

# Monte–Carlo–Studien zum Untergrund durch radioaktive Kontamination am COBRA–Experiment

Monte Carlo studies on the background by  
radioactive contamination at the COBRA  
experiment

von  
Marc Stöver  
geboren am  
25. Mai 1989

Bachelor–Arbeit im Studiengang Physik  
Universität Hamburg

2012

1. Gutachter: Prof. Dr. Caren Hagner
2. Gutachter: Dr. Björn Wonsak



## Zusammenfassung

Das COBRA-Experiment sucht, vorzugsweise in  $^{116}\text{Cd}$ , nach dem neutrinolosen Doppelbetazerfall, weil diese Entdeckung bestätigen würde, dass es sich beim Neutrino um ein Majorana-Teilchen handelt. Die Halbwertszeit des neutrinolosen Doppelbetazerfalls beträgt etwa  $10^{25}$  Jahre, weshalb die Untergrundrate durch eine geeignete Abschirmung so gering wie möglich gehalten werden muss.

Durch vorherige Arbeiten wurden mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen mehrere Abschirmungen verglichen und dazugehörige Untergrundraten abgeschätzt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Untergrundraten für die radioaktiven Zerfallsreihen von  $^{222}\text{Rn}$ ,  $^{232}\text{Th}$  und  $^{238}\text{U}$  der beiden besten Abschirmkonzepte durch eine erhöhte Statistik berechnet. Diese Untergrundraten liegen zwischen  $10^{-4}$  und  $10^{-8} \frac{\text{Ereignisse}}{\text{Jahr}\cdot\text{kg}\cdot\text{keV}}$ .

Darüber hinaus wurde der äußere Rand des Detektors virtuell ausgeschnitten, da dort die meisten Untergrundereignisse detektiert werden. Durch das Ausschneiden von 14,26 % des Detektors fallen, je nach Isotop, 32 % – 38 % aller Ereignisse heraus.

## Abstract

The COBRA experiment is searching for the neutrinoless double beta decay in  $^{116}\text{Cd}$  to acknowledge, that the neutrino is a Majorana particle. Because of the expected half-life about  $10^{25}$  years it is very important to reduce the background with a qualified shielding as much as possible.

In previous theses multiple shieldings were compared using Monte Carlo simulations and first background rates were appraised. In this thesis the background rates of the radioactive decay chains  $^{222}\text{Rn}$ ,  $^{232}\text{Th}$  and  $^{238}\text{U}$  were calculated with higher statistic. Those background rates are in the range of  $10^{-4}$  and  $10^{-8} \frac{\text{events}}{\text{year}\cdot\text{kg}\cdot\text{keV}}$ .

Furthermore the outer edge of the detector was cutted virtually, as most of the events have been detected there. By cutting 14.26 % of the detector 32 % to 38 % of all events, depending on the simulated isotope, are removed.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen der Neutrinophysik</b>	<b>9</b>
2.1	Entdeckung des Neutrinos . . . . .	9
2.2	Neutrinos im Standardmodell . . . . .	10
2.3	Neutrinos jenseits des Standardmodells . . . . .	11
2.4	Doppelbetazerfall . . . . .	12
2.4.1	Neutrinobegleiteter Doppelbetazerfall . . . . .	12
2.4.2	Neutrinoloser Doppelbetazerfall . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Das COBRA-Experiment</b>	<b>15</b>
3.1	Einführung . . . . .	15
3.2	Untergrundquellen . . . . .	16
<b>4</b>	<b>Beschreibung der Monte-Carlo-Simulationen</b>	<b>21</b>
4.1	Geant4 und Venom . . . . .	21
4.2	Simulation des Detektoraufbaus . . . . .	21
4.3	Simulierte Fremdisotope . . . . .	22
<b>5</b>	<b>Auswertung der Monte-Carlo-Simulation</b>	<b>25</b>
5.1	Berechnung der Untergrundraten . . . . .	25
5.1.1	Simulation der $^{232}\text{Th}$ -, $^{238}\text{U}$ - und $^{222}\text{Rn}$ -Zerfallsketten . . . . .	28
5.1.2	Simulation von $^{222}\text{Rn}$ im Stickstoff . . . . .	38
5.1.3	Simulation weiterer Isotope . . . . .	40
5.2	Virtuelles Ausschneiden des Detektorrandes . . . . .	42
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Diskussion</b>	<b>45</b>
<b>7</b>	<b>Anhang</b>	<b>49</b>



# 1 Einleitung

Das Neutrino wurde im Jahre 1930 postuliert, um beim  $\beta$ -Zerfall keine Verletzung der Energie-, Impuls- und Drehimpulserhaltung hervorzurufen. Es dauerte weitere 25 Jahre bis zum experimentellen Nachweis des Neutrinos. Obwohl die Entdeckung damit schon über 50 Jahre her ist, gibt es noch einige ungelöste Fragen von elementarer Bedeutung. Zu diesen Fragen gehört, ob das Neutrino sein eigenes Antiteilchen ist. In diesem Fall würde man von einem Majorana-Teilchen sprechen. Der Nachweis des neutrinolosen Doppelbetazerfalls wäre eine Bestätigung dafür, dass es sich beim Neutrino um ein Majorana-Teilchen handelt.

Das Experiment COBRA (**C**admium-**Z**inc-**T**elluride **0**-Neutrino **D**ouble-**B**eta **R**esearch **A**pparatus) sucht nach dem neutrinolosen Doppelbetazerfall. Bei COBRA handelt es sich um ein Niedrigeratenexperiment<sup>1</sup>, weshalb es von entscheidender Bedeutung ist den Untergrund bestmöglich zu reduzieren, um den neutrinolosen Doppelbetazerfall tatsächlich beobachten zu können.

Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen wurden in einer vorherigen Arbeit bereits Untergrundraten durch radioaktive Kontaminationen bestimmt [Pet11]. Im Rahmen dieser Arbeit sollen durch Monte-Carlo-Simulationen die Untergrundraten mit erhöhter Statistik und realistischer simulierten Zerfallsreihen berechnet werden. Darüber hinaus soll abgeschätzt werden, wo genau im Detektor die Signale zu erwarten sind.

In Kapitel 2 geht es um grundlegende Eigenschaften von Neutrinos, darüber hinaus wird der neutrinolose Doppelbetazerfall eingeführt. Das COBRA-Experiment wird samt seiner Untergrundquellen in Kapitel 3 vorgestellt. In Kapitel 4 wird die für die Monte-Carlo-Simulationen benötigte Software aufgeführt und des weiteren die simulierten Isotope, sowie der simulierte Detektoraufbau vorgestellt. Um die Auswertung der Simulationen geht es in Kapitel 5. Abschließend werden in Kapitel 6 die Ergebnisse zusammengefasst und diskutiert.

---

<sup>1</sup>Die Halbwertszeit des neutrinolosen Doppelbetazerfall beträgt etwa  $10^{25}$  Jahre.





## 2 Grundlagen der Neutrinophysik

In diesem Kapitel sollen die grundlegenden Eigenschaften von Elementarteilchen, insbesondere der Neutrinos, im Standardmodell und jenseits des Standardmodells diskutiert werden. Des Weiteren wird der beim COBRA-Experiment zu untersuchende neutrinolose Doppelbetazerfall eingeführt.

### 2.1 Entdeckung des Neutrinos

Bereits einige Jahre nach der Entdeckung der Radioaktivität durch Becquereel im Jahre 1896 [Be06] kannte man mit dem  $\beta$ -Zerfall einen der Elementarprozesse der Radioaktivität. Der damals erwartete Zerfall des Neutrons in Proton und Elektron

$$n \rightarrow p + e^- \quad (2.1)$$

stößt dabei jedoch auf zwei Hindernisse. Man erwartete bei dem Zwei-Körper-Zerfall ein diskretes Energiespektrum, wohingegen ein kontinuierliches Energiespektrum beobachtet wurde. Darüber hinaus haben Neutron, Proton und Elektron halbzahligen Spin. Da somit der Gesamtdrehimpuls des  $p$ - $e^-$ -Systems ganzzahlig sein muss und das Neutron im gleichen Zerfallsprozess halbzahligen Spin aufweist, gibt es einen Widerspruch zur Drehimpulserhaltung. Um den Widerspruch zu lösen postulierte Pauli 1930 ein hypothetisches Teilchen, welches er zunächst als „Neutron“ bezeichnete. Als zwei Jahre später das Neutron entdeckt wurde, führte Fermi den Begriff „Neutrino“ ein. Einschließlich Neutrino folgt für den Zerfall des Neutrons

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (2.2)$$

Allgemein gilt beim  $\beta^\pm$ -Zerfall eines Mutterkerns  $B(Z, A)$  mit Protonenzahl  $Z$  und Massenzahl  $A$  in einen Tochterkern  $C(Z \pm 1, A)$  die folgende Zerfallsreaktion:

$$B(Z, A) \rightarrow C(Z \pm 1, A) + e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e). \quad (2.3)$$

Der erste experimentelle Nachweis des Neutrinos gelang hingegen mit Hilfe des inversen  $\beta^+$ -Zerfalls

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (2.4)$$

Tabelle 1: Die fundamentalen Kräfte des Standardmodells [Gia06]

Wechselwirkung	relative Stärke	Austauschboson
Starke Wechselwirkung	1	Gluonen
Elektromagnetische Wechselwirkung	$10^{-2}$	Photon
Schwache Wechselwirkung	$10^{-6}$	$W^\pm$ und $Z^0$

im Jahr 1956 durch Reines und Cowan [Rei59]. Dass es nach der Postulierung des Neutrinos ca. 25 Jahre bis zur Entdeckung gedauert hat, liegt dabei an dem äußerst kleinen Wirkungsquerschnitt von  $\sigma = (1,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-43} \text{cm}^2$  [Rei59] für die Streuung aus Gleichung (2.4).

## 2.2 Neutrinos im Standardmodell

Das Standardmodell umfasst die starke, elektromagnetische und schwache Wechselwirkung. Als Austauscheteilchen der Wechselwirkungen dienen die Bosonen, welche einen ganzzahligen Spin mit sich tragen. Die Austauschbosonen samt ihrer relativen Stärke sind in Tabelle 1 aufgelistet. Neben den Bosonen gibt es mit den Fermionen die sogenannten Materie-Teilchen. Die Fermionen werden weiter in Quarks und Leptonen unterteilt. Neutrinos gehören zur Familie der Leptonen. Mit den elektronenartigen, myonenartigen und tauonartigen Leptonen sind heute drei Generationen von Leptonen bekannt, die jeweils die Teilchendoublets  $(\nu_e, e^-)$ ,  $(\nu_\mu, \mu^-)$  und  $(\nu_\tau, \tau^-)$  bilden. Für Leptonen existiert eine erhaltene additive Familienquantenzahl, die sogenannte Leptonflavourzahl. Die Werte der Leptonflavourzahlen sind in Tabelle 2 zusammengefasst. Mit Berücksichtigung der  $L_e$ -Erhaltung erhält man, neben der Energie- und Drehimpulserhaltung, ein drittes Argument, warum der Zerfall aus Gleichung (2.1) nicht erlaubt ist, wohingegen der Zerfall aus Gleichung (2.2) tatsächlich beobachtet wird.

Tabelle 2: Zuordnung von  $L_e$ ,  $L_\mu$  und  $L_\tau$  [Sch97]

	$e^-, \nu_e$	$\mu^-, \nu_\mu$	$\tau^-, \nu_\tau$	$e^+, \bar{\nu}_e$	$\mu^+, \bar{\nu}_\mu$	$\tau^+, \bar{\nu}_\tau$
$L_e$	1	0	0	-1	0	0
$L_\mu$	0	1	0	0	-1	0
$L_\tau$	0	0	1	0	0	-1

Während die  $e^-$ ,  $\mu^-$  und  $\tau^-$ -Leptonen sowohl elektromagnetisch, als auch schwach wechselwirken, können Neutrinos, da sie ungeladen sind, nur an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen. Bei der schwachen Wechselwirkung werden zwei verschiedene Prozesse unterschieden:

- Reaktionen, bei denen sich die elektrische Ladung ändert (geladene Ströme), wie z.B. der  $\beta$ -Zerfall des Neutrons aus Gleichung (2.2). Als Austauschteilchen der geladenen Ströme dient das geladene  $W^\pm$ -Boson.
- Reaktionen ohne Änderung der Ladung (neutrale Ströme). Als Austauschteilchen dient das neutral geladene  $Z^0$ -Boson. Ein Beispiel für diesen Prozess ist der folgende Streuprozess zwischen  $e^-$  und  $\nu_\mu$ :

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^- . \quad (2.5)$$

Als besondere Eigenschaft verletzt die schwache Wechselwirkung die Paritätserhaltung<sup>2</sup>, während die Parität bei allen anderen Wechselwirkungen erhalten bleibt. Aus der Paritätsverletzung lässt sich das experimentelle Ergebnis der Helizitätsmessung von Neutrinos erklären. Die Helizität  $H$  ist definiert durch  $H = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{s}| \cdot |\vec{p}|}$  und stellt damit die Projektion des Spins  $\vec{s}$  eines Teilchens auf seine Impulsrichtung  $\vec{p}$  dar. Alle bisher beobachteten Neutrinos haben negative Helizität  $H = -1$ , womit der Spin des Neutrinos immer entgegengesetzt zu seiner Geschwindigkeit zeigt. Man spricht von linkshändigen Neutrinos.<sup>3</sup> Die Händigkeit (auch Chiralität) ist eine Symmetrieeigenschaft von Teilchen und entspricht für masselose Teilchen der Helizität.

### 2.3 Neutrinos jenseits des Standardmodells

Aus der elektrischen Ladung folgt, dass sich Teilchen und Antiteilchen bei den geladenen Leptonen und den Quarks unterscheiden. Es handelt sich damit um Dirac-Teilchen. Neutrinos hingegen sind neutral geladen und da es sich bei der Leptonenzahl um keine theoretisch bewiesene, sondern beobachtete Erhaltungsgröße handelt, ist es möglich, dass die Masseneigenzustände Superpositionen von Teilchen und Antiteilchen sind. Dass Neutrinos eine kleine, aber nicht verschwindende Masse haben, konnte in den letzten Jahren experimentell durch Neutrinooszillationen nachgewiesen werden, z.B. durch MINOS<sup>4</sup> [Povh]. So kann nicht ausgeschlossen werden, dass es sich bei den beobachteten Neutrinos (und Antineutrinos) um zwei Helizitätszustände desselben Teilchens handelt. In diesem Fall würde man von einem Majorana-Neutrino sprechen. Mit dem Nachweis des neutrinolosen Doppelbetazerfalls, bspw. durch das COBRA-Experiment, wäre nachgewiesen, dass es

<sup>2</sup>Die Parität ist eine Symmetrieeigenschaft, die räumliche Spiegelungen beschreibt.

<sup>3</sup>Antineutrinos hingegen haben positive Helizität und sind dementsprechend rechtshändig.

sich beim Neutrino um ein Majorana–Teilchen handelt.

## 2.4 Doppelbetazerfall

Der Doppelbetazerfall ist ein Spezialfall des in Abschnitt (2.1) beschriebenen Betazerfalls. Unterschieden wird zwischen dem bereits nachgewiesenen neutrinobegleiteten und dem postulierten neutrinolosen Doppelbetazerfall.

### 2.4.1 Neutrinobegleiteter Doppelbetazerfall

Der neutrinobegleitete Doppelbetazerfall ( $2\nu\beta\beta$ -Zerfall) ist ein Prozess zweiter Ordnung der schwachen Wechselwirkung, weshalb seine Zerfallswahrscheinlichkeit deutlich kleiner ist als für den einfachen Betazerfall. Beim  $2\nu\beta\beta$ -Zerfall zerfallen gleichzeitig zwei Neutronen in zwei Protonen, zwei Elektronen und zwei Antineutrinos, sodass allgemein gilt:

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (2.6)$$

Direkt beobachtet wurde der  $2\nu\beta\beta$ -Zerfall zum ersten mal im Jahr 1987 mit einem Zählerexperiment [Ell87]. Bei einem  $\beta$ -instabilen Mutterkern  $(Z, A)$  ist der  $2\nu\beta\beta$ -Zerfall nur dann zu erwarten, wenn

- der nächstgelegene Tochterkern  $(Z + 1, A)$  eine größere Masse als der Mutterkern und
- der übernächstgelegene Tochterkern  $(Z + 2, A)$  eine kleinere Masse als der Mutterkern hat.

In diesem Zusammenhang wären zwei aufeinanderfolgende  $\beta$ -Zerfälle energetisch verboten, während der  $\beta\beta$ -Zerfall diese Barriere durchtunneln kann.

Möglich ist dieser Sachverhalt, wenn es sich bei dem Mutterkern  $(Z, A)$  um einen gg-Kern<sup>5</sup> handelt, sodass der nächstgelegene Tochterkern  $(Z + 1, A)$  ein uu-Kern<sup>6</sup> und Übernächstgelegene  $(Z + 2, A)$  wiederum ein gg-Kern ist. In Abbildung 2.1 ist die Aufspaltung in zwei Parabeln zu sehen, die sich aus der Bethe–Weizsäcker–Formel zur Beschreibung der Bindungsenergie von Atomkernen ergibt.

<sup>5</sup>gg-Kern: Kern mit gerader Protonen- und Neutronenzahl

<sup>6</sup>uu-Kern: Kern mit ungerader Protonen- und Neutronenzahl

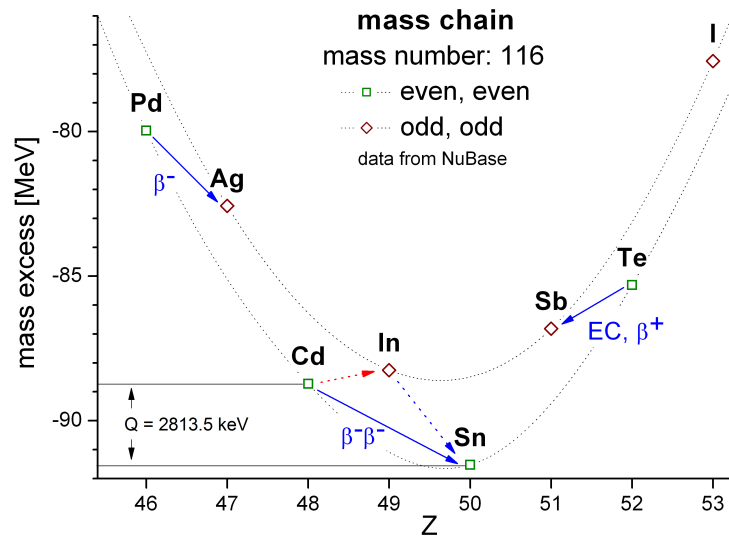


Abbildung 2.1: Massenparabeln der uu (engl. *odd, odd*)– und gg (engl. *even, even*)–Kerne. Der  $\beta\beta$ –Zerfall von  $^{116}\text{Cd}$  zu  $^{116}\text{Sn}$  ist möglich, während der einfache Betazerfall von  $^{116}\text{Cd}$  zu  $^{116}\text{In}$  energetisch verboten ist. Bild: J. Timm, Universität Hamburg.

### 2.4.2 Neutrinoloser Doppelbetazerfall

Kurz nach der Postulierung des Majorana–Teilchens im Jahre 1937 [Maj37] wurde durch Furry der neutrinolose Doppelbetazerfall ( $0\nu\beta\beta$ –Zerfall) postuliert [Fur39]. Der  $0\nu\beta\beta$ –Zerfall hat die folgende Reaktionsgleichung:

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- \tag{2.7}$$

Abbildung 2.2 zeigt das dazugehörige Feynman–Diagramm.

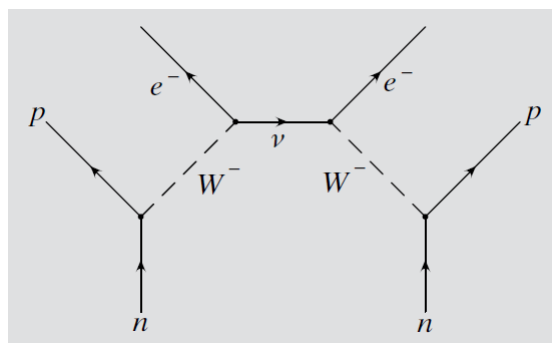


Abbildung 2.2: Feynman–Diagramm des  $0\nu\beta\beta$ –Zerfalls [Be06].

Offensichtlich verletzt dieser hypothetische Prozess die Leptonenzahl, weshalb die Entdeckung eine „neue Physik“ jenseits des Standardmodells bedeuten würde.

Neben der Bedingung, dass es sich beim Neutrino um ein Majorana–Teilchen handelt (Schechter–Valle Theorem [Sch82]), findet eine Helizitätsanpassung statt, wenn der  $0\nu\beta\beta$ –

Zerfall möglich ist. Eine Theorie, die diese Helizitätsanpassung erklärt, ist, dass das Neutrino keine feste Helizität besitzt, da die Neutrinomasse  $m_\nu$  größer ist als 0. Die Helizität ändert sich für ein Teilchen mit einer von null verschiedenen Masse mit einer Wahrscheinlichkeit von  $W = \frac{1}{2}(1 - \frac{v}{c})$ . Durch die sehr kleine Masse der Neutrinos ist die Wahrscheinlichkeit  $W$  außerordentlich klein, weshalb der  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall gegenüber des  $2\nu\beta\beta$ -Zerfalls stark unterdrückt ist.

Tatsächlich konnte der  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall durch das Heidelberg–Moskau-Experiment beobachtet werden [Kla06]. Die Ergebnisse sind jedoch sehr umstritten [Aal02], weshalb durch weitere Experimente nach einer Bestätigung gesucht wird. Zu diesen Experimenten gehört das COBRA-Experiment.

## 3 Das COBRA-Experiment

Neben einer allgemeinen Einführung in das COBRA-Experiment sollen in diesem Kapitel die Untergrundquellen und ihr Einfluss auf die Suche nach dem neutrinolosen Doppelbetazerfall diskutiert werden.

### 3.1 Einführung

Das COBRA-Experiment wurde 2001 von Kai Zuber [Zu01] vorgeschlagen und soll am Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS), dem größten unterirdischen Labor für Teilchenphysik der Welt, aufgebaut werden. Als Quellmaterial sollen Cadmium-Zink-Tellurid (CZT)-Halbleiterdetektoren dienen. Eine Anordnung aus  $40 \times 40 \times 40 = 64000$  CZT-Detektoren, die jeweils  $1 \text{ cm}^3$  groß sind, ist ein möglicher Gesamtaufbau für das Experiment. Jeder von ihnen wiegt ungefähr 6,53 g, sodass sich insgesamt eine Masse von knapp 420 kg ergibt. Ein einzelner Detektor ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Dadurch,

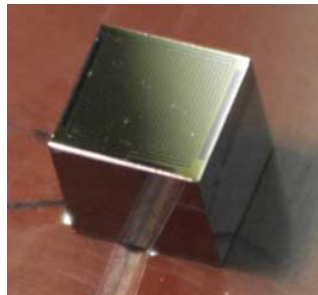


Abbildung 3.1: CZT-Detektor [Zu01].

dass die Kristalle gleichzeitig Halbleiter sind („Quelle = Detektor“ – Prinzip), kann eine große Masse Quellmaterial erreicht werden. Als weiteren Vorteil haben CZT-Detektoren im Gegensatz zu anderen Halbleiterdetektoren den Vorteil, dass sie bei Raumtemperatur betrieben werden können, womit eine aufwändige Kühlung nicht notwendig ist. Darüber hinaus bieten CZT-Detektoren eine gute Energieauflösung, sind sehr rein und außerdem handelsüblich verfügbar.

Es sind neun Isotope bekannt, die in CZT-Detektoren über den Doppelbetazerfall zerfallen können. Diese sind in Tabelle 3 dargestellt. Die für das COBRA-Experiment interessantesten Isotope sind dabei  $^{130}\text{Te}$ ,  $^{106}\text{Cd}$  und  $^{116}\text{Cd}$ .  $^{130}\text{Te}$  hat eine hohe natürliche Isotopenhäufigkeit von 33.8 %, allerdings liegt die Zerfallsenergie (Q-Wert) mit 2529 keV unter dem größten Gammauntergrund aus natürlicher Radioaktivität. Dieser beträgt 2614 keV

Tabelle 3: Alle bekannten Isotope, für die der  $\beta\beta$ -Zerfall in den CZT-Detektoren möglich ist. Der Q-Wert ist die Zerfallsenergie. EC (electron capture) steht für den Elektroneneinfang [Cob].

Isotop	nat. Isotopenhäufigkeit (%)	Q-Wert (keV)	Zerfallsmodus
$^{70}\text{Zn}$	0.62	1001	$\beta^-\beta^-$
$^{114}\text{Cd}$	28.7	534	$\beta^-\beta^-$
$^{116}\text{Cd}$	7.5	2813.5	$\beta^-\beta^-$
$^{128}\text{Te}$	31.7	868	$\beta^-\beta^-$
$^{130}\text{Te}$	33.8	2529	$\beta^-\beta^-$
$^{64}\text{Zn}$	48.6	1096	$\beta^+/\text{EC}$
$^{106}\text{Cd}$	1.21	2771	$\beta^+\beta^+$
$^{108}\text{Cd}$	0.9	231	EC/EC
$^{120}\text{Te}$	0.1	1722	$\beta^+/\text{EC}$

und resultiert aus von  $^{208}\text{Tl}$  emittierten Photonen [Co10].  $^{106}\text{Cd}$  hat mit 2771 keV einen hohen Q-Wert und ist als Besonderheit ein  $\beta^+\beta^+$ -Emitter.  $^{116}\text{Cd}$  ist jedoch noch attraktiver, da es mit 2813.5 keV den größten Q-Wert aufweist und die Isotopenhäufigkeit höher ist als die von  $^{106}\text{Cd}$ .

### 3.2 Untergrundquellen

Abgesehen vom  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall werden viele weitere Ereignisse in den CZT-Detektoren beobachtet. Man spricht von Untergrundereignissen, wenn diese Ereignisse innerhalb des Bereichs einer Standardabweichung um den Q-Wert von  $^{116}\text{Cd}$  liegen, da in diesem Bereich nach dem  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von gesucht wird. Die Untergrundereignisse haben zahlreiche Quellen. Einige dieser Quellen sind im Folgenden aufgelistet:

- Die **kosmische Strahlung** ist eine hochenergetische Teilchenstrahlung aus der, nach Wechselwirkung mit der Erdatmosphäre, Sekundärteilchen entstehen. Diese Sekundärteilchen<sup>7</sup> können die Erdoberfläche erreichen und damit im Detektor nachgewiesen werden. Dadurch, dass sich das Labor unter der Erde befindet, ist die kosmischen Strahlung jedoch um den Faktor  $10^6$  reduziert.
- Aus Myon-Kern-Wechselwirkungen resultieren **schnelle Neutronen**, deren Energie den GeV-Bereich erreichen kann [Fo04].
- **Thermische Neutronen** haben eine kinetische Energie um 25 meV [Povh] und

<sup>7</sup>Die Sekundärteilchen beinhalten größtenteils geladene und ungeladene Pionen. Während die ungeladenen Pionen zerstrahlen, zerfallen die geladenen Pionen weiter in Myonen und erreichen die Erdoberfläche.



eine geringe Reichweite, jedoch werden sie von einigen Nukliden absorbiert<sup>8</sup>, woraus eine Abstrahlung von mehreren Photonen resultiert. Dieser Prozess sollte in den CZT-Detektoren vermieden werden, da dann keine Abschirmung mehr möglich ist. Thermische Neutronen entstehen z.B. durch Abbremsung von schnellen Neutronen. Auch bei den thermischen Neutronen hat das Untergrundlabor aber den Vorteil, dass der Anteil thermischer Neutronen um einen Faktor  $10^3$  kleiner als an der Erdoberfläche.

- **Gammastrahlung** hat nicht nur eine große Reichweite, es ist auch sehr schwer zu erkennen, wodurch sie hervorgebracht wurde. Die radioaktive Quelle von  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlung ist aufgrund der kürzeren Reichweite leichter zu erkennen. Jedoch ist das  $\beta$ -Spektrum schwer identifizierbar, da die Zerfallsenergie (Q-Wert) mit einem Neutrino geteilt wird. Darüber hinaus weiß man von externen Untergrundquellen nicht, wie das  $\alpha$ -Spektrum aussieht.

Quellen dieses radioaktiven Untergrunds sind **natürliche Zerfallsreihen**, wie die von  $^{222}\text{Rn}$ ,  $^{232}\text{Th}$  und  $^{238}\text{U}$ , die aufgrund ihrer großen Halbwertszeit immer noch in der Natur vorkommen.

- Einen unvermeidlichen Untergrund stellt der  $2\nu\beta\beta$ -Zerfall dar. Da der Peak<sup>9</sup> des  $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls deutlich kleiner ist als das kontinuierliche Energiespektrum des  $2\nu\beta\beta$ -Zerfalls und der Peak womöglich in der  $2\nu\beta\beta$ -Energieverteilung liegt, ist eine gute Energieauflösung besonders wichtig. Abbildung 3.2 verdeutlicht diesen Sachverhalt.

Insbesondere  $^{232}\text{Th}$  und  $^{238}\text{U}$  stellen innerhalb des Abschirmungsmaterials eine wesentliche Quelle des Untergrundes dar, weshalb dessen Untersuchung Hauptbestandteil dieser Arbeit ist.

Die Reduzierung des Untergrundes ist von ausschlaggebender Bedeutung, da zwischen der Sensitivität bzw. des factor of merit<sup>10</sup> des Detektors auf die Bestimmung der Halbwertszeit folgender Zusammenhang besteht [Cr10]:

<sup>8</sup>Hervorzuheben ist  $^{113}\text{Cd}$ , welches aufgrund seines hohen Einfangwirkungsquerschnittes einen sehr guten Absorber darstellt [Wu04].

<sup>9</sup>engl.: Scheitelpunkt

<sup>10</sup>engl. *factor of merit* = Leistungsfaktor

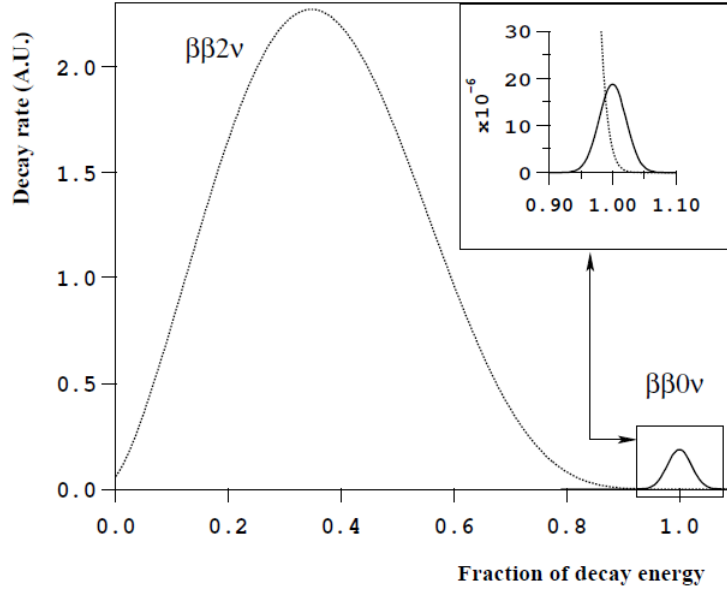


Abbildung 3.2: Energiespektrum des  $2\nu\beta\beta$ - bzw.  $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls. Da für den  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall ein Peak am Ende des Energiespektrums des  $2\nu\beta\beta$ -Zerfalls erwartet wird ist eine sehr gute Energieauflösung von besonderer Wichtigkeit. Abbildung aus [Cr02].

$$T_{\frac{1}{2}}^{\text{Sensitivität}} = \alpha \cdot \epsilon \cdot \sqrt{\frac{M \cdot T}{\Delta E \cdot B}} \quad (3.1)$$

Hierbei ist  $M$  die Detektormasse,  $T$  die Messzeit,  $\Delta E$  die Energieauflösung,  $B$  die Untergrundrate und  $\alpha$  ein zur Isotopenhäufigkeit proportionaler Faktor<sup>11</sup>. Die Abbildung 3.3 zeigt die Sensitivität auf die messbare Halbwertszeit in Abhängigkeit von der Untergrundrate, sowie von der Energieauflösung.

Zukünftige  $0\nu\beta\beta$ -Experimente wie COBRA haben die Zielsetzung den Untergrund auf weniger als  $10^{-3} \frac{\text{Ereignisse}}{\text{Jahr} \cdot \text{kg} \cdot \text{keV}}$  einzuschränken, um konkurrenzfähige Sensitivitäten zu erreichen. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 3.4 bisher gemessene und voraussichtliche Untergrundraten weiterer Experimente, die ebenfalls nach dem  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall suchen, zu sehen. Diese bisher gemessenen Untergrundraten dieser Experimente sind allesamt größer als  $10^{-3} \frac{\text{Ereignisse}}{\text{Jahr} \cdot \text{kg} \cdot \text{keV}}$ , während die voraussichtlichen Untergrundraten zukünftiger Experimente im Bereich von  $10^{-4} \frac{\text{Ereignisse}}{\text{Jahr} \cdot \text{kg} \cdot \text{keV}}$  liegen werden. Da die Bedingungen der Experimente nicht vergleichbar sind und darüber hinaus die Gesamtuntergrundraten dargestellt sind, handelt es sich um keinen direkten Vergleich der Untergrundraten.

<sup>11</sup> $\alpha = \ln(2) \frac{x\eta N_A}{A}$ , wobei  $x$  die Anzahl der  $\beta\beta$ -Atome pro Molekül,  $N_A$  die Avogadrozahl,  $A$  die molekulare Masse und  $\eta$  die Isotopenhäufigkeit ist.

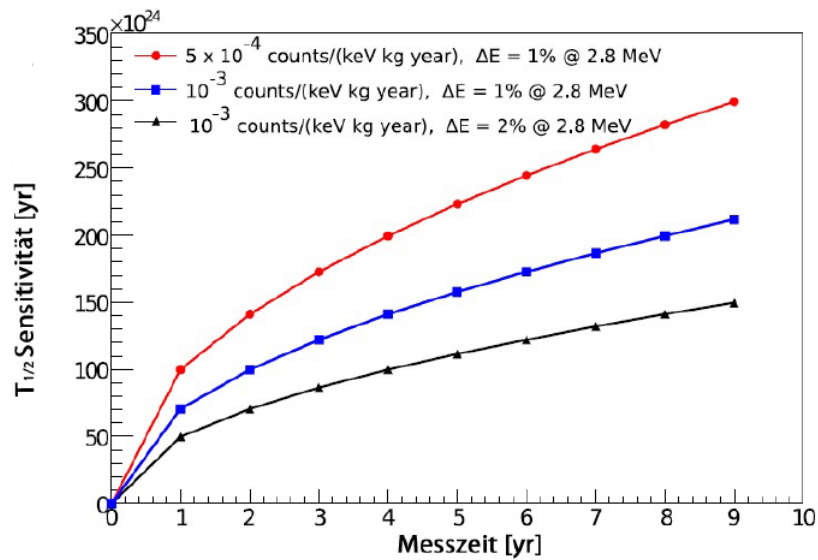


Abbildung 3.3: Sensitivität auf die Halbwertszeit in Abhängigkeit der Messzeit, der Untergrundrate und der Energieauflösung. Die Sensitivität des Detektors ist umso besser, je kleiner Untergrundrate und Energieauflösung sind [Rod06].

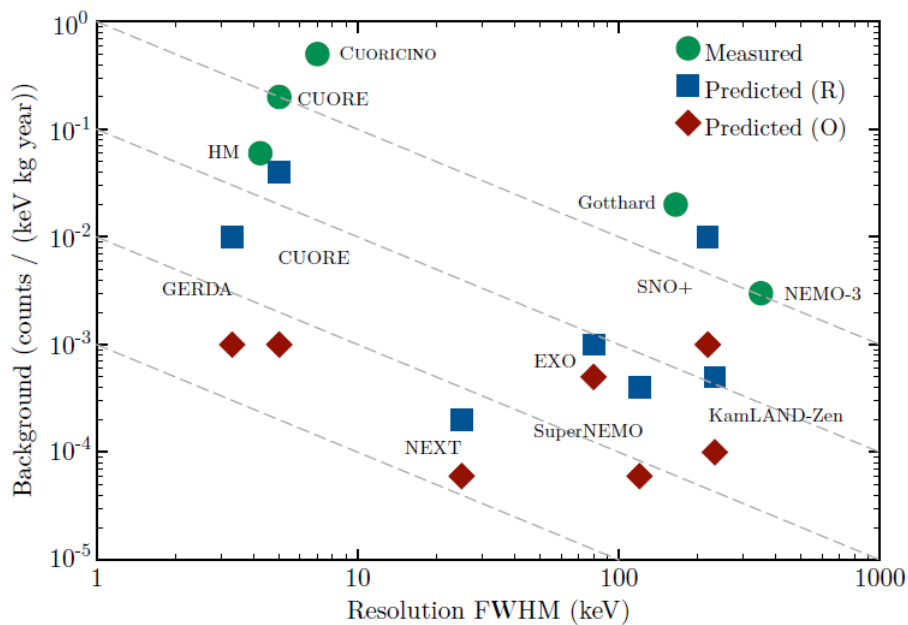


Abbildung 3.4: Untergrundraten weiterer Experimente, die nach dem  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall suchen. Dargestellt sind gemessene, sowie realistisch (R) und optimistische (O) Untergrundraten in Abhängigkeit der Energieauflösung [Giu10].



## 4 Beschreibung der Monte–Carlo–Simulationen

In diesem Kapitel soll die für die Monte–Carlo–Simulationen verwendete Software und der simulierte Detektoraufbau beschrieben werden. Darüber hinaus werden die radioaktiven Fremdisotope, die im virtuellen Detektor simuliert werden, eingeführt.

### 4.1 Geant4 und Venom

Um die Untergrundereignisse im Detektor abschätzen zu können werden Monte–Carlo–Simulationen durchgeführt. Bei einer Monte–Carlo–Simulation handelt es sich um ein stochastisches Verfahren, bei dem ein statistischer Prozess oft kopiert wird, um ein Problem numerisch zu lösen, weil es analytisch nicht, oder nur sehr aufwändig lösbar ist.

Da eine höhere Statistik ein aussagekräftigeres Ergebnis liefert, ist eine computergenerierte Software sehr vorteilhaft. Geant4<sup>12</sup> ist eine solche Plattform, die zur Simulation wechselwirkender Teilchen in Materie am CERN entwickelt wird.

Auf Basis von Geant4 wird das Simulationspaket Venom verwendet. Venom wurde für Monte–Carlo–Simulationen von  $\beta\beta$ -Zerfällen mit Halbleiterdetektoren entwickelt [Co07].

### 4.2 Simulation des Detektoraufbaus

Da sich das COBRA–Experiment noch in der R&D<sup>13</sup>-Phase befindet, wird im Folgenden ein möglicher Aufbau beschrieben, wie er für die Monte–Carlo–Simulationen verwendet wird.

Eine Anordnung aus 40 x 40 x 40 CZT–Detektoren stellt das Detektorinnere dar. Die CZT–Detektoren werden in Haltern aus Delrin (Polyoxymethylin) gelagert. Die Detektor-kammer ist mit Stickstoff gefüllt, wodurch das radioaktive Edelgas Radon hinausgespült werden soll. Die Detektorkammer befindet sich in einer hochreinen Kupferbox. Es folgt eine 1 cm dicke Plastiksintillatorschicht, die als sensitiver Detektor dienen soll [Hei10]. Danach folgen die zur Abschirmung wichtigsten Schichten. Als innerste Schicht (Innerlead) fungiert Kupfer bzw. Blei. Die drei daraufhin folgenden Schichten aus Lithium dotiertem Polyethylen (Polylithium), Kupfer und Blei werden als Layer 1, Layer 2 und Layer 3 bezeichnet. Es ergibt sich folgende Anordnung:

---

<sup>12</sup>Geant: **Geometry and Tracking**

<sup>13</sup>engl. *Research and Development*=Forschung und Entwicklung

Innerlead	Layer 1	Layer 2	Layer 3
5 cm Blei / 5 cm Kupfer	8 cm Polyolithium	10 cm Kupfer	40 cm Blei

Nach diesen Schichten folgt erneut ein 1 cm dicker sensitiver Detektor, der noch als Myon-Veto dienen kann [Hei10]. Der schematische Aufbau des simulierten Detektors ist in Abbildung 4.1 zu sehen.

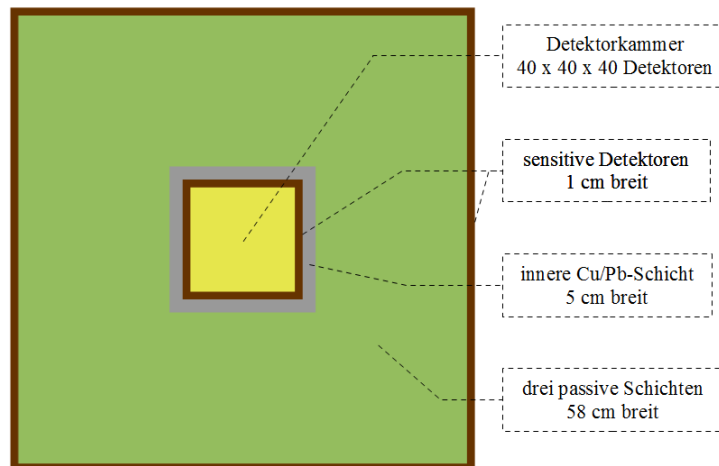


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des simulierten Detektoraufbaus.

Zum einen sollen die in Kapitel 4.3 aufgeführten Isotope in der innersten Schicht simuliert werden, zum anderen an der Oberfläche der Detektorkammer.

### 4.3 Simulierte Fremdisotope

Simuliert werden die radioaktiven Zerfallsreihen von  $^{238}\text{U}$  und  $^{232}\text{Th}$ . Um annehmen zu können, dass sich die Zerfallsreihen im Gleichgewicht befinden, wurden sie geteilt, in dem diejenigen Isotope von der Simulation ausgeschlossen werden, die eine sehr große Halbwertszeit haben. Die geteilten Zerfallsreihen werden jeweils einzeln simuliert und anschließend zusammengefasst. Die Aufteilung der Zerfallsreihen sind in Abbildung 4.2 und 4.3 zu sehen.

Die  $^{238}\text{U}$ - bzw.  $^{232}\text{Th}$ -Reihe wird drei- bzw. zweigeteilt, wobei Radon für die Simulation auf der Oberfläche der Detektorkammer nicht in Betracht gezogen wird, da es dort durch Stickstoff hinausgespült werden soll. Dennoch wird  $^{222}\text{Rn}$  zur Kontrolle als eigene Zerfallsreihe auf der Oberfläche simuliert. Die Zerfallsreihe ist der  $^{238}\text{U}$ -Zerfallsreihe aus Abbildung 4.2 zu entnehmen und beginnt mit  $^{222}\text{Rn}$ . Um die Wechselwirkung von Radon im Stickstoff zu überprüfen, wird darüber hinaus  $^{222}\text{Rn}$  im Stickstoff selbst simuliert.

Uranium-238		$4.468 \cdot 10^9$ y
Thorium-234	↑	21.1 d
Protactinium-234	↓	1.175 m
Uranium-234		$2.45 \cdot 10^5$ y
Thorium-230		$7,538 \cdot 10^4$ y
Radium-226	↑	1600 y
Radon-222		3.8235 d
Polonium-218	↑	3.05 m
Astatine-218 (0,018%) / Lead-214 (99,98%)		2 s / 26.8 m
Bismuth-214		19.9 m
Thallium-210 (0,02%) / Polonium-214 (99,98%)	↓	1.3 m / 164.3 $\mu$ s
Lead-210	↑	22.3 y
Bismuth-210		5.013 d
Polonium-210		138.4 d
Lead-206	↓	stable

Abbildung 4.2: Die  $^{238}\text{U}$ -Zerfallsreihe wird dreigeteilt, um die Isotope mit sehr großen Halbwertszeiten von der Simulation auszuschließen.

Thorium-232		$1.405 \cdot 10^{10}$ y
Radium-228	↑	5.75 y
Actinium-228	↓	6.15 h
Thorium-228		1.9131 y
Radium-224	↑	3.664 d
Radon-220		55.6 s
Polonium-216	↑	0.145 s
Lead-212		10.64 h
Bismuth-212		60.55 m
Thallium-208 (35.94%) / Polonium-212 (64.06%)		3.053 m / 0.298 $\mu$ s
Lead-208	↓	stable

Abbildung 4.3: Die  $^{232}\text{Th}$ -Zerfallsreihe wird zweigeteilt, um die Isotope mit sehr großen Halbwertszeiten von der Simulation auszuschließen.





## 5 Auswertung der Monte–Carlo–Simulation

In diesem Kapitel werden zunächst aus den durchgeführten Monte–Carlo–Simulationen die Untergrundraten von  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  und  $^{222}\text{Rn}$  bestimmt werden. Anschließend soll überprüft werden, in welchen Bereichen der Detektorkammer die meisten Ereignisse detektiert werden.

### 5.1 Berechnung der Untergrundraten

Aus den in Kapitel 4 beschriebenen Simulationen sollen die jeweiligen Untergrundraten bestimmt werden. Zur besseren Einschätzung sei noch einmal erwähnt, dass eine Gesamtuntergrundrate<sup>14</sup> von  $10^{-3} \frac{\text{Ereignisse}}{\text{Jahr} \cdot \text{kg} \cdot \text{keV}}$  Zielsetzung des COBRA–Experiments ist.

Die Untergrundrate für die Simulation auf der Oberfläche sowie in der innersten Schicht ergibt sich durch:

$$B = \frac{N_{Events}}{M \cdot \Delta E \cdot T} \quad (5.1)$$

wobei mit  $N_{Events}$  diejenigen detektierten Ereignisse mit einer Energie zwischen 2,7 und 2,9 MeV gemeint sind.  $M$  ist die Detektormasse, für die 420 kg angenommen werden,  $\Delta E$  der betrachtete Energiebereich von 200 keV und  $T$  die Messzeit in Jahren. Für die Messzeit  $T$  gilt

$$T = \frac{N_{sim}}{z \cdot A}. \quad (5.2)$$

$N_{sim}$  meint dabei die Anzahl der simulierten Teilchen und  $A$  die Aktivität.  $z$  stellt die Anzahl der Zerfälle dar, so sind es beispielsweise  $z = 6$  Zerfälle von  $^{224}\text{Ra}$  bis  $^{208}\text{Pb}$  in der  $^{232}\text{Th}$ –Zerfallsreihe. Für die Aktivität  $A$  gilt

$$A = A_m \cdot m. \quad (5.3)$$

Hierbei ist  $A_m$  die Aktivität pro Masse der jeweiligen Zerfallsreihe und dem Anhang A zu entnehmen.  $m$  ist die Masse der entsprechenden Schicht und berechnet sich mit  $m = V \cdot \rho$ .  $\rho$  ist die Dichte von Kupfer ( $\rho_{Cu} = 8,96 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ )<sup>15</sup> bzw. Blei ( $\rho_{Pb} = 11,35 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ ),  $V$  das Volumen

<sup>14</sup>Gesamtuntergrundrate meint den aufsummierten Untergrund durch alle beitragenden Untergrundquellen. Ein Teil dieser Untergrundquellen ist Kapitel 3.2 zu entnehmen.

<sup>15</sup>Die Werte für  $\rho_{Cu}$  und  $\rho_{Pb}$  sind diejenigen Werte, die Venom für die Simulation annimmt.

der Kupfer- bzw. Bleischicht. Das Volumen der Kupfer- und Bleischichten ergibt sich zu

$$V = (72,1 \text{ cm} + 2 \cdot 5 \text{ cm}) \cdot (79,6 \text{ cm} + 2 \cdot 5 \text{ cm}) \cdot (82,08 \text{ cm} + 2 \cdot 5 \text{ cm}) \\ - 72,1 \text{ cm} \cdot 79,6 \text{ cm} \cdot 82,08 \text{ cm} = 206.281,08 \text{ cm}^3, \quad (5.4)$$

während für das Volumen bei der Oberflächensimulation eine Schichtbreite von 0,1 cm und damit

$$V = (72,1 \text{ cm} + 2 \cdot 0,1 \text{ cm}) \cdot (79,6 \text{ cm} + 2 \cdot 0,1 \text{ cm}) \cdot (82,08 \text{ cm} + 2 \cdot 0,1 \text{ cm}) \\ - 72,1 \text{ cm} \cdot 79,6 \text{ cm} \cdot 82,08 \text{ cm} = 3.647,43 \text{ cm}^3 \quad (5.5)$$

angenommen wird. Eine genauere Auflistung der Zusammensetzung dieser Maße ist Anhang C zu entnehmen.

Damit sind die Anzahl der detektierten Ereignisse  $N_{Events}$  sowie die Anzahl der simulierten Teilchen  $N_{sim}$  die einzigen freien Parameter zur Bestimmung der Untergrundrate, wobei auf die Anzahl der Ereignisse keinen Einfluss genommen werden kann.

In den folgenden Abbildungen 5.2 bis 5.13 sind die Anzahl aller detektierten Ereignisse mit zugehöriger Energie graphisch dargestellt. Es werden dabei die Einträge mit einer Energie kleiner als 40 keV nicht betrachtet, da dort die Energieschwelle der CZT-Detektoren liegt [Hei10]. Dass mit steigender Energie  $E$  die Anzahl der detektierten Ereignisse sinkt, hängt mit dem Wechselwirkungsquerschnitt von Photonen mit dem Detektormaterial zusammen. Der Großteil der detektierten Ereignisse jeder durchgeführten Simulation sind Photonen. Abbildung 5.1 veranschaulicht die Anteile der Teilchenidentitäten. Für kleine Energien ( $E < 10^{-1}$  MeV) gilt nach der Born-Approximation für den Photoeffekt [Hei56]

$$\sigma_{photo} \propto \frac{Z^5}{E_\gamma^2}, \quad (5.6)$$

wobei  $Z$  die Kernladungszahl des absorbierenden Elements und  $E_\gamma$  die Photonenenergie ist. Für den weiteren Verlauf (bis 3,0 MeV) gilt [Hei56]:

$$\sigma_{photo} \propto \frac{Z^5}{E_\gamma}. \quad (5.7)$$

Dieser Zusammenhang gilt verhältnismäßig gut, obwohl mit zunehmender Energie zunächst der Compton-Effekt und daraufhin die Paarherzeugung die dominanten Prozesse

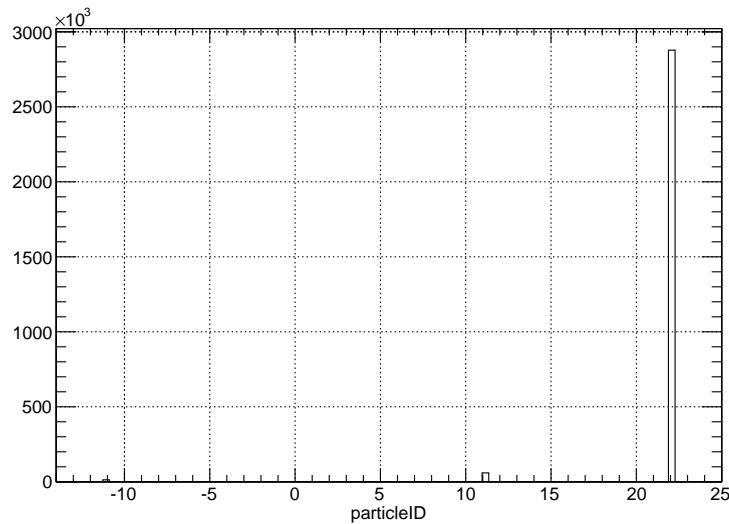


Abbildung 5.1: Simuliert ist  $^{232}\text{Th}$  in der inneren Schicht mit Kupfer. Von den 2.950.389 detektierten Ereignissen sind 2.877.891 Photonen (ParticleID = 22), 59.426 Elektronen (ParticleID = 11) und 13.072 Positronen (ParticleID = -11)

darstellen [Leo].

Des weiteren fallen in den Abbildungen 5.2 bis 5.13 einige Peaks auf. Die Mehrzahl dieser Peaks resultiert aus Photonen, die nach einem  $\beta^-$ -Zerfall frei werden können. Für die Simulationen der  $^{232}\text{Th}$ -Zerfallskette liegen die Peaks bei 0,91 MeV (mit einer Wahrscheinlichkeit von 26,6 %) und 0,97 MeV (16,2 %) und sind Photonen, die im Anschluss des  $\beta^-$ -Zerfalls von  $^{228}\text{Ac}$  frei werden. Für den Peak bei 1,62 MeV (1,5 %) ist der  $\beta^-$ -Zerfall von  $^{212}\text{Bi}$  und für den Peak bei 2,62 MeV (35,8 %) der  $\beta^-$ -Zerfall von  $^{208}\text{Tl}$  verantwortlich. Die zugehörige Compton-Kante des Peaks bei 2,62 MeV ist vor allem in den Abbildungen 5.8 und 5.9 deutlich erkennbar.

Für die  $^{238}\text{U}$ -Zerfallsreihe, sowie  $^{222}\text{Rn}$  als Teil der  $^{238}\text{U}$ -Zerfallsreihe, resultieren die drei auffälligsten Peaks aus dem  $\beta^-$ -Zerfall von  $^{214}\text{Bi}$ . Diese liegen bei 0,61 MeV (44,6 %), 1,76 MeV (15,1 %) und 2,20 MeV (4,98 %).

### 5.1.1 Simulation der $^{232}\text{Th}$ -, $^{238}\text{U}$ - und $^{222}\text{Rn}$ -Zerfallsketten

#### Simulation auf der Oberfläche

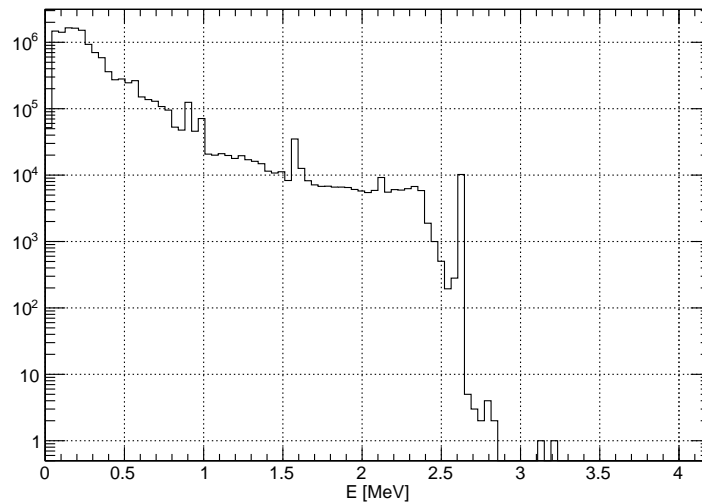


Abbildung 5.2: Simuliert ist die  $^{232}\text{Th}$ -Zerfallskette mit Kupfer als innere Schicht. 21.125.000 Teilchen simuliert, 12.730.937 Ereignisse detektiert, 9 davon mit einer Energie zwischen 2,7 und 2,9 MeV.

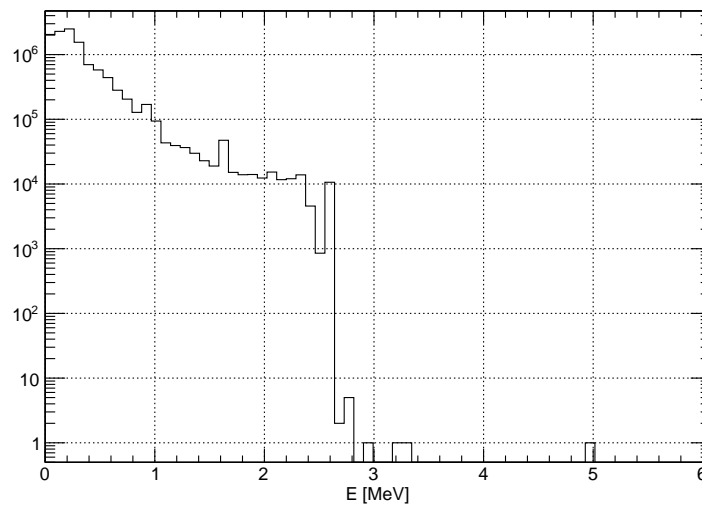


Abbildung 5.3: Simuliert ist die  $^{232}\text{Th}$ -Zerfallskette mit Blei als innere Schicht. 21.150.000 Teilchen simuliert, 11.332.549 Ereignisse detektiert, 5 davon mit einer Energie zwischen 2,7 und 2,9 MeV.

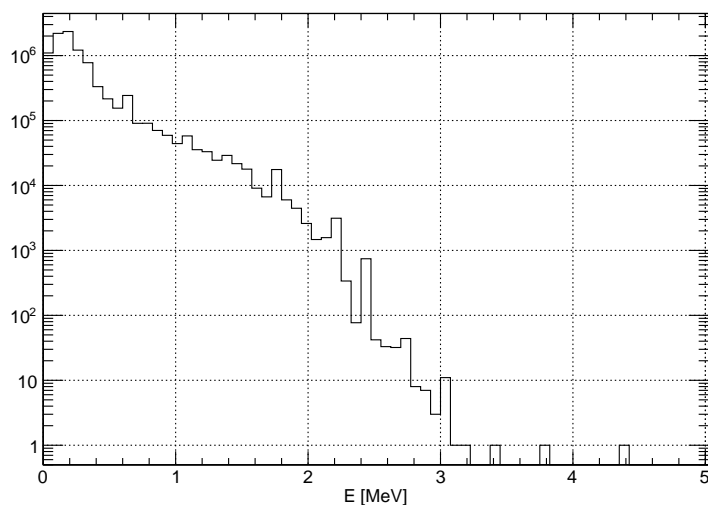


Abbildung 5.4: Simuliert ist die  $^{238}\text{U}$ -Zerfallskette mit Kupfer als innere Schicht. 21.160.000 Teilchen simuliert, 9.205.238 Ereignisse detektiert, 57 davon mit einer Energie zwischen 2,7 und 2,9 MeV.

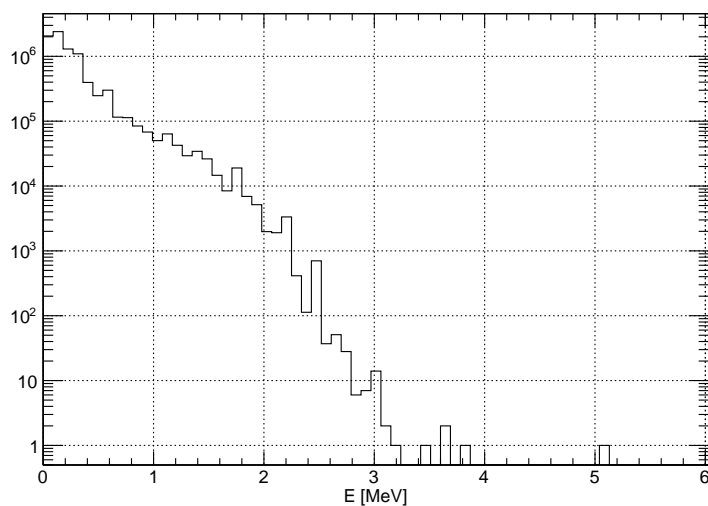


Abbildung 5.5: Simuliert ist die  $^{238}\text{U}$ -Zerfallskette mit Blei als innere Schicht. 21.160.000 Teilchen simuliert, 8.488.761 Ereignisse detektiert, 38 davon mit einer Energie zwischen 2,7 und 2,9 MeV.

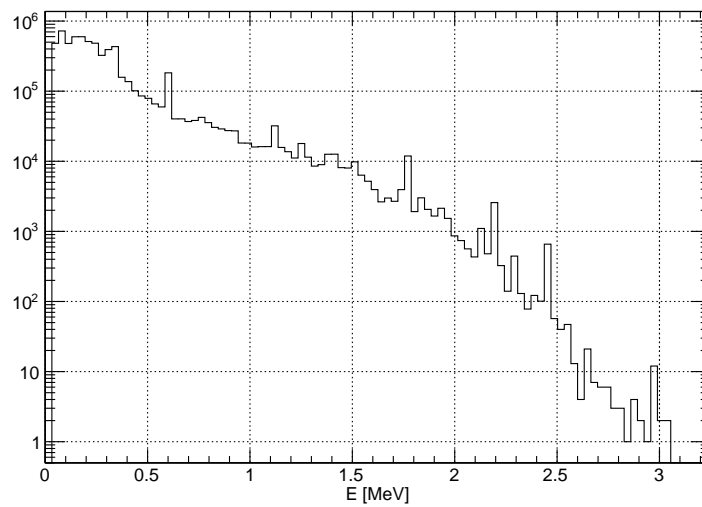


Abbildung 5.6: Simuliert ist die  $^{222}\text{Rn}$ -Zerfallskette mit Kupfer als innere Schicht. 20.125.000 Teilchen simuliert, 6.551.856 Ereignisse detektiert, 23 davon mit einer Energie zwischen 2,7 und 2,9 MeV.

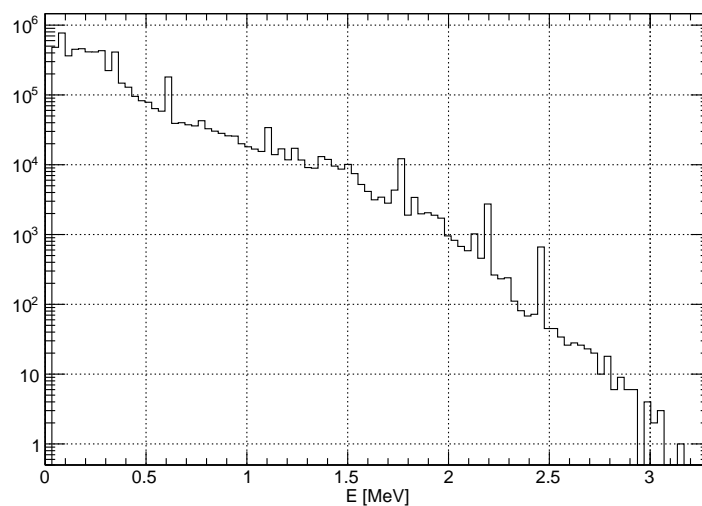


Abbildung 5.7: Simuliert ist die  $^{222}\text{Rn}$ -Zerfallskette mit Blei als innere Schicht. 20.125.000 Teilchen simuliert, 5.903.705 Ereignisse detektiert, 77 davon mit einer Energie zwischen 2,7 und 2,9 MeV.

## Simulation in der inneren Schicht

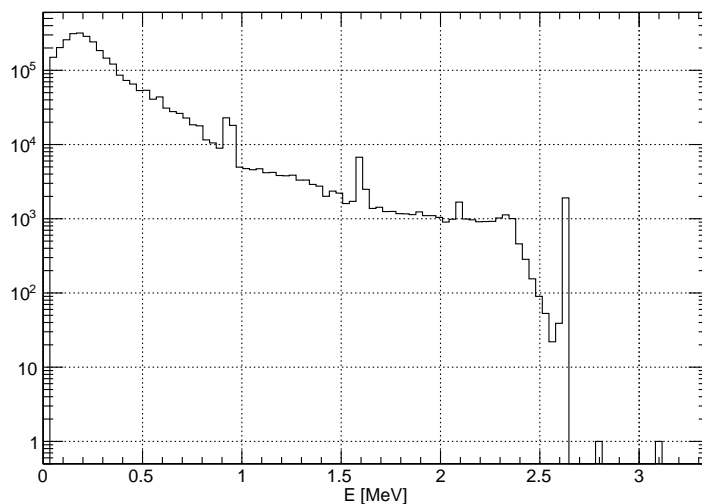


Abbildung 5.8: Simuliert ist die  $^{232}\text{Th}$ -Zerfallskette mit Kupfer als innere Schicht. 20.050.000 Teilchen simuliert, 2.950.389 Ereignisse detektiert, 1 davon mit einer Energie zwischen 2,7 und 2,9 MeV.

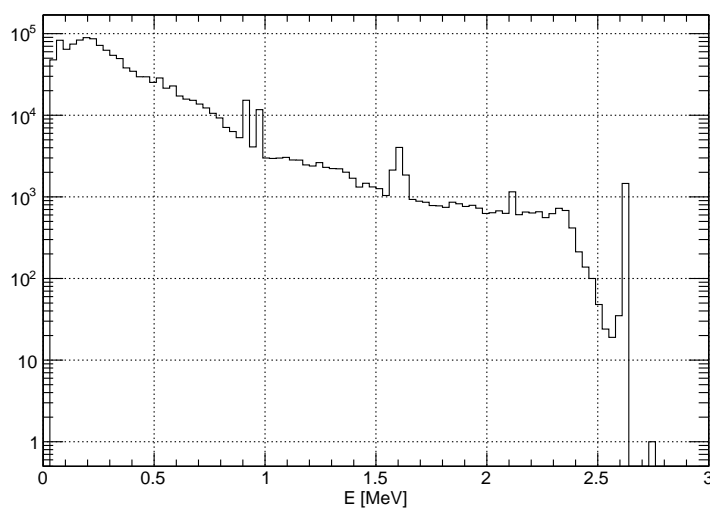


Abbildung 5.9: Simuliert ist die  $^{232}\text{Th}$ -Zerfallskette mit Blei als innere Schicht. 20.150.000 Teilchen simuliert, 1.210.785 Ereignisse detektiert, 1 davon mit einer Energie zwischen 2,7 und 2,9 MeV.

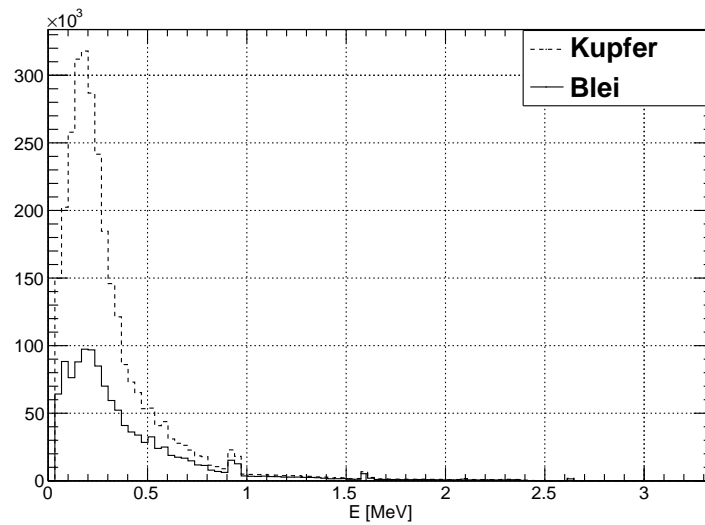


Abbildung 5.10: Vergleich zwischen Kupfer und Blei als innere Schicht der  $^{232}\text{Th}$ -Zerfallskette. Zur Veranschaulichung des Unterschieds in linearer Darstellung.

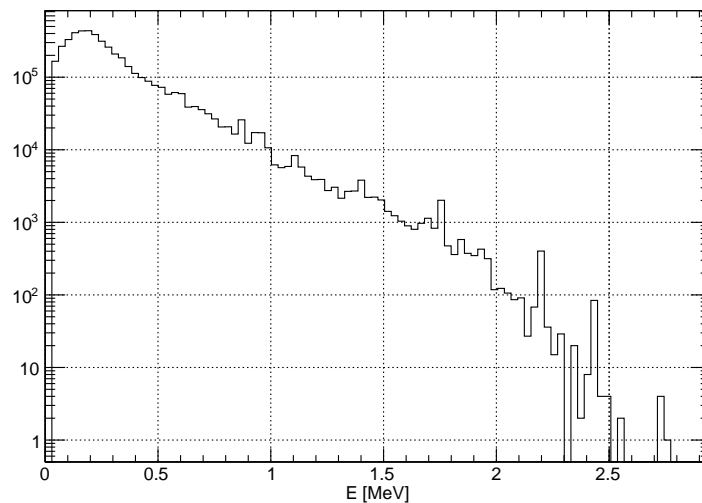


Abbildung 5.11: Simuliert ist die  $^{238}\text{U}$ -Zerfallskette mit Kupfer als innere Schicht. 20.150.000 Teilchen simuliert, 4.560.857 Ereignisse detektiert, 5 davon mit einer Energie zwischen 2,7 und 2,9 MeV.



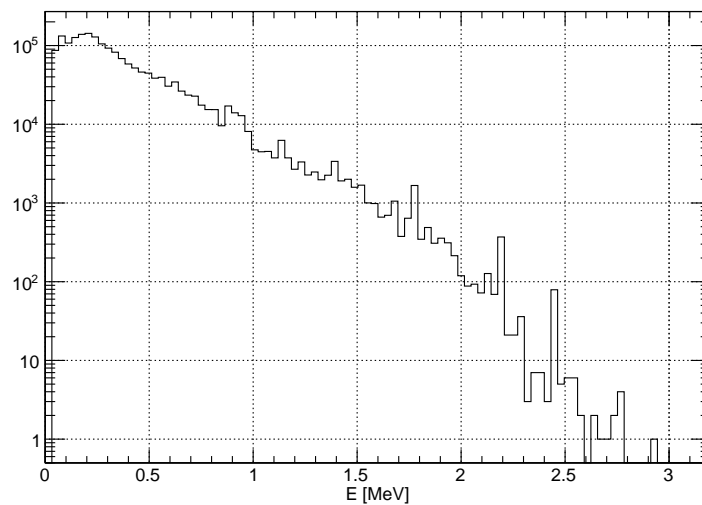


Abbildung 5.12: Simuliert ist die  $^{238}\text{U}$ -Zerfallskette mit Blei als innere Schicht. 20.133.333 Teilchen simuliert, 1.800.775 Ereignisse detektiert, 7 davon mit einer Energie zwischen 2,7 und 2,9 MeV.

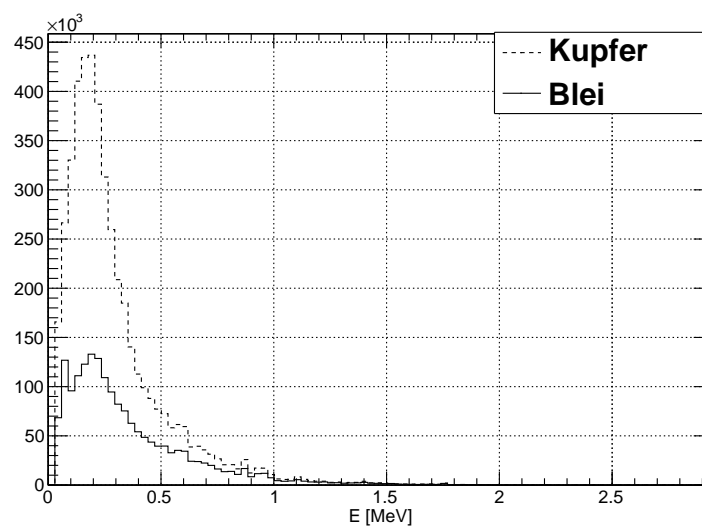


Abbildung 5.13: Vergleich zwischen Kupfer und Blei als innere Schicht der  $^{238}\text{U}$ -Zerfallskette. Zur Veranschaulichung des Unterschieds in linearer Darstellung.

Bei der Simulation in der inneren Schicht sind im Energieintervall von 0 bis 1 MeV deutliche Unterschiede aufgetreten, wie in den Abbildungen 5.10 und 5.13 zu sehen ist. Zur Erklärung des Unterschieds zwischen den Simulationen in der Kupfer- und Bleischicht werden im Folgenden die Massenabschwächungskoeffizienten  $\frac{\mu}{\rho}$ , in Abhängigkeit der Photonenenergie, für Kupfer und Blei miteinander verglichen. In den Abbildungen 5.14 und 5.15 sind die Massenabschwächungskoeffizienten graphisch dargestellt.

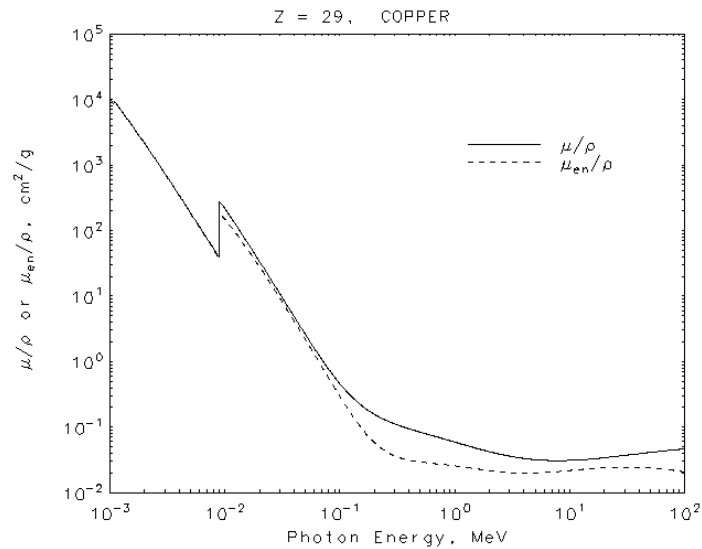


Abbildung 5.14: Massenabschwächungskoeffizient  $\frac{\mu}{\rho}$  in Abhängigkeit der Photonenenergie E für Kupfer [NIST].

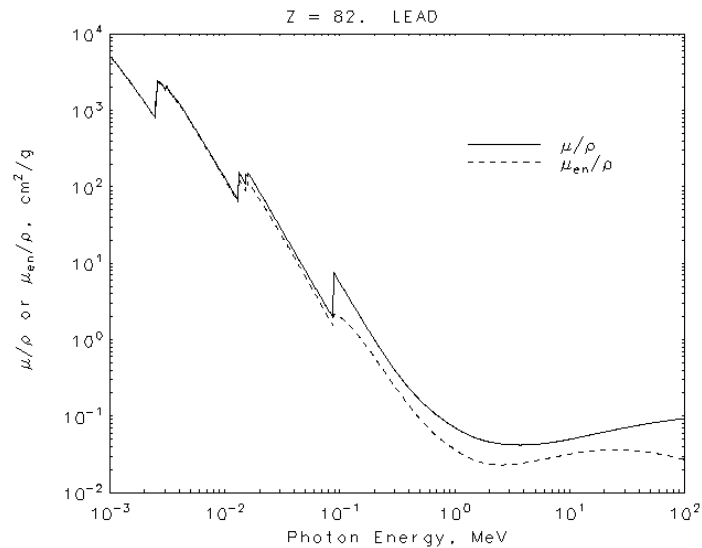


Abbildung 5.15: Massenabschwächungskoeffizient  $\frac{\mu}{\rho}$  in Abhängigkeit der Photonenenergie E für Blei [NIST].

Die Unterschiede der detektieren Ereignisse finden hauptsächlich im Energiebereich zwischen 0,04 und 0,5 MeV statt, weshalb für dieses Intervall der Massenabschwächungskoeffizient überprüft wird. Genauere Werte dafür sind der Tabelle 4 zu entnehmen.

Tabelle 4: Massenabschwächungskoeffizienten im Energiebereich von 0,04 bis 0,5 MeV [NIST].

Energie [MeV]	$\frac{\mu}{\rho}(Cu) [\frac{cm^2}{g}]$	$\frac{\mu}{\rho}(Pb) [\frac{cm^2}{g}]$	$\frac{\frac{\mu}{\rho}(Pb)}{\frac{\mu}{\rho}(Cu)}$
0,04	4,862	14,360	2,95
0,05	2,613	8,041	3,08
0,06	1,593	5,021	3,15
0,08	0,763	1,910	2,50
0,10	0,458	5,549	12,11
0,15	0,222	2,014	9,08
0,20	0,156	0,999	6,40
0,30	0,112	0,403	3,60
0,40	0,094	0,232	2,47
0,50	0,084	0,161	1,93

Der gemittelte Wert des Verhältnisses der Massenabschwächungskoeffizienten  $\frac{\frac{\mu}{\rho}(Pb)}{\frac{\mu}{\rho}(Cu)}$  von Blei und Kupfer ergibt  $4,73 \pm 3,39$ . Jedoch ist in der Kurve des Abschwächungskoeffizienten für Blei (Abbildung 5.15) eine Absorptionskante<sup>16</sup> im Bereich von 0,1–0,2 MeV erkennbar. Deshalb werden die in diesem Energieintervall liegenden Abschwächungskoeffizienten nicht in die Berechnung des Mittelwertes mit einbezogen, sodass sich ein Mittelwert von  $2,81 \pm 0,55$  ergibt.

Die Verhältnisse zwischen Anzahl der in den Blei- bzw. Kupferschicht simulierten Ereignisse für die Simulation von <sup>232</sup>Th (2.494.392 Ereignisse für Kupfer, 915.073 Ereignisse für Blei) und <sup>238</sup>U (3.910.720 Ereignisse für Kupfer, 1.394.212 Ereignisse für Blei) betragen  $2,726 \pm 0,003$  bzw.  $2,805 \pm 0,003$ . Diese Verhältnisse spiegeln damit das Verhältnis des Abschwächungskoeffizienten sehr gut wieder. Demzufolge sind die erkennbaren Abweichungen der Simulationen in der Kupfer- bzw. Bleischicht aus den Abbildungen 5.10 und 5.13 hinreichend begründet.

## Untergrundraten

Zur Berechnung der Untergrundraten muss nun jeweils die Anzahl der detektierten Ereignisse mit einer Energie zwischen 2,7 und 2,9 MeV<sup>17</sup>, sowie die Anzahl der simulierten

<sup>16</sup>Als Absorptionskante wird der sprunghafte Übergang von schwacher zu stärkerer Absorption bezeichnet. Sie entsteht, wenn die Energie der Anregungsenergie entspricht

<sup>17</sup>Der Energiebereich von 2,7 bis 2,9 MeV wird als ROI (engl. region of interest = Region von Interesse) bezeichnet

Teilchen in Gleichung (5.1) eingesetzt werden. Für den Fall, dass die Anzahl dieser Ereignisse weniger als 20 beträgt, ist die berechnete Untergrundrate nicht mehr aussagekräftig. Es wird in dem Fall mit Hilfe der Feldman–Cousins–Methode ein oberer Grenzwert für die Anzahl der Ereignisse und damit ein oberer Grenzwert für die Untergrundrate  $B$  abgeschätzt [Fe97]. Die oberen Grenzwerte für die Anzahl der Ereignisse werden mit ROOT<sup>18</sup> berechnet und sind im Anhang B aufgelistet.

In Tabelle 5 sind die berechneten Untergrundraten  $B$  der bisherigen Simulationen zusammengefasst. Für die Anzahl der simulierten Teilchen  $N_{sim}$  und die Anzahl der in der ROI detektierten Teilchen  $N_{Events}$  wird ein statistischer Fehler von  $\sigma_N = \sqrt{N}$  angenommen. Der Fehler für die Untergrundraten  $B$  resultiert aus Fehlerfortpflanzung.

Die Unterschiede zwischen den Untergrundraten mit Kupfer- oder Bleischicht hängen mit den voneinander abweichenden Aktivitäten zusammen.

Tabelle 5: Berechnete Untergrundraten. Es wird durch die Feldman–Cousins–Methode ein oberer Grenzwert angegeben, sofern es weniger als 20 Ereignisse in der ROI gibt.

Isotop	simuliert	innere Schicht	$N_{Events}$	$B$ [ $\frac{\text{Ereignisse}}{\text{Jahr}\cdot\text{kg}\cdot\text{keV}}$ ]
$^{232}\text{Th}$	auf der Oberfläche	Cu	9	$<3,03 \cdot 10^{-5}$
		Pb	5	$<2,35 \cdot 10^{-8}$
	in der inneren Schicht	Cu	1	$<7,68 \cdot 10^{-4}$
		Pb	1	$<9,13 \cdot 10^{-7}$
$^{238}\text{U}$	auf der Oberfläche	Cu	57	$(4,96 \pm 0,66) \cdot 10^{-5}$
		Pb	38	$(1,68 \pm 0,27) \cdot 10^{-7}$
	in der inneren Schicht	Cu	5	$<8,60 \cdot 10^{-4}$
		Pb	7	$<5,47 \cdot 10^{-6}$
$^{222}\text{Rn}$	auf der Oberfläche	Cu	23	$(2,80 \pm 0,58) \cdot 10^{-5}$
		Pb	77	$(4,76 \pm 0,54) \cdot 10^{-7}$

Diese Untergrundraten reduzieren sich noch weiter, sofern man die Multiplizität  $m$  berücksichtigt. Multiplizität meint dabei, wieviele Kristalle pro Ereignis angesprochen werden. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass gleichzeitig  $0\nu\beta\beta$ -Zerfälle in mehr als einem Kristall stattfinden ist sehr klein, sodass nur diejenigen Ereignisse mit einer Multiplizität  $m = 1$  beachtet werden [Pet11]. Folglich reduziert sich die Untergrundrate, sodass gegebenenfalls die Feldman–Cousins–Methode angewandt werden muss, sofern die Anzahl der Ereignisse auf weniger als 20 sinkt.

Als Beispiel für die Verteilung der Multiplizität dient die Abbildung 5.16. In Tabelle 6 sind

<sup>18</sup>eine am CERN entwickelte Datenanalysesoftware

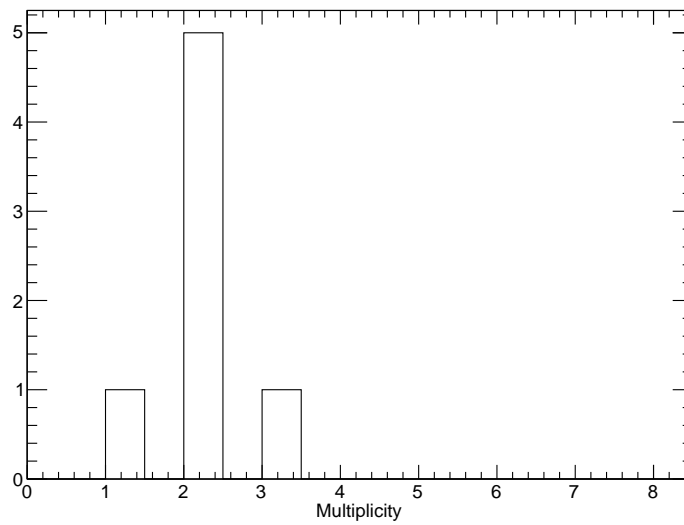


Abbildung 5.16: Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit der Multiplizität. Bei der Simulation von  $^{238}\text{U}$  in der inneren Schicht mit Blei hat nur eines der sieben registrierten Ereignisse in der ROI die Multiplizität  $m = 1$ .

die unter Berücksichtigung der Ereignisse mit  $m = 1$  neu berechneten Untergrundraten zu sehen.

Tabelle 6: Mit Berücksichtigung der Multiplizität neu berechnete Untergrundraten.

Isotop	simuliert	innere Schicht	$N_{Events} (m = 1)$	$B_{m=1} \left[ \frac{\text{Ereignisse}}{\text{Jahr} \cdot \text{kg} \cdot \text{keV}} \right]$
$^{232}\text{Th}$	auf der Oberfläche	Cu	4	$< 1,70 \cdot 10^{-5}$
		Pb	1	$< 1,03 \cdot 10^{-8}$
	in der inneren Schicht	Cu	1	$< 7,68 \cdot 10^{-4}$
		Pb	0	$< 5,11 \cdot 10^{-7}$
$^{238}\text{U}$	auf der Oberfläche	Cu	28	$(2,44 \pm 0,46) \cdot 10^{-5}$
		Pb	16	$< 1,06 \cdot 10^{-7}$
	in der inneren Schicht	Cu	0	$< 2,10 \cdot 10^{-4}$
		Pb	1	$< 1,90 \cdot 10^{-6}$

### 5.1.2 Simulation von $^{222}\text{Rn}$ im Stickstoff

Da das radioaktive Edelgas Radon durch Stickstoff weggespült werden soll, wird die Wechselwirkung dieser beiden Isotope überprüft. Im Vergleich zu den vorherigen Simulationen mussten hier deutlich weniger Teilchen simuliert werden, um genügend Ereignisse in der ROI für eine Untergrundberechnung zu detektieren.

Die Untergrundraten berechnen sich analog zu Kapitel 5.1, jedoch mit einem anderen Volumen. Da sich das Stickstoff in den freien Räumen der Detektorkammer befindet, muss vom Gesamtvolumen das Volumen der Kristalle und das Volumen der Delrinhalter abgezogen werden. Für dieses Zwischenraumvolumen ergibt sich  $V=385.297,44\text{ cm}^3$ . Venom nimmt für Stickstoff eine Dichte von  $1,25 \cdot 10^{-3} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  an, sodass sich eine Masse von 0,48 g ergibt. Da Radon für Experimente wie Borexino<sup>19</sup> eine große Gefahr darstellt, wurde die Aktivität von Radon im Stickstoff bereits auf  $0,5 \cdot 10^{-6} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  abgeschätzt [Heu00]. Die berechneten Untergrundraten mit und ohne berücksichtigter Multiplizität sind in Tabelle 7 zusammengefasst. Dass die Untergrundraten, obwohl sehr viele Ereignisse in der ROI detektiert wurden, derart klein ausfallen hängt mit der kleinen Dichte von Stickstoff und der kleinen Aktivität von Radon im Stickstoff zusammen. Darüber hinaus gibt es, wie erwartet, nur einen unbedeutenden Unterschied für die Untergrundrate im Hinblick auf die innere Schicht. Die Anzahl der detektierten Ereignisse in Abhängigkeit der Energie sind in den Abbildungen 5.17 und 5.18 graphisch dargestellt. Die dabei registrierten Peaks bei 5,30 MeV, 5,49 MeV, 6,00 MeV und 7,69 MeV sind auf  $\alpha$ -Teilchen zurückzuführen, die ihre Energie durch Stöße mit den Gasteilchen verlieren.

Tabelle 7: Berechnete Untergrundraten für die Simulation von  $^{222}\text{Rn}$  im Stickstoff.

Innere Schicht	$N_{Events}$	$B$ [ $\frac{\text{Ereignisse}}{\text{Jahr} \cdot \text{kg} \cdot \text{keV}}$ ]	$N_{Events}$ ( $m = 1$ )	$B_{m=1}$ [ $\frac{\text{Ereignisse}}{\text{Jahr} \cdot \text{kg} \cdot \text{keV}}$ ]
Cu	1579	$(4,00 \pm 0,10) \cdot 10^{-7}$	1572	$(3,98 \pm 0,10) \cdot 10^{-7}$
Pb	1500	$(3,82 \pm 0,10) \cdot 10^{-7}$	1465	$(3,72 \pm 0,10) \cdot 10^{-7}$

<sup>19</sup>Borexino ist ein Experiment zum Nachweis solarer Neutrinos.

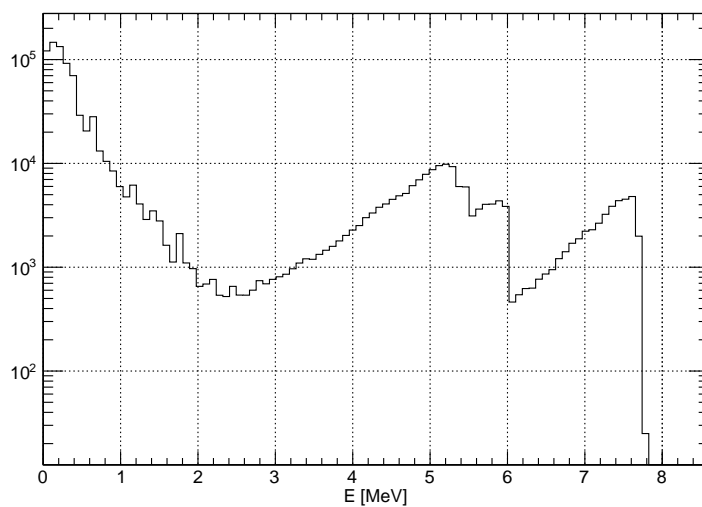


Abbildung 5.17: Simuliert ist die  $^{222}\text{Rn}$ -Zerfallskette im Stickstoff mit Kupfer als innere Schicht. 1.010.000 Teilchen simuliert, 900.015 Ereignisse detektiert, 1579 davon mit einer Energie zwischen 2,7 und 2,9 MeV.

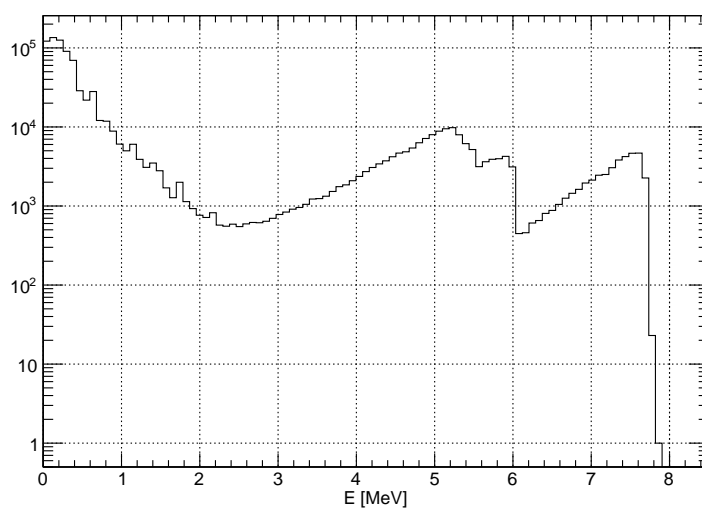


Abbildung 5.18: Simuliert ist die  $^{222}\text{Rn}$ -Zerfallskette im Stickstoff mit Blei als innere Schicht. 1.010.000 Teilchen simuliert, 880.631 Ereignisse detektiert, 1500 davon mit einer Energie zwischen 2,7 und 2,9 MeV.

### 5.1.3 Simulation weiterer Isotope

Bisher wurden mit  $^{232}\text{Th}$  und  $^{238}\text{U}$  die verdächtigsten radioaktiven Untergrundquellen simuliert und deren Untergrundraten bestimmt. Als Vergleich dazu sind mit  $^{176}\text{Lu}$ ,  $^{187}\text{Re}$  und  $^{87}\text{Rb}$  diejenigen Isotope simuliert worden, die die nächstgrößere Halbwertszeit als  $^{232}\text{Th}$  und  $^{238}\text{U}$  haben. Die Halbwertszeiten sind in Tabelle 8 zu sehen.

Tabelle 8: Halbwertszeiten der simulierten Isotope

Isotop	Halbwertszeit $T_{\frac{1}{2}}$ [years]
$^{238}\text{U}$	$4,47 \cdot 10^9$
$^{232}\text{Th}$	$1,40 \cdot 10^{10}$
$^{176}\text{Lu}$	$3,50 \cdot 10^{10}$
$^{187}\text{Re}$	$4,30 \cdot 10^{10}$
$^{87}\text{Rb}$	$4,80 \cdot 10^{10}$
...	$> 10^{11}$

$^{176}\text{Lu}$ ,  $^{187}\text{Re}$  und  $^{87}\text{Rb}$  wurden direkt in den Kristallen simuliert. Die Anzahl aller detektierten Ereignisse mit zugehöriger Energie sind für  $^{176}\text{Lu}$  und  $^{87}\text{Rb}$  in den Abbildungen 5.19 und 5.20 zu sehen, für  $^{187}\text{Re}$  gibt es keine Abbildung, da in der Simulation keine Ereignisse detektiert worden sind. Die Peaks in Abbildung 5.19 bei ungefähr 202 keV und 307 keV resultieren aus Photonen, die durch den Übergang  $^{176}\text{Hf}^* \rightarrow ^{176}\text{Hf}$  emittiert werden. Zuvor zerfällt  $^{176}\text{Lu}$  in  $^{176}\text{Hf}^*$ .

Da alle detektierten Ereignisse eine Energie weit unter 2 MeV besitzen, tragen  $^{176}\text{Lu}$ ,  $^{187}\text{Re}$  und  $^{87}\text{Rb}$  nicht zum Untergrund bei. Damit wurde bestätigt, dass Thorium und Uran die einzigen radioaktiven Untergrundquellen darstellen, da sich die Halbwertszeit von  $^{87}\text{Rb}$  zum Isotop mit nächstgrößerer Halbwertszeit mehr als verdoppelt. Die auf der Erde vorkommenden Isotope mit einer kürzeren Halbwertszeit als  $^{232}\text{Th}$  und  $^{238}\text{U}$  wurden bereits in einer vorherigen Bachelor-Arbeit als für das COBRA-Experiment ungefährlich eingestuft [Pet11].



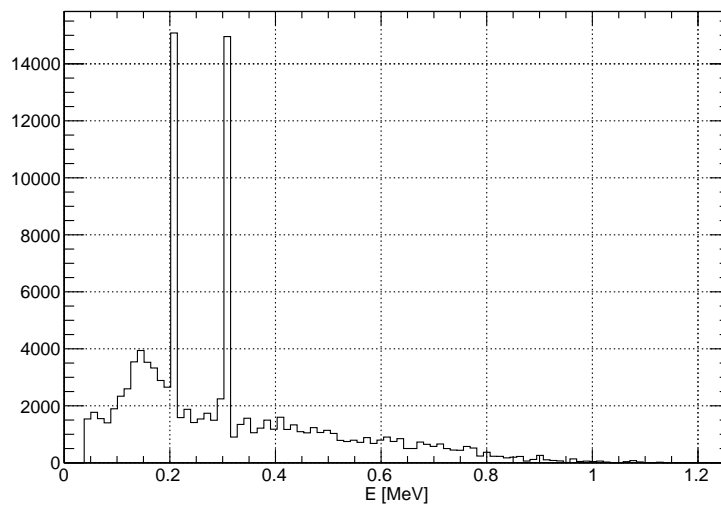


Abbildung 5.19: Simuliert ist  $^{176}\text{Lu}$  mit Kupfer als innere Schicht. 101.000 Teilchen simuliert, 111.237 Ereignisse detektiert, 0 davon mit einer Energie zwischen 2,7 und 2,9 MeV.

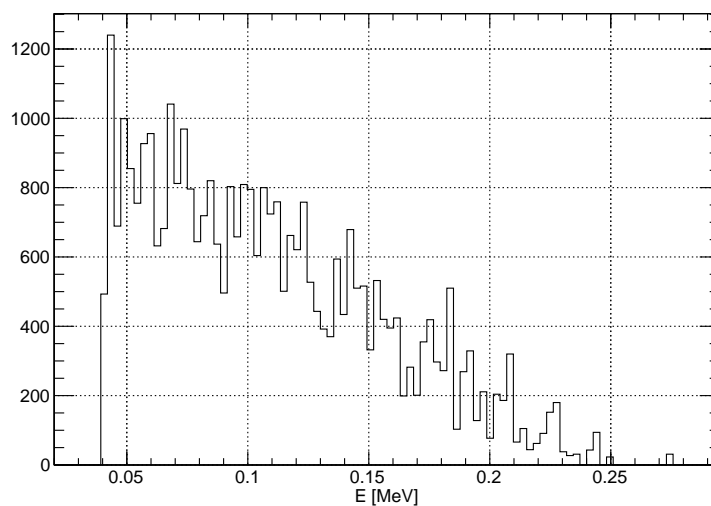


Abbildung 5.20: Simuliert ist  $^{87}\text{Rb}$  mit Kupfer als innere Schicht. 101.000 Teilchen simuliert, 35.573 Ereignisse detektiert, 0 davon mit einer Energie zwischen 2,7 und 2,9 MeV.

## 5.2 Virtuelles Ausschneiden des Detektorrandes

Im Folgenden soll nun die positionielle Verteilung der registrierten Ereignisse im Detektor betrachtet werden. Dazu werden die Simulationen von  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  und  $^{222}\text{Rn}$  auf der Oberfläche genutzt. Da auf der Oberfläche der Detektorkammer simuliert wurde, finden erwartungsgemäß mehr Ereignisse außen im Detektor statt. Diese Erwartung konnte für jedes Isotop bestätigt werden, als Beispiel dazu dient die Abbildung 5.21.

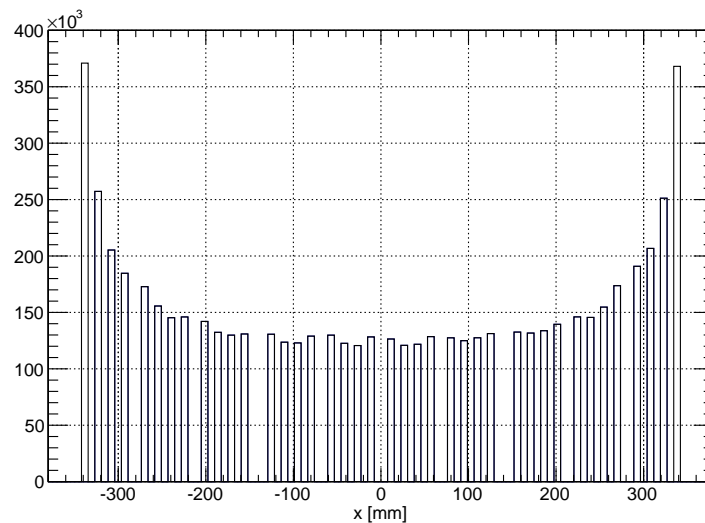


Abbildung 5.21: Simuliert ist die  $^{232}\text{Th}$ -Zerfallsreihe mit Kupfer als innere Schicht. Zu sehen ist die Anzahl der Ereignisse in den jeweiligen Kristallen in x-Richtung. In den äußeren Kristallen finden deutlich mehr Ereignisse als in den innen Liegenden statt.

Im Folgenden sollen einzeln für jede Richtung des Raums jeweils die äußersten Kristalle nicht mehr betrachtet werden um zu vergleichen, wie viele der Ereignisse dadurch wegfallen. Anschließend werden für alle Raumrichtungen gleichzeitig die äußersten Kristalle (virtuell) ausgeschnitten, sodass nur noch  $38 \times 38 \times 38 = 54872$  CZT-Detektoren beobachtet werden. Nun kann verglichen werden, ob prozentual mehr Ereignisse als Kristalle verschwinden. Als Indikator dazu dient der Quotient

$$p = \frac{100 - \text{Ausgeschnittene Kristalle [\%]}}{100 - \text{Ausgeschnittene Events [\%]}}. \quad (5.8)$$

Werden in jeweils eine Raumrichtung die äußersten Kristalle ausgeschnitten entspricht das 5 %, da 2 von 40 Kristalle nicht mehr beobachtet werden. Werden hingegen in alle drei Raumrichtungen die äußersten Kristalle ausgeschnitten, so fehlen 14,26 %.

Tabelle 9: Zu sehen ist, wie viele der insgesamt detektierten Ereignisse durch das virtuelle Ausschneiden der äußeren Kristalle wegfallen. Daraus wurden die Werte für  $p$  berechnet.

Isotop	inn. Schicht	Richtung	Ereignisse insgesamt	Ausg. Evtts.	Evtts. ausg. [%]	Kris. ausg. [%]	$p$
$^{232}\text{Th}$	Cu	x	6363969	739051	11,61	5	1,0748
		y	6363969	725396	11,40	5	1,0722
		z	6363969	733147	11,52	5	1,0737
	Pb	x,y und z	6363969	2053070	32,26	14,26	1,2657
		x	5662453	643102	11,36	5	1,0717
		y	5662453	629041	11,11	5	1,0687
$^{238}\text{U}$	Cu	z	5662453	635498	11,22	5	1,0701
		x,y und z	5662453	1786766	31,55	14,26	1,2526
		x	4355250	595039	13,66	5	1,1003
	Pb	y	4355250	582784	13,38	5	1,0968
		z	4355250	580845	13,34	5	1,09620
		x,y und z	4355250	1640281	37,66	14,26	1,3754
$^{222}\text{Rn}$	Cu	x	4239142	578201	13,64	5	1,1000
		y	4239142	562492	13,27	5	1,0953
		z	4239142	559085	13,19	5	1,0943
	Pb	x,y und z	4239142	1587239	37,44	14,26	1,3705
		x	3254889	405101	12,44	5	1,0850
		y	3254889	389445	11,97	5	1,0791
$^{222}\text{Rn}$	Cu	z	3254889	420221	12,91	5	1,0908
		x,y und z	3254889	1136017	34,90	14,26	1,3171
		x	2923797	358604	12,27	5	1,0828
	Pb	y	2923797	343862	11,76	5	1,0766
		z	2923797	368992	12,62	5	1,0872
		x,y und z	2923797	1003729	34,333	14,26	1,3056

Tabelle 10: Ereignisse in der ROI, nachdem die äußersten Kristalle ausgeschnitten wurden und die daraus berechneten Werte für  $p$ .

Isotop	inn. Schicht	$N_{Events}$	$N_{Events}$ (ohne Ausschneiden)	$p$
$^{232}\text{Th}$	Cu	5	9	1,5433
	Pb	2	5	2,1434
$^{238}\text{U}$	Cu	30	57	1,6290
	Pb	32	38	1,0181
$^{222}\text{Rn}$	Cu	14	23	1,4085
	Pb	52	77	1,2700

Damit es sich rentiert die äußeren Kristalle nicht weiter zu betrachten muss  $p > 1$  gelten. In Tabelle 9 sind die Ergebnisse des virtuellen Ausschneidens der Kristalle zusammengefasst. Es zeigt sich, dass sich das Ausschneiden für jedes Isotop lohnt. Vor allem bei  $^{238}\text{U}$ , wo 37,66 % der Ereignisse beim Ausschneiden der Kristalle in alle Raumrichtungen wegfallen, resultiert mit ungefähr 1,37 ein hoher Wert für  $p$ .

Nun ist noch von besonderem Interesse, wie viele der Ereignisse in der ROI durch das virtuelle Ausschneiden der Kristalle wegfallen. Es wurde hierfür analog der Quotient  $p$  berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 10 zu sehen. Es stellt sich heraus, dass nicht nur insgesamt viele Ereignisse wegfallen, sondern auch und vor allem die Ereignisse mit einer Energie zwischen 2,7 und 2,9 MeV ausbleiben. Zwar unterscheiden sich die Werte für  $p$  deutlich voneinander aufgrund der geringen Statistik, jedoch bleibt er für jedes Isotop stets größer als 1.

## 6 Zusammenfassung und Diskussion

Ziel dieser Arbeit war es, mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen, die Untergrundraten der Zerfallsreihen von  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  und  $^{222}\text{Rn}$  zu bestimmen. Dazu wurden  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  und  $^{222}\text{Rn}$  auf der Oberfläche der Detektorkammer und darüber hinaus  $^{232}\text{Th}$  und  $^{238}\text{U}$  in der innersten Schicht der Abschirmung simuliert. Diese innerste Schicht stellt Kupfer bzw. Blei dar, sodass die Simulationen zweifach durchgeführt wurden.

Für die Simulationen auf der Oberflächen mit Kupfer als innerste Schicht ergeben sich Untergrundraten im Bereich von  $\sim 10^{-5} \frac{\text{Ereignisse}}{\text{Jahr}\cdot\text{kg}\cdot\text{keV}}$ . Mit Blei als innerste Schicht liegen die Untergrundraten zwischen  $10^{-7}$  und  $10^{-8} \frac{\text{Ereignisse}}{\text{Jahr}\cdot\text{kg}\cdot\text{keV}}$ . Wird direkt in der innersten Schicht simuliert, so ergibt sich ein äquivalenter Unterschied zwischen Kupfer- und Bleiabschirmung. Die Untergrundraten sind jedoch um einen Faktor 10 größer. Die voneinander abweichenden Untergrundraten zwischen Kupfer- und Bleiabschirmung hängen mit den unterschiedlichen Aktivitäten zusammen.

Da Kupfer, im Gegensatz zu Blei, sehr rein hergestellt werden kann bleibt jedoch fraglich, ob die angenommenen Aktivitäten aus Anhang A realistisch für das COBRA-Experiment sind.

Im Hinblick auf den Vergleich zwischen Kupfer und Blei ist bei der Simulation in der innersten Schicht ein markanter Unterschied in der Anzahl der detektierten Ereignisse im Energiebereich zwischen 0 und 1 MeV registriert worden. So fanden ungefähr 2,5 mal so viele Ereignisse mit Kupfer als innerste Schicht statt. Dieser Unterschied konnte mit Hilfe der voneinander abweichenden Massenabschächungskoeffizienten zwischen Kupfer und Blei erklärt werden.

Radon soll, da es sehr schnell diffundiert, durch Stickstoff weggespült werden. Eine mögliche Kontamination durch Radon in Stickstoff wurde deshalb überprüft. Aufgrund der geringen angenommenen Aktivität von  $0,5 \cdot 10^{-6} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  [Heu00] beträgt die Untergrundrate  $\sim 10^{-7} \frac{\text{Ereignisse}}{\text{Jahr}\cdot\text{kg}\cdot\text{keV}}$ .

In Kapitel 5.1.3 konnte gezeigt werden, dass Thorium und Uran die einzigen Elemente sind, die zur radioaktiven Kontamination beitragen. Mit  $^{176}\text{Lu}$ ,  $^{187}\text{Re}$  und  $^{87}\text{Rb}$  sind diejenigen Isotope mit der nächstgrößeren Halbwertszeit als  $^{232}\text{Th}$  und  $^{238}\text{U}$  simuliert worden. Die dabei registrierten Ereignisse haben eine Energie, die weniger als 1 MeV beträgt.

Isotope mit kleinerer Halbwertszeit als  $^{232}\text{Th}$  und  $^{238}\text{U}$  wurden bereits überprüft [Pet11].

Damit sind alle im Rahmen dieser Arbeit berechneten Untergrundraten von sehr geringem Ausmaß und liegen deutlich unter der Zielsetzung des Gesamtuntergrunds von  $10^{-3} \frac{\text{Ereignisse}}{\text{Jahr}\cdot\text{kg}\cdot\text{keV}}$ . Insbesondere der Vergleich mit den Untergrundraten weiterer Experimente aus Abbildung 3.4 zeigt, wie klein die in dieser Arbeit berechneten Untergrundraten sind und, dass deren Auswirkungen geringwertig sind.

Da die Aktivitäten einen beträchtlichen Einfluss auf die Berechnung der Untergrundraten haben, sollten im nächsten Schritt die Aktivitäten der für das COBRA-Experiment verwendeten Materialien mittels Gammaspktroskopie gemessen werden. Dadurch könnte man den vorhergesagten Untergrundraten eine größere Aussagekraft verleihen.

In Kapitel 5.2 wurden statt der  $40 \times 40 \times 40$  Detektoren, durch virtuelles Ausschneiden der äußersten Detektoren, nur noch  $38 \times 38 \times 38$  Detektoren betrachtet. Anschließend wurde verglichen, wie viele der registrierten Ereignisse aus den Simulationen damit wegfallen.

Tatsächlich fallen für jede Simulation über 30 % aller Ereignisse weg, wohingegen 14,26 % des Detektors ausgeschnitten worden sind. Der Indikator  $p$  beschreibt das Verhältnis aus prozentual ausgeschnittenen Ereignissen und Kristallen.  $p$  muss größer als eins sein, damit das Ausschneiden der Kristalle sinnvoll ist. Dieses ist für jede Simulation erreicht worden, da  $p$ , je nach Simulation, zwischen 1,25 und 1,37 liegt.

Von wesentlicher Bedeutung ist jedoch, dass  $p$  auch, wenn man nur die Ereignisse in der ROI untersucht, für jede Simulation größer als eins bleibt. Die Untergrundraten reduzieren sich entsprechend der prozentual ausgeschnittenen Ereignissen in der ROI.

Da auf der Oberfläche des Detektors simuliert wurde, fanden erwartungsgemäß mehr Ereignisse am Detektorrand statt. Für diese Simulation lohnt sich das Ausschneiden der äußeren Kristalle im Hinblick auf den Indikator  $p$  besonders. Inwiefern es sich bei weiteren Simulationen, z.B. direkt in den Kristallen, lohnen würde sollte zukünftig überprüft werden.

Darüber hinaus belaufen sich die Kosten eines Kristalls auf ca. 5.000 €. Damit hätte man in 9.128 Kristalle, die gar nicht betrachtet werden, viel Geld investiert. Ob sich dahingegen

---

die Untergrundraten durch das virtuelle Ausschneiden der Kristalle so viel verringern um diese Investition zu rechtfertigen, sollte noch gegeneinander abgewägt werden.





## 7 Anhang

### Anhang A

Zur Berechnung der Untergrundraten muss die Aktivität pro Masse  $A_m$  für jedes Isotop im jeweiligen Material bekannt sein. Auskunft über  $A_m$  gibt die *ILIAS Database of radiopurity of materials*.

Tabelle 11: Auflistung der Aktivitäten pro Masse aus der ILIAS Database on radiopurity of materials.

Isotop	Material	$A_m$ [ $\frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$ ]	Messmethode	Collaboration
$^{232}\text{Th}$	Kupfer	$8,5 \cdot 10^{-4}$	Gamma spectrometry	Edelweiss <sup>20</sup>
	Blei	$8 \cdot 10^{-7}$	Gamma spectrometry	Edelweiss
$^{238}\text{U}$	Kupfer	$5 \cdot 10^{-4}$	Gamma spectrometry	Edelweiss
	Blei	$2 \cdot 10^{-6}$	Gamma spectrometry	Edelweiss

<sup>20</sup>Edelweiss ist ein Experiment zum Nachweis sogenannter WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles)

## Anhang B

Tabelle 12: Durch die Feldman–Cousins–Methode berechneten oberen Grenzwerte der detektierten Ereignisse  $N_{Events}$  mit einer Energie zwischen 2,7 und 2,9 MeV.

N	Oberer Grenzwert
0	2,440
1	4,360
2	5,915
3	7,425
4	8,600
5	9,990
6	11,470
7	12,535
8	13,995
9	15,300
10	16,505
11	17,815
12	19,005
13	20,055
14	21,505
15	22,525
16	23,995
17	25,020
18	26,160
19	27,510

## Anhang C

Zur Berechnung der Volumina der Kupfer- bzw. Bleischicht müssen zunächst die Maße der Detektorkammer bekannt sein. Diese Maße werden im Folgenden aufgelistet.

Es befinden sich  $4 \times 4 = 16$  Kristalle in einem Delrinhalter in x- und y-Richtung. Zwischen den Kristallen befindet sich jeweils ein Halter mit einer Breite von 4,3 mm, der Abstand zwischen Kristallen und Haltern beträgt 0,35 mm. Hinzu kommt ein äußerer Rand des Delrinhalters. Der Aufbau der Detektorkammer besteht aus  $10 \times 10 \times 40$  Haltern, sodass sich der Gesamtaufbau aus  $40 \times 40 \times 40 = 64000$  Kristallen ergibt.

In x-Richtung ergibt sich eine Länge von

$$10 \cdot (\underbrace{4 \cdot 10 \text{ mm}}_{\text{Kristalle}} + \underbrace{3 \cdot 4,3 \text{ mm}}_{\text{Breite d. Halter}} + \underbrace{8 \cdot 0,35 \text{ mm}}_{\text{Abstand: Kristall-Halter}} + \underbrace{2 \cdot 7,2 \text{ mm}}_{\text{Rand d. Halters}}) + \underbrace{2 \cdot 10 \text{ mm}}_{\text{Gaspuffer}} = 721 \text{ mm.}$$

In y-Richtung unterscheiden sich die Halterränder in ihrer Länge:

$$10 \cdot (4 \cdot 10 \text{ mm} + 3 \cdot 4,3 \text{ mm} + 8 \cdot 0,35 \text{ mm} + 7,2 \text{ mm} + 14,7 \text{ mm}) + 2 \cdot 10 \text{ mm} = 776 \text{ mm.}$$

Die Länge der z-Richtung berechnet sich aus der Höhe und dem Abstand der Halter:

$$40 \cdot 10,5194 \text{ mm} + 39 \cdot 10 \text{ mm} + 2 \cdot 5 \text{ mm} = 820,776 \text{ mm.}$$

## Abbildungsverzeichnis

2.1	Massenparabeln der uu- und gg-Kerne . . . . .	13
2.2	Feynman-Diagramm des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls . . . . .	13
3.1	Cadmium-Zink-Tellurid – Detektor . . . . .	15
3.2	Energiespektrum des $2\nu\beta\beta$ - und $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls . . . . .	18
3.3	Sensitivität auf die messbare Halbwertszeit . . . . .	19
3.4	Untergrundraten weiterer Experimente . . . . .	19
4.1	Schematische Darstellung des simulierten Detektoraufbaus . . . . .	22
4.2	Aufteilung der $^{238}\text{U}$ -Zerfallsreihe . . . . .	23
4.3	Aufteilung der $^{232}\text{Th}$ -Zerfallsreihe . . . . .	23
5.1	Häufigkeit der Teilchensorten . . . . .	27
5.2	Sim. auf der Oberfläche: $^{232}\text{Th}$ -Zerfallskette mit Cu als innere Schicht . . .	28
5.3	Sim. auf der Oberfläche: $^{232}\text{Th}$ -Zerfallskette mit Pb als innere Schicht . . .	28
5.4	Sim. auf der Oberfläche: $^{238}\text{U}$ -Zerfallskette mit Cu als innere Schicht . . .	29
5.5	Sim. auf der Oberfläche: $^{238}\text{U}$ -Zerfallskette mit Pb als innere Schicht . . .	29
5.6	Sim. auf der Oberfläche: $^{222}\text{Rn}$ -Zerfallskette mit Cu als innere Schicht . . .	30
5.7	Sim. auf der Oberfläche: $^{222}\text{Rn}$ -Zerfallskette mit Pb als innere Schicht . . .	30
5.8	Sim. in der inneren Schicht: $^{232}\text{Th}$ -Zerfallskette mit Cu als innere Schicht .	31
5.9	Sim. in der inneren Schicht: $^{232}\text{Th}$ -Zerfallskette mit Pb als innere Schicht .	31
5.10	Sim. in der inneren Schicht: Vergleich von Cu und Pb für $^{232}\text{Th}$ . . . . .	32
5.11	Sim. in der inneren Schicht: $^{238}\text{U}$ -Zerfallskette mit Cu als innere Schicht . .	32
5.12	Sim. in der inneren Schicht: $^{238}\text{U}$ -Zerfallskette mit Pb als innere Schicht . .	33
5.13	Sim. in der inneren Schicht: Vergleich von Cu und Pb für $^{238}\text{U}$ . . . . .	33
5.14	Massenabschwächungskoeffizient für Kupfer . . . . .	34
5.15	Massenabschwächungskoeffizient für Blei . . . . .	34
5.16	Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit der Multiplizität . . . . .	37
5.17	Sim. im Stickstoff: $^{222}\text{Rn}$ -Zerfallskette mit Cu als innere Schicht . . . . .	39
5.18	Sim. im Stickstoff: $^{222}\text{Rn}$ -Zerfallskette mit Pb als innere Schicht . . . . .	39
5.19	Sim. in den Kristallen: $^{176}\text{Lu}$ mit Cu als innere Schicht . . . . .	41
5.20	Sim. in den Kristallen: $^{87}\text{Rb}$ mit Cu als innere Schicht . . . . .	41
5.21	Sim. auf der Oberfläche: $^{232}\text{Th}$ -Zerfallsreihe mit Cu als innere Schicht, Er- eignisse in x-Richtung . . . . .	42

## Tabellenverzeichnis

1	Die fundamentale Kräfte des Standardmodells . . . . .	10
2	Zuordnung der Leptonfamilienzahlen . . . . .	10
3	Isotopenliste für möglichen $\beta\beta$ -Zerfall in den CZT-Detektoren . . . . .	16
4	Massenabschwächungskoeffizienten im Energiebereich von 0,04 bis 0,5 MeV	35
5	Berechnete Untergrundraten ohne Berücksichtigung der Multiplizität . . .	36
6	Berechnete Untergrundraten mit Berücksichtigung der Multiplizität . . . .	37
7	Untergrundraten für die Simulation von $^{222}\text{Rn}$ im Stickstoff . . . . .	38
8	Halbwertszeiten der simulierten Isotope . . . . .	40
9	Wegfallende Ereignisse durch das ausschneiden der äußeren Kristalle . . . .	43
10	Ereignisse in der ROI nach virtuellem Ausschneiden der Kristalle . . . . .	44
11	Aktivitäten pro Masse von Kupfer und Blei aus der ILIAS Database on radiopurity of materials . . . . .	49
12	Obere Grenzwerte für $N_{Events}$ nach der Feldman-Cousins-Methode . . . . .	50

## Literatur

- [Aal02] C.E. Aalseth et al.: Comment on *Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay*.  
Mod. Phys. Lett. A17, 2002
- [Be06] Christoph Berger. *Elementarteilchenphysik*. Springer, 2. überarbeitete Auflage,  
2006
- [Cob] COBRA-Collaboration. [www.cobra-experiment.org](http://www.cobra-experiment.org)
- [Co07] COBRA Collaboration: *The Venom Simulation Framework for COBRA*, 2007
- [Co10] LNGS Annual Report: COBRA 2010
- [Cr02] O. Cremonesi: Neutrinoless Double Beta Decay: Present and Future. Oct. 2002
- [Cr10] O. Cremonesi: Neutrino masses and Neutrinoless Double Beta Decay: Status and  
expectations. Feb. 2010
- [Ell87] S.R. Elliot et al.: Phys. Rev. Lett. **59**, 1987
- [Fe97] G. Feldman und R. Cousins: *A Unified Approach to the Classical Statistical Ana-*  
*lysis of Small Signals*. Phys. Rev. D. **57**:3873, 1997
- [Fo04] J.A. Formaggio und C.J. Martoff: *Backgrounds to sensitive Experiments under-*  
*ground*. Annual Review of Nuclear Particle Science. **54**:361–412, 2004.
- [Fur39] W.H. Furry: Phys. Rev. **56**, 1939
- [Gia06] Douglas C. Giancoli. *Physik*. 3. aktualisierte Auflage, 2006
- [Giu10] A. Giuliani: *Highlights in double beta decay*, in *International Student Workshop*  
*on Neutrinoless Double Beta Decay*, 2010.
- [Hei10] N. Heidrich: Monte–Carlo basierte Entwicklung einer Neutronenabschirmung für  
das COBRA–Experiment, 2010
- [Hei56] W. Heitler: *The Quantum Theory of Radiation*, 1956
- [Heu00] G. Heusser, B. Freudiger und W. Rau: *Appl. Rad. Isot.* **52** 691, 2000

- [Kla06] H.V. Klapdor-Kleingrothaus and I. V. Krivosheina: *The evidence for the observation of  $0\nu\beta\beta$  decay*. Mod. Phys. Lett. A Vol. 21 (1547–1566), 2006
- [Leo] W. R. Leo: *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*, 1994
- [Maj37] E. Majorana: *Nuovo Cimento* **14**, 1937
- [PDG] K. Nakamura et al., Journal of Physics G 37, 075021 (2010)
- [NIST] National Institute of Standards and Technology (NIST): Physical Measurement Laboratory, <http://www.nist.gov/pml/data/xraycoef/index.cfm>
- [Pet11] K. Petersen: Monte-Carlo-Studien zum radioaktiven Untergrund für das COBRA-Experiment, 2011
- [Povh] B. Povh, K. Rith, C. Scholz und F. Zetsche: *Teilchen und Kerne* Springer, 8. Auflage, 2008
- [Rei59] F. Reines, C.L. Cowan. Measurement of the Free Antineutrino Absorption Cross Section by Protons. Phys. Rev. **113**:273, 1959.
- [Rod06] V. Rodin et al., Nucl. Phys. **A766**, 107 (2006)
- [Sch82] J. Schechter, J. W. F. Valle: *Neutrinoless double- $\beta$  decay in  $SU(2) \times U(1)$  theories*. Phys. Rev. D **25**, 2951–2954 (1982)
- [Sch97] Norbert Schmitz. *Neutrino-physik*. Teubner, 1997
- [Wu04] H. Wulandari, J. Jochum, W. Rau und F. von Feilitzsch: *Neutron flux at the Gran Sasso Underground Laboratory Revisited*. Astropart. Phys., 22:313–322, 2004
- [Zu01] K. Zuber: COBRA-double beta decay searches using cdte detectors. Phys. Lett. B 519,1 (2001)

## **Danksagung**

Zunächst bedanke ich mich bei Prof. Dr. Caren Hagner und Dr. Björn Wonsak für die Übertragung und Betreuung dieser Arbeit.

Für das sehr angenehme Arbeitsklima bedanke ich mich bei der gesamten Forschungsgruppe Neutrinophysik. Für viele unterhaltsame Kickerpausen danke ich Björn, Daniel, Jan L., Jan T, Lukas, Manuel, Markus, Martin, Michi und Sebastian.

Ganz besonders danke ich Nadine für die sehr gute und geduldige Betreuung, sowie für zahlreiches Korrekturlesen meiner Bachelorarbeit! Christian danke ich ebenso für das Korrekturlesen und für die Beantwortung vieler, vieler Fragen. Sebastian danke ich für viele Hilfestellungen in Sachen Linux-Anwendung und ROOT.

Bei meinen Eltern bedanke ich mich für die mentale und finanzielle Unterstützung während des ganzen Studiums, ohne Euch wäre dieses Studium nicht möglich gewesen. Charlotte danke ich für viel Verständnis und Geduld. Danke, dass Du immer für mich da warst.



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

Hamburg,

Marc Stöver