

Department of Physics and Astronomy
University of Heidelberg

Bachelor Thesis in Physics
submitted by

Sebastian Georgi

born in Gera (Germany)

2010

Untersuchungen zur Totschicht von BEGe-Detektoren im Rahmen des GERDA Experiments

This Bachelor Thesis has been carried out by Sebastian Georgi at the
Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg
under the supervision of
Prof. Karl-Tasso Knöpfle

Zusammenfassung

Diese Bachelorarbeit entstand im Rahmen des GERDA (GERmanium Detector Array) Projekts, das nach dem neutrinolosen doppelten Betazerfall bei ${}^{76}_{32}\text{Ge}$ sucht. Damit soll ergründet werden, ob das Neutrino ein Majorana oder Dirac Teilchen ist. Im Falle einer Detektion könnte man außerdem die Halbwertszeit des Zerfalls bestimmen, die wiederum Rückschlüsse auf die effektive Neutrinomasse zulässt. Zum Einsatz kommen Halbleiterdetektoren, bestehend aus angereicherten Germanium, die sowohl als Quelle, als auch der Detektion der gesuchten Ereignisse dienen. Es stehen zwei Detektortechnologien zur Verfügung, wobei in dieser Arbeit zwei Detektoren vom BEGe-Typ aus abgereicherten Germanium untersucht werden. Es wurden mehrere Messungen zur Charakterisierung dieser Detektoren in Hinblick auf Auflösung, Totschicht und aktives Volumen durchgeführt. Die Auflösung wurde in Abhängigkeit von der am Detektor angelegten Spannung untersucht, für die Totschicht wurde zum einen die mittlere Dicke an allen Flächen des Detektors gemessen und weiterhin diese auch auf Unregelmäßigkeiten untersucht. Das aktive Volumen wurde bestimmt und seine Größe auf Konsistenz mit den Totschichtmessungen untersucht. Die aus diesen Messungen gewonnenen Kenntnisse können für die endgültigen, angereicherten Detektoren weiter verwendet werden, die noch produziert werden sollen.

Abstract

This Bachelor thesis was developed in the frame of the GERDA (GERmanium Detector Array) group, who is searching for the neutrinoless double beta decay of ${}^{76}_{32}\text{Ge}$. Thereby the classification of the neutrino as a Majorana or Dirac particle shall be decided. In the case of a positive detection of this decay its lifetime can be measured and thereby the effective mass of the neutrino will be determined. To achieve this goal, enriched Germanium semiconductor detectors functioning as source and detectors alike are used. There are two different technologies for detectors available, of which the BEGe type is examined in this thesis. Measurements were done on two different detectors made of depleted Germanium to characterize them with regard to their resolution, deadlayer and active volume. For the resolution, the influence of the applied voltage was examined, for the deadlayer the first measurements determined the mean thickness of the deadlayer at each surface of the detector. Further studies looked for inhomogeneities in these deadlayers. The active volume was quantified and checked for consistency with the measurements of the deadlayer. The knowledge gained can be transferred to the final enriched detectors still to be produced.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	2
1 Einleitung	3
1.1 Theoretischer Hintergrund	3
1.1.1 Neutrinos	3
1.1.2 Neutrinoloser doppelter Beta-Zerfall	6
1.2 Das GERDA-Experiment	9
1.2.1 Aufbau und bisherige Durchführung	9
1.2.2 Detektoren für Phase II und Ziel der Arbeit	9
2 Messaufbau und Simulationsverfahren	11
2.1 BEGe-Detektoren	11
2.2 Monte-Carlo-Simulation	15
3 Messergebnisse und Vergleich mit Simulation	16
3.1 Messverfahren	16
3.2 Ergebnisse und Diskussion	20
3.2.1 Einfluss der Hochspannung	20
3.2.2 Dicke der vorderen Totschicht	20
3.2.3 Aktives Volumen	22
3.2.4 Struktur der vorderen Totschicht	26
3.2.5 Struktur der seitlichen Totschicht	28
4 Zusammenfassung	32
A BEGe Datenblätter	33
Literaturverzeichnis	38

Kapitel 1

Einleitung

Als in der Mitte des 20. Jahrhunderts immer mehr Teilchen entdeckt wurden, versuchten die Physiker diese alle in einer Theorie zu beschreiben, die heute Standardmodell der Teilchenphysik genannt wird. Trotz beachtlicher Vorhersagekraft dieses Modells waren sich Physiker von Anfang an bewusst, dass dieses Modell unvollständig ist, da es die Gravitation als eine der fundamentalen Wechselwirkungen nicht enthält. Aber zusätzlich gab es auch immer wieder Experimente und theoretische Überlegungen, die bestimmte Aussagen des Standardmodells sogar widerlegten. Ein Beispiel dafür ist das Neutrino, das laut Standardmodell masselos sein sollte. Verschiedene Experimente haben jedoch gezeigt, dass es doch eine Ruhemasse besitzt. Weiterhin gibt es Hinweise darauf, dass das Neutrino sein eigenes Antiteilchen sein könnte, ein sogenanntes Majoranateilchen. Noch heute werden neue Experimente aufgebaut, die Erkenntnisse über den Majoranacharakter und die Masse des Neutrinos ergeben sollen. Eines dieser Experimente ist GERDA, in dessen Rahmen diese Arbeit entstanden ist. Es sucht nach dem neutrinolosen doppelten Betazerfall ($0\nu\beta\beta$) in einer Umgebung mit extrem kleinen Untergrund.

Dieses Kapitel wird sich mit den Grundlagen der Neutrino-Physik und des neutrinolosen doppelten Betazerfalls befassen. Anschließend werden einige allgemeine Fakten über Aufbau und (geplanten) Ablauf des GERDA-Experiments vorgestellt und dabei auch Motivation und Ziele dieser Arbeit erklärt. Im folgenden Kapitel wird dann näher auf die Detektoren, die zentraler Teil der Arbeit sind und auf die für die Auswertung der Daten benötigte Monte-Carlo-Simulation eingegangen. Im dritten Kapitel folgen dann schließlich die vorgenommenen Messungen und eine Diskussion der Ergebnisse.

1.1 Theoretischer Hintergrund

1.1.1 Neutrinos

Neutrinos sind im Standardmodell eine Klasse von masselosen Leptonen mit Spin $\frac{1}{2}$. Sie werden unterschieden in die sogenannten Flavors e , μ und τ Neutrino, die mit den geladenen Leptonen Elektron, Myon und Tau assoziiert werden. Neutrinos wechselwirken nur schwach und gravitativ, wobei einzig die schwache Wechselwirkung zur

Detektion verwendet werden kann. Aber selbst dies ist wegen des sehr kleinen Wechselwirkungsquerschnitts relativ gesehen ein sehr seltenes Ereignis. Daher muss man durch einen hohen Neutrinofluss, sehr große Detektoren und lange Messzeiten in Verbindung mit kleinem Untergrund sicherstellen, dass man genügend Ereignisse detektiert hat um eine statistisch fundierte Aussagen treffen zu können. Dies ist der Grund, warum das Neutrino erst relativ spät experimentell bestätigt wurde und auch heute noch neue Erkenntnisse möglich sind.

Die Existenz des Neutrinos wurde erstmals 1930 von Pauli vorhergesagt, um die Energieerhaltung beim β -Zerfall zu gewährleisten. Vorangegangene Experimente hatten gezeigt, dass bei diesem sowohl der Ausgangs- wie auch der Endkern eine wohldefinierte Energie haben, das ausgesandte Elektron jedoch ein kontinuierliches Energiespektrum besitzt, mit einem Maximalwert von der Differenzenergie der Kerne. Daher wurde das Neutrino als neutrales Teilchen postuliert, welches die Energie- und Impulserhaltung aufrecht erhielt. Aus der Energieverteilung des Elektrons, aus der sich mittels Energieerhaltung auch die des Neutrinos konstruieren lässt, konnte man damals schließen, dass das Neutrino innerhalb der Messfehler masselos sein soll.

1934 entwickelte Fermi aus feldtheoretischen Überlegungen ein Modell für den β -Zerfall, aus dem die schwache Wechselwirkung als eine neue Art von Wechselwirkung hervor ging. Fermi war es auch, der dem Neutrino seinen Namen gab.

Der erste experimentelle Nachweis von Neutrinos gelang 1956 C. L. Cowan und F. Reines [15] am Savannah River Plant. Sie nutzten einen nuklearen Reaktor, da sie dadurch einen wesentlichen höheren Neutrinofluss nutzen konnten. Der dabei ablaufende Prozess war $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$, wobei der Nachweis über Koinzidenzmessung der beiden Gammaphotonen aus der Elektron-Positron Annihilation und eines zeitlich versetzten Gammaphotons aus dem Neutroneneinfang erfolgte.

Im darauf folgenden Jahr entdeckte Goldhaber, Grodzins und Sunyar [21], dass Neutrinos ausschließlich linkshändige Helizität haben. Dies war der erste Bruch mit dem Standardmodell, da hier die Paritätssymmetrie gebrochen wird. Dadurch gibt es eine allgemeine Definition von links und rechts.

Es sollten noch einige Jahre vergehen, ehe das erste Experiment zur Detektion von solaren Neutrinos, das Homestake-Experiment [14], in den 1960er Jahren von Raymond Davis Jr aufgebaut wurde und von 1970 bis 1994 in Betrieb war. Sie nutzten einen 1478m unter der Erde installierten Detektor aus 615 t Tetrachlorethylen, bei dem der Nachweis über die Einfangreaktion $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ erfolgte. Jedoch waren die Voraussagen für die Detektionsraten, berechnet von John N. Bahcall, dreimal größer als tatsächlich gemessen wurde. Dies war der erste Hinweis darauf, dass die Beschreibung des Neutrinos im Standardmodell nicht korrekt ist, was in den folgenden Jahren als Solares Neutrino Problem bezeichnet wurde.

Das Ergebnis des Homestake-Experiments wurde in den nächsten Jahren von weiteren Experimenten bestätigt, so zum Beispiel von Kamiokande[19], Super-Kamiokande[20] und Gallex/GNO[22].

Schon 1957 stellt B.Pontecorvo eine Theorie auf, nach der Neutrinos oszillieren können, das heißt sich in andere Neutrinos umwandeln können. Bis zu diesem Zeitpunkt bekannt war nur das Elektron Neutrino, weshalb Pontecorvo eine Umwandlung von Neutrinos in Anti-Neutrinos und zurück vorschlug. Das Homestake Experiment war auf

Grund seines Messverfahrens nur empfindlich auf Anti-Neutrinos, so dass dies ein Defizit in der Detektionsrate erklären würde.

Als dann 1962 durch Leon Lederman, Mel Schwartz, Jack Steinberger und weitere Mitarbeiter am Brookhaven National Laboratory das Myon Neutrino ν_μ als ein vom Elektron Neutrino ν_e unterschiedliches Teilchen entdeckt wurde [16], wurde auch die Möglichkeit der Oszillation zwischen ν_e und ν_μ erkannt [26]. Pontecorvo[28] brachte diese Theorie in den folgenden Jahren in die noch heute gebräuchliche Form. 2004 schließlich wurde am KamLAND [10] die Neutrinooszillation als Ursache für das Solare Neutrino Problem bestätigt und alle nicht oszillierenden Modelle widerlegt.

Diese Oszillation verletzt aber nicht nur die Leptonenzahlerhaltung des Standardmodells, nach der die Leptonenzahlen der einzelnen Familien $L_i = n_i + \nu_i - n_{\bar{i}} - \bar{\nu}_i$ mit $i = e, \mu, \tau$ jeweils erhalten sein sollte. Damit diese Oszillation stattfinden kann, muss das Neutrino zusätzlich auch eine nicht verschwindende Ruhemasse haben. Dies soll im Folgenden beispielhaft nur an ν_e und ν_μ erklärt werden. Ein erweitertes Modell für alle 3 Neutrino Typen ist analog dazu, allerdings treten weitere Parameter auf, die an dieser Stelle nicht diskutiert werden sollen.

Es wird angenommen, dass die Neutrinos bei ihrer Entstehung in einem quantenmechanischen Überlagerungszustand der verschiedenen Neutrinoarten sind, der durch einen Mischungswinkel Θ charakterisiert wird:

$$\begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta & \sin \Theta \\ -\sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$$

Sie breiten sich im Masseeigenzustand aus: $|\nu_i(\vec{x}, t)\rangle = |\nu_i(0)\rangle e^{i(\vec{p}_i \cdot \vec{x} - E_i t)}$ mit $i = 1, 2$.

Lässt man das Neutrino sich eine Strecke L ausbreiten und transformiert man dann in die Basis der Neutrino Flavours zurück, erhält man eine Formel für die Wahrscheinlichkeit des Flavorübergangs mit einem Massenunterschied von $\Delta(m^2) = m_{\nu_\mu}^2 - m_{\nu_e}^2$ (in natürlichen Einheiten):

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}(L) = \sin^2(2\Theta) * \sin^2\left(\frac{\Delta(m^2)L}{4E_\nu}\right)$$

Der Vollständigkeit wegen ist noch zu erwähnen, dass sich ein weiterer Term, der diese Oszillation beeinflusst, beim Durchgang von Neutrinos durch dichte Materie (wie zum Beispiel der Kern der Sonne) ergibt, der sogenannte MSW Effekt.

Beachtet man alle Einflüsse auf das Oszillationsverhalten, kann man aus Messungen der Übergangsraten zwischen den einzelnen Flavours Rückschlüsse auf die relativen Massebeziehungen zwischen den Neutrinos erhalten. So erhielt man zum Beispiel am SNO (Sudbury Neutrino Observatory) [9] einen Wert für $\Delta(m^2) = 7.59 * 10^{-5} \text{ eV}^2$ und $\Theta = 34.4$ Grad.

Damit sind aber immer noch nicht die genauen Massen der einzelnen Neutrino Flavours bekannt. Auch die Massenhierarchie ist nicht bekannt. Sie kann gleich sein wie bei den assoziierten Leptonen (normal), genau umgekehrt (invertiert) oder alle Neutrinos haben ähnliche Massen (degeneriert). Für die Ermittlung dieser Massen sind Experimente nötig, die andere Phänomene betrachten außer der Neutrinooszillation. So bekommt man aus kosmologischen Betrachtungen über die Entwicklung des Universums eine Obergrenze für die Summe der Massen der Neutrino Flavours. Ein Wert für

diese liefert Elgarøy [18] mit $m_{\nu,tot} < 1.8 \text{ eV}$. Ein weiterer Prozess, der Aufschluss über die Neutrinomassen geben kann ist der neutrinolose doppelte Betazerfall, wobei GERDA eines der Experimente ist, die sich mit diesem befassen. Daher soll dieser Prozess und was er uns für Auskünfte über Neutrinos geben kann im nächsten Kapitel besprochen werden.

1.1.2 Neutrinoloser doppelter Beta-Zerfall

Beim einfachen Beta(-Minus)-Zerfall zerfällt ein Neutron in ein Proton, ein Elektron und ein Elektronantineutrino. Für einen Kern bedeutet dies, dass seine Massenzahl gleich bleibt, seine Ladungszahl jedoch um eins zunimmt:



Dieser Vorgang kann jedoch nur auftreten, wenn die Energie des Tochternuklids geringer ist als die des Mutternuklids, also Energie beim Vorgang frei wird, die an das Elektron und das Antineutrino abgegeben wird.

Gleichzeitig kann immer, wenn der Kern mit einer Massenzahl von zwei größer als der Ausgangskern die selbe Energieanforderung wie oben erfüllt, doppelter Betazerfall auftreten. Dabei zerfallen zwei Neutronen gleichzeitig. In den Feynman-Diagrammen in Abbildung 1.1 sieht man jedoch, dass der doppelte Betazerfall die doppelte Anzahl an Knoten gegenüber dem einfachen Betazerfall hat. Er ist daher wesentlich unwahrscheinlicher als der einfache Betazerfall, man sagt er ist von zweiter Ordnung. Daraus folgt, dass für eine erfolgreiche Beobachtung des doppelten Betazerfalls der einfache Betazerfall verboten sein muss. Dessen Signal ist so groß, dass die Ereignisse vom doppelten Betazerfall komplett darin verborgen sein würden. Dies begründet die Wahl von ${}^{76}_{32}\text{Ge}$, denn wie man in Abbildung 1.2 sehen kann, ist hier der einfache Betazerfall energetisch verboten, der doppelte Betazerfall hingegen erlaubt.

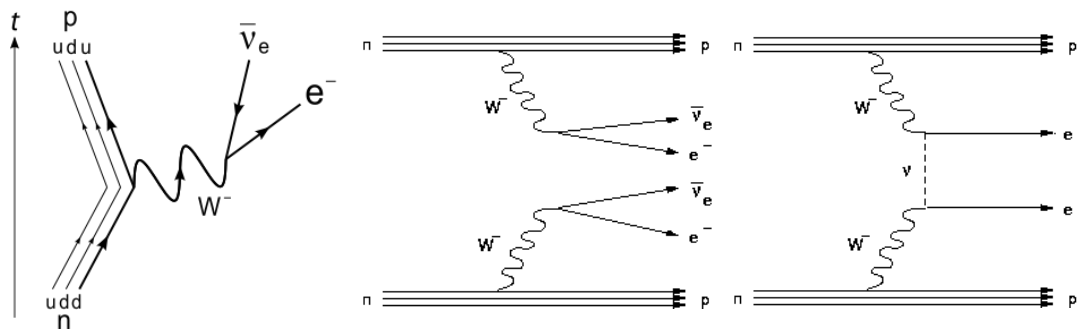


Abbildung 1.1: Von links nach rechts: Feynman Diagramme des einfachen Beta-Zerfalls [23], des $(2\nu\beta\beta)$ -Zerfalls [7] und des $(0\nu\beta\beta)$ -Zerfalls [7].

Nimmt man nun an, dass das Neutrino sein eigenes Antiteilchen ist, müssten beim doppelten Betazerfall nicht unbedingt zwei Antineutrinos entstehen. Es könnte auch das Neutrino virtuell zwischen den beiden Knoten ausgetauscht werden, wodurch nur zwei Elektronen frei werden, man hätte den neutrinolosen doppelten Betazerfall $(0\nu\beta\beta)$. Das Feynman Diagramm hierfür ist ganz rechts in Abbildung 1.1 zu sehen. Diese Elektronen hätten dann eine genau definierte Energie, nämlich jeweils die Hälfte der

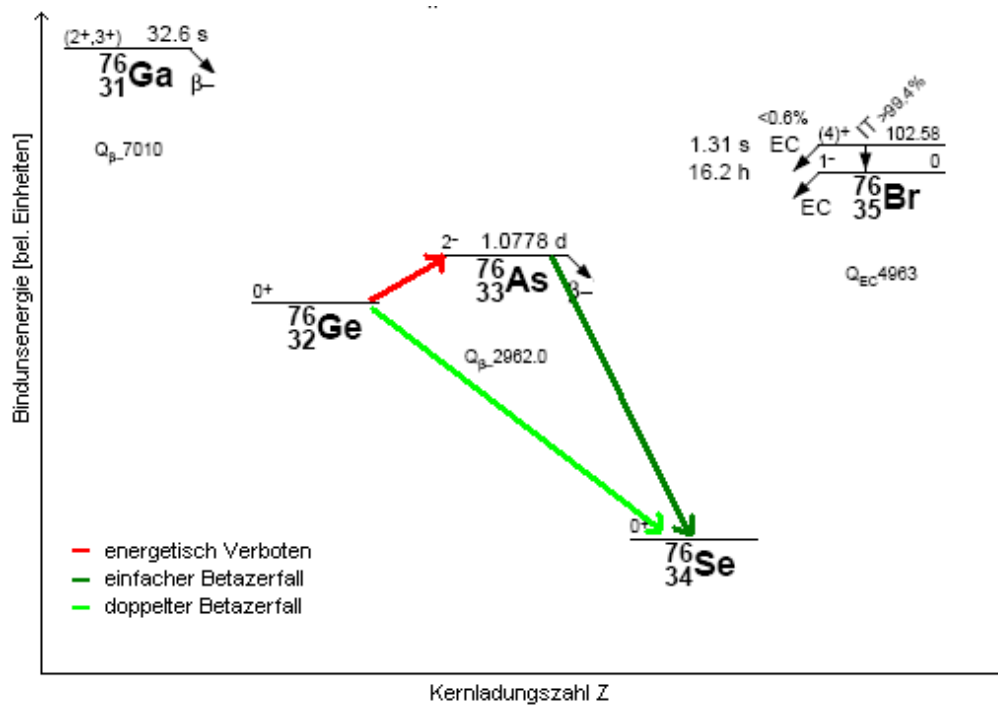


Abbildung 1.2: Teil des Isobar Diagramms für $A=76$, bearbeitet auf einer Grundlage von [29]. Der Zerfall von $^{76}_{32}\text{Ge}$ nach $^{76}_{33}\text{As}$ ist offensichtlich verboten, weshalb man hier den doppelten Betazerfall nach $^{76}_{34}\text{Se}$ beobachten kann.

freiwerdenden Energie. Daher könnte man sie gut unterscheiden von den Elektronen aus dem doppelten Betazerfall (mit Neutrinos ($2\nu\beta\beta$)), die ein kontinuierliches Energiespektrum besitzen.

Teilchen, die ihre eigenen Antiteilchen sind, nennt man, wie schon angesprochen, Majorana-Teilchen. Da Antiteilchen immer die entgegengesetzte Ladung der zugehörigen Teilchen tragen, müssen Majorana-Teilchen auf jeden Fall ladungsneutral sein, was für die Neutrinos gegeben wäre. Deshalb bleibt als einziger Parameter, der ein Neutrino von einem Antineutrino unterscheiden könnte, seine Helizität. Diese Helizitätsänderung ist außerdem nur möglich, wenn das Neutrino eine endliche Ruhemasse besitzt. Da sich jedoch Neutrinos fast mit Lichtgeschwindigkeit bewegt, ist es praktisch unmöglich, die Helizität des Neutrinos zu ändern, um zu testen, ob es sich dann wie ein Antineutrino verhält.

Daher ist der $(0\nu\beta\beta)$ -Zerfall unser einziger derzeitiger bekannter Vorgang, der Aufschluss über den Majorana-Charakter der Neutrinos geben könnte. Gleichzeitig würde man auch aus dessen Halbwertszeit eine Abschätzung für die Massen bekommen:

$$\left(T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}\right)^{-1} = G^{0\nu}(Q, Z) * |M_{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2$$

Dabei ist $G^{0\nu}$ ein integrierter kinematischer Faktor, $M_{0\nu}$ ein Kern-Matrixelement und

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \right|$$

die effektive Masse, wobei die U_{ei} Elemente einer dreidimensionalen Mischungsmatrix (Maki-Nakagawa-Sakata-Matrix (MNS-Matrix)) sind, die für den vereinfachten

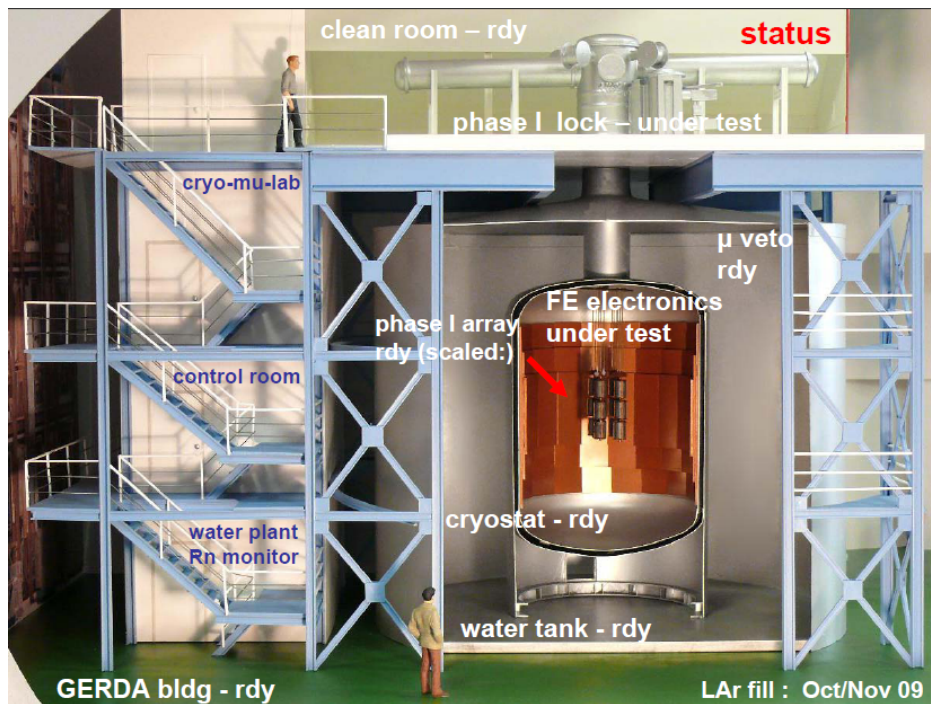


Abbildung 1.3: Schematischer Aufbau des GERDA Experiments mit Anmerkungen zum derzeitigen Stand (II/2010) des Experiments. [7]

zweidimensionalen Fall im vorigen Abschnitt vorgestellt wurde.

Eine positive Detektion des neutrinolosen doppelten Betazerfalls würde also gleich mehrere offene Fragen beantworten: die Majorana-Natur des ν , die Massen der Flavours von ν und ob die Leptonenzahlerhaltung nicht nur innerhalb der Flavours, sondern allgemein gebrochen ist. Damit gibt er Aufschlüsse über die Physik jenseits des Standardmodells. Daher ist es nicht verwunderlich, dass es bereits mehrere Experimente neben GERDA gibt, die zur Zeit laufen oder noch in Planung sind, die nach dem $(0\nu\beta\beta)$ -Zerfall suchen, unter ihnen zum Beispiel CUORE [27], EXO [17] und weitere. Einige Experimente sind bereits abgeschlossen, unter anderem auch die der HdM Kollaboration [24]. Sie erhielten eine untere Grenze für die Halbwertszeit von $T_{1/2}^{0\nu} > 1.9 \cdot 10^{25}$ y und damit eine Obergrenze für die effektive Masse von $m_{\beta\beta} < 0.35$ eV. Ein Teil der HdM-Kollaboration berichtet sogar vom Nachweis des $(0\nu\beta\beta)$ -Zerfalls [25], dieses Ergebnis ist jedoch umstritten (siehe z.B. [8]).

Durch eine bessere Untergrundunterdrückung und mehr Detektormaterial versucht das GERDA-Experiment die Ergebnisse der vorangegangenen Arbeiten zu bestätigen und eventuell einen Wert für die Halbwertszeit zu bekommen, anstatt nur eine untere Grenze. Der dafür nötige Aufbau und der Ablauf des Experiments sollen im nächsten Kapitel beschrieben werden.

1.2 Das GERDA-Experiment

1.2.1 Aufbau und bisherige Durchführung

Der Aufbau des GERDA-Experiments, zu sehen in Abbildung 1.3, ist darauf ausgerichtet, mögliche Quellen für radioaktiven Untergrund zu minimieren. So steht das gesamte Experiment in einer Untergrundhalle des Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) in Italien. Wie der Name schon andeutet, befindet sich dieses Labor 1400 m unter dem Gipfel des Gran Sasso Massivs, entsprechend einem Wassersäulenequivalent von 3800 m. Die äußere Hülle ist ein 8.9m hoher Wassertank mit 10m Durchmesser. Er ist an der Innenseite ausgekleidet mit einer Spiegelfolie und mit Photomultipliern ausgestattet. Im Wasser erzeugen die Myonen, die nicht durch das Bergmassiv abgeschirmt wurden, Tscherenkow-Licht. Dieses wird von den Photomultipliern detektiert und dient als Vetosignal zur Elimination von Myonereignissen. Zusätzlich bremst das Wasser auch effektiv äußere Neutronen und verhindert so, dass sie die Detektoren erreichen. Im Inneren des Wassertanks befindet sich der ein Kryostat gefüllt mit flüssigem Argon, in dessen Inneren beträgt die Temperatur daher ca 87 K. Diese tiefen Temperaturen sind nötig, um die Germaniumdetektoren betreiben zu können und gleichzeitig wird das thermische Rauschen der Elektronik reduziert. Außerdem ist flüssiges Argon mit einer relativen Dichte von 1,4 (bezogen auf Wasser=1) dicht genug, um eine weitere Abschirmung gegen äußeren Untergrund zu bewirken. Die Detektoren sind an mehreren "Ketten" übereinander angeordnet und werden durch einen Flansch von einem Reinraum über dem Tank in den Kryostat hinab gelassen.

Derzeit befindet sich GERDA jedoch noch in der Aufbauphase. Diese begann 2008 mit der Installation des Wassertanks und des Kryostaten. Im Folgejahr folgten der Reinraum, die kryotechnische Infrastruktur und die Photomultiplier im Wassertank. Im November und Dezember 2009 konnte dann der Kryostat mit flüssigem Argon gefüllt werden und im Juni 2010 wurde die erste Kette mit 3 Detektoren aus nicht-angereichertem Germanium zum Einsatz gebracht. Diese sollen die Untergrundabschirmung testen und eine Energiekalibration ermöglichen. Unter [5] kann man Informationen sowohl zum geplanten Aufbau des Experiments als auch dessen Fortschritte einsehen.

Damit kann demnächst Phase I des GERDA-Experiments starten. Für diese existieren schon Detektoren aus 17.7 Kg angereichertem Germanium, die Messzeit soll ca. ein Jahr betragen. Dadurch soll die untere Grenze der Halbwertszeit des $(0\nu\beta\beta)$ -Zerfalls auf $T_{1/2} > 3 * 10^{25}$ y gebracht werden, was einer maximalen Masse von $m_{\beta\beta} < 0.27$ eV entspricht.

1.2.2 Detektoren für Phase II und Ziel der Arbeit

In Phase II des GERDA-Experiments sollen dann Detektoren zum Einsatz kommen, die zusätzlich eine aktive Unterdrückung des Untergrunds ermöglichen. Insgesamt wird es durch diesen Aufbau möglich sein, den Untergrund um bis zu 2 Größenordnungen gegenüber dem derzeitigen Stand der Technik zu unterdrücken. Je nach finanzieller Lage soll Phase II über 100 kg*y Daten sammeln, womit dann Tests auf $T_{1/2} > 1.5 * 10^{26}$ y bzw. $m_{\beta\beta} < 0.11$ eV möglich sind.

Als Detektoren, welche die Anforderungen für die Phase II erfüllen können, stehen zwei Typen zur Auswahl, entweder der p-Typ BEGe-Detektor oder ein n-Typ segmentierter Detektor (s. auch Kapitel 2.1). Beide Detektortypen bieten die Möglichkeit einer aktiven Untergrundunterdrückung, die auch auf den intrinsischen und den nicht abschirmbaren (Detektorhalterung, Kabel) Teil des Untergrunds wirkt.

Im Zuge dieser Arbeit wurden zwei p-Typ BEGe-Detektoren (s. auch Datenblätter im Anhang) auf die Charakteristiken ihrer Totschicht bzw. ihres aktiven Volumens untersucht. Die dabei gewonnen Erkenntnisse sind in zweierlei Hinsicht für das GERDA Projekt von Nutzen.

Da die BEGe-Detektoren mit angereichertem Germanium nicht zu den standardmäßig produzierten Detektoren des Distributors gehören, muss für diese gezeigt werden, dass sie neben ihren jeweiligen Vorteilen auch an die Güte von herkömmlichen Detektoren heranreichen. Dafür ist neben Stabilität und Energieauflösung des Detektors auch wichtig, wie groß der Anteil des aktiven Volumens am Gesamt-Detektor-Volumen ist, der in dieser Arbeit bestimmt wird. Ist der Prozentsatz zu klein, werden einige Ereignisse nicht detektiert, da sie in der Totschicht stattfinden und dort kein Signal auslösen können. Aufgrund sehr geringer Ereignisraten muss dies so weit wie möglich vermieden werden.

Zum anderen muss das angereicherte Germanium, aus dem die Detektoren entstehen sollen, zuerst in einem aufwendigen Prozess hergestellt werden. Zur Zeit verfügt das GERDA-Projekt über 37.5 Kg angereichertem Germaniums hergestellt vom JSC PA Electrochemical Plant in Zelenogorsk in der Region Krasnoyarsk in Russland. Von diesem Material soll möglichst viel für die Detektoren verwendet werden. Mit abgereichertem Germanium aus der gleichen Produktionskette, das ungefähr ein Faktor 25 mal billiger ist als das angereicherte Germanium, können daher verschiedene Produktionsschritte getestet werden, die eine möglichst große Ausbeute des Materials ermöglichen könnten. Daher ist einer der hier verwendeten Detektoren (DD) hergestellt aus einem Endsegment des aus abgereichertem Germanium gezogenen Kristalls. Dieses wird normalerweise nicht für Detektoren verwendet und muss daher auf seine Eigenschaften getestet werden, insbesondere auch auf Abweichungen gegenüber dem Detektor aus einem Mittelsegment (CC).

Ziel dieser Arbeit wird es also sein, Messungen zur Totschicht der Detektoren zu liefern, welche mit in die Auswahl zwischen den Detektortypen eingehen können. Weiterhin sollen sie Aufschluss darüber geben, ob die Produktionsmethoden für die verarmten Detektoren auch mit dem angereichertem Material angewandt werden können.

Kapitel 2

Messaufbau und Simulationsverfahren

2.1 BEGe-Detektoren

BEGe (Broad-Energy Germanium)-Detektoren, ein Detektormodell der Firma Canberra [2], sind der zentrale Aspekt dieser Arbeit. Ihr besonderer Aufbau, der im folgenden beschrieben werden soll, ermöglicht eine aktive Unterdrückung der meisten Untergrundereignisse. Dadurch bieten sie sich für den Einsatz in Phase II des GERDA Projekts an.

Ein typischer BEGe-Detektor, wie er schematisch in Abbildung 2.1 links zu sehen ist, ist ein Halbleiterdetektor von zylindrischer Form und besteht aus p-dotiertem Germanium. Er ist umhüllt mit einem (n+)-dotierten Kontakt (Li) über den die Hochspannung angelegt wird. Dieser ist nur an der Unterseite des Detektors unterbrochen durch einen (p+)-dotierten Kontakt, über den das Messsignal ausgelesen werden kann.

Die grundsätzliche Funktionsweise von BEGe Detektoren ist dieselbe wie bei allen Halbleiterdetektoren. An dem Übergang von p nach n Dotierung rekombinieren alle freien Ladungsträger, es entsteht eine Verarmungszone. Legt man eine Spannung in Sperrrichtung an diesen Übergang an, dehnt sich diese Zone immer weiter aus. Die

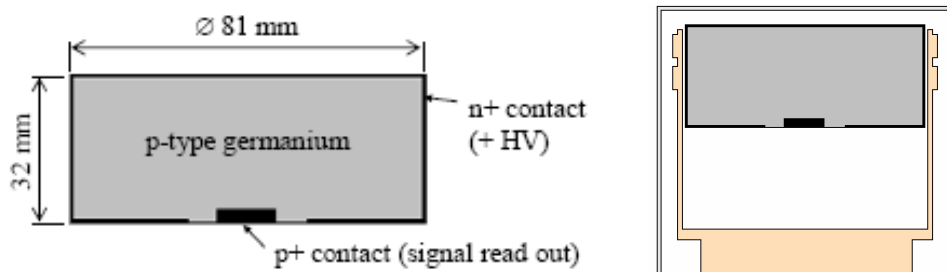


Abbildung 2.1: **Links:** Schematischer Schnitt durch einen BEGe-Detektors. **Rechts:** Schema des Aufbaus im Kryostat, wie er in der Simulation verwendet wird. Dargestellt sind in gelb die Aufhängung aus Kupfer und in hellgrau die äußere Hülle aus Aluminium, weggelassen wurden die Anschlusskabel und der Kühlfinger [12]

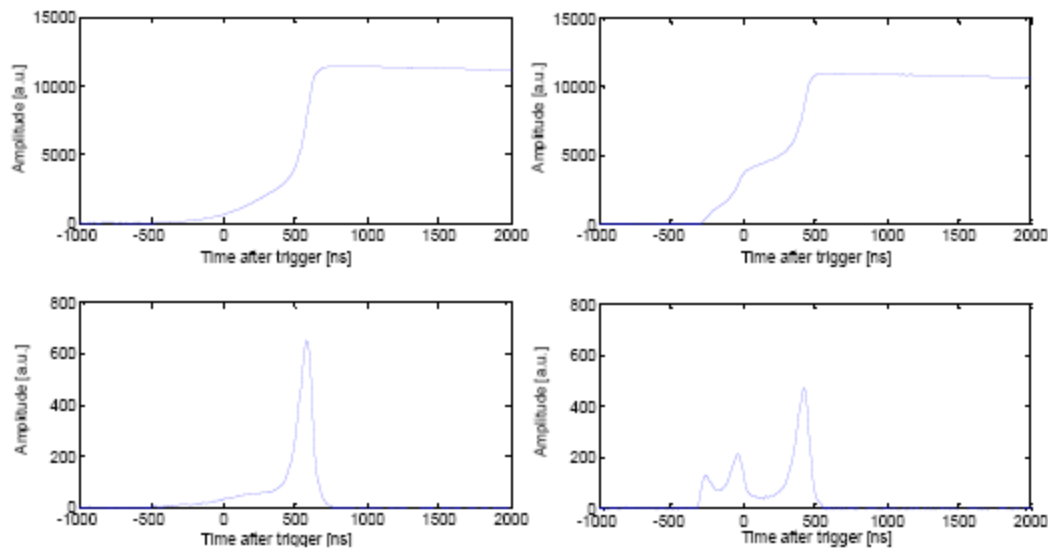


Abbildung 2.2: Signal eines BEGe-Detektors für SSE(links) und MSE(rechts). Die obere Zeile zeigt die Ladung in Abhängigkeit von der Zeit, die untere Zeile das differenzierte Signal, also den Strom in Abhängigkeit von der Zeit. [12]

Detektoren sind so konstruiert, dass bei genügend hoher Spannung im gesamten Inneren des Detektors keine freien Ladungsträger mehr übrig bleiben. Kühlt man den Detektor noch auf Kryotemperaturen, können auch thermisch nahezu keine freien Ladungsträger mehr erzeugt werden, der gesamte Detektor ist dann verarmt. Äußere Strahlung z.B. in Form von Gamma-Photonen können jedoch neutrale Atome ionisieren, indem sie ein Elektron aus seiner Schale herausschlagen. In der Verarmungszone des Detektors werden so Elektron-Loch Paare erzeugt, wobei Elektron und Loch durch den Potentialgradienten innerhalb des Detektors jeweils zu unterschiedlichen Kontakten wandern und dort ein Signal in Form eines Stromes auslösen. Das erzeugte Signal ist proportional zur Energie der Photonen, so dass es zum Erstellen eines Spektrums verwendet werden kann.

BEGe Detektoren unterscheiden sich aber von herkömmlichen Halbleiterdetektoren insofern, dass der Signalanschluss bei ihnen ein Punktkontakt bzw. sehr klein ist, während der Hochspannungsanschluss um die restliche Detektoraußenseite verteilt ist. Dadurch hat das elektrische Feld innerhalb des Detektors einen Gradienten, es ist am stärksten in der Nähe des Signalanschlusses. Dies hat Einfluss auf die Laufzeit der Signale, so dass im Messsignal dadurch eine Abhängigkeit vom Ort des Ereignisses entsteht. Dadurch können Ereignisse, die auf einen kleinen Raumbereich beschränkt sind (SSE: single-side-events) unterschieden werden von jenen, die aus mehreren Wechselwirkungen verteilt über ein ausgedehntes Volumen (MSE:multi-side-events) bestehen (s. auch Abbildung 2.2). Die Analyseverfahren, mit derer man die beiden trennt, wird pulse-shape-analysis (PSA) genannt. Diese bietet ein weiteres Auswahlkriterium zur möglichst untergrundfreien Detektion des $(0\nu\beta\beta)$ -Zerfalls [12]. Bei diesem entstehen zwei Elektronen, die mit großer Wahrscheinlichkeit ihre Energie innerhalb von 1mm pro MeV bei Stoßprozessen mit gebundenen Elektronen verlieren, so dass dies ein SSE ist. Demgegenüber besteht der Hauptteil des Untergrunds aus Gammastrahlung, welche im Detektormaterial eine wesentlich längere Reichweite als geladene Teilchen haben. Sie

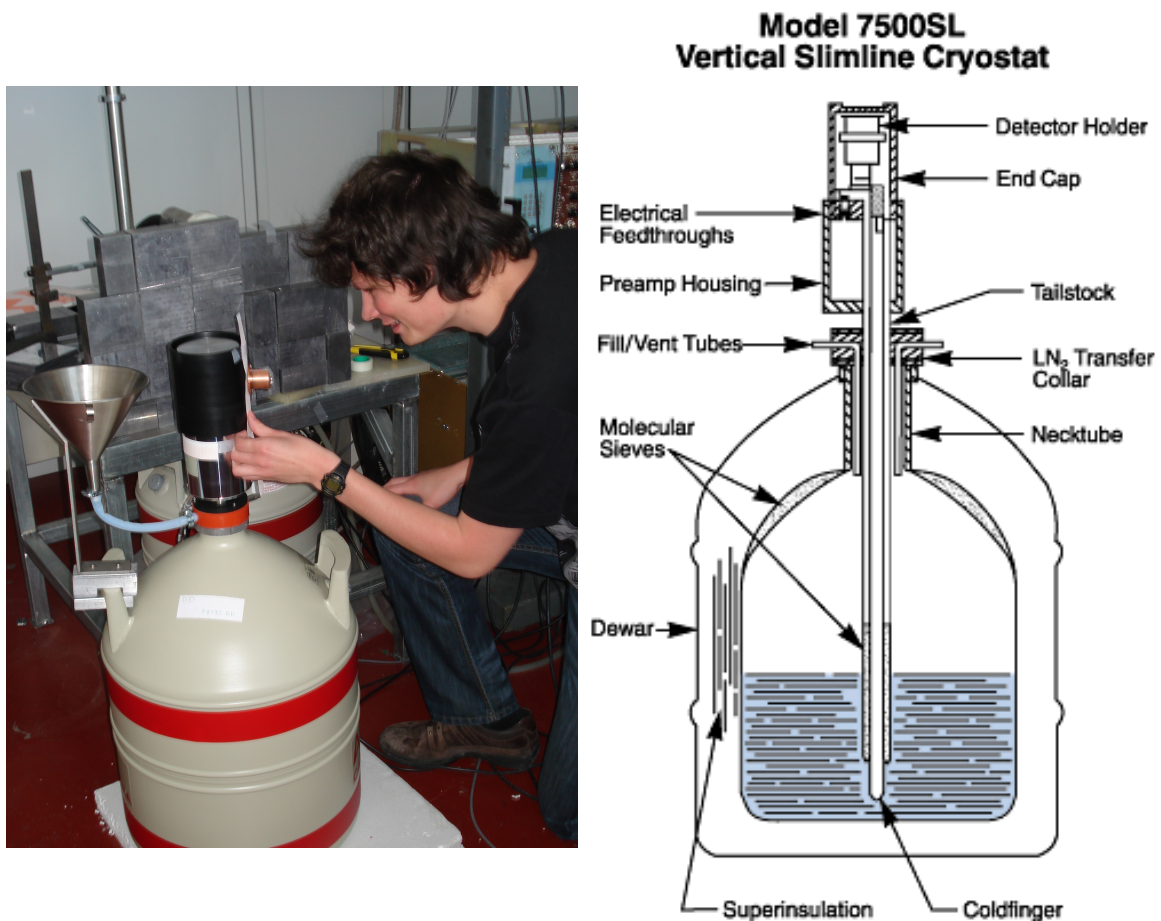


Abbildung 2.3: Foto des Kryostaten und schematische Zeichnung seines Innenaufbaus[6]. Im Foto sieht man einen schwarzen Zylindermantel am oberen Ende des Kryostaten. Dieser ist kein standardmäßiger Bestandteil, sondern wurde nachträglich für die Messung der seitlichen Totschicht hinzugefügt.

können mehrmals an verschiedenen Stellen im Detektorvolumen Compton-Streuung betreiben und lösen dabei ein MSE-Signal aus.

Die Alternative wären Detektoren, die in mehrere Segmente eingeteilt sind. Dies ermöglicht eine räumliche Auflösung der Ereignisse und unterstützt damit die PSA. Die von BEGe-Detektoren gelieferten Informationen sind jedoch ausreichend, um Hintergrundereignisse zu unterdrücken. Zusätzlich benötigen BEGe-Detektoren nur einen Signalanschluss, während bei segmentierten Detektoren jedes Segment einen eigenen Anschluss benötigt. Diese wären nur weitere potentielle Untergrundquellen.

Für die Untersuchungen dieser Arbeit standen zwei verschiedene BEGe-Detektoren zur Verfügung, die vom Hersteller als P81890CC und P91990DD bezeichnet wurden (siehe die Datenblätter des Herstellers Canberra im Anhang), aber ab hier nur mit CC und DD abgekürzt werden. Üblicherweise wird bei der Produktion der Kristall in 4 Scheiben geschnitten, die mit Buchstabenkürzeln AA-DD versehen werden. Die verwendeten Detektoren sind also aus der 3. und 4. Schicht des Kristalls hergestellt, wobei besonders der DD-Detektor interessant ist, da diese Schicht üblicherweise nicht für Detektorproduktion verwendet wird. Der DD Detektor ist daher auch nicht komplett zylindrisch geformt, sondern sein Umfang wird zur Unterseite hin dünner wie bei

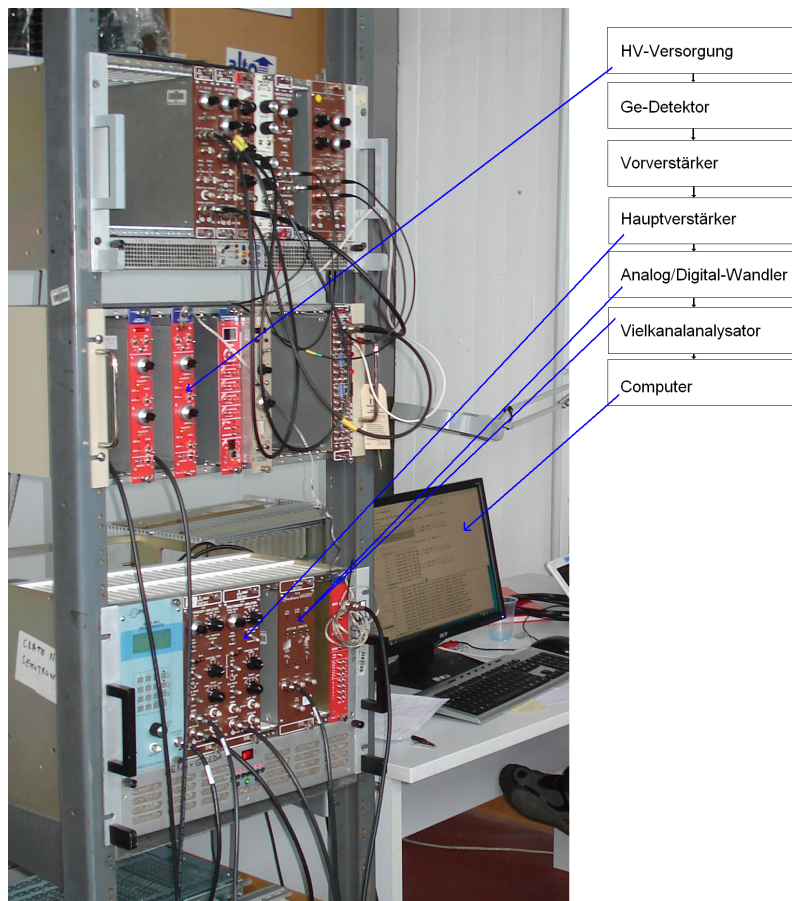


Abbildung 2.4: Foto der Komponenten der elektronischen Ausleseketten mit deren Zuordnung im Blockschaltbild

einem (umgedrehten) Kegelstumpf. Zusätzlich haben beide Detektoren leicht abweichende Dimensionen und an der Unterseite um den Kontakt herum eine ringförmige Einbuchtung.

Für die Untersuchungen waren die Detektoren in Kryostaten des Modells 7500SL der Firma Canberra untergebracht, der in Abbildung 2.3 zu sehen ist. Eine Vergrößerung der Aufhängung des Detektors innerhalb des Kryostat ist in Abbildung 2.1 rechts zu sehen. Die elektronische Ausleseketten entsprechen dem üblichen Standard in der γ -Spektroskopie, wie er in Abbildung 2.4 rechts dargestellt ist. Als Hochspannungsquelle für den Betrieb des Detektors wurde ein CAEN N471G [3] verwendet. Das Messsignal muss jedoch verstärkt werden, bevor es sinnvoll ausgelesen werden kann, dafür dienen der Vorverstärker, der bereits im Kryostaten eingebaut ist und ein Hauptverstärker in Form eines Ortec Spectroscopy Amplifier 672 [1]. Nach der Verstärkung wird das analoge Signal in ein digitales umgewandelt und im Vielkanalanalysator wird es schließlich einer Energie in Form eines Kanals zugeordnet, so dass am Computer ein Histogramm entsteht. Ein Ortec 921 Spectrum Master diente hier sowohl als Analog/Digital-Wandler als auch als Vielkanalanalysator.

2.2 Monte-Carlo-Simulation

Um aus den Spektren, die mit den zu untersuchenden Detektoren aufgenommen wurden Rückschlüsse auf die Eigenschaften der Detektoren ziehen zu können, muss der experimentelle Aufbau in einer Simulation exakt nachgestellt werden. Man verändert nur den zu messenden Parameter und vergleicht die Spektren aus den Messungen mit den simulierten, um den Parameter zu finden, bei dem beide überein stimmen.

Die physikalischen Grundlagen, wie zum Beispiel der Zerfall der verschiedenen Isotope und die Wechselwirkung der Photonen in verschiedenen Materialien, wurden hier durch das Paket Geant4 [4] geliefert, welches am CERN entwickelt wurde. Darauf aufbauend wurde von Gerda und Majorana in Kollaboration das MaGe [11] Paket entwickelt, welches Grundlagen für die Implementation der Detektorgeometrie liefert und eine Makrosprache zur Steuerung der Simulation liefert.

In diese wurde möglichst genau die hier verwendeten Detektoren implementiert. Die umgebende Aufhängung und Außenhülle waren zum Teil schon einprogrammiert, da sie für einen ähnlichen Detektor bereits verwendet wurden. Dies alles stützt sich jedoch zum größten Teil auf die Skizzen und Maßangaben der Hersteller, da der Kryostat nicht einfach geöffnet werden kann. Eventuelle Fehler in diesen Angaben würden zu Diskrepanzen in den Messungen führen, die sich nur schwer auf ihre Ursache zurückführen lassen. So waren einige Schrauben, die bei einer Messung gefunden wurden, nicht in den Zeichnungen und konnten erst nach Anfrage beim Hersteller implementiert werden. Die Tabelle 2.1 gibt die in der Simulation verwendeten Maße an. Wie schon im vorigen Abschnitt erwähnt ist der Signalanschluss von einer ringförmigen Einbuchtung umgeben, die in der Tabelle kurz als Kerbe bezeichnet wird. Weiterhin wird der Radius des DD Detektors am unteren Ende geringer, der kleinste Radius und die Höhe dieses Kegelstumpfs sind in den letzten beiden Zeilen eingetragen.

Tabelle 2.1: Detektorabmessungen in der Monte-Carlo-Simulation.

	CC Maße [mm]	DD Maße[mm]
Radius	37.25	37
Höhe	33	32
äußerer Kerbenradius	11.75	11
innerer Kerbenradius	4.5	7
Kerbentiefe	2	2.5
kleinster Kegelpadius	-	32
Kegelhöhe	-	9

Kapitel 3

Messergebnisse und Vergleich mit Simulation

3.1 Messverfahren

Die Verfahren, die zur Charakterisierung der Totschicht verwendet wurden, basieren alle auf dem Beer-Lambertschen Absorptionsgesetz. Es beschreibt den Durchgang von Photonen der Energie E_γ durch Materie der Dicke L mit einem Massenabsorptionskoeffizienten μ :

$$I(\lambda, L) = I_0(\lambda) * \exp(-\mu(E_\gamma) L)$$

Aus der Schwächung von I_0 auf I kann bei Kenntnis von μ damit ein Rückschluss auf die Dicke L gezogen werden.

Je nach Energie der Gammastrahlung ist einer von drei Absorptionsmechanismen für die Größe von μ vorherrschend (s. Abbildung 3.1): Im Bereich von Energien kleiner als ca. 200keV überwiegt der Photoelektrische Effekt, bei dem das Photon mit einem Ereignis komplett absorbiert wird. In einem Energiebereich in der Größenordnung von 1 MeV ist die Compton-Streuung der dominante Absorptionsmechanismus. Das Photon wird hier mehrmals gestreut, bevor seine Energie so weit abgefallen ist, dass es durch den Photoeffekt komplett absorbiert wird. Beide Energieregionen werden bei den folgenden Messungen ausgenutzt, im Gegensatz zum dritten Absorptionsmechanismus, der Paarbildung, die noch höhere Energien erfordert.

Für die Totschichtdicke benötigt man Gammastrahlung mit geringerer Energie. Deren Reichweite ist vergleichbar mit der Totschichtdicke, so dass die meisten Photonen in einem Bereich kurz nach Durchqueren der Totschicht absorbiert werden. Dadurch entspricht das L aus der obigen Formel in diesem Fall in etwa der Totschichtdicke. Die Strahlung mit höherer Energie hingegen kann mehrmals gestreut werden, so dass sie im ganzen Detektorvolumen Ereignisse auslösen kann. Der Restanteil an Intensität I , der detektiert wird, ist damit direkt proportional zum aktiven Volumen.

Für die Messreihen benötigt man also Quellen für Gammastrahlen mit unterschiedlichen Energien. Die Tabelle 3.1 bietet einen Überblick über die verwendeten Quellen und deren verwendete Energielinien.

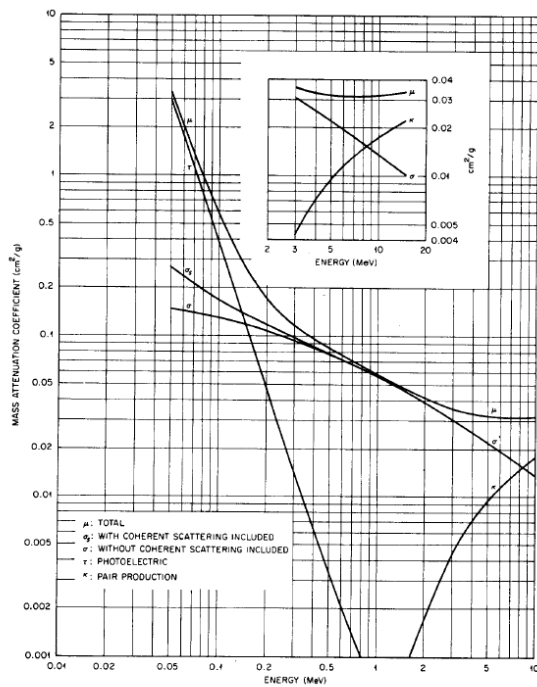


Fig. 1. Gamma-ray attenuation coefficients for germanium.

Abbildung 3.1: Diagramm für den Massenabsorptionskoeffizienten von Germanium in Abhängigkeit von der Energie der Photonen. Zu sehen sind die einzelnen Beiträge (Photoelektrischer Effekt, Compton-Streuung und Paarbildung) und deren Summe. [13]



Abbildung 3.2: Foto des experimentellen Aufbaus. Zu sehen ist die Außenhülle aus Aluminium und die Halterung, an deren Spitze sich die Quelle befindet.

Man misst also die detektierte Rate I und bildet den Quotienten mit der ausgesandten Rate I_0 der Quelle, um den Exponentialfaktor zu bestimmen. Da sich jedoch weitere Absorber zwischen Quelle und Detektor befinden (z.B. die Außenhülle) und der Detektor nur ein begrenztes Raumwinkелеlement einnimmt, kann man aus diesem nicht sofort Rückschlüsse auf die Totschichtdicke ziehen, sondern benötigt eine Simulation als Referenz. In dieser wird der Detektor mit unterschiedlichen Totschichtdicken simuliert und auch das Ratenverhältnis ausgelesen. Die tatsächliche Totschichtdicke entspricht dann derer aus der Simulation, bei der die Raten aus Messung und Simulation übereinstimmen.

Für die Messung der vorderen Totschicht wurde dieses Verfahren noch verbessert, indem man einen Quotient aus zwei Linien nimmt. So kürzt sich die Rate der Quelle heraus und man ist damit auf diese nicht mehr fehleranfällig. Weiterhin ist damit auch der Einfluss des Fehlers, der aus der Messung der Entfernung von der Quelle zum Detektor stammt, vernachlässigbar. Diese Entfernung beeinflusst hauptsächlich, wie viel Raumwinkel der Detektor einnimmt, wobei auch dieser Faktor bei der Quotientenbildung verschwindet. Die Abhängigkeit von L bleibt aber bestehen, wenn der Energieabstand der Linien so groß ist, dass deren μ deutlich unterschiedlich sind.

Tabelle 3.1: Zusammenfassung der Quellen aus den Experimenten

Quelle	genutzte Linie [keV]	Rate [kBq]
$^{241}_{95}\text{Am}$	60, 99, 103	428 ± 6
$^{133}_{56}\text{Ba}$	81, 356	81.3 ± 1.2
$^{60}_{27}\text{Co}$	1173	13.9 ± 0.2

Für $^{241}_{95}\text{Am}$ wurde daher die Rate der Linie bei 60 keV geteilt durch die Summe der Raten aus den Linien bei 99 keV und 103 keV genutzt. Es ist günstig, hier die Summe der beiden Linien zu nutzen, da sie relativ zur 60 keV Linie wesentlich schwächer sind. Bei $^{133}_{56}\text{Ba}$ wurden das Verhältnis der Intensitäten der 81 keV und der 356 keV Linie genutzt. Bei der Messung zum aktiven Volumen können keine Verhältnisse von Raten aus zwei Linien zur Auswertung genutzt werden, die beiden Linien von $^{60}_{27}\text{Co}$ liegen energetisch so nahe beisammen, dass sich ihr μ zu wenig unterscheidet (siehe auch Abbildung 3.3).

Für die Messung der mittleren Dicke der vorderen Totschicht wurden die Quellen in einem Abstand von $(162.5 \pm 0.5)\text{mm}$ (Am) bzw $(351 \pm 0.5)\text{mm}$ (Ba) direkt über der Mitte des Detektors ohne Kollimator angebracht. Genauso wurde beim aktiven Volumen die Co Quelle im Abstand von $(231.5 \pm 0.5)\text{mm}$ positioniert. Für die Strukturmessungen wurden zwei Kollimatoren benutzt, einer mit einem inneren Durchmesser von 2mm (für Am), der andere mit einem inneren Durchmesser von 4mm (für Ba), die Länge betrug in beiden Fällen 33mm. Der Kollimator stand für die Strukturmessung der vordere Totschicht senkrecht auf der Außenhülle, für die seitliche Totschicht wurde er von einer Konstruktion waagrecht gehalten, wobei die Quelle einen radialen Abstand von $(84 \pm 2)\text{mm}$ zum Detektormittelpunkt hatte.

Für alle Spektren wurden vor dem Auslesen der Raten eine Untergrundkorrektur angefertigt. Für die Spektren der realen Detektoren wurden hierfür zuerst Untergrundmessungen ohne Quellen verwendet. Damit kann die natürliche Untergrundstrahlung, die hauptsächlich aus der Zerfallskette von ^{232}Th und ^{238}U stammt, unterdrückt werden. Zudem muss das Spektrum dann noch auf das Compton-Kontinuum der verwendeten Linien korrigiert werden. Sowohl in der Messung als auch in der Simulation sollte dafür die selbe Untergrundkorrektur stattfinden. Da die Simulation keine Auflösung des Detektors simuliert, das heißt einen Linienbreite von null hat, war ein Gauß-Fit der Linien dafür nicht möglich. Statt dessen wurden ein Bereich für die Linie (ROI:region of interest) und links und rechts davon zwei gleich große Bereiche nur mit Untergrund gewählt. Die Untergrundereignisse in den Randregionen wurden linear interpoliert und von der Anzahl an Ereignissen in der ROI abgezogen.

Die Messfehler ergeben sich sowohl für Messung als auch für die Simulation durch Gauß'sche Fehlerfortpflanzung aus den Fehler der einzelnen Raten. Da es sich um einen statistischen Zerfallsprozesse handelt, wurde für die Anzahl an Ereignissen N in der Linie der Fehler \sqrt{N} angenommen und daraus ein Fehler für die Raten berechnet. Weitere Fehler, die für jede Messung jeweils speziell sind, wie z. B. Abstandsfehler, Ratenfehler oder Fitfehler wurden quadratisch zum statistischen Fehler hinzu addiert, um so die Fehler zu erhalten, die bei der Präsentation der Ergebnisse angegeben werden.

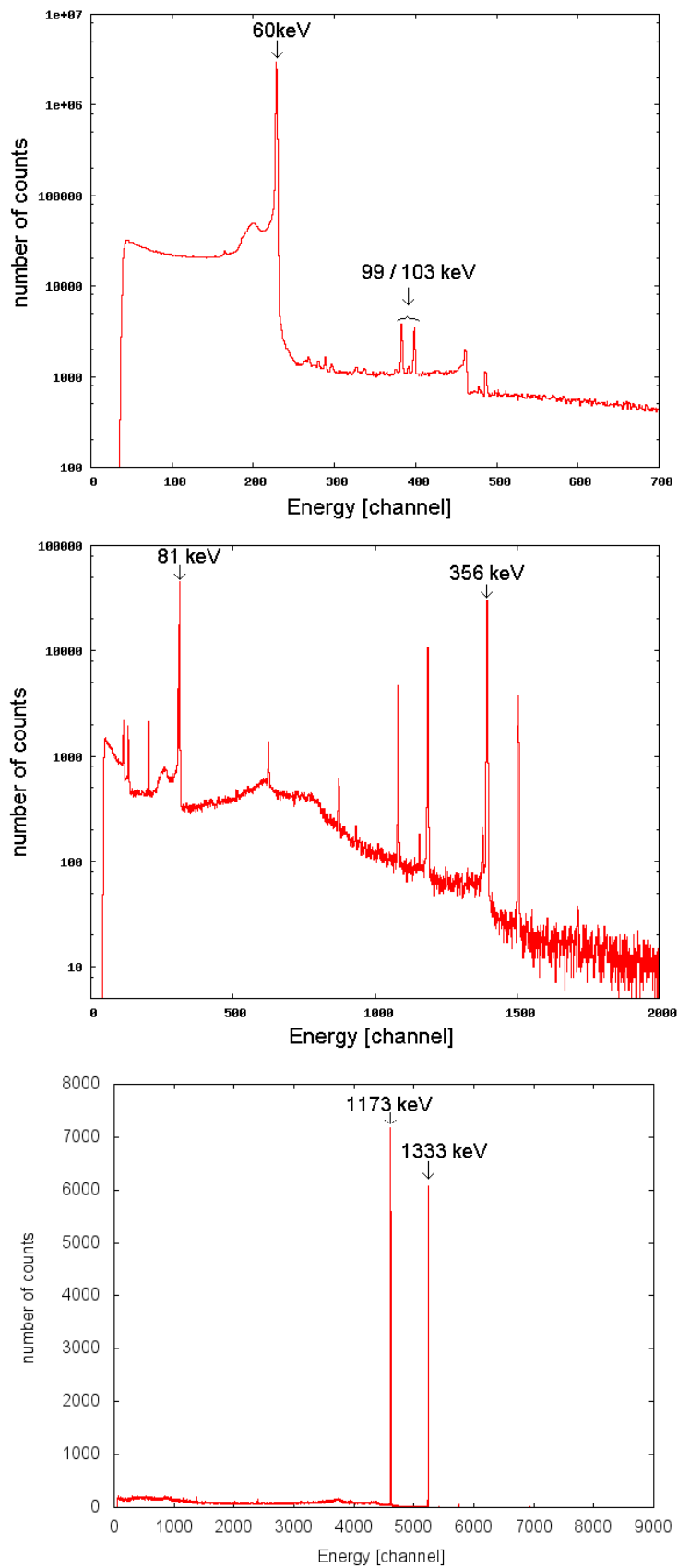


Abbildung 3.3: Americium (oben), Barium (mitte) und Cobalt (unten) Spektrum mit Markierungen der im Experiment genutzten Linien. Alle Spektren wurden mit dem CC-Detektor aufgenommen.

3.2 Ergebnisse und Diskussion

3.2.1 Einfluss der Hochspannung

Bevor die Messungen zur Charakterisierung der BEGe-Detektoren in Hinblick auf Totschicht und aktives Volumen begannen, wurde geprüft, wie sich die Eigenschaften der beiden Detektoren wie z.B. das Auflösungsvermögen in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung ändern. Die Detektoren sollen im Messbetrieb mit der vom Hersteller spezifizierten Spannung betrieben werden, weshalb untersucht wird, inwiefern diese auch angemessen gewählt wurde. Der jeweilige Detektor sollte sich bei dieser Spannung innerhalb des Plateaubereich befinden, d.h. dass sich seine Eigenschaften bei Schwankungen der Spannung nicht merklich ändern. Dass es überhaupt ein solches Plateau gibt, ist mit der kompletten Verarmung an freien Ladungsträgern des Detektors bei einer bestimmten Grenzspannung zu erklären, ab der eine weitere Erhöhung der Spannung keinen Einfluss auf den Detektor mehr hat.

Für diese Messung wurden mehrere radioaktive Quellen in der Nähe des Detektors platziert und Spektren für verschiedene Spannungen aufgenommen. Aus diesen kann man sich zum Beispiel das Auflösungsvermögen der verschiedenen Linien anschauen, die Ergebnisse dazu sind in Abbildung 3.4 zusammengefasst. Man erkennt, dass die Auflösung mit zunehmender Hochspannung besser wird, bis sie sprunghaft auf einen noch kleineren Wert abfällt und diesen ungefähr konstant hält. Der Sprung in der Auflösung lässt sich mit der Grenzspannung identifizieren, für den CC Detektor beträgt diese etwas weniger als 3000V und für den DD Detektor liegt sie im Bereich von 3500V. Die Datenblätter vom Hersteller (s.Anhang) geben für beide Detektoren eine Verarmungsspannung an, die 500 V höher liegt, die empfohlene Betriebsspannung ist 1000 V höher als die hier ermittelten Grenzspannungen. Damit liegt die Betriebsspannung aber ganz sicher im Plateaubereich. Für diesen Bereich können wir anhand der Graphen auch die Konstanz quantifizieren, die Schwankungen der FWHM sind hier kleiner als 0.2 keV. Abgesichert durch diese Ergebnisse wurden die Detektoren für die folgenden Messungen mit den empfohlenen Spannungen betrieben.

3.2.2 Dicke der vorderen Totschicht

Diese erste Messung soll die mittlere Dicke der vorderen Totschicht des Detektors bestimmen, die dem Ausleseanschluss gegenüber liegt (s. auch Abbildung 2.1).

In der Simulation wurde der Messaufbau mit verschiedenen Totschichtdicken nachmodelliert. Die dabei erhaltenen Verhältnisse aus den Anzahlen an Ereignissen in den Linien wurden gegen die Totschichtdicke aufgetragen und exponentiell gefittet. A und B sind dabei die genutzten Fitparameter.

$$R = \frac{I_0(E_1)}{I_0(E_2)} * \exp(-(\alpha(E_1) - \alpha(E_2)) L) \xrightarrow{\text{Fitmodell}} A * \exp(B L)$$

Durch den Fit werden die statistischen Fluktuationen, die auch in der Simulation auftreten, heraus gemittelt und man kann direkt eine Projektion des gemessenen Wertes auf die Totschichtdicke vornehmen. Für die Americium-Messung mit dem CC Detektor

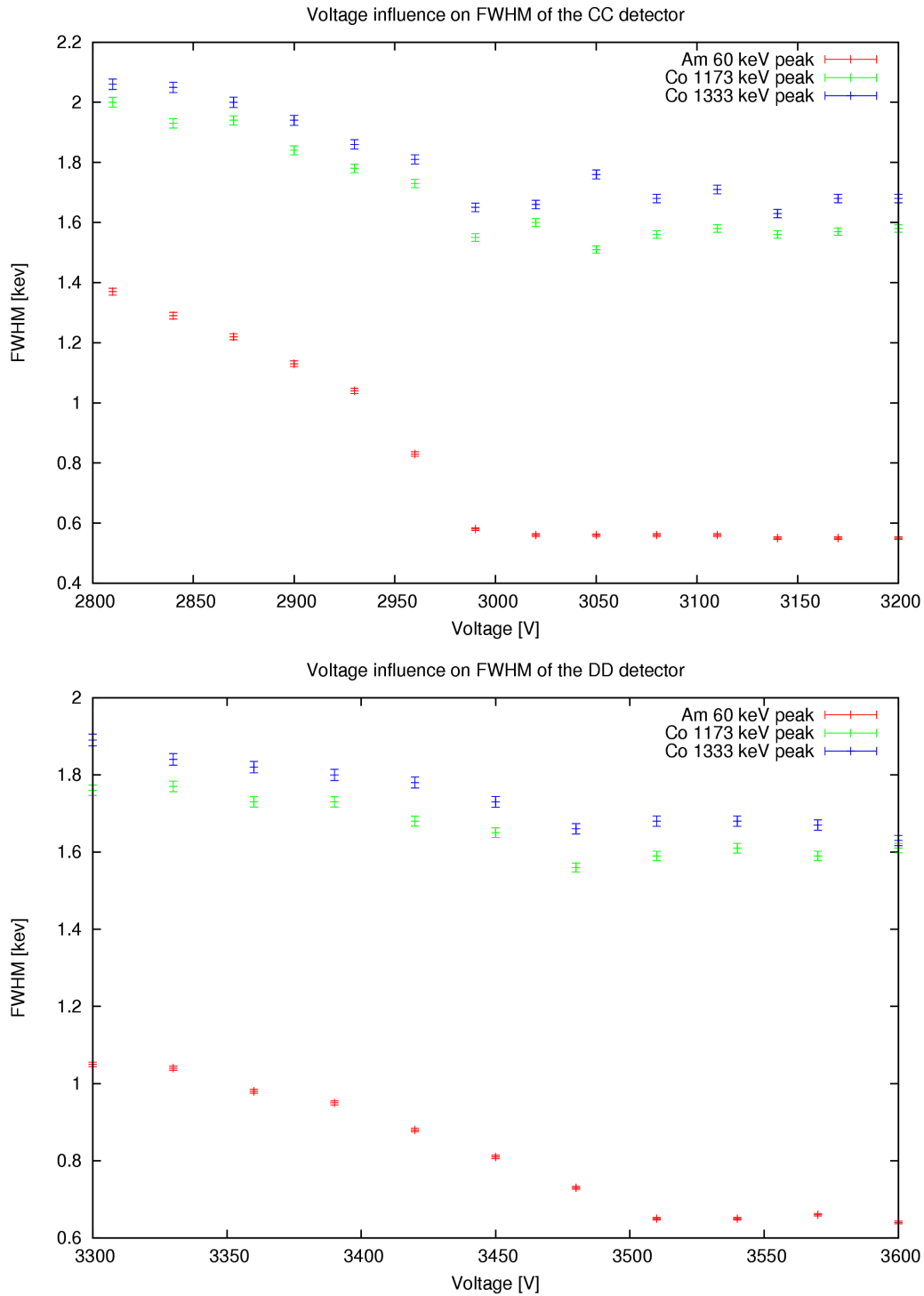


Abbildung 3.4: Graphen zur Abhängigkeit des Auflösungsvermögens (FWHM) des Detektors in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Die Messung erfolgte mit der 60 keV Linie von Am und den beiden Linien von Co (1173 und 1333 keV), wobei beide Quellen ohne Kollimator in der Nahе des Detektors angebracht wurden, wobei die Entfernung so gewählt wurde, dass die jeweiligen Raten ähnliche Größenordnung haben. Der obere Graph zeigt die Messergebnisse für den CC Detektor, der untere Graph jene für den DD Detektor.

Tabelle 3.2: Ergebnisse der Messung der vorderen Totschicht

Det.	Quelle	Raten- verhältnis	Fitpar. A	Fitpar. B	Dicke [mm]	Datenblatt [mm]
CC	Am	526±5	904±2	-0.784±0.003	0.691±0.013	
		531±4			0.679±0.012	
CC	Ba	1.105±0.005	1.389 ±0.006	-0.385±0.006	0.593±0.025	
CC	Mittelwert (gewichtet)				0.674±0.059	0.70
DD	Am	659±3	904±1	-0.77±0.003	0.405±0.007	
DD	Ba	1.200±0.006	1.378 ±0.005	-0.366±0.008	0.378±0.023	
DD	Mittelwert (gewichtet)				0.403±0.025	0.45

wurden zwei Spektren aufgenommen, für alle anderen Messungen jeweils eines. Abbildung 3.5 zeigt für die beiden Detektoren die Graphen mit den Werten der Simulation für die verschiedenen Totschichten, dem Fit und die Extrapolation der Ratenquotienten aus den Messungen auf die Dicke der Totschicht. Die daraus erhaltenen Ergebnisse sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Bei der Evaluation der Messungen fällt zuerst einmal auf, dass die Totschichtdicken für die beiden Detektoren unterschiedlich sind. Dies ist aber auch in den Datenblättern der Detektoren so angegeben, anscheinend gab es gewisse Unterschiede im Dotierungsprozess des (n+)-Kontakts. Auch weicht die Dicke für den DD Detektor um mehr als eine Fehlerbreite von der Herstellerspezifikation von 0.45 mm ab, allerdings gibt der Hersteller auch keinen Fehler für diesen Wert an. Weiterhin ist zu sehen, dass die Werte für den DD Detektor innerhalb zweier Standardabweichungen übereinstimmen, die zwei Werte aus den unterschiedlichen Quellen für den CC Detektor jedoch außerhalb des 3σ -Bereichs des jeweils anderen liegen. Die Ursache dieser Diskrepanz wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht gefunden, obwohl einige Versuche unternommen wurden, dieser auf die Spur zu kommen. So wurde z.B ausgeschlossen, dass es Probleme durch den seed des Zufallszahlengenerators gibt, die Auswahl der Bereiche für die Hintergrundkorrektur verbessert und das aktive Volumen des Detektors an das Ergebnis der Messung mit Cobalt (s. nächstes Kapitel) angepasst. Da keine dieser Änderungen den Wert um mehr als einige Prozent verändert hat, liegt hier anscheinend eine weitere, unbekannter Fehler vor. Dieser scheint systematisch zu sein, denn die Ba Werte liegen sowohl beim CC als auch beim DD Detektor niedriger als die mit Am ermittelten Werte. Damit bleibt aber nur als beste Schätzung für die Dicke der Totschicht der gewichtete Mittelwert der drei Messungen: $\bar{L} = 0.674$ mm mit der Standardabweichung der Messungen als Maß für den Fehler.

3.2.3 Aktives Volumen

In dieser Messung soll die Größe des aktiven Volumens bestimmt werden. Dafür wurde in der Simulation die Veränderung des aktiven Volumens vorgenommen, indem man die Dicke der seitlichen und der unteren Totschicht anpasst. Die vordere Totschicht

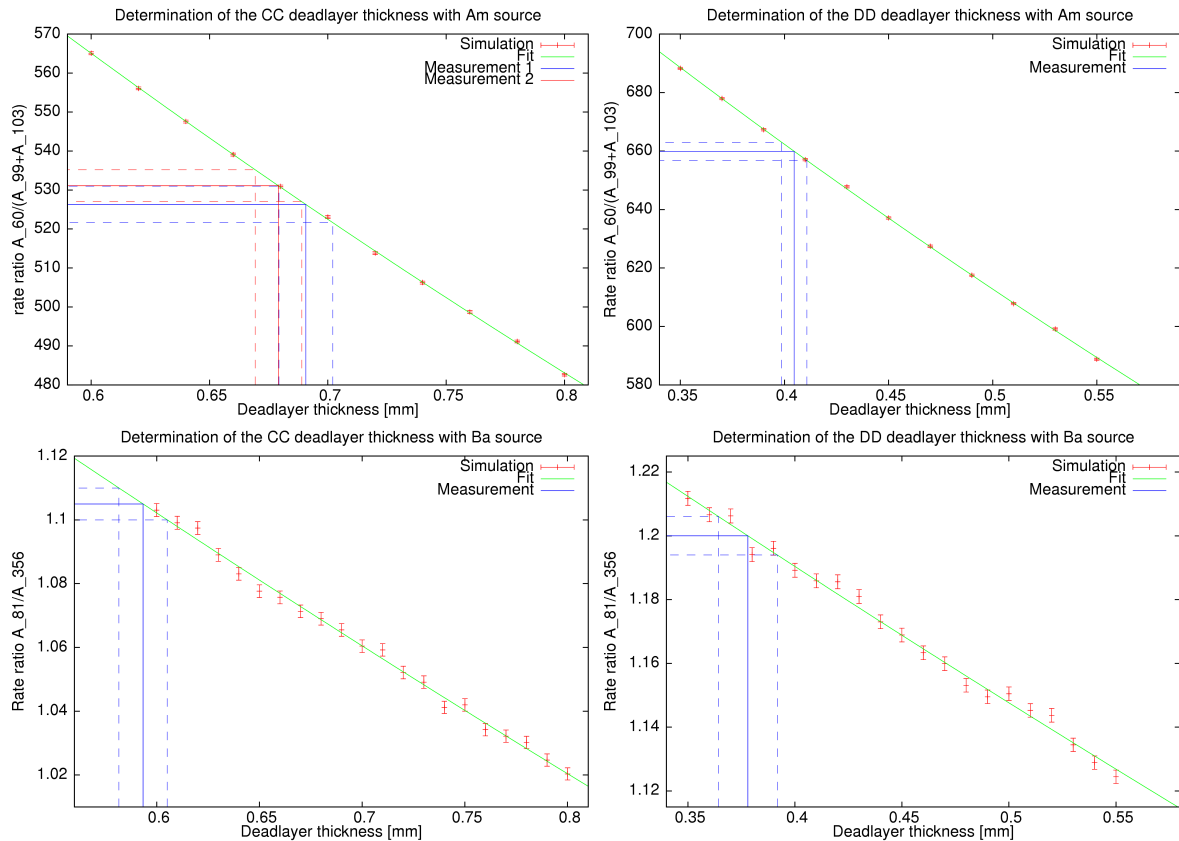


Abbildung 3.5: Graphen zur Messung der vorderen Totschicht über ein Ratenverhältnis zweier Linien einer unkollimierten Quelle. Die roten Datenpunkte sind der Simulation mit der entsprechenden Totschichtdicke entnommen, die blaue und gegebenenfalls rote vertikale Linie steht jeweils für den Messwert (durchgezogen gemessener Wert, gestrichelt der Gesamtfehler der Messung) am realen Detektor, der mittels Fit der Simulation (grün) auf eine entsprechende Totschichtdicke extrapoliert wird. Die Spalten trennen die beiden Detektoren (links: CC, rechts: DD), die Zeilen die beiden unterschiedlichen Quellen (oben: Am, unten: Ba)

jedoch wurde konstant gelassen, da sie bereits im vorigen Kapitel bestimmt wurde. Diese Dicken wurden dann in ein aktives Volumen umgerechnet, um die Daten der Simulation linear fitten zu können:

$$R = A * V_{aktiv} + B$$

In Tabelle 3.3 sind die Ergebnisse aus den Messungen und die Fitparameter sowie das ermittelte aktive Volumen und eine Rückrechnung auf die entsprechende Dicke der seitlichen und unteren Totschicht zusammengefasst. Für den DD Detektor wurden zwei Spektren gemessen, die beide in die Auswertung mit einbezogen wurden. Simulation, Fit und Messung für beide Detektoren sind auch in Abbildung 3.6 graphisch dargestellt.

In dieser Messung gibt es zwei zusätzliche Fehlerquellen gegenüber der vorigen Messung. Der Fehler in der Rate der Quelle ist bekannt (1.5%, diese entsprechen im Ratenverhältnis ungefähr $8 * 10^{-6}$), für den Einfluss des Fehlers in der Positionierung der Quelle wurde eine Simulation durchgeführt, um ihn abschätzen zu können. Dafür wurden für ein aktives Volumen der Abstand der Quelle zum Detektor variiert, die Ergebnisse wurden in Abbildung 3.7 zusammengefasst. Da der Abstand nur geringfügig variiert wird, kann die Abhängigkeit lokal als linear angenommen werden und eine Gerade zum fitten genutzt werden. Aus deren Steigung von $m = -4.6 * 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ und dem Fehler der Abstandsmessung von $\Delta d = 0.5 \text{ mm}$ ergibt sich dieser Fehler zu $2.3 * 10^{-6}$. Er spielt damit zusammen mit dem statistischen Fehler in der quadratischen Summe gegenüber dem Fehler der Quellrate nur eine untergeordnete Rolle, der Gesamtfehler ergibt sich zu $9 * 10^{-6}$.

Dieser Fehler kann mittels des linearen Fits der Simulation auf einen Fehler des aktiven Volumens umgerechnet werden. Der relative Fehler bleibt dabei ungefähr noch in der selben Größenordnung von $\sim 2\%$, in der auch ungefähr die Messungen zur vorderen Totschicht liegen. Probleme ergeben sich allerdings bei der Umrechnung dieses Fehlers auf einen Fehler für die Dicke der Totschicht, denn sie ändert sich bereits bei kleinen Änderungen des aktiven Volumens sehr stark, der relative Fehler wird entsprechend wesentlich größer.

Die wichtigste Erkenntnis, die aus dieser Messung gezogen werden sollte, ist jedoch der Anteil des aktiven Volumens am Gesamtvolumen und ist damit nicht davon betroffen. Das Gesamtvolumen beträgt für den CC Detektor 143000 mm^3 , für den DD Detektor 131900 mm^3 , das gemessene aktive Volumen nimmt damit einen Anteil von 91-92% davon ein. Entsprechend „verliert“ man 8-9% der Rohmasse an angereichertem Germanium an die Totschicht.

Tabelle 3.3: Messung und Ergebnisse zum aktiven Volumen

Det.	Ratenverhältnis	Fitparameter A	Fitparameter B	Volumen [mm ³]	seitl. & untere Totschicht-Dicke [mm]
CC	$(583 \pm 9) * 10^{-6}$	$(3.87 \pm 0.15) * 10^{-9}$	$(7.64 \pm 0.01) * 10^{-5}$	131000±2300	0.57±0.17
DD	$(545 \pm 9) * 10^{-6}$	$(4.08 \pm 0.09) * 10^{-9}$	$(4.85 \pm 0.01) * 10^{-5}$	121700±2200	0.60±0.16
	$(538 \pm 9) * 10^{-6}$			120000±2200	0.72±0.16
DD	Mittelwert			120900±1200	0.66±0.09

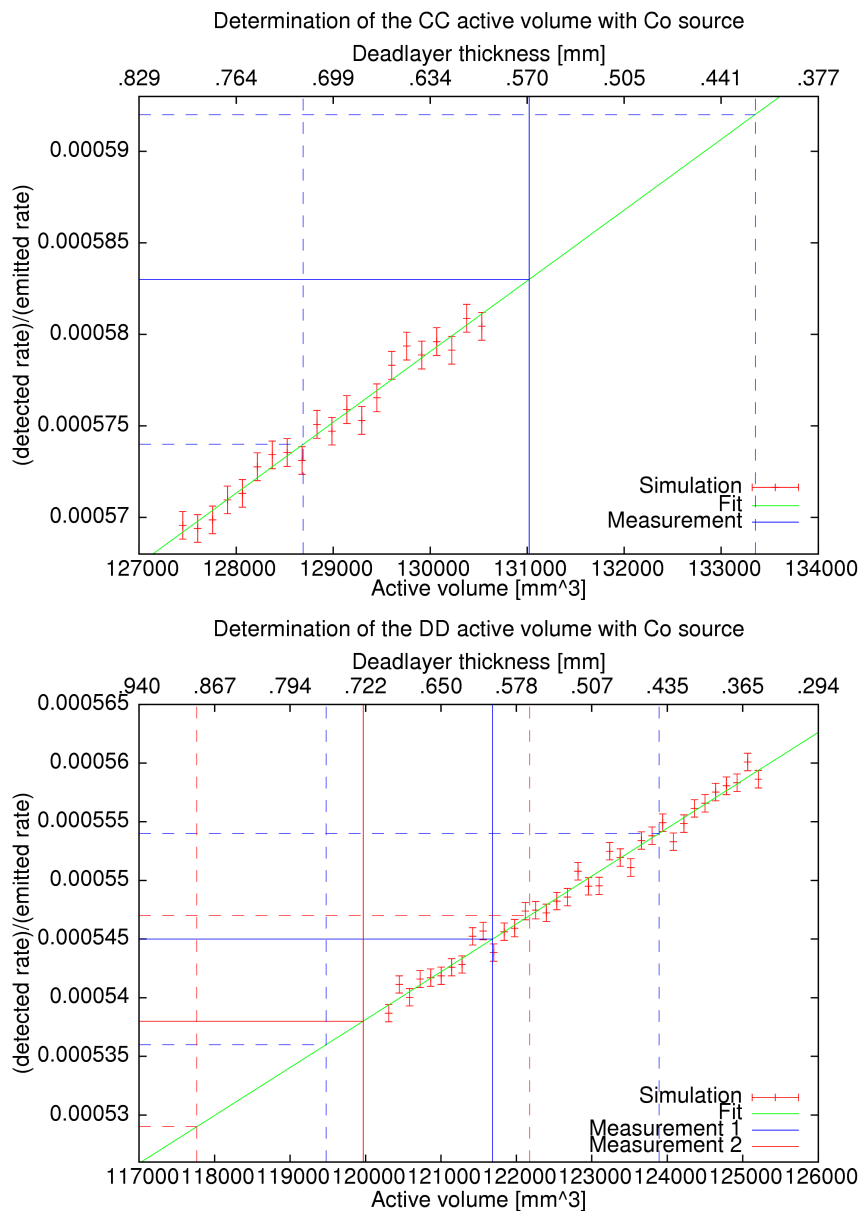


Abbildung 3.6: Messung des aktiven Volumens über das Verhältnis von gemessener Rate zu Quellenrate der 1173 keV Linie einer unkollimierten Co Quelle. Die roten Datenpunkte sind der Simulation mit dem entsprechenden aktiven Volumen entnommen, die blaue und gegebenenfalls rote vertikale Linie steht jeweils für den Messwert (durchgezogen gemessener Wert, gestrichelt der Gesamtfehler der Messung) am realen Detektor, der mittels Fit der Simulation (grün) auf ein entsprechendes aktives Volumen (untere x-Achse) bzw eine seitliche und untere Totschichtdicke (obere x-Achse) extrapoliert wird. Der obere Graph zeigt die Messung mit dem CC Detektor und der untere die mit dem DD Detektor

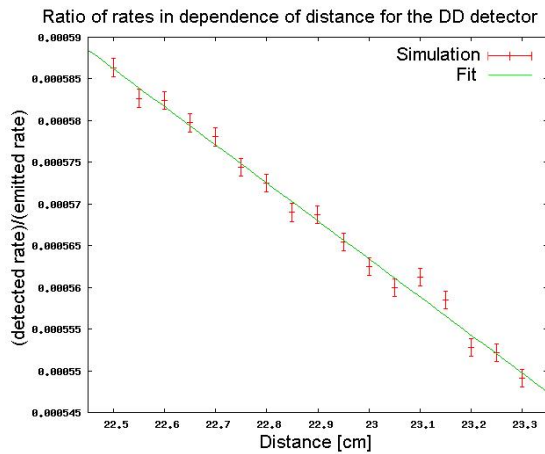


Abbildung 3.7: Graph zur Fehlerabschätzung der Position der Quelle auf das Verhältnis aus gemessener zu erzeugter Rate.

Da die Werte für die seitliche/untere Totschicht, die sich aus dem aktiven Volumen ergeben, nun schon berechnet wurden, wäre ein offensichtlicher Schritt, sie mit den Werten für die vordere Totschicht zu vergleichen. Aber man kann aufgrund der großen Fehler dafür kaum zuverlässige Aussagen treffen. Laut Herstellerangabe sollte die Totschicht überall die gleiche Dicke haben, dies stimmt auch für beide Detektoren innerhalb von 2σ überein. Trotzdem ergibt sich für den DD Detektor, der eine dünnere vordere Totschicht als der CC Detektor hatte, ein größerer Wert für die seitliche Totschicht im Vergleich zum CC. Zusammen mit den großen Fehlern schränkt das die Qualität der Aussagen stark ein.

3.2.4 Struktur der vorderen Totschicht

In den beiden vorangegangenen Messungen wurde der gesamte Detektor gleichmäßig mit Photonen bestrahlt, woraus sich jeweils Mittelwerte für die gesuchten Totschichtdicken ergeben haben. Diese können aber keine Auskunft darüber geben, ob diese Größen für die ganze Totschichtdicke zutreffend ist, oder ob es lokale Abweichungen gibt. Dafür bedarf es eines kollimierten Photonenstrahls, der jeweils nur von einem kleinen Bereich der Totschicht beeinflusst wird. Bei dieser Messung kam nur der Kollimator mit dem kleineren Innendurchmesser zusammen mit der Am Quelle zum Einsatz.

Der Kollimator wurde in dieser Messung direkt senkrecht auf die Außenhülle des Kryostaten gestellt, wie in Abbildung 3.8 links gezeigt. Dabei wurde seine Position schrittweise entlang zweier beliebiger, zueinander senkrechten Achsen verändert, die ab hier x und y genannt werden und jeweils ein Spektrum für jede Position aufgenommen. Da zum einen hier wieder die Dicke gemessen wird und auch der Strahl möglichst wenig divergent sein soll, muss die Quelle möglichst niederenergetisch sein. Höher energetische Photonen können am unteren Ende des Detektors das Kupfer ein wenig durchdringen, wodurch sich der Strahl mehr aufweitet, s. auch Abbildung 3.8 rechts. Daher wurde für diese Messung die 60 keV Linie von $^{241}_{95}\text{Am}$ verwendet.

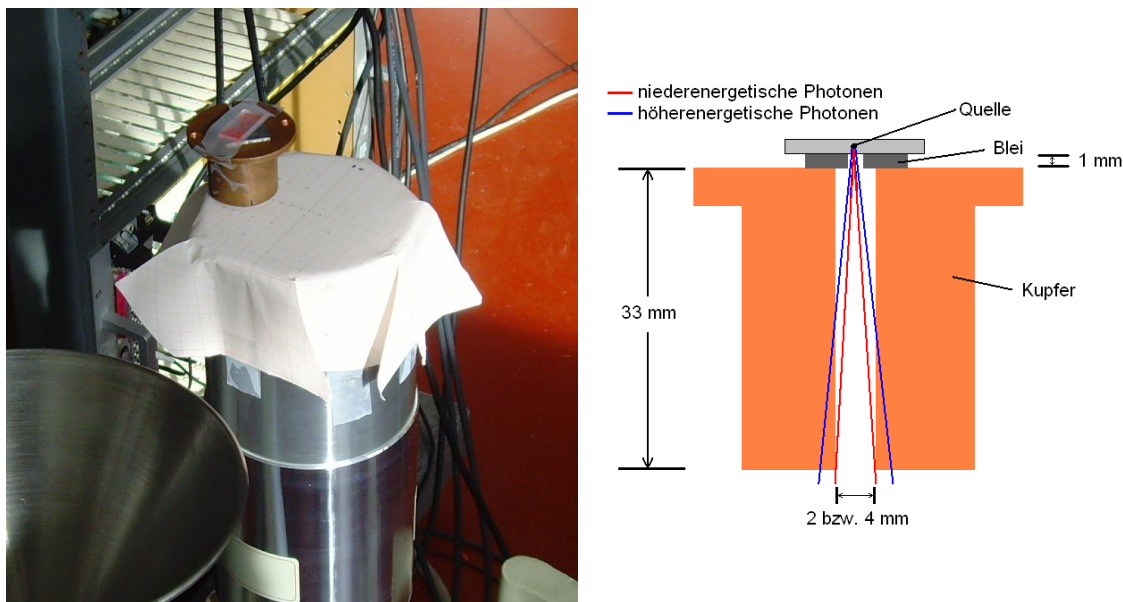


Abbildung 3.8: **Links:** Foto des Messaufbaus zur Struktur der vorderen Totschicht. Abgebildet sind das obere Ende des Kryostaten, der Kollimator mit der Am-Quelle und eine Skala (aus Millimeterpapier) zur Messung der Position des Kollimators auf dem Kryostaten. Im Vordergrund angeschnitten ist der Nachfülltrichter für den flüssigen Stickstoff. **Rechts:** schematischer Schnitt durch den verwendeten Kollimator. Da die höherenergetischen Photonen in den Kollimator eindringen können, ergibt sich für sie ein divergenterer Strahl

Man kann bei dieser Messung nicht einfach annehmen, dass bei gleichmäßiger Totschichtdicke die gemessenen Raten auch gleich sein sollen. Der Kollimator könnte auch je nach Position Einfluss auf die gemessenen Raten haben, z.B. durch Rückstreuprozesse. Daher ist auch hier ein Vergleich mit der Simulation nötig, in der eine komplett gleichmäßige Verteilung der Totschicht vorausgesetzt wurden. Unterschiede in den Ratenverhältnissen aus Simulation und Messung sollten dann nur noch von der Totschichtdicke hervorgerufen werden. Weiterhin bietet diese Messung eine erneute Möglichkeit zur Überprüfung der Totschichtdicke.

Die Graphen mit allen Mess- und Simulationspunkten sind in Abbildung 3.9 dargestellt. Auffällig ist die Diskrepanz zwischen Messung und Simulation beim CC Detektor, besonders da die Messung für den DD Detektor so gute Übereinstimmung zeigt. Damit sind falsche Größen in der Simulation wie z.B. Kollimatorlänge, innerer Durchmesser oder Dicke der Aluminiumhülle fast ausgeschlossen. Damit bleiben nur Größen übrig, welche für den Detektor speziell sind, insbesondere die Dicke der Totschicht. Diese ist in der Simulation mit 0.7 mm gleich den Angaben der Hersteller (und auch gleich mit der Messung mit Am) angenommen wurden. Die relative Schwächung kann aus den Mittelwerten der Messungen zu 0.86 ± 0.04 bestimmt werden. Der Massenabsorptionskoeffizient für Germanium beträgt $\mu = 2.023 \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$ und die Dichte $\rho = 5.323 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$. Mit diesen Werten kann man mit der Formel für die Absorption berechnen, dass die Totschicht in der Simulation um $L = (0.138 \pm 0.046)$ mm zu dick angenommen wurde. Damit erhält man eine zusätzliche, eher grobe Abschätzung für die Dicke der vorderen Totschicht von (0.562 ± 0.046) mm. Diese Überlegung kann man natürlich auch für den DD Detektor durchführen, die relative Schwächung beträgt hier 1 ± 0.04 , die in der

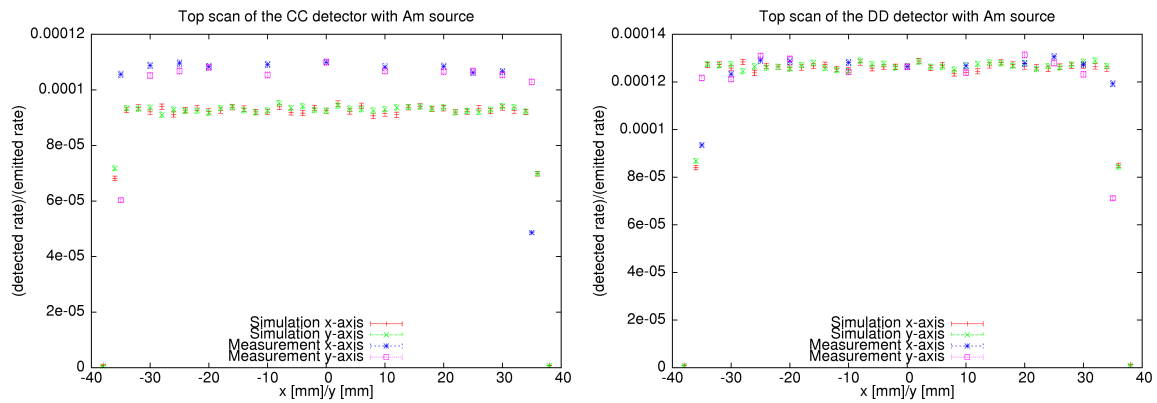


Abbildung 3.9: Messung der Struktur der vorderen Totschicht mit der 60 keV Linie von kollimierten Americium, links für den CC und rechts für den DD Detektor. x und y Achse sind zwei beliebige, zueinander senkrechte Richtungen auf der Oberseite der Aluminiumaußenhülle. Aufgetragen ist das Verhältnis aus gemessener Rate über der Quellenrate gegen die Position des Kollimators für Simulation und Messung am realen Detektor.

Simulation angenommene Totschichtdicke war 0.4 mm. Damit erhält man hier einen Wert von $L=(0.400\pm 0.038)$ mm.

Unabhängig von diesen Diskrepanzen ergeben sich aber trotzdem noch weitere Erkenntnisse aus den beiden Plots. So scheinen die Messpunkte auf einen etwas kleineren Detektor als spezifiziert hinzuweisen, siehe dazu die Punkte an den Rändern. Allerdings hat die Position des Kollimators auf dem Kryostaten einen Fehler von ca 1 mm und weiterhin kann auch die Positionierung der Skala auf dem Kryostaten um ca 1 mm in eine Richtung abweichen, was alle Punkte einer Achse um einen entsprechenden Betrag verschieben würde. Somit ist die Spezifizierung des Detektordurchmessers durchaus noch im Fehlerbereich dieser Messung. Als weiteres Ergebnis zeigen sich sowohl in Simulation und Messung Schwankungen der Rate, die ein wenig größer sind als die statistischen Abweichungen. Da diese Schwankungen in Beiden auftauchen und die Totschichtdicke in der Simulation homogen ist, können diese nicht durch Inhomogenitäten in der Totschichtdicke hervorgerufen worden sein. Vermutlich sind stattdessen Streueffekte des Kollimators dafür verantwortlich.

3.2.5 Struktur der seitlichen Totschicht

Für diese Messung muss man einen Weg finden, den Kollimator seitlich des Detektors zu platzieren. Dafür waren zwei Konstruktionen vorhanden, die in Abbildung 3.10 zu sehen sind. Damit war es möglich, an beiden Detektoren gleichzeitig zu messen. Für jeden Detektor wurde eine Messung mit Am mit dem Kollimator mit geringem Innendurchmesser und eine Messung mit Barium mit dem anderen Kollimator durchgeführt.

Die Plots für diese Messung werden aber nicht einen flachen Verlauf ähnlich der vorigen Messung haben, da die Strahlen zusätzlich noch vom Kupfer der Detektorhalterung absorbiert werden. Damit wird den Raten eine Struktur aufgeprägt, die sich aus der Skizze in Abbildung 2.1 rechts vorhersagen lässt. Da der Detektor etwas über

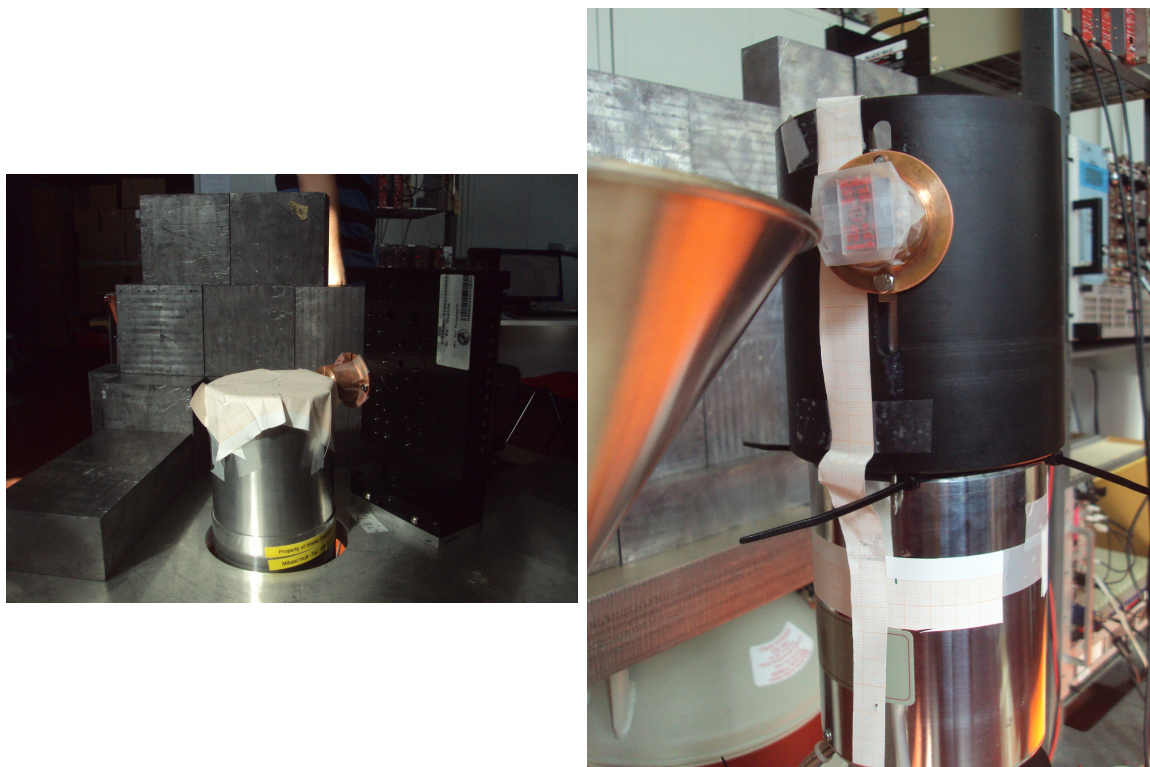


Abbildung 3.10: Fotos der beiden Aufbauten für die Messung der seitlichen Totschicht. Im linken Bild ist zusätzlich eine Wand aus Bleiklötzen zu sehen, welche die Strahlung der Quellen beider Messung voneinander abschirmen soll.

die Halterung hinausragt, erhält man zuerst einen Bereich mit großen Raten. An den Ausbuchtungen für die Schrauben wird das Signal stark abfallen, wohingegen dazwischen und darunter die Rate nur teilweise abnimmt. Trotzdem kann man aus einem Vergleich von Simulation und Messung noch Informationen über die Totschicht erhalten. Diese hat hier allerdings gegenüber dem Kupfer der Halterung nur einen kleinen Einfluss, weshalb die Abschätzungen hier wesentlich ungenauer sind als z.B. die Messung in Abschnitt 3.2.2 und auch nur in Bereichen möglich sind, in denen die Rate nicht auf nahezu null abfällt.

Die Ergebnisse von Simulation und Messung sind in der Abbildung 3.11 dargestellt. In den Graphen wurden die x-Achse der Messungen so variiert, dass die Formen von Messung und Simulation übereinander passen. Dies war nötig, da die genaue z-Position des Detektors von außen nicht nachvollziehbar ist und damit dem Nullpunkt der Messung keine besondere Bedeutung zukommt. Die z-Achse ist hier so gelegt, dass zunehmende Werte für eine Verschiebung nach unten stehen.

Die qualitativen Überlegungen zu der allgemeinen Form der Plots spiegelt sich in drei davon wieder. Beim Plot für den DD Detektor mit Am sind jedoch noch zwei weitere Bereiche mit größeren Raten aufgetreten. Schon bei der Messung wurde vermutet, dass diese durch die Schrauben hervorgerufen werden, mit denen der Detektor befestigt ist. Die Spezifikation der Schrauben wurde vom Hersteller erfragt und in die Simulation eingebunden, so dass dafür auch eine Vergleichsmöglichkeit besteht. Anscheinend stimmt die Simulation trotzdem nicht ganz mit der Wirklichkeit überein, da wesentlich höhere Raten gemessen wurden. Wichtiger sind aber vor allem die anderen Bereiche, da sich hier mehr auf die Simulation verlassen werden kann und die demnach einen

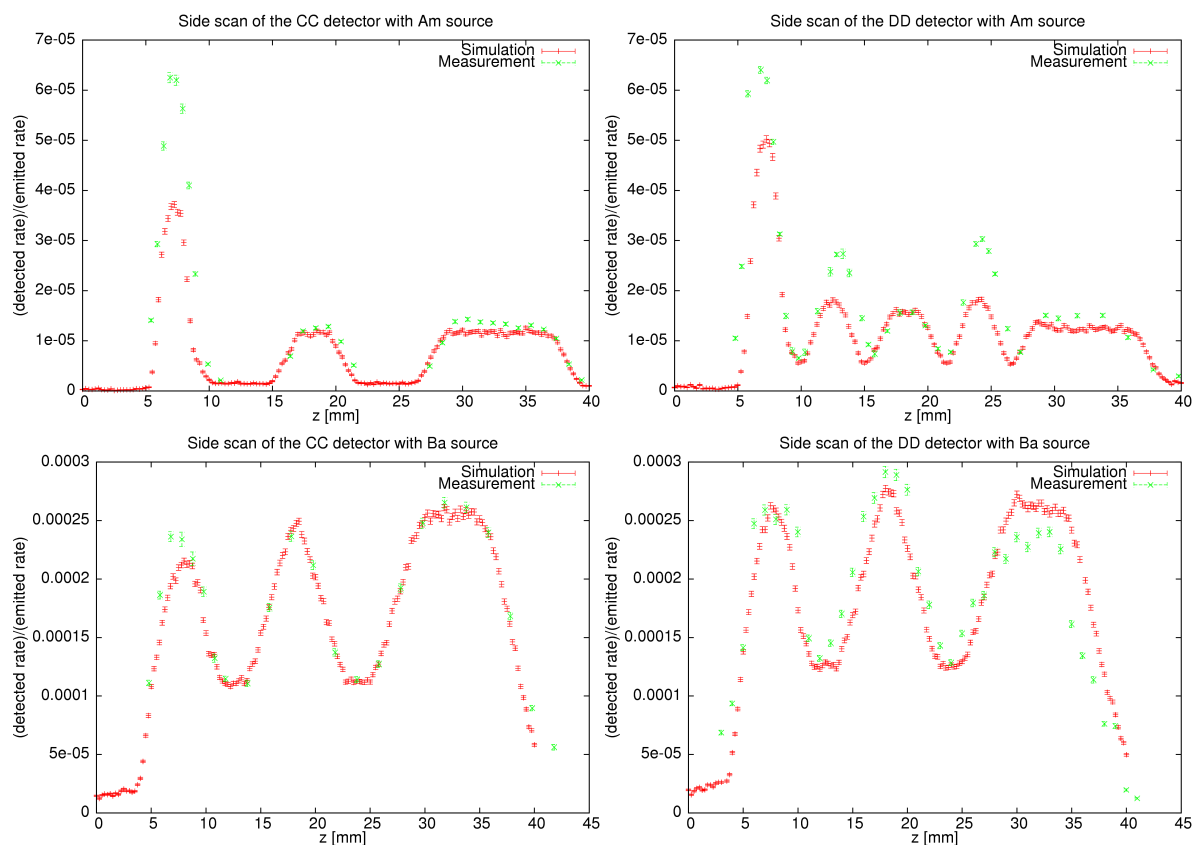


Abbildung 3.11: Strukturmessung der seitlichen Totschicht mit kollimierten Quellen. Aufgetragen ist das Verhältnis aus gemessener Rate zur Quellenrate gegen die vertikale Position für Messung (grün) und dazugehöriger Simulation (rot), wobei die z -Achse nach unten zeigt. Die Spalten trennen die beiden Detektoren (links: CC, rechts: DD), die Zeilen die beiden unterschiedlichen Quellen (oben: Am, unten: Ba)

Rückschluss auf die Totschicht zulassen.

Die Messungen mit Barium sind für quantitative Aussagen über die Totschicht aufgrund des großen Innendurchmessers des Kollimators zu ungenau. Aus den Messungen mit Am der beiden unteren Bereiche (15-22 cm und 27-40 cm) lassen sich jedoch Schätzungen für die Totschichtdicke ableiten. Für den CC Detektor ist die Simulation um 0.89 ± 0.11 , für den DD Detektor um 0.93 ± 0.12 gegenüber der Messung geschwächt. Dies entspricht einer Dicke der seitlichen Totschicht von $L=(0.58 \pm 0.11)$ mm für CC und $L=(0.33 \pm 0.11)$ mm für DD. Diese Ergebnisse sind innerhalb ihrer Fehler kompatibel mit denen aus Kapitel 3.2.2 von $L=(0.674 \pm 0.059)$ mm für CC und $L=0.403 \pm 0.025$ für DD. Diese Werte sind natürlich genauer als die hier durchgeführten Messungen, welche aber trotzdem noch Informationen geben, die entsprechend gewichtet mit einbezogen werden können.

Definitiv nicht durch Totschichtdicken zu erklären sind die Abweichungen des ersten Bereichs (5-10mm), insbesondere für den CC Detektor. Es wird hier angenommen, dass der Detektor weiter aus seiner Halterung herausragen könnte als angegeben. Dies würde die Rate im ersten Bereich definitiv vergrößern, allerdings müssten sich dann auch Abweichungen am anderen Ende des Detektors ergeben. Da die x-Achsen jedoch aneinander angepasst werden, ist der genaue Einfluss schwer vorherzusagen, man benötigt dafür weitere Simulation, um diese Abweichungen zu erklären, die im Zeitrahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden konnten.

Kapitel 4

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, die Eigenschaften der Totschicht und das Verhalten in Abhängigkeit von der angelegten Spannung der beiden vorhandenen BEGe-Detektoren CC und DD aus abgereicherten Germanium zu untersuchen. Die Ergebnisse können bei der Entscheidung, ob dieser Detektortyp geeignet ist, den neutrinolosen doppelten Betazerfall zu registrieren, mit zu Grunde gelegt werden. Weiterhin sollte damit auch die Produktionsmethode dieser Detektoren überprüft werden, um festzustellen, ob sie für die Herstellung von Detektoren aus angereichertem Germanium praktikabel ist.

Die Analyse des Hochspannungsverhalten der Detektoren hat gezeigt, dass sowohl die Auflösung als auch die Energiekalibration ab einer Grenzspannung einen Plateaubereich bilden, in dem sie sich nur noch minimal ändern. Diese Grenzspannung betrug für den CC Detektor ca 3000V, für den DD Detektor ca 3500V. Damit wurde bestätigt, dass bei den vom Hersteller empfohlenen Betriebsspannungen von 4000V (CC) und 4500V (DD) im Plateaubereich liegen und damit geeignet sind für die weiteren Messungen. Die Auflösung beider Detektoren im Plateaubereich wurde für die ^{60}Co -Linien (1173keV und 1333keV) zu ca 1.7 keV FWHM bestimmt.

Die Ergebnisse der verschiedenen Messungen zu den Dicken der vorderen und seitlichen Totschicht und des aktiven Volumens sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Dabei wurden die Ergebnisse für die Totschicht aus den Strukturmessungen mit einbezogen.

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der Ergebnisse zur Charakterisierung der Totschicht

Detektor	aktives Volumen [mm ³]	Anteil am Gesamt- Volumen	vordere Totschicht- Dicke [mm]	seitl. & untere Totschicht- Dicke [mm]
CC	131000±2300	0.92±0.02	0.671±0.068	0.58±0.14
DD	120900±1200	0.92±0.02	0.403±0.018	0.49±0.17

Diese Werte bieten eine Vergleichsmöglichkeit zum einen zu herkömmlichen HPGe-Detektoren und vor allem zu den segmentierten n-Typ Detektoren, die als Alternative zu den p-Typ BEGe Detektoren möglich wären.

Weiterhin wurden die Totschichten auch auf Inhomogenitäten in ihrer Dicke untersucht, die Hinweise auf eine ungenügende Qualität der Produktionskette geben könnten. Diese sind aber innerhalb der Messgenauigkeit nicht festgestellt wurden.

Anhang A

BEGe Datenblätter

DETECTOR SPECIFICATION AND PERFORMANCE DATA

Specifications

Detector Model BE5030/S Serial number b.11009
 Cryostat Model 7500SL
 Preamplifier Model 2002CSL

The purchase specifications and therefore the warranted performance of this detector are as follows :

Energy	5.9 keV	122 keV	1332.5 keV
Resolution eV(FWHM)			

Cryostat description or Drawing Number if special 7500SL

Physical Characteristics

Active Diameter 74.5 mm Distance from window (outside) 6 mm
 Active Area 4360 mm² Window thickness 1.5 mm
 Thickness 33 mm Window material AL

Electrical Characteristics

Depletion voltage (+)3500 Vdc
 Recommended bias voltage Vdc (+)4000 Vdc
 Reset rate at recommended bias / sec (PO preamp only)
 Preamplifier test point voltage at recommended bias -0.1 Vdc (RC preamp only)

Resolution and Efficiency

With amp time constant of 4 μ s

Isotope		⁵⁷ Co	⁶⁰ Co	
Energy (keV)		122	1332.5	
FWHM (eV)		527	1713	
FWTM (eV)		965	3203	

- Tests are performed following IEEE standard test ANSI/IEEE std325-1996
- Standard Canberra electronics used - See Germanium detector manual Section 7
- Li thickness - 0.7mm

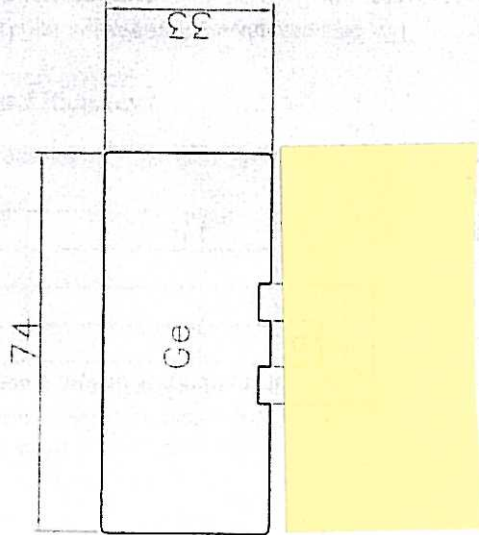
Tested by :

Date : March 24, 2010

Approved by :

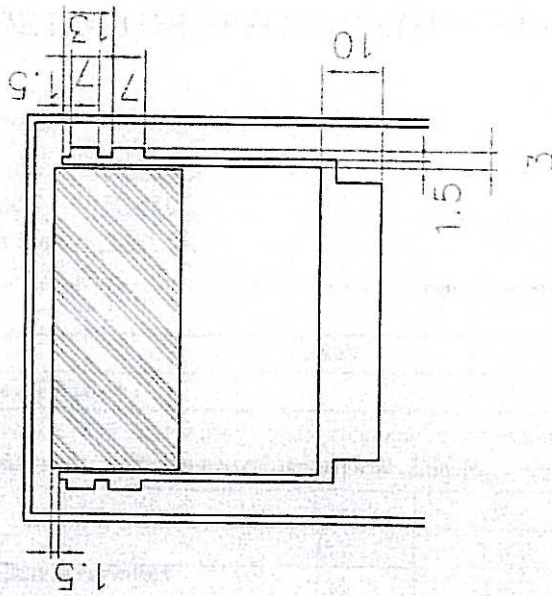
Date : March 24, 2010

S/N 11009



Ge Crystal Details

Entrance Window Thickness: 0.45 mm
 Outer Electrode Thickness: 0.45 mm
 Crystal Diameter: 74.5 mm
 Crystal Length: 33 mm



Detector Chamber Material Details

Ge front to inside of endcap distance: 4.5 mm
 Cryostat Window Material: Al Thickness: 1.5 mm
 Endcap Material: Al Thickness: 1.5 mm
 Crystal Holder Material: Cu

CONFIDENTIAL

Unauthorized duplication of information
 herein is strictly prohibited.

INNER DRAWING 5030 BEGE		Doc: MCNPbe38	35
Date: 24/03/10	Auth: Mar	Bestelnr: b 11009	
MAT:	Re:	Aantal:	
SCALE: not to scale			
TOL:			



CANBERRA

DETECTOR SPECIFICATION AND PERFORMANCE DATA

Specifications

Detector Model BE5030/S Serial number b 11039
 Cryostat Model 7500SL
 Preamplifier Model 2002CSL

The purchase specifications and therefore the warranted performance of this detector are as follows :

Energy	5.9 keV	122 keV	1332.5 keV
Resolution eV(FWHM)			

Cryostat description or Drawing Number if special 7500SL

Physical Characteristics

Active Diameter 74 mm Distance from window (outside) 6 mm
 Active Area 4300 mm² Window thickness 1.5 mm
 Thickness 32 mm Window material AL

Electrical Characteristics

Depletion voltage (+)4000 Vdc
 Recommended bias voltage Vdc (+)4500 Vdc
 Reset rate at recommended bias / sec (PO preamp only)
 Preamplifier test point voltage at recommended bias -0.1 Vdc (RC preamp only)

Resolution and Efficiency

With amp time constant of 4 μs

Isotope		⁵⁷ Co	⁶⁰ Co	
Energy (keV)		122	1332.5	
FWHM (eV)		556	1712	
FWTM (eV)		1017	3218	

- Tests are performed following IEEE standard test ANSI/IEEE std325-1996
- Standard Canberra electronics used - See Germanium detector manual Section 7
- Li thickness - 0.45mm

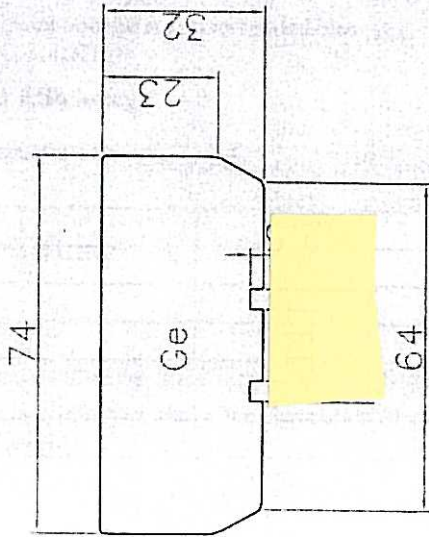
Tested by :

Date : March 24, 2010

Approved by :

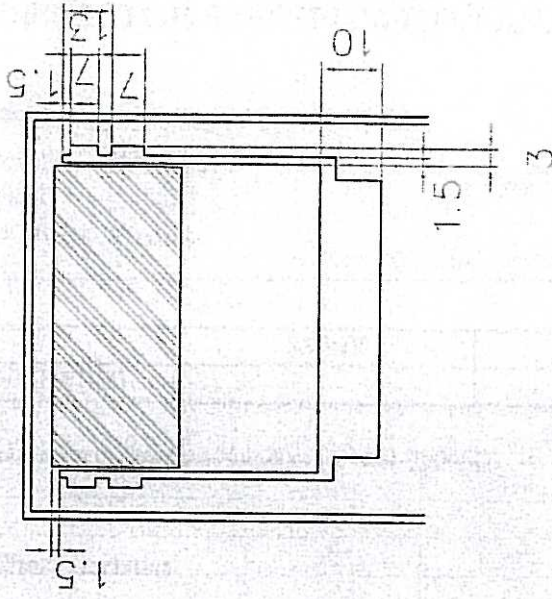
Date : March 24, 2010

S/N 11039



Ge Crystal Details

Entrance Window Thickness: 0.45 mm
 Outer Electrode Thickness: 0.45 mm
 Crystal Diameter: 74 mm
 Crystal Length: 32 mm



Detector Chamber Material Details

Ge front to inside of endcap distance: 4.5 mm
 Crystat Window Material: Al Thickness: 1.5 mm
 Endcap Material: Al Thickness: 1.5 mm
 Crystal Holder Material: Cu

CONFIDENTIAL

Unauthorized duplication of information herein is strictly prohibited.

<p>INNER DRAWING 5030 BEGE</p>		<p>Doc: MCNPbe38</p>		<p>37</p>
		<p>Auth: Mar</p>		
<p>Date: 24/03/10</p>	<p>Bestelnr: b 11039</p>		<p>Appr:</p>	
<p>MAT:</p>	<p>Acontal:</p>		<p>A</p>	
<p>SCALE: not to scale</p>	<p>Ra:</p>		<p>CANBERRA</p>	
<p>TOL:</p>	<p>⊕</p>		<p>△</p>	

Literaturverzeichnis

- [1] *672 Spectroscopy Amplifier*. <http://www.ortec-online.com/download.aspx?AttributeFileId=8072b528-9482-4fbd-91f7-e7d602a8989b>, . – [Abgerufen 15. Juli 2010]
- [2] *Broad Energy Ge Detectors (BEGe) - CANBERRA, Analytical instruments, systems and services for radiation detection and radiation monitoring*. <http://www.canberra.com/products/485.asp>, . – [Abgerufen 17. Juli 2010]
- [3] *CAEN — Products — Power Supplies — NIM Power Supplies — NIM Power Supply Units — N471G*. http://www.caen.it/nuclear/Printable/data_sheet.php?mod=N471G&fam=nimps&fun=psnim, . – [Abgerufen 15. Juli 2010]
- [4] *Geant4: A toolkit for the simulation of the passage of particles through matter*. <http://geant4.cern.ch/>, . – [Abgerufen 15. Juli 2010]
- [5] *Gerda Home Page*. <http://www.mpi-hd.mpg.de/gerda/>, . – [Abgerufen 05. Juli 2010]
- [6] *Germanium Detectors Brochure*. <http://www.canberra.com/literature/945.asp>, . – [Abgerufen 15. Juli 2010]
- [7] *Neutrinoloser Doppelbetazerfall*. <http://www.pit.physik.uni-tuebingen.de/jochum/dbd/overview.html>, . – [Abgerufen 04. Juli 2010]
- [8] AALSETH, C. E. u. a.: Comment on 'Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay'. In: *Mod. Phys. Lett.* A17 (2002), S. 1475–1478. <http://dx.doi.org/10.1142/S0217732302007715>. – DOI 10.1142/S0217732302007715
- [9] AHARMIM, B. ; AHMED, S. N. ; AMSBAUGH, J. F. ; ANTHONY, A. E. ; BANAR, J. ; BARROS, N. ; BEIER, E. W. ; BELLERIVE, A. ; BELTRAN, B. ; BERGEVIN, M. ; BILLER, S. D. ; BOUDJEMLINE, K. ; BOULAY, M. G. ; BOWLES, T. J. ; BROWNE, M. C. ; BULLARD, T. V. ; BURRITT, T. H. ; CAI, B. ; CHAN, Y. D. ; CHAUHAN, D. ; CHEN, M. ; CLEVELAND, B. T. ; COX-MOBRAND, G. A. ; CURRAT, C. A. ; DAI, X. ; DENG, H. ; DETWILER, J.: Independent Measurement of the Total Active $B8$ Solar Neutrino Flux Using an Array of $He3$ Proportional Counters at the Sudbury Neutrino Observatory. In: *Phys. Rev. Lett.* 101 (2008), Sep, Nr. 11, S. 111301. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.111301>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.101.111301
- [10] ARAKI, T. ; EGUCHI, K. ; ENOMOTO, S. ; FURUNO, K. ; ICHIMURA, K. ; IKEDA, H. ; INOUE, K. ; ISHIHARA, K. ; IWAMOTO, T. ; KAWASHIMA, T. ; KISHIMOTO, Y. ; KOGA, M. ; KOSEKI, Y. ; MAEDA, T. ; MITSUI, T. ; MOTOKI, M. ; NAKAJIMA,

- K. ; OGAWA, H. ; OWADA, K. ; RICOL, J.-S. ; SHIMIZU, I. ; SHIRAI, J. ; SUEKANE, F. ; SUZUKI, A. ; TADA, K. ; TAJIMA, O. ; TAMAE, K.: Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND: Evidence of Spectral Distortion. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), Mar, Nr. 8, S. 081801. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.081801>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.94.081801
- [11] BAUER, M. u. a.: MaGe: a Monte Carlo framework for the Gerda and Majorana double beta decay experiments . In: *Journal of Physics: Conference Series* 39 (2006), S. 362. <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/39/1/097>. – DOI 10.1088/1742-6596/39/1/097
- [12] BUDJÁŠ, Dušan: *Germanium detector studies in the framework of the GERDA experiment*, MPI für Kernphysik, Diss., 2009
- [13] CHAPMAN, G.T.: Gamma-ray attenuation coefficients for germanium. In: *Nuclear Instruments and Methods* 52 (1967), Nr. 1, 101 - 103. [http://dx.doi.org/DOI:10.1016/0029-554X\(67\)90563-0](http://dx.doi.org/DOI:10.1016/0029-554X(67)90563-0). – DOI DOI: 10.1016/0029-554X(67)90563-0. – ISSN 0029-554X
- [14] CLEVELAND, B. T. u. a.: Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector. In: *Astrophys. J.* 496 (1998), S. 505–526
- [15] COWAN, C. L. ; REINES, F. ; HARRISON, F. B. ; KRUSE, H. W. ; MCGUIRE, A. D.: Detection of the free neutrino: A Confirmation. In: *Science* 124 (1956), S. 103–104
- [16] DANBY, G. u. a.: Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos. In: *Phys. Rev. Lett.* 9 (1962), S. 36–44. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.9.36>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.9.36
- [17] DANILOV, M. u. a.: Detection of very small neutrino masses in double-beta decay using laser tagging. In: *Phys. Lett.* B480 (2000), S. 12–18. [http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693\(00\)00404-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693(00)00404-4). – DOI 10.1016/S0370-2693(00)00404-4
- [18] ELGARØY, Ø. ; LAHAV, O. ; PERCIVAL, W. J. ; PEACOCK, J. A. ; MADGWICK, D. S. ; BRIDLE, S. L. ; BAUGH, C. M. ; BALDRY, I. K. ; BLAND-HAWTHORN, J. ; BRIDGES, T. ; CANNON, R. ; COLE, S. ; COLLESS, M. ; COLLINS, C. ; COUCH, W. ; DALTON, G. ; DE PROPRI, R. ; DRIVER, S. P. ; EFSTATHIOU, G. P. ; ELLIS, R. S. ; FRENK, C. S. ; GLAZEBROOK, K. ; JACKSON, C. ; LEWIS, I. ; LUMSDEN, S. ; MADDOX, S. ; NORBERG, P.: New Upper Limit on the Total Neutrino Mass from the 2 Degree Field Galaxy Redshift Survey. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), Jul, Nr. 6, S. 061301. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.061301>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.89.061301
- [19] FUKUDA, Y. u. a.: Solar neutrino data covering solar cycle 22. In: *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996), S. 1683–1686
- [20] FUKUDA, Y. u. a.: Solar 8B and hep Neutrino Measurements from 1258 Days of Super-Kamiokande Data. In: *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001), S. 5651–5655
- [21] GOLDBABER, M. ; GRODZINS, L. ; SUNYAR, A. W.: Helicity Of Neutrinos. In: *Phys. Rev.* 109 (1958), S. 1015–1017. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.109.1015>. – DOI 10.1103/PhysRev.109.1015

- [22] HAMPEL, W. u. a.: GALLEX solar neutrino observations: Results for GALLEX IV. In: *Phys. Lett.* B447 (1999), S. 127–133. [http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693\(98\)01579-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693(98)01579-2). – DOI 10.1016/S0370-2693(98)01579-2
- [23] HOLDSWORTH, Joel: *Beta Negative Decay.svg*. http://en.wikipedia.org/wiki/File:Beta_Negative_Decay.svg, 03 2007. – [Abgerufen 30. Juni 2010]
- [24] KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, H. V. u. a.: Latest Results from the Heidelberg-Moscow Double Beta Decay Experiment. In: *Eur. Phys. J.* A12 (2001), S. 147–154. <http://dx.doi.org/10.1007/s100500170022>. – DOI 10.1007/s100500170022
- [25] KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, H. V. ; DIETZ, A. ; HARNEY, H. L. ; KRIVOSHEINA, I. V.: Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay. In: *Mod. Phys. Lett.* A16 (2001), S. 2409–2420. <http://dx.doi.org/10.1142/S0217732301005825>. – DOI 10.1142/S0217732301005825
- [26] MAKI, Ziro ; NAKAGAWA, Masami ; SAKATA, Shoichi: Remarks on the Unified Model of Elementary Particles. In: *Progress of Theoretical Physics* 28 (1962), Nr. 5, 870-880. <http://dx.doi.org/10.1143/PTP.28.870>. – DOI 10.1143/PTP.28.870
- [27] PEDRETTI, M. u. a.: CUORE experiment: the search for neutrinoless double beta decay. In: *International Journal of Modern Physics A* 23 (2008), S. 3395–3398. <http://dx.doi.org/10.1142/S0217751X08042183>. – DOI 10.1142/S0217751X08042183
- [28] PONTECORVO, B.: Neutrino experiments and the question of leptonic-charge conservation. In: *Sov. Phys. JETP* 26 (1968), S. 984–988
- [29] S.Y.F. CHU, L.P. E. ; FIRESTONE, R.B.: *TOI summary drawings*. <http://nucleardata.nuclear.lu.se/nucleardata/toi/sumframe.htm>, Februar 1999. – [Abgerufen 30. Juni 2010]