wird zu

$$\epsilon = \epsilon_{sync} \cdot \frac{\text{Anzahl innerhalb der Cuts}}{\text{Anzahl aller sim- Ereignisse}} \tag{5.12}$$

mit ϵ_{sync} aus Kapitel 2.4 und Tabelle 2.5.

Für die untersuchten Daten wurden 67, 5 kg*Tage genommen. Dabei wurden nur Daten benutzt, bei denen alle 4 Lagen, also prinzipiell alle 64 Detektoren vorhanden waren. Es wurde auf Daten mit nur 3 Lagen und weniger verzichtet, um die Wahrscheinlichkeit, dass zwei beliebige Detektoren in diesem Array eine Koinzidenz sehen, zu erhöhen. Es ist allerdings vorgekommen, dass einzelne Detektoren zeitweise keine Daten genommen haben, siehe Abbildung 5.12. Diese wurden dann zwar in der MC-Simulation mit simuliert, jedoch später bei der Auswertung der MC-Daten zur Bestimmung der Effizienz ϵ aus Gleichung 5.12 nicht berücksichtigt. Im Allgemeinen muss die Effizienz ϵ für jede unterschiedliche Konfiguration von Detektoren, die auch Daten genommen

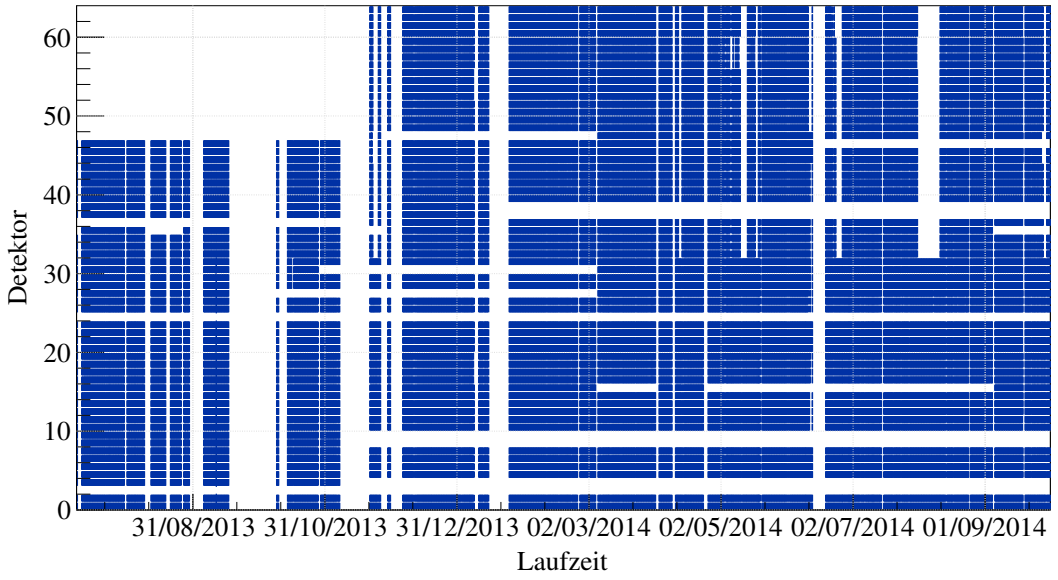

Abbildung 5.12: On- und Offlinezeiten der einzelnen Detektoren für die synchronisierten Daten. Für jede Datenerfassungsperiode, in der verschiedene Detektoren an waren, müsste man die Effizienz ϵ, Gleichung 5.12, aus den MC-Simulationen gesondert berechnen. Aus Zeitgründen wurde nur eine Konfiguration gewählt in der die Detektoren 3, 4, 9, 10, 16, 25, 28, 31, 37, 38, 39, 47 und 48 sowohl in den Daten als auch in der Simulation pauschal nicht berücksichtigt wurden.

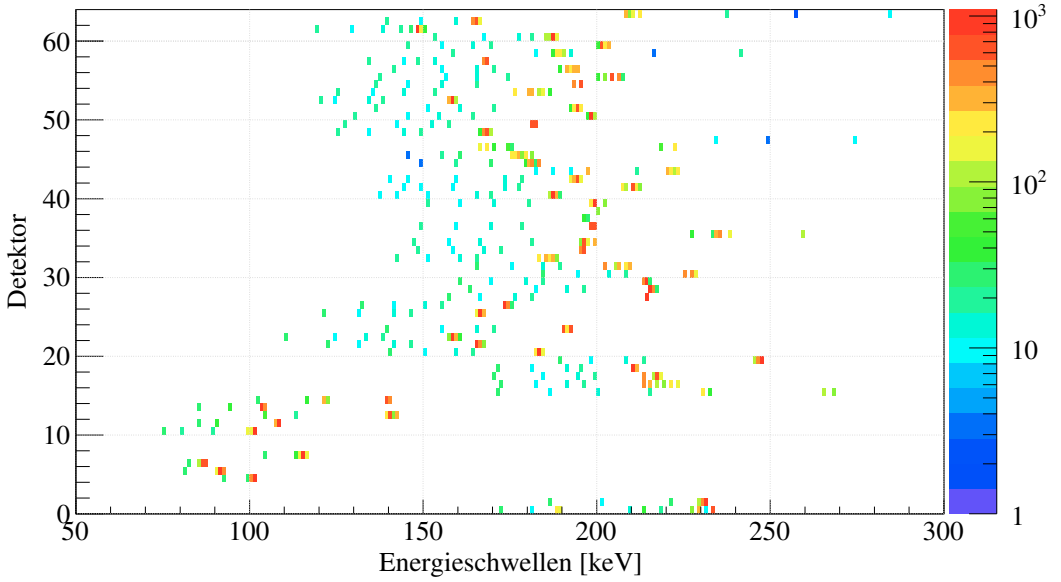

Abbildung 5.13: Energieschwellen der Detektoren für 4-Lagen-Daten. Um alle Datenerfassungsperioden gleich behandeln zu können, wurden die Energieschwellen auf 0,25 MeV für die realen Daten und MC-Simulationen gewählt.

haben, einzeln ermittelt werden. Aus Zeitgründen wurde hier darauf verzichtet alle Effizienzen verschiedener Konfiguration zu berechnen. Es wurde nur eine Konfiguration gewählt, in der noch möglichst viele Daten berücksichtigt werden konnten, daher „nur“ 67, 5 kg*Tage. Die Detektoren 3, 4, 9, 10, 16, 25, 28, 31, 37, 38, 39, 47 und 48 wurden pauschal nicht mitberücksichtigt.

Ein noch stärker limitierender Faktor als die On- und Offlinezeiten der einzelnen Detektoren können die Energieschwellen für bestimmte Koinzidenzen sein. In Abbildung 5.13 sind die Energieschwellen für alle Datenerfassungsperioden der untersuchten 67, 5 Kg*Tage Daten zu sehen. Wenn die gewünschte Koinzidenz Energien deponiert, die im Bereich dieser Schwellen liegen, müsste man jede Datenerfassungsperiode gesondert behandeln und die Effizienzen neu berechnen. Auch hier wurde aus Zeitgründen darauf verzichtet und ein Kompromiss der Energieschwellen von 0,25 MeV gewählt, so dass nur vereinzelnde Datenerfassungsperioden herausfallen und der Rest in einem Zug behandelt werden kann.
Zur Veranschaulichung einer Koinzidenz, bei der niedrigere Schwellen als 0,25 MeV benötigt werden, ist in Abbildung 5.14 der Zerfall von ^{128}Te in den

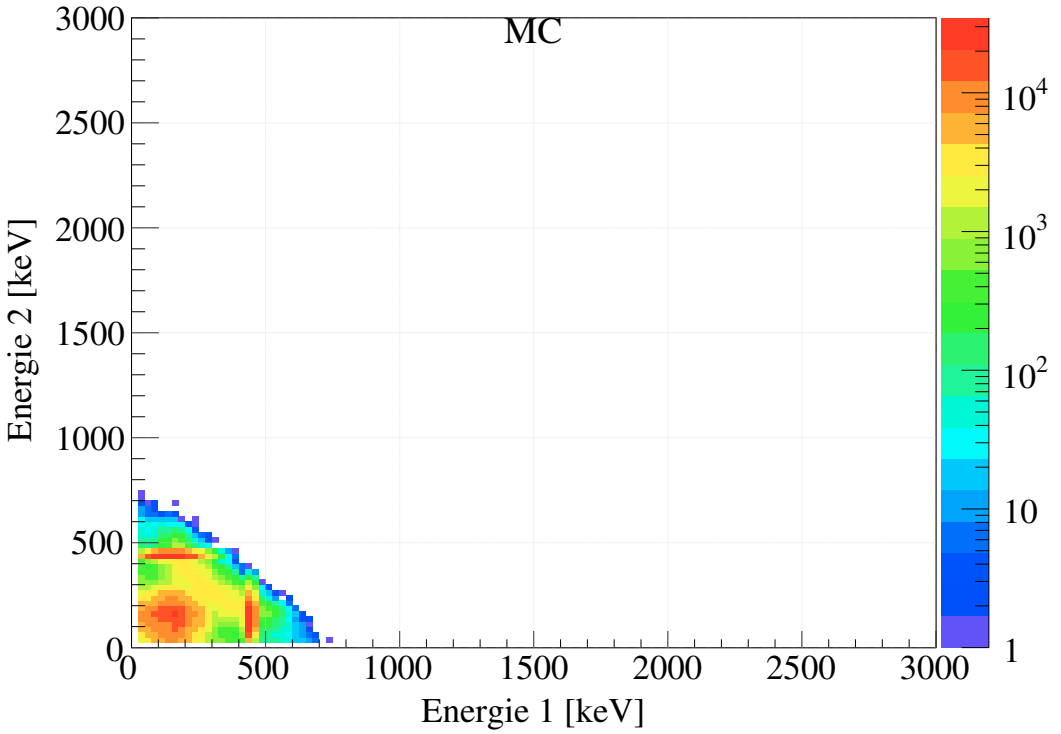

Abbildung 5.14: Beispiel einer Koinzidenz mit erforderlicher niedriger Energieschwelle. Mit einer Energieschwelle von 0,25 MeV blieben hier die meisten Einträge verborgen, Vergleich Abbildung 5.18.

ersten angeregten Zustand zu sehen, der in Kapitel 5.3.2 behandelt wird.

5.3.1 Zerfall des ^{120}Te in den ersten angeregten Zustand

Das Nuklid ^{120}Te unterliegt dem βEC-Zerfall mit einem Q-Wert von 1,722 MeV. Hier soll die Sensitivität in den ersten angeregten Zustand von ^{120}Sn untersucht werden. Aus energetischen Gründen ist dies ein $2\nu ECEC$-Zerfall mit anschließender Abregung des ersten Niveaus und einem γ von 1,17 MeV nach

$$\begin{aligned} {}^{120}\mathrm{Te} + 2\,e^- \rightarrow {}^{120}\mathrm{Sn}^* + 2\,\nu_e + 0,55\,\mathrm{MeV} \\ \hookrightarrow \quad {}^{120}\mathrm{Sn} + \gamma_{1,7\,\mathrm{MeV}} \cdot \end{aligned} \tag{5.13}$$

Die 0,55 MeV werden hauptsächlich von den zwei Elektronneutrinos ($2\ \nu_e$) weggetragen, da diese eine viel kleinere Masse als das ^{120}Sn besitzen. Das angeregte ^{120}Sn* entlässt ein γ mit etwa 1,7 MeV, dessen Nachweis die Grundlage dieser Analyse bildet. Das besondere an diesem Prozess ist, dass im neutrinolo-

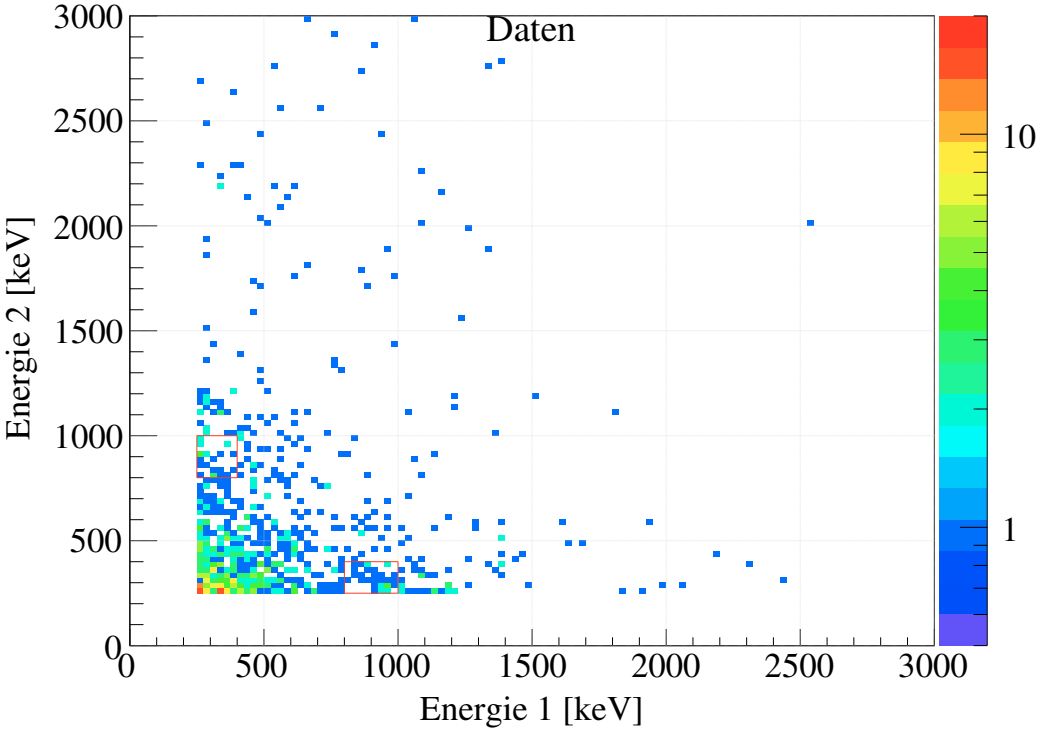

Abbildung 5.15: Streudiagramm der Zweidetektordaten zu ^{120}Te, $2\nu ECEC$;(2+), wie in Abbildung 5.8. Aus dem roten Kasten wird die Untergrundrate bestimmt.

sen Fall, die überschüssige Energie von 0,55 MeV direkt im Detektor deponiert würde, da im COBRA-Experiment der Detektor selbst aus der zerfallenden Quelle besteht. Damit könnte man den neutrinolosen (0ν) vom neutrinobehafteten (2ν) Zerfall unterscheiden. In der neusten Untersuchung dieses Prozesses [BHHU07] war der Fall nicht gegeben, dass der Detektor selbst die Quelle darstellt. Somit konnte zwischen 0ν und 2ν nicht unterschieden werden. Das dort ermittelte Limit beträgt

$$T_{1/2}(^{120}\text{Te},\ 0\nu + 2\nu ECEC; (2+)) > 7,5 \cdot 10^{17} \text{ Jahre mit } 90\% \text{ CL} . \quad (5.14)$$

Um die Effizienz nach Gleichung 5.12 zu ermitteln, wurde der $2\nu ECEC$-Zerfall von ^{120}Te in den angeregten 2+ Zustand von ^{120}Sn mit decay4[2] simuliert, zu decay4 siehe [PTZ00], und anschließend mit Venom homogen verteilt in den 64 Detektoren simuliert. In Abbildung 5.16 ist das Streudiagramm dieser Simulation zu sehen, sowie in Abbildung 5.15 mit den realen Daten, jeweils in

[2]Decay4 ist eine MC-Simulation zur Bestimmung der Kinematik von Zerfällen, speziell für $\beta\beta$- und DM-Experimente

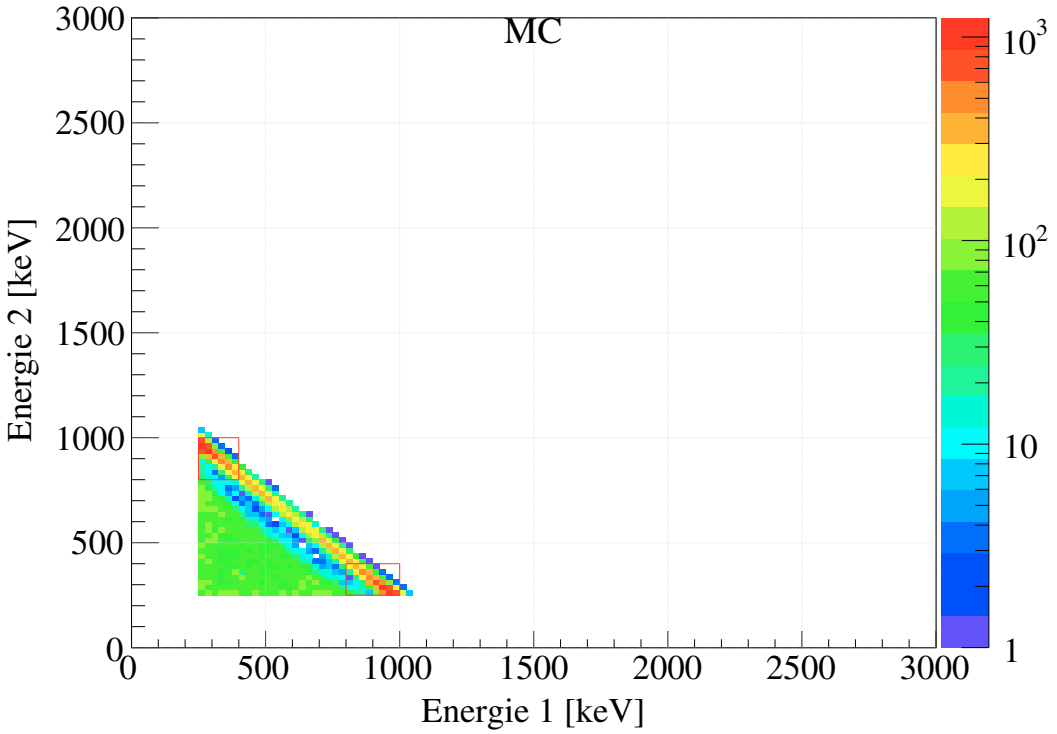

Abbildung 5.16: Streudiagramm der Simulation von 10^7 ^{120}Te, $2\nu ECEC; (2+)$ Ereignissen. Die Effizienz wird zu $\epsilon = 0,202\,\%$.

rot umrandet die benutzten Energiecuts

$$\begin{aligned} &0,8\,\text{MeV} < E_1 < 1\,\text{MeV} \text{ und } \quad 0,25\,\text{MeV} < E_2 < 0,4\,\text{MeV} \text{ bzw.} \\ &0,8\,\text{MeV} < E_2 < 1\,\text{MeV} \text{ und } \quad 0,25\,\text{MeV} < E_1 < 0,4\,\text{MeV} \,. \end{aligned} \tag{5.15}$$

Die Anzahl der gefundenen Ereignisse innerhalb dieser Energien aus den realen Daten dient zur Bestimmung der Sensitivität nach Gleichung 5.11. Die Anzahl der gefundenen Ereignisse innerhalb dieser Energien aus den Daten der MC-Simulation dient wiederum zur Bestimmung der Effizienz nach Gleichung 5.12. Damit ergibt sich die Effizienz zu $\epsilon = 0,202\,\%$ und die Sensitivität nach Gleichung 5.11 ergibt sich zu

$$T_{1/2}(^{120}\text{Te},\ 2\nu ECEC; (2+)) \ > \ 3,1 \cdot 10^{16}\,\text{Jahre mit } 90\%\ \text{CL} \,. \tag{5.16}$$

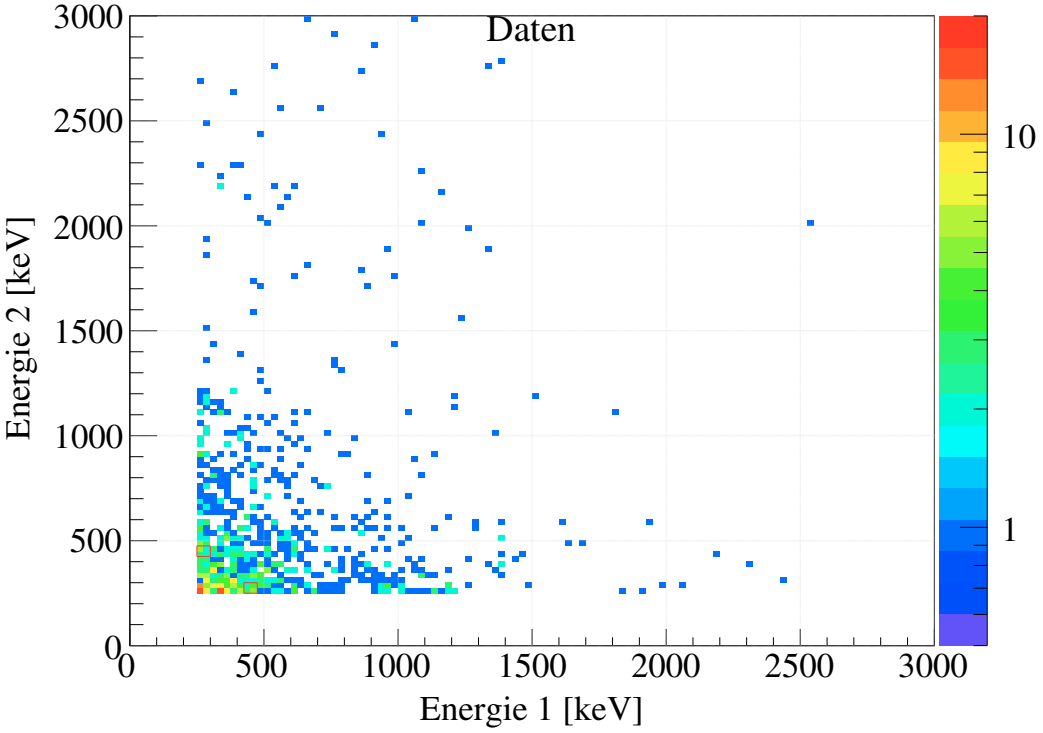

Abbildung 5.17: Streudiagramm der Zweidetektordaten zu ^{128}Te, $2\nu\beta\beta$;(2+), wie in Abbildung 5.8. Aus dem roten Kasten wird die Untergrundrate bestimmt.

5.3.2 Zerfall des ^{128}Te in den ersten angeregten Zustand

Das Nuklid ^{128}Te unterliegt dem $\beta\beta$-Zerfall mit einem Q-Wert von 0,87 MeV. Hier soll die Sensitivität in den ersten angeregten Zustand von ^{128}Xe untersucht werden, mit anschließender Abregung des ersten Niveaus und einem γ von 0,44 MeV nach

$$\begin{aligned} {}^{128}\mathrm{Te} \;\rightarrow\; {}^{128}\mathrm{Xe}^{*} \;+\; 2\,e^{-} \;+\; 2\,\bar{\nu}_e + \;\; 0,43\,\mathrm{MeV} \\ \hookrightarrow \quad {}^{128}\mathrm{Xe} \;+\; \gamma_{0,44\,\mathrm{MeV}}\,. \end{aligned} \tag{5.17}$$

In der Veröffentlichung [BCC+87] wurde für diesen Zerfall ein Limit von

$$T_{1/2}(^{128}\mathrm{Te}, 2\nu\beta\beta; (2+)) > 4,7 \cdot 10^{21}\,\text{Jahre mit } 68\%\ \mathrm{CL} \tag{5.18}$$

ermittelt.

Zur Bestimmung der Sensitivität wurde analog wie für ^{120}Te aus Kapitel 5.3.1 vorgegangen. In Abbildung 5.18 ist das Streudiagramm der dazugehörigen

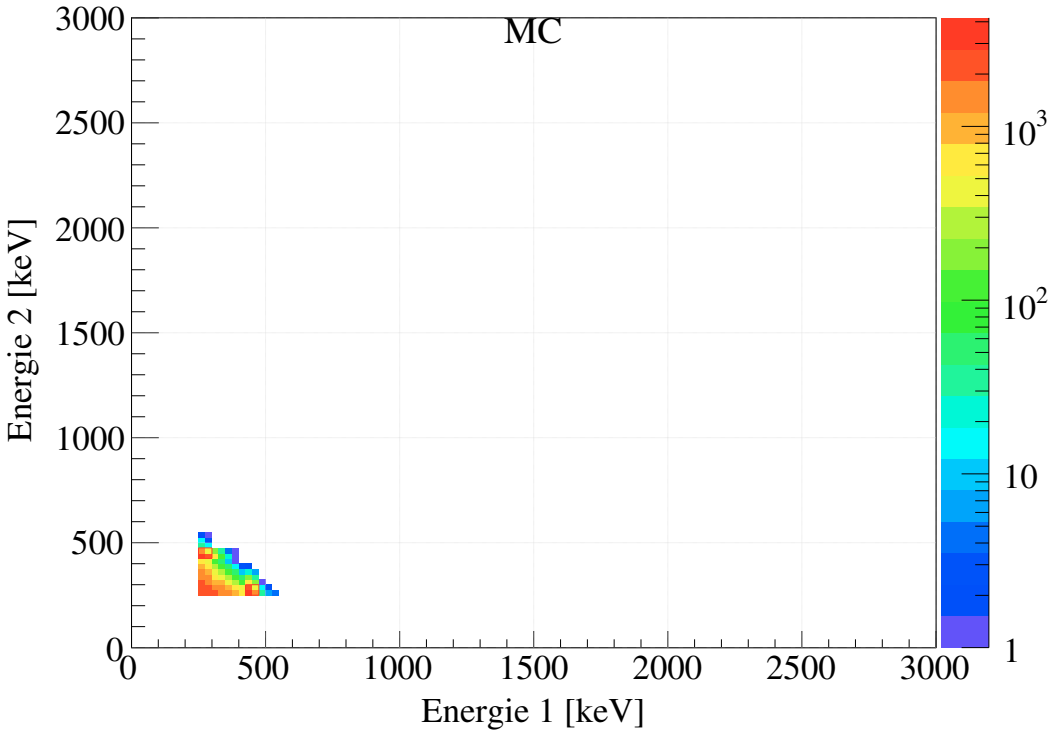

Abbildung 5.18: Streudiagramm der Simulation von 10^7 ^{128}Te, $2\nu\beta\beta$; (2+) Ereignissen. Die Effizienz wird zu $\epsilon = 0,156\,\%$.

Simulation zu sehen, sowie in Abbildung 5.15 mit den realen Daten, jeweils in rot umrandet die benutzen Energiecuts. Die Effizienz ergibt sich zu $\epsilon = 0,156\,\%$ und die Sensitivität zu

$$T_{1/2} \quad > \quad 1,1 \cdot 10^{19} \text{ Jahre mit } 90\% \text{ CL} \,, \tag{5.19}$$

In Abbildung 5.14 ist das Streudiagramm für diese MC-Simulation mit viel niedrigeren Energieschwellen zu sehen. Damit wird deutlich, dass eine Senkung der Energieschwellen eine deutliche Steigerung der Effizienz für diese Koinzidenz bedeuten würde.

5.4 Ausblick auf Zwei- und Mehrdetektor-Koinzidenzen

Es gibt neben den hier beschriebenen Koinzidenzen noch eine große Vielfalt ähnlicher aber auch anderer Koinzidenzen. Neben Zerfällen in angeregte Zustände oder Zerfallsreihen lassen sich auch Prozesse, in denen Positronen involviert sind, untersuchen. Bei der Annihilation der Positronen entstehen zwei 511 keV Photonen, die in benachbarten Detektoren nachgewiesen werden können. Zu solchen Prozessen gehören z.B. ^{106}Cd mit $\beta^+\beta^+$, ^{64}Zn mit β^+EC oder ^{120}Te mit β^+EC. Es ist auch denkbar, Ereignisse die von Myonen stammen zu untersuchen, indem man etwa nach Ereignissen sucht, die vier Detektoren in Reihe angesprochen haben. Eine besondere Koinzidenz können Gammakaskaden darstellen, ein Beispiel wird in Kapitel 5.4.1 beschrieben, in dem es um den Einfang thermischer Neutronen am ^{113}Cd geht. Eine solche Analyse bietet einen Zugriff auf den Fluss thermischer Neutronen.

Die einfachste Koinzidenz beschreibt die Multiplizität, also die Anzahl von Detektoren innerhalb eines Zeitfensters in dem Ereignisse stattfanden. In Abbildung 2.4 ist die Multiplizität des 64-Detektor-Arrays zu sehen, also

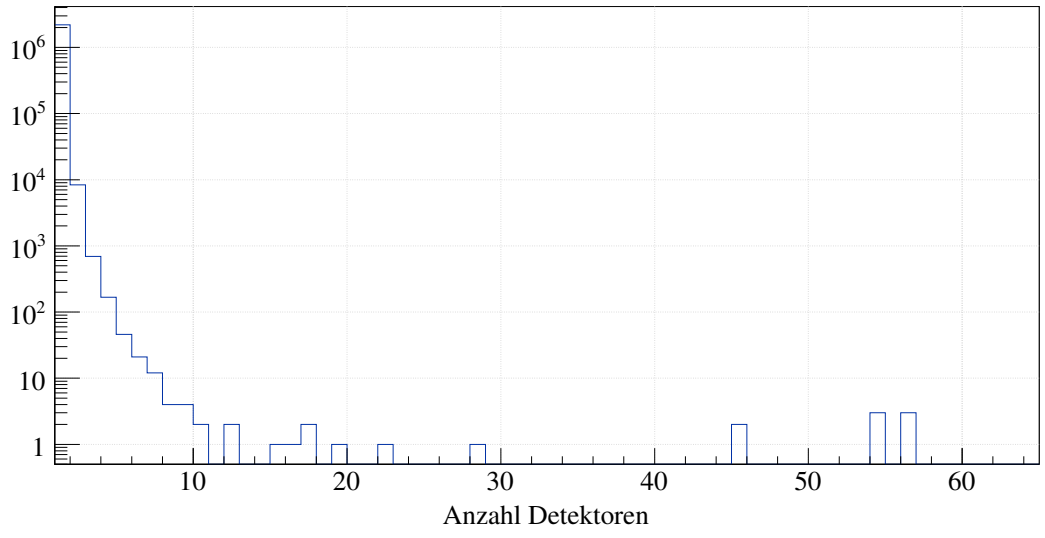

Abbildung 5.19: Multiplizität, also Anzahl der Ereignisse des Detektor-Arrays, die innerhalb 0,3 ms stattfanden. Die direkt auf einander folgenden Ereignisse liegen jeweils nicht weiter auseinander als 0,3 ms, siehe dazu Abbildung 2.16 aus Kapitel 2.4.

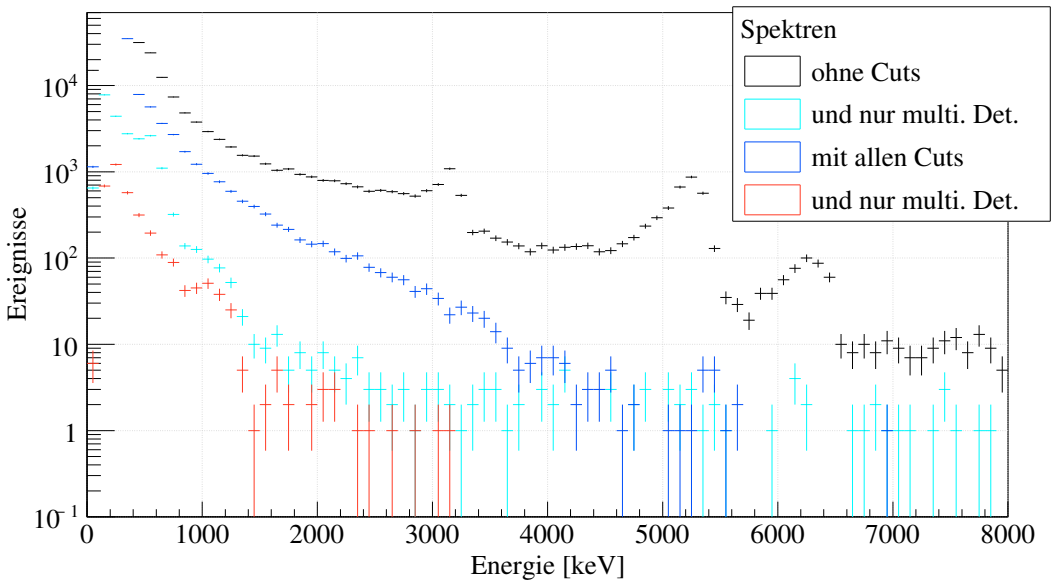

Abbildung 5.20: Spektren mit Multiplizität des Detektor-Arrays innerhalb 0,3 ms. In schwarz sind alle Ereignisse von 116 kg Tagen synchronisierten Daten zu sehen, mit jeder Multiplizität. In hellblau sind die Ereignisse dargestellt, die eine Multiplizität größer 1 aufweisen. In dunkelblau sind alle Ereignisse mit den Standard-Cuts und allen Multiplizitäten zu sehen. In rot sind alle Ereignisse mit den Standard-Cuts und Multiplizitäten größer 1 zu sehen. Im Energiebereich des $^{116}Cd^{0\nu}$ bei 2,8 MeV $\pm$ 0,3 MeV reduziert sich der Beitrag zum Untergrund nach allen Cuts durch weitere Berücksichtigung der Multiplizität um etwa 1 %.

die Anzahl von Detektoren, in denen Energie deponiert wurde, die zeitlich nacheinander nicht weiter als 0,3 ms auseinander liegen, siehe dazu Abbildung 2.16 aus Kapitel 2.4. Man kann so die Multiplizität als Cut benutzen und Ereignisse mit Multiplizitäten größer 1 für Analysen von z.B. $^{116}Cd^{0\nu}$ ausblenden. Nachdem alle Standard-Cuts des COBRA-Experiments angewendet wurden, werden so etwa 1 % weitere Ereignisse im Energiebereich des Zerfalls von $^{116}Cd^{0\nu}$ bei 2,8 MeV $\pm$ 0,3 MeV diskriminiert. Die dazugehörigen Spektren sind in Abbildung 5.20 zu sehen. Man sieht, dass hauptsächlich Energien kleiner etwa 1 MeV mit der Multiplizität diskriminiert werden. Das liegt daran, dass diese Ereignisse von Photonen dominiert sind, die z.B. in einem Detektor den Compton-Effekt durchführen und im nächsten dann den Photoeffekt, wie schon im Kapitel 2.4 beschrieben wurde. Ereignisse mit höherer Energie werden schon von den Standard-Cuts des COBRA-Experiments sehr effektiv diskriminiert, so dass es schon keine Multiplizitäten innerhalb der 0,3 ms gibt.

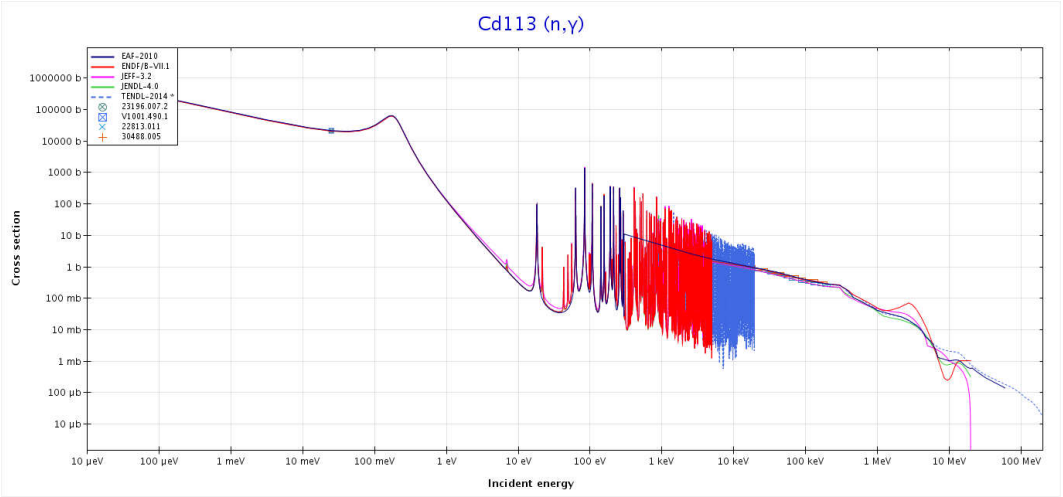

Abbildung 5.21: Wechselwirkungsquerschnitt von ^{113}Cd(n,y). [SBD14]

Für größere Zeitfenster als 0,3 ms steigt die Wahrscheinlichkeit zufällige Ereignisse, also kausal nicht zusammenhängende, zu diskriminieren. Koinzidenzen mit großem Zeitfenster, wie die Koinzidenzen der natürlichen Zerfallsreihen aus Kapitel 5.1, können mit diesem einfachen Multiplizitätscut nicht diskriminiert werde. Eine Ausnahme bildet hier die ^{214}Bi-^{214}Po-Koinzidenz, deren Ereignisse durchaus innerhalb der 0,3 ms fallen können, siehe Abbildung 5.7, auch weil bei einem Multiplizitätscut berücksichtigt wird, ob die Ereignisse nur im selben Detektor stattfinden oder nicht.

Im COBRA-Experiment werden zukünftig Detektoren getestet, die ein deutlich größeres Volumen aufweisen. Dabei gibt es die Möglichkeit CPGs nicht einfach nur der neuen Größe der Detektoren anzupassen. Es gibt die Möglichkeit 4 CPGs auf einen Detektor zu installieren, so das „quasi“ vier Detektoren in einem instrumentiert werden und die relative Oberfläche stark reduziert wird. Die Segmentierung eines Detektorarrays mit diesen großvolumigen Detektoren bliebe somit erhalten und damit auch die Eigenschaften und Effektivitäten der Koinzidenzanalysen.

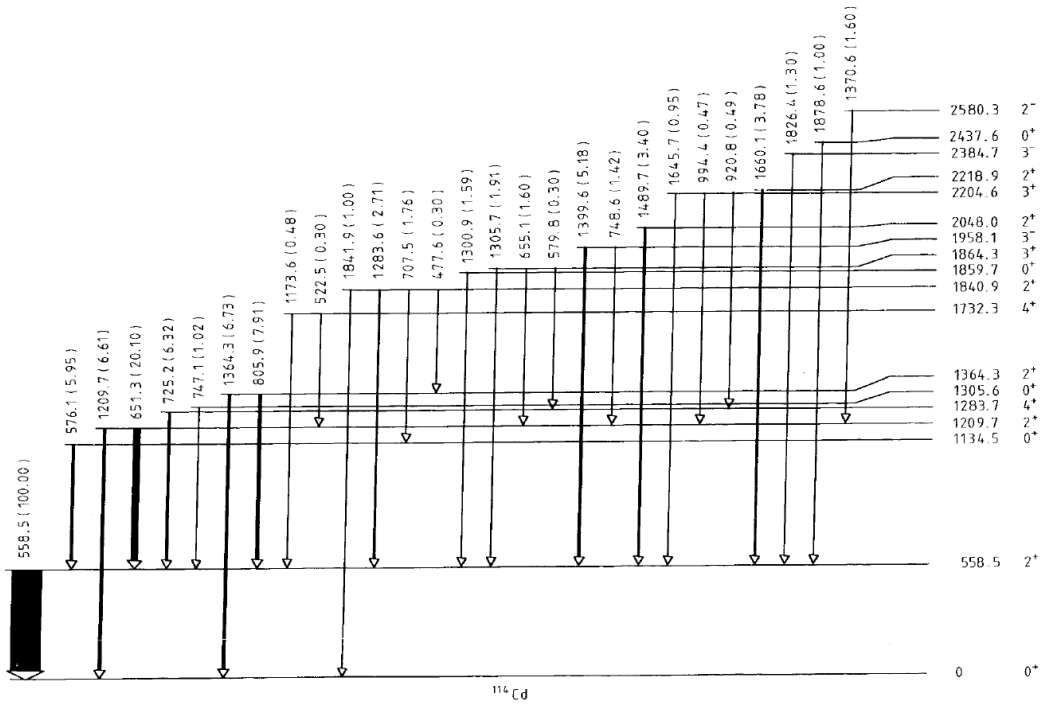

Abbildung 5.22: Gammakaskade von ^{113}Cd(n,y) [HH82]. Die Intensitäten der Gammas sind normiert auf die 558,5 keV Linie.

5.4.1 Einfang thermischer Neutronen an ^{113}Cd

In diesem Kapitel wird kurz eine Koinzidenz aus einer Gammakaskade vorgestellt. Dazu dient der Einfang von thermischen Neutronen am ^{113}Cd. Aus Abbildung 5.21 ist ersichtlich, dass ^{113}Cd für thermische Neutronen einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt von $10^4 - 10^6$ b besitzt. In Folge einer solchen Reaktion entsteht eine kaskadenartige Abregung des Folgekerns mit Photonen von einer Summenenergie von bis zu 9 MeV. In Abbildung 5.22 ist ein Teil dieser Gammakaskade zu sehen. Es bedarf keiner Rechnung um zu verstehen, dass solche Reaktionen durchaus für das COBRA-Experiment von Bedeutung sind. In der Bachelorarbeit von Henning Rebber wurde diese Reaktion ausführlich behandelt [Reb13]. Die kaskadenartige Abregung erfolgt über bekannte, diskrete Energieniveaus, die über Koinzidenzanalysen identifiziert werden können. Dabei können die verschiedensten Energien in einer verschieden großen Anzahl von Detektoren nachgewiesen werden. Besonders häufig ist die Energie der 558,5 keV-Linie, die in Kombination mit anderen Energien dieser Kaskade oder Summen dieser Energien, Koinzidenzen bilden

können. Damals konnten die Daten noch nicht synchronisiert werden, so dass nur Koinzidenzen innerhalb eines ADC-Moduls berücksichtigt werden konnten oder über sehr lange Zeiträume nach Koinzidenzen gesucht werden musste, was einen relativ hohen Untergrund verursachte. In Verbindung mit den zukünftigen sehr großen Datenmengen und der Synchronisierung, aus Kapitel 2.4 mit Koinzidenzzeiträumen von 0,3 ms, innerhalb der Ereignisse als „gleichzeitig“ angesehen werden können, wird eine Analyse dieser Gammakaskade eine in-situ-Überwachung des Flusses thermischer Neutronen darstellen. Also ist es somit auch möglich, weitere Raten von Prozessen abzuschätzen, die von thermischen Neutronen induziert werden.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit wurde im Rahmen des COBRA-Experiments verfasst. Das COBRA-Experiment hat sich als Ziel den Nachweis des neutrinolosen Doppel-Betazerfalls, vornehmlich von ^{116}Cd, gesetzt. Dafür sollen Cadmium-Zink-Tellurid-Halbleiterdetektoren in 90 % ^{116}Cd angereichert werden. Für den Zerfall dieser Art erwartet man Halbwertszeiten von mehr als 10^{26} Jahren, daher ist das Verständnis und die Reduktion von Beiträgen zum Untergrund von entschiedener Bedeutung.

Am Anfang dieser Arbeit wurde eine USB-VME-Brücke erfolgreich in der Datenerfassungskette am Teststand in Hamburg integriert. Sie bildet seit mehr als 3 Jahren die Grundlage der Datenerfassung am Teststand in Hamburg, um die CZT-Detektoren des COBRA-Experiments in flüssigem Szintillator zu betreiben. Der flüssige Szintillator ersetzt so den Lack zur Passivierung der Detektoren, der teilweise mit radioaktiven Kontaminationen verunreinigt sein kann und kann darüber hinaus als aktives Veto instrumentiert werden. Die Dissertation meines Kollegen Christian Oldorf [Old15] beschäftigt sich intensiv mit diesem Teststand.

Die Studien zu den Neutronen im Rahmen dieser Arbeit haben gezeigt, dass schnelle Neutronen keinen wesentlichen Beitrag zum Untergrund im COBRA-Experiment liefern werden. Bezüglich der thermischen Neutronen kann der Fluss mit Hilfe von Koinzidenzanalysen in-situ ermittelt werden. Es wurden erste umfangreiche MC-Studien durchgeführt, um einen Teststand mit kollimierten Neutronen zu konzipieren. Damit sollen später Streu-, Aktivierungs-,

Absorbtions- und Abschirmungsexperimente durchgeführt werden.

Mit Hilfe weiterer Koinzidenzanalysen wurde im Rahmen dieser Arbeit die intrinsische Kontamination einiger Zerfallsprodukte von ^{238}U und ^{232}Th in den Detektoren ermittelt. Hinzu kommt, dass die zeitliche Synchronisierung der Daten in Zukunft Koinzidenzanalysen innerhalb des gesamten 64-Detektor-Arrays von dem COBRA-Demonstrator am LNGS ermöglichen wird. Dieses wurde unter anderem am Beispiel des neutrinobehafteten Zerfalls von ^{120}Te in den ersten angeregten 2+ Zustand des ^{120}Se gezeigt, aber auch von ^{128}Te in einen angeregten Zustand. Die Sensitivität auf die Halbwertszeit von $T_{1/2}$ (^{120}Te, $2\nu ECEC; (2+)) > 3,1 \cdot 10^{16}$ Jahre mit 90% CL wurde erreicht. Viele weitere Koinzidenzen, wie Zerfälle in angeregte Zustände aber auch Prozesse, in denen Positronen involviert sind, wie z.B. $\beta^+\beta^+$- oder β^+EC-Zerfälle, lassen sich so deutlich vom üblichen Untergrund unterscheiden und analysieren.

Zurzeit sind großvolumige Detektoren mit $(1{,}5 \times 2 \times 2)\,\mathrm{cm}^3$ in der Untersuchung, die dann die $1\,\mathrm{cm}^3$ Detektoren ablösen sollen. Zum einem verbessert sich so das Verhältnis vom Volumen zur Oberfläche. Das kommt einer Reduktion des Untergrundes gleich, da Verunreinigungen an den Oberflächen lokalisiert sind. Zum anderen besteht die Möglichkeit diese mit 4 herkömmlichen koplanare Anoden auszurüsten und zu instrumentieren, was neben der Reduktion der Untergrundrate die Eigenschaften als Detektor-Array für Koinzidenzanalysen konserviert.

Anhang A

Zerfallsreihen

Tabelle A.1: Uran-Zerfallsreihe [Wah07]. In Klammern jeweils die Wahrs. in %.

Halbwerts-zeit	Isotop Zerfall	α-Zerfall Energie [MeV]	β-Zerfall Energie [MeV]	γ-Zerfall Energie [keV]
$4{,}468 \cdot 10^9$ y	$^{238}_{92}\mathbf{U}$	α: 4,197 (77)		
	$100 \downarrow \alpha$	α: 4,147 (23)		γ: 49,55 (0,062)
24,1 d	$^{234}_{90}\mathbf{Th}$		β: 0,199 (72,5)	γ: 92,37 (2,42)
	$100 \downarrow \beta$		β: 0,104 (17,8)	γ: 63,28 (4,1)
			β: 0,060 (7,1)	γ: 92,79 (2,39)
	$100 \downarrow \beta$		β: 1,53 (0,62)	γ: 766,37 (0,316)
			β: 1,25 (0,74)	γ: 1001,03 (0,839)
$2{,}45 \cdot 10^5$ y	$^{234}_{92}\mathbf{U}$	α: 4,775 (72,5)		
	$100 \downarrow \alpha$	α: 4,723 (27,5)		γ: 53,20 (0,123)
$7{,}538 \cdot 10^4$ y	$^{230}_{90}\mathbf{Th}$	α: 4,688 (76,3)		
	$100 \downarrow \alpha$	α: 4,621 (23,4)		γ: 67,67 (0,38)
1600 y	$^{226}_{88}\mathbf{Ra}$	α: 4,784 (94,5)		
	$100 \downarrow \alpha$	α: 4,601 (5,55)		γ: 186,10 (3,51)
3,8235 d	$^{222}_{86}\mathbf{Rn}$	α: 5,490 (99,9)		
	$100 \downarrow \alpha$	α: 4,987 (0,08)		
3,05 m	$^{218}_{84}\mathbf{Po}$	α: 6,002 (100)		
	0,018 99,98			
	$\beta \swarrow \quad \searrow \alpha$			
$\sim$2 s	$^{218}_{85}\mathbf{At}$ $^{214}_{82}\mathbf{Pb}$		β: 0,73 (40,5)	γ: 295,21 (18,15)
26,8 m	$\alpha \searrow \quad \swarrow \beta$			γ: 241,98 (7,12)
			β: 0,67 (46)	γ: 351,92 (35,1)
19,9 m	$^{214}_{83}\mathbf{Bi}$		β: 3,275 (19,9)	γ: 609,32 (44,6)
	0,021 99,979		β: 1,88 (7,18)	γ: 768,36 (4,76)
	$\alpha \swarrow \quad \searrow \beta$		β: (17,5)	γ: 1120,29 (14,7)
			β: (8,26)	γ: 1238,11 (5,78)
			β: 1,51 (16,9)	γ: 1764,49 (15,1)
			β: 1,02 (16,9)	γ: 2204,21 (4,98)
1,3 m	$^{210}_{81}\mathbf{Tl}$ $^{214}_{84}\mathbf{Po}$	α: 7,687 (100)		
164,3 μs	$\beta \searrow \quad \swarrow \alpha$			
22,3 y	$^{210}_{82}\mathbf{Pb}$		β: 0,063 (19)	
	$\sim$100 $\downarrow \beta$		β: 0,017 (81)	γ: 46,54 (4,24)
5,013 d	$^{210}_{83}\mathbf{Bi}$		β: 1,161 (99)	
	$\sim$100 $\downarrow \beta$			
138,4 d	$^{210}_{84}\mathbf{Po}$	α: 5,305 (99)		
	$100 \downarrow \alpha$			
stabil	$^{206}_{82}\mathbf{Pb}$			

Tabelle A.2: Thorium-Zerfallsreihe [Wah07]

Halbwerts-zeit	Isotop Zerfall Zweig [%]	α-Zerfall Energie [MeV] (α-Zweig [%])	β-Zerfall Energie [MeV] (β-Zweig [%])	γ-Zerfall Energie [keV] (γ-Wahrs. [%])
	$^{232}_{90}$**Th**			
$1{,}405{\cdot}10^{10}$ y	100 $\downarrow$ α	α: 4,012 (77,9)		
		α: 3,954 (22,1)		γ: 63,81 (0,27)
	$^{228}_{88}$**Ra**			
5,75 y	100 $\downarrow$ β		β: 0,039 (60)	
			β: 0,015 (40)	
	$^{228}_{89}$**Ac**			
6,15 h	100 $\downarrow$ β		β: 2,18 (10)	γ: 338,32 (11,3)
			β: 1,70 (11,6)	γ: 968,97 (16,2)
			β: 1,11 (31,0)	γ: 911,21 (26,6)
	$^{228}_{90}$**Th**			
1,9131 y	100 $\downarrow$ α	α: 5,423 (71,1)		
		α: 5,340 (28,2)		γ: 84,37 (1,22)
		α: 5,221 (0,44)		γ: 215,99 (0,28)
	$^{224}_{88}$**Ra**			
3,664 d	100 $\downarrow$ α	α: 5,685 (94,9)		
		α: 5,449 (5,1)		γ: 240,99 (4,1)
	$^{220}_{86}$**Rn**			
55,6 s	100 $\downarrow$ α	α: 6,288 (99,9)		
		α: 5,747 (0,11)		γ: 549,73 (0,11)
	$^{216}_{84}$**Po**			
0,145 s	100 $\downarrow$ α	α: 6,778 (100)		
	$^{212}_{82}$**Pb**			
10,64 h	100 $\downarrow$ β		β: 0,569 (12)	γ: 300,09 (3,25)
			β: 0,331 (83)	γ: 238,63 (43,5)
			β: 0,159 (5)	
	$^{212}_{83}$**Bi**			
60,55 m	35,94 64,06			
	$\alpha \swarrow \quad \searrow \beta$	α: 6,089 (27,1)	β: 2,248 (86,6)	γ: 1620,74 (1,5)
		α: 6,050 (69,9)	β: 1,521 (6,8)	γ: 727,33 (6,7)
	$^{208}_{81}$**Tl** $^{212}_{84}$**Po**			
3,053 m	$\beta \searrow \quad \swarrow \alpha$	α: 8,785 (100)		
0,298 μs			β: 1,80 (51)	γ: 583,19 (30,6)
			β: 1,52 (21,7)	γ: 860,56 (4,5)
			β: 1,29 (22,8)	γ: 511,77 (8,2)
			β: 1,52 (3,1)	γ: 2614,53 (35,8)
stabil	$^{208}_{82}$**Pb**			

Anhang B

Auszug der Erweiterung aus der Datei „LocalVMEBus.cxx“

```
1  // ====================CAEN====================
2  #elif defined CAEN_VME
3  //LocalVMEBus::setBaseAddr
4  void LocalVMEBus::setBaseAddr(Mode mode, size_t baseAddress) throw
       (std::runtime_error) {
5
6    throw runtime_error("Not implemented yet.");
7  }
8
9  //LocalVMEBus::write
10 void LocalVMEBus::write(Mode mode, size_t address, const void *
       buffer, size_t count) throw(std::runtime_error) {
11
12    size_t relAddress = adjustAddress(mode, address, count);
13
14    CVAddressModifier AM;
15    CVDataWidth DW;
16    switch (mode.width) {
17       case  D8: DW =  cvD8; break;
18       case D16: DW = cvD16; break;
19       case D32: DW = cvD32; break;
20       case D64: DW = cvD64; break;
21       default: throw std::runtime_error("Unsupported VME data
             width");
22    }
23    switch (mode.space) {
24       case A16: AM = cvA16_S; break;
```

```
25        case A24: AM = cvA24_S_DATA; break;
26        case A32: AM = cvA32_S_DATA; break;
27        default: throw std::runtime_error("Unsupported VME address
              space");
28    }
29    //CAENVME_WriteCycle(long Handle, unsigned long Address, void *
          Data, CVAddressModifier AM, CVDataWidth DW);
30   m_state->ErrorCode = CAENVME_WriteCycle(m_state->CAENVMEHandle,
          relAddress,(uint8_t*) buffer, AM, DW);
31   if( m_state->ErrorCode < 0 ) throw runtime_error("Error while
          writing data to CAEN VME Bridge: " + posixErrorStr());
32 }
33
34 //LocalVMEBus::read
35 size_t LocalVMEBus::read(Mode mode, size_t address, void *buffer,
       size_t count) throw(std::runtime_error) {
36
37     size_t relAddress = adjustAddress(mode, address, count);
38
39    CVAddressModifier AM;
40    CVDataWidth DW;
41    switch (mode.width) {
42        case  D8: DW =  cvD8; break;
43        case D16: DW = cvD16; break;
44        case D32: DW = cvD32; break;
45        case D64: DW = cvD64; break;
46        default: throw std::runtime_error("Unsupported VME data
              width");
47    }
48    switch (mode.space) {
49        case A16: AM = cvA16_S; break;
50        case A24: AM = cvA24_S_DATA; break;
51        case A32: AM = cvA32_S_DATA; break;
52        default: throw std::runtime_error("Unsupported VME address
              space");
53    }
54     //CAENVME_ReadCycle(long Handle, unsigned long Address, void *
           Data, CVAddressModifier AM, CVDataWidth DW);
55     m_state->ErrorCode = CAENVME_ReadCycle(m_state->CAENVMEHandle,
           relAddress, buffer, AM, DW);
```

```
56      if( m_state->ErrorCode < 0 ) throw runtime_error("Error while
            reading data from CAEN VME Bridge: " + posixErrorStr());
57  }
58  void LocalVMEBus::setIRQ(uint8_t level, uint8_t vector) throw(std
        ::runtime_error) {
59     throw runtime_error("Not implemented yet.");
60  }
61  void LocalVMEBus::waitIRQ(int timeout) throw(std::runtime_error) {
62     throw runtime_error("Not implemented yet.");
63  }
64  void LocalVMEBus::readIRQ(uint8_t &vector, unsigned int &missed)
        throw(std::runtime_error) {
65     throw runtime_error("Not implemented yet.");
66  }
67  //LocalVMEBus::LocalVMEBus()
68  LocalVMEBus::LocalVMEBus() throw(std::runtime_error)
69     : m_state(new State())
70  {
71  cout << "LocalVMEBus" << endl;
72      CVBoardTypes BdType;
73      //CAENVME_Init(CVBoardTypes BdType, short Link, short BdNum,
            long *Handlec oder int32_t);
74      m_state->ErrorCode = CAENVME_Init( BdType = cvV1718, 1, 20, &
            m_state->CAENVMEHandle);
75      switch (m_state->ErrorCode) {
76        case cvSuccess: cout << " CAENVME: Success " << endl; break;
77        case cvBusError: cout << " CAENVME: VME bus error during the
              cycle " << endl; break;
78        case cvCommError: cout << " CAENVME: Communication error "
             << endl; break;
79        case cvGenericError: cout << " CAENVME: Unspecified error "
             << endl; break;
80        case cvInvalidParam: cout << " CAENVME: Invalid parameter "
             << endl; break;
81        case cvTimeoutError: cout << " CAENVME: Time Out error " <<
             endl; break;
82        default: throw std::runtime_error("Unsupported CAEN VME
             ErrorCode");
83     }
84  }
85  //LocalVMEBus::~LocalVMEBus()
```

```
86 LocalVMEBus::~LocalVMEBus() {
87   //CAENVME_End(long Handle);
88     m_state->vmefd = CAENVME_End(m_state->CAENVMEHandle);
89     if( m_state->ErrorCode < 0 ) throw runtime_error("Can't end
       CAEN VME Bridge: " + posixErrorStr());
90
91     if (m_state->ErrorCode != -1) ::close(m_state->vmefd);
92     if (m_state != 0) delete m_state;
93
94 }
```

Abbildung B.1: Auszug der Erweiterung aus der Datei „LocalVMEBus.cxx“ zur Integration einer USB-VME-Bridge am Teststand in Hamburg.

Abbildungsverzeichnis

2.1 Massenhierarchie der Neutrinomassenquadrate 8
2.2 eff. Majoranamasse als Funktion der leichtesten Neutrinomasse . 9
2.3 Massenparabel mit ^{116}Cd 12
2.4 Halbwertszeit von $^{116}Cd^{0\nu}$ als Funktion der leichtesten Neutrinomasse 14
2.5 Erwartete Sensitivität auf die Halbwertszeit von $^{116}Cd^{0\nu}$ 17
2.6 Schema eines CPG-Detektors 20
2.7 Exemplarischer Pulsform-Verlauf 21
2.8 COBRA-Demonstratoraufbau 23
2.9 Interaktionstiefe gegen Energie des COBRA-Demonstratoraufbau 23
2.10 Datenerfassungssystem des COBRA-Experiments 25
2.11 Anpassungen am Scala-Skript zum Starten einer Datenerfassung 26
2.12 Zeitdifferenzen von Testimpulssignalen vor der Synchronisierung 28
2.13 Zeitdifferenzen von Testimpulssignalen nach der Synchronisierung 28
2.14 Auszug der Datei „adcmodule.sh“ 30
2.15 Auszug der Datei „sync.sh“ 30
2.16 Veranschaulichung der Synchronisierung 31
2.17 Auszug der Datei „sync_merg.sh“ 32

3.1 Aufbau des Radonzerfallsprodukt-Kondensators 41
3.2 Spektrum der Linien von ^{212}Pb und ^{214}Pb 41

4.1 Neutronenreaktionen auf der Nuklidkarte 45
4.2 Impulsdiagramm 47
4.3 Neutronenflüsse am LNGS 54
4.4 Wechselwirkungsquerschnitt ^{116}Cd(n,p) 55
4.5 Simulation zu einem Versuchsaufbau zur Neutronenkollimation . 60

4.6 Zeitliche Entwicklung des energieabhängigen Neutronenflusses einer gepulsten Neutronenquelle 62

5.1 MC-Simulationen zur Koinzidenzanalyse intrinsischer Kontamination 66
5.2 MC-Simulationen zur Koinzidenzanalyse extrinsischer Kontamination 75
5.3 Streudiagramm innerhalb jeweils eines Detektors und 1 ms . . . 78
5.4 E gegen z innerhalb jeweils eines Detektors und 1 ms 79
5.5 Häufigkeit der Interaktionstiefe z innerhalb jeweils eines Detektors und 1 ms 80
5.6 Häufigkeit der Differenzen der Interaktionstiefe z innerhalb jeweils eines Detektors und 1 ms 81
5.7 Häufigkeit der Zeitdifferenzen innerhalb jeweils eines Detektors . 81
5.8 Streudiagramm von Ereignissen jeweils verschiedener Detektoren innerhalb von 0,3 ms 84
5.9 Spektren von Ereignissen jeweils verschiedener Detektoren innerhalb von 0,3 ms 84
5.10 MC-Simulation: Streudiagramm von Ereignissen jeweils verschiedener Detektoren von ^{40}K 85
5.11 MC-Simulation: Spektren von Ereignissen jeweils verschiedener Detektoren von ^{40}K 85
5.12 On- und Offlinezeiten der einzelnen Detektoren für die synchronisierten Daten 87
5.13 Energieschwellen der Detektoren für 4-Lagen-Daten aus 2014 . . 88
5.14 Beispiel einer Koinzidenz mit erforderlicher niedriger Energieschwelle. 89
5.15 Streudiagramm der Zweidetektordaten zu ^{120}Te, $2\nu ECEC$;(2+) 90
5.16 Streudiagramm der Simulation von Zweidetektordaten zu ^{120}Te, $2\nu ECEC$;(2+) 91
5.17 Streudiagramm der Zweidetektordaten zu ^{128}Te, $2\nu\beta\beta$;(2+) . . . 92
5.18 Streudiagramm der Simulation von Zweidetektordaten zu ^{128}Te, $2\nu\beta\beta$;(2+) 93
5.19 Multiplizität des Detektor-Arrays 94
5.20 Spektren mit Multiplizität des Detektor-Arrays innerhalb 0,3 ms. 95

5.21 Wechselwirkungsquerschnitt ^{113}Cd(n,y) 96
5.22 Gammakaskade von ^{113}Cd(n,y) 97

B.1 Auszug der Erweiterung aus der Datei „LocalVMEBus.cxx“ . . 108

Tabellenverzeichnis

2.1 Oszillationsparameter 7
2.2 $C^{0\nu}$-Faktoren 15
2.3 Doppel-Beta-Isotope in CZT 17
2.4 Molare Massen von CZT 19
2.5 Effizienzen für Koinzidenzintervalle 29

3.1 Teil der Uran-Zerfallsreihe 38
3.2 Teil der Thorium-Zerfallsreihe 39

4.1 Neutronenklassifizierung 44

5.1 Koinzidenzen aus den natürlichen Zerfallsreihen von ^{238}U und ^{232}Th 65
5.2 Energiecuts zu den Koinzidenzen aus den natürlichen Zerfallsreihen intrinsischer Kontamination 67
5.3 Zeitcuts zu den Koinzidenzen aus den natürlichen Zerfallsreihen intrinsischer Kontamination 67
5.4 Ergebnisse zu den Koinzidenzen aus den natürlichen Zerfallsreihen intrinsischer Kontamination 70
5.5 Vergleich intrinsischer Kontaminationen 73
5.6 Energiecuts zu den Koinzidenzen aus den natürlichen Zerfallsreihen extrinsischer Kontamination 75
5.7 Zeitcuts zu den Koinzidenzen aus den natürlichen Zerfallsreihen extrinsischer Kontamination 76
5.8 Ergebnisse zu den Koinzidenzen aus den natürlichen Zerfallsreihen extrinsischer Kontaminationen 76

A.1 Uran-Zerfallsreihe 102

A.2 Thorium-Zerfallsreihe 103

Literaturverzeichnis

[A+11] Alessandria, F. u. a.: Sensitivity of CUORE to Neutrinoless Double-Beta Decay. (2011)

[A+13] Agostini, M. u. a.: Results on Neutrinoless Double-β Decay of ^{76}Ge from Phase I of the GERDA Experiment. In: *Phys.Rev.Lett.* 111 (2013), Nr. 12, S. 122503. http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.122503. – DOI 10.1103/PhysRevLett.111.122503

[A+14] Ade, P.A.R. u. a.: Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. In: *Astron.Astrophys.* (2014). http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201321591. – DOI 10.1051/0004–6361/201321591

[AAA+13] Aprile, E. ; Alfonsi, M. ; Arisaka, K. ; Arneodo, F. ; Balan, C. ; Baudis, L. ; Bauermeister, B. ; Behrens, A. ; Beltrame, P. ; Bokeloh, K. ; Brown, A. ; Brown, E. ; Bruno, G. ; Budnik, R. ; Cardoso, J. M. R. ; Chen, W.-T. ; Choi, B. ; Colijn, A. P. ; Contreras, H. ; Cussonneau, J. P. ; Decowski, M. P. ; Duchovni, E. ; Fattori, S. ; Ferella, A. D. ; Fulgione, W. ; Gao, F. ; Garbini, M. ; Ghag, C. ; Giboni, K.-L. ; Goetzke, L. W. ; Grignon, C. ; Gross, E. ; Hampel, W. ; Kaether, F. ; Kish, A. ; Lamblin, J. ; Landsman, H. ; Lang, R. F. ; Le Calloch, M. ; Levy, C. ; Lim, K. E. ; Lin, Q. ; Lindemann, S. ; Lindner, M. ; Lopes, J. A. M. ; Lung, K. ; Marrodán Undagoitia, T. ; Massoli, F. V. ; Melgarejo Fernandez, A. J. ; Meng, Y. ; Messina, M. ; Molinario, A. ; Ni, K. ; Oberlack, U. ; Orrigo, S. E. A. ; Pantic, E. ; Per-

siani, R. ; Plante, G. ; Priel, N. ; Rizzo, A. ; Rosendahl, S. ; dos Santos, J. M. F. ; Sartorelli, G. ; Schreiner, J. ; Schumann, M. ; Scotto Lavina, L. ; Scovell, P. R. ; Selvi, M. ; Shagin, P. ; Simgen, H. ; Teymourian, A. ; Thers, D. ; Tziaferi, E. ; Vitells, O. ; Wang, H. ; Weber, M. ; Weinheimer, C.: The neutron background of the XENON100 dark matter search experiment. In: *Journal of Physics G Nuclear Physics* 40 (2013), November, Nr. 11, S. 115201. http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/40/11/115201. – DOI 10.1088/0954–3899/40/11/115201

[AB15] Arushanova, Evelina ; Back, Ashley R.: Probing Neutrinoless Double Beta Decay with SNO+. In: *Topical Research Meeting on Prospects in Neutrino Physics (NuPhys2014) London, UK, United Kingdom, December 15-17, 2014*, 2015

[AMC+10] Awadalla, S.A. ; Mackenzie, J. ; Chen, H. ; Redden, B. ; Bindley, G. ; Duff, M.C. ; Burger, A. ; Groza, M. ; Buliga, V. ; Bradley, J.P. ; Dai, Z.R. ; Teslich, N. ; Black, D.R.: Characterization of detector-grade CdZnTe crystals grown by traveling heater method (THM). In: *Journal of Crystal Growth* 312 (2010), Nr. 4, 507–513. http://dx.doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2009.11.007. – DOI 10.1016/j.jcrysgro.2009.11.007. – ISSN 0022–0248

[BCC+87] Bellotti, E. ; Cattadori, C. ; Cremonesi, O. ; Fiorini, E. ; Liguori, C. ; Pullia, A. ; Sverzellati, P. P. ; Zanotti, L.: A Search for Double Beta Decay of 128 Te and 130 Te Leading to the First Excited State of Daughter Nuclei. In: *EPL (Europhysics Letters)* 3 (1987), Nr. 8, 889. http://stacks.iop.org/0295-5075/3/i=8/a=005

[BG12] BILENKY, S. M. ; GIUNTI, C.: NEUTRINOLESS DOUBLE-BETA DECAY: A BRIEF REVIEW. In: *Modern Physics Letters A* 27 (2012), Nr. 13, 1230015. http://dx.doi.org/10.1142/S0217732312300157. – DOI 10.1142/S0217732312300157

[BHHU07] Barabash, A S. ; Hubert, F ; Hubert, Ph ; Umatov, V: New limits on the beta + EC and ECEC processes in 120 Te. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 34 (2007), Nr. 7, 1721. http://stacks.iop.org/0954-3899/34/i=7/a=012

[BHP80] Bilenky, Samoil M. ; Hosek, J. ; Petcov, S.T.: On Oscillations of Neutrinos with Dirac and Majorana Masses. In: *Phys.Lett.* B94 (1980), S. 495. http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(80)90927-2. – DOI 10.1016/0370–2693(80)90927–2

[Dre15] Drewes, Marco: Theoretical Status of Neutrino Physics. (2015)

[EFD+13] Ebert, J ; Fritts, M. ; Durst, J. ; Gössling, C. ; Göpfert, T. ; Gehre, D. ; Hagner, C. ; Heidrich, N. ; Köttig, T. ; Neddermann, T. ; Oldorf, C. ; Quante, T. ; Rajek, S. ; Reinecke, O. ; Schulz, O. ; Tebrügge, J. ; Timm, J. ; Wonsak, B. ; Zuber, K.: Current Status and Future Perspectives of the COBRA Experiment. In: *Advances in High Energy Physics* (2013), S. 6. http://dx.doi.org/10.1155/2013/703572. – DOI 10.1155/2013/703572

[Eng15] Engel, Jonathan: Uncertainties in nuclear matrix elements for neutrinoless double-beta decay. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 42 (2015), Nr. 3, 034017. http://stacks.iop.org/0954-3899/42/i=3/a=034017

[F+14] Fritts, M. u. a.: Pulse-shape discrimination of surface events in CdZnTe detectors for the COBRA experiment. In: *Nucl.Instrum.Meth.* A749 (2014), S. 27–34. http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2014.02.038. – DOI 10.1016/j.nima.2014.02.038

[FC98] Feldman, G. J. ; Cousins, R. D.: Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. In: *Physical Review D (Particles and Fields)* 57 (1998), April, S. 3873–3889. http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.57.3873. – DOI 10.1103/PhysRevD.57.3873

[FDG+13] Fritts, M. ; Durst, J. ; Göpfert, T. ; Wester, T. ; Zuber, K.: Analytical model for event reconstruction in coplanar grid CdZnTe detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 708 (2013), apr, S. 1–6. http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2013.01.004. – DOI 10.1016/j.nima.2013.01.004

[FY86] Fukugita, M. ; Yanagida, T.: Barygenesis without grand unification. In: *Physics Letters B* 174 (1986), Nr. 1, 45–47. http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(86)91126-3. – DOI 10.1016/0370–2693(86)91126–3. – ISSN 0370–2693

[GG14] Gonzalez-Garcia, M.C.: Global analyses of oscillation neutrino experiments. In: *Phys.Dark Univ.* 4 (2014), S. 1–5. http://dx.doi.org/10.1016/j.dark.2014.04.002. – DOI 10.1016/j.dark.2014.04.002

[GMRS79] Gell-Mann, Murray ; Ramond, Pierre ; Slansky, Richard: Complex Spinors and Unified Theories. In: *Conf.Proc.* C790927 (1979), 315–321. http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(77)90435-X

[Hei14] Heidrich, Nadine: *Monte Carlo-based Development of a Shield and Total Background Estimation for the COBRA Experiment*, Universität Hamburg, Diss., 2014. http://www.neutrino.uni-hamburg.de/sites/site_neutrino/content/e60876/e60879/e124650/infoboxContent245238/Doktorarbeit-Nadine-Heidrich.pdf

[Her10] Hernandez, P.: Neutrino physics. (2010)

[HH82] Hungerford, P ; Hamilton, W D.: Gamma-gamma correlation measurements in 114 Cd. In: *Journal of Physics G: Nuclear Physics* 8 (1982), Nr. 8, 1107. http://stacks.iop.org/0305-4616/8/i=8/a=015

[HHOS15] Helo, J.C. ; Hirsch, M. ; Ota, T. ; Santos, F. A. Pereira d.: Double beta decay and neutrino mass models. (2015). http://arxiv.org/pdf/1502.05188.pdf

[HM14] Huang, Yanqi ; Ma, Bo-Qiang: Constraints on absolute neutrino Majorana mass from current data. In: *Universe* 2 (2014), Nr. 3, S. 65–71

[KBB+05] Kraus, Ch. ; Bornschein, B. ; Bornschein, L. ; Bonn, J. ; Flatt, B. u. a.: Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium beta decay. In: *Eur.Phys.J.* C40 (2005), S. 447–468. http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s2005-02139-7. – DOI 10.1140/epjc/s2005–02139–7

[Kie10] Kietzmann, Stefanie: *Background Studies for the COBRA Experiment Concerning the Natural Decay Chains and 113Cd*, Universität Hamburg, Diplomarbeit, 2010. http://www.neutrino.uni-hamburg.de/sites/site_neutrino/content/e60876/e60880/e124656/infoboxContent124679/Diplomarbeit-Stefanie-Kietzmann.pdf

[KKKDC04] Klapdor-Kleingrothaus, H.V. ; Krivosheina, I.V. ; Dietz, A. ; Chkvorets, O.: Search for neutrinoless double beta decay with enriched Ge-76 in Gran Sasso 1990-2003. In: *Phys.Lett.* B586 (2004), S. 198–212. http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2004.02.025. – DOI 10.1016/j.physletb.2004.02.025

[Min77] Minkowski, Peter: $\mu \to e\gamma$ at a rate of one out of 109 muon decays? In: *Physics Letters B* 67 (1977), Nr. 4, 421–428. http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(77)90435-X. – DOI 10.1016/0370–2693(77)90435–X. – ISSN 0370–2693

[MNS62] Maki, Ziro ; Nakagawa, Masami ; Sakata, Shoichi: Remarks on the unified model of elementary particles. In: *Prog.Theor.Phys.* 28 (1962), S. 870–880. http://dx.doi.org/10.1143/PTP.28.870. – DOI 10.1143/PTP.28.870

[Old15] Oldorf, Christian: *Operation of CdZnTe Semiconductors Detektors in Liquid Scintillator for the COBRA Experiment*, Universität Hamburg, Diss., 2015

[OW08] Otten, E.W. ; Weinheimer, C.: Neutrino mass limit from tritium beta decay. In: *Rept.Prog.Phys.* 71 (2008), S. 086201. http://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/71/8/086201. – DOI 10.1088/0034–4885/71/8/086201

[Pon68] Pontecorvo, B.: Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge. In: *Sov.Phys.JETP* 26 (1968), S. 984–988

[PTZ00] Ponkratenko, O. A. ; Tretyak, V. I. ; Zdesenko, Yu. G.: The Event generator DECAY4 for simulation of double beta processes and decay of radioactive nuclei. In: *Phys. Atom. Nucl.* 63 (2000), S. 1282–1287. http://dx.doi.org/10.1134/1.855784. – DOI 10.1134/1.855784. – [Yad. Fiz.63,1355(2000)]

[Reb13] Rebber, Henning: *Koinzidenzanalysen zur Untersuchung des Einfangs thermischer Neutronen am Cd-113 im COBRA-Experiment*, Universität Hamburg, Bachelor-Arbeit, 2013. http://www.neutrino.uni-hamburg.de/sites/site_neutrino/content/e60876/e101065/e124705/infoboxContent231951/Bachelorarbeit-Henning-Rebber.pdf

[REE+11] Rahaman, S. ; Elomaa, V.V. ; Eronen, T. ; Hakala, J. ; Jokinen, A. u. a.: Double-beta decay Q values of Cd-116 and Te-130. In: *Phys.Lett.* B703 (2011), S. 412–416. http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2011.07.078. – DOI 10.1016/j.physletb.2011.07.078

[S+15] Smirnov, O. u. a.: Solar neutrino with Borexino: results and perspectives. In: *Phys.Part.Nucl.* 46 (2015), Nr. 2, S. 166–173. http://dx.doi.org/10.1134/S1063779615020185. – DOI 10.1134/S1063779615020185

[SBD14] Soppera, N. ; Bossant, M. ; Dupont, E.: {JANIS} 4: An Improved Version of the {NEA} Java-based Nuclear Data Information System. In: *Nuclear Data Sheets* 120 (2014), Nr. 0, 294–296. http://dx.doi.org/10.1016/j.nds.2014.07.071. – DOI 10.1016/j.nds.2014.07.071. – ISSN 0090–3752

[Sch11] Schulz, Oliver: *Exploration of new data acquisition and background reduction techniques for the COBRA experiment*, Technischen Universität Dortmund, Diss., 2011. http://hdl.handle.net/2003/29108

[SFR+08] Simkovic, Fedor ; Faessler, Amand ; Rodin, Vadim ; Vogel, Petr ; Engel, Jonathan: Anatomy of nuclear matrix elements for neutrinoless double-beta decay. In: *Phys.Rev.* C77 (2008), S. 045503. http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.77.045503. – DOI 10.1103/PhysRevC.77.045503

[SK08] Suhonen, Jouni ; Kortelainen, Markus: Nuclear matrix elements for double beta decay. In: *Int.J.Mod.Phys.* E17 (2008), S. 1–11. http://dx.doi.org/10.1142/S0218301308009495. – DOI 10.1142/S0218301308009495

[Stu61] Stuiver, M.: Variations in radiocarbon concentration and sunspot activity. In: *Journal of Geophysical Research* 66 (1961), Nr. 1, 273–276. http://dx.doi.org/10.1029/JZ066i001p00273. – DOI 10.1029/JZ066i001p00273. – ISSN 2156–2202

[SV82] Schechter, J. ; Valle, J. W. F.: Neutrinoless double-β decay in $SU(2) \times U(1)$ theories. In: *Phys. Rev. D* 25 (1982), Jun, 2951–2954. http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.25.2951. – DOI 10.1103/PhysRevD.25.2951

[Tim11] Timm, Jan H. K.: *Gammaspektroskopie im HERA-Tunnel*, Universität Hamburg, Diplomarbeit, 2011. http://www.neutrino.uni-hamburg.de/sites/site_neutrino/content/e60876/e60880/e124656/infoboxContent124680/Diplomarbeit-Jan-Timm.pdf

[Ver15] Verma, Surender: Theoretical and Phenomenological Status of Neutrino Physics: A Brief Review. In: *Advances in High Energy Physics* 2015 (2015), Nr. 385968, 15. http://dx.doi.org/10.1155/2015/385968. – DOI 10.1155/2015/385968

[Wah07] Wahl, W.: *Radionuklid-Handbuch für den Anwender in der Spektrometrie im Strahlenschutz und der Medizin*. 2007

[WJRF04] Wulandari, H. ; Jochum, J. ; Rau, W. ; Feilitzsch, F. von: Neutron flux underground revisited. In: *Astropart.Phys.* 22 (2004), S. 313–322. http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2004.07.005. – DOI 10.1016/j.astropartphys.2004.07.005

[Yan80] Yanagida, Tsutomu: Horizontal Symmetry and Masses of Neutrinos. In: *Prog.Theor.Phys.* 64 (1980), 1103. http://dx.doi.org/10.1143/PTP.64.1103. – DOI 10.1143/PTP.64.1103

[Zat14] Zatschler, Stefan: *Identification of Multi-Site Events in Coplanar-Grid CdZnTe-Detectors for the COBRA-Experiment*, Technische Universität Dresden, Diplomarbeit, 2014. http://iktp.tu-dresden.de/IKTP/pub/14/szatschler_thesis_cobra_2014.pdf

[Zub01] Zuber, K.: COBRA: Double beta decay searches using CdTe detectors. In: *Phys.Lett.* B519 (2001), S. 1–7. http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693(01)01056-5. – DOI 10.1016/S0370–2693(01)01056–5