

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik
vorgelegt von
Marc Weber
aus **Saarlouis**
November 2009

Experimente zum Entwurf einer Detektorabschirmung für ein neues Gamma-Spektrometer

Die Diplomarbeit wurde von Marc Weber
ausgeführt am
Max-Planck-Institut für Kernphysik
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Wolfgang Hampel

Experimente zum Entwurf einer Detektorabschirmung für ein neues Gammaskpektrometer

Auf der Suche nach physikalischen Phänomenen jenseits der Beschreibung des Standardmodells ist für untergrundsensible Experimente wie GERDA der Einsatz möglichst strahlungsfreier Materialien eine wesentliche Voraussetzung. Die erforderliche Analyse und Auswahl von Stoffen mit geringer Eigenradioaktivität ist ein klassisches Aufgabenfeld der Low-Level-Gammaskpektroskopie.

Im Mittelpunkt dieser Arbeit stehen Experimente und Simulationen, die zur Entwicklung einer fortschrittlichen und effizienten Abschirmung für ein neu geplantes Spektrometer beitragen. Besonderes Augenmerk liegt auf der Verringerung des myonen- und neutroneninduzierten Nulleffekts.

Ein erster Überblick über die verschiedenartigen Untergrundkomponenten wird im Zuge von Optimierungsarbeiten an einem bereits bestehenden Detektor mit integriertem Myonenvetosystem gewonnen. Im nächsten Schritt wird ein experimenteller Teststand konzipiert, mit dem das Neutronenflussreduktionsvermögen von reinen und mit Bor versetzten organischen Moderatoren untersucht wird. Um die Gegebenheiten in einer realen Detektorumgebung nachzustellen, wird in einem weiteren Versuch die Wirkung von boriertem Polyethylen innerhalb einer existierenden Bleiabschirmung studiert. Die Messergebnisse aus beiden Experimenten sprechen für die Einbringung eines boriierten Moderators zur effektiven Verminderung des neutronenbedingten Nulleffektes. Ferner wird ein Simulationsprogramm mit dem Ziel entwickelt, die Anordnung von Photomultipliern zum Auslesen von Szintillatoren zu optimieren. Die gewonnenen Informationen unterstützen die Planung für das Myonenveto des zukünftigen Spektrometers.

Schließlich werden die Messergebnisse zahlreicher Radioaktivitätsbestimmungen an Materialproben, die im Verlauf dieser Arbeit routinemäßig durchgeführt werden, zusammengefasst.

Experiments on Background Shielding for the Design of a New Gamma-ray Spectrometer

An increasing number of underground experiments looking for phenomena beyond the standard model substantially rely on environmental background reduction. Therefore it is crucial to any of these experiments to conduct a precise material selection in order to ensure high radio-purity near the detector volume. In many cases, this can be achieved by low level gamma-spectroscopy.

This thesis summarizes the efforts contributing to the development of an advanced shielding against gamma rays, muons and induced neutrons for a new germanium detector by the means of experiments and simulations.

After collecting basic experience of the various background components by optimizing an existing muon veto, a first experimental setup is aimed at measuring the neutron attenuation power of both pure and boronated hydrocarbonic material. In addition neutron flux reduction was being investigated within a real detector environment by inserting layers of boronated polyethylene into a surrounding lead shield. Both experiments indicate a high efficiency in preventing the neutron background when adding a boronated moderator into the overall shield.

Furthermore, a computer simulation was developed, addressing the problem of finding the best read-out configuration for organic scintillators. The results will be used for the installation of the upcoming veto system of the future spectrometer.

The final part of the thesis summarizes the results of radioactivity measurements taken of various samples, which were part of the regular scrutiny programme.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
1.1	Das GERDA-Experiment	1
1.2	Low-Level-Spektroskopie	3
1.3	Zielsetzung der Diplomarbeit	3
2	Untergrundfaktoren und Abschirmungstechniken	4
2.1	Funktionsprinzip von Halbleiter-Detektoren	4
2.2	Klassifizierung der Untergrundfaktoren	6
2.2.1	Strahlenbelastung durch natürliche Nuklide	6
2.2.2	Kosmische Höhenstrahlung	6
2.2.3	Untergrunderzeugung in passiver Abschirmung	8
2.3	Bisherige Maßnahmen zur Abschirmung	10
2.4	Entwurf einer neuen Detektorabschirmung	13
3	Experiment zur Neutronenflussreduktion durch leichte Absorber	15
3.1	Wirkung leichter Absorbermaterialien	15
3.2	Ziel des Experimentes	17
3.3	Versuchsaufbau	17
3.4	Versuchsdurchführung	20
3.5	Auswertungsmethodik	21
3.6	Darstellung und Interpretation der Ergebnisse	24
3.7	Bewertung der Ergebnisse	30
4	Neutronenabschirmung in realer Detektorumgebung	31
4.1	Versuchs idee	31
4.2	Aufbau des Versuchs	31
4.3	Messprinzip	32
4.4	Versuchsdurchführung und Auswertung	33
4.5	Interpretation der Resultate	35
5	Simulationsprogramm zur Abschätzung der Lichtausbeute in Szintillatoren	37
5.1	Problemstellung	37
5.2	Lichterzeugung und -ausbreitung in organischen Szintillatoren	38
5.3	Simulationsmodell	40
5.4	Computerprogramm	42
5.5	Testen und Validieren	45
5.5.1	Überprüfung von Programmfunktionen	45
5.5.2	Experimentelle Vergleichstests	47

5.6	Suche nach optimaler PMT-Anordnung	52
6	Radioaktivitätsmessungen	56
6.1	Anwendungsgebiet der Low-Level-Spektroskopie	56
6.2	Natürliche Zerfallskette primordialer Nuklide	57
6.3	Von Zählraten zur spezifischen Aktivität	58
6.3.1	Probenvorbereitung und Durchführung der Messung	58
6.3.2	Quantitative Auswertung der Messspektren	59
6.3.3	Bestimmung der Gamma-Ausbeute	60
6.3.4	Spezifische Aktivität	61
6.3.5	Programmierung eines Datenanalyse-Tools	62
6.4	Probenergebnisse	63
A	Rohdaten aus dem Neutronenversuch	71
B	Erläuterung der Programmfunktionen und des Algorithmus von Luxter	72
B.1	Datenstrukturen	72
B.2	Zentrale Funktionen	72
C	Zerfallsschemata von Uran-238 und Thorium-232	77

Einleitung und Motivation

Die Suche nach seltenen Ereignissen

Zahlreiche experimentelle Hinweise und theoretische Überlegungen deuten darauf hin, dass das Standardmodell der Teilchenphysik trotz beachtlicher Vorhersagekraft für vergangene Experimente noch keine umfassende Beschreibung der Welt der Elementarteilchen bietet. Die Abweichungen vom bestehenden Modell sind jedoch schwach und zeichnen sich meist durch kleine Auftrittswahrscheinlichkeiten, sprich *seltene Ereignisse*, aus.

Die heutige Physik verfolgt zwei komplementäre Ansätze, um Prozesse jenseits der Beschreibung des Standardmodells zu studieren.

Die eine Möglichkeit besteht darin, außerordentlich hohe Teilchenreaktionsraten und Energien mit Beschleunigeranlagen noch nie dagewesener Größe zu erzielen. Aus einer enormen Zahl dabei erzeugter Reaktionen wird versucht, die interessantesten mittels hochentwickelter Filteralgorithmen zu identifizieren.

Alternativ dazu werden Experimente erdacht, die geringwahrscheinliche Wechselwirkungen sichtbar werden lassen, indem die Detektoren möglichst gut vor dem Auftreten bekannter Prozesse abgeschirmt sind. Im Falle eines ausreichend geringen Untergrundes erlauben dann auch geringe Ereignisraten signifikante Entdeckungen.

1.1 Das GERDA-Experiment

Die Forschungsgruppe, in der diese Arbeit entsteht, verfolgt schon seit Jahrzehnten den letztgenannten Zugang zur Erforschung neuer Physik. In dieser Tradition steht auch die Beteiligung am Experiment GERDA (Germanium Detector Array), das sich im italienischen Untergrundlabor LNGS¹ in der Endphase des Aufbaus befindet. In diesem wird versucht, die Frage nach der Existenz eines neutrinolosen Doppel-Beta-Zerfalls des Isotops ^{76}Ge zu klären:



Kann die Reaktion tatsächlich ohne Freiwerden zweier Elektron-(Anti-)Neutrinos stattfinden

¹Laboratori Nazionali del Gran Sasso

den, so wäre das Postulat des Standardmodells über die Erhaltung der Leptonenzahl verletzt ($\Delta L_e = 2$).

Im quantentheoretischen Bild bedeutete dies, dass Neutrinos und Anti-Neutrinos ein und dasselbe Teilchen sind – eine Möglichkeit, die der italienische Physiker Ettore Majorana bereits mit einer reellen (d.h. nicht-komplexwertigen) Formulierung der Dirac-Gleichung theoretisch erdacht hat. Die Frage, welcher Natur das Neutrino gehorcht – Dirac- oder Majorana-Gleichung – ist somit für die theoretische Physik von wegweisender Bedeutung.

Experimentell bedeutet das Nichtentstehen von Neutrinos, dass der gesamte Energiebetrag $Q_{\beta\beta} = 2039 \text{ keV}$, der beim Zerfall des Germaniumkerns frei wird, ausschließlich auf die beiden Elektronen übertragen wird. Verwendet man das ^{76}Ge nicht nur als Zerfallsquelle, sondern nutzt auch die Halbleitereigenschaften des Elements aus, um die Summe der von den Elektronen deponierten Energien zu messen, so müsste diese gerade $Q_{\beta\beta}$ entsprechen. Aus vergleichbaren Vorläuferexperimenten kann als untere Schwelle für die Halbwertszeit eines solchen Zerfalls $T_{1/2}^{0\nu\beta\beta} > 1,9 \cdot 10^{25}$ Jahre angenommen werden ([KK⁺01]). Selbst bei geplantem Einsatz von anfänglich rund 18 kg Germanium (mit einem Anreicherungsanteil an ^{76}Ge von ca. 86 %) und dreijähriger Messzeit, wäre mit weniger als 50 Ereignissen zu rechnen.

Um die Signifikanz eines solchen Signals zu gewährleisten, hat sich die GERDA-Kollaboration das anspruchsvolle Ziel gesetzt, in der ersten Betriebsphase die Untergrund-Zählrate im relevanten Energieintervall $[Q \pm 2 \text{ keV}]$ auf unter 0,01 Counts/(keV · kg · a) zu senken. Diese Vorgabe kann selbst unter einem $\approx 1400 \text{ m}$ hohen Felsmassiv am Gran Sasso und umgeben von einem Wasser-Cerenkov-Myon-Veto nur eingehalten werden, wenn alle im Aufbau eingesetzten Materialien mit höchster Sorgfalt ausgewählt werden.

Für gewöhnlich sind Spuren von radioaktiven Nukliden in fast allen Rohstoffen vorhanden. Es besteht die Gefahr, dass Strahlung in das Detektorarray eindringt und dadurch den Untergrund erhöht. Besonders bedrohlich für das beschriebene Experiment ist charakteristische Gamma-Strahlung bei 2614 keV, wie sie aus der Zerfallskette des primordialen Elementes ^{232}Th entsteht (mehr dazu in Kapitel 6). Das Compton-Kontinuum dieser Gammalinie umfasst nämlich auch das relevante Energieintervall um $Q_{\beta\beta}$.

Um die genannte Schwelle der angestrebten Untergrundrate nicht zu überschreiten, müssen Bauteile ausgewählt werden, die im Hinblick auf radioaktive Kontamination strengen Vorgaben genügen. Dies bedeutet wiederum, dass man in der Lage sein muss, radioaktive Zerfälle mit der dazu notwendig hohen Sensitivität nachweisen zu können.

An diesem Punkt erst setzt die hier dokumentierte Diplomarbeit ein.

1.2 Low-Level-Spektroskopie

Unter einer etwa 5 m dicken Abdeckung aus Beton und Erdreich gelegen, werden zur Zeit zwei Germanium-Detektoren, bezeichnet als BRUNO und CORRADO, im Low-Level-Labor des Instituts für Radioaktivitätsmessungen an Probenmaterialien betrieben. Beide Detektoren verfügen zudem über aktive und passive Untergrundabschirmungen, auf die im nachfolgenden Kapitel im Detail eingegangen wird. Diese sind Voraussetzung, um radioaktive Spurenstoffe mit einer Sensitivität von bis zu ≈ 1 mBq/kg zu identifizieren. Diese Zahl bedeutet, dass bei vollständig ausgefüllter Probenkammer (im Idealfall mehrere Kilogramm Material) ein radioaktiver Zerfall auch dann nachgewiesen werden kann, wenn er pro Kilogramm nur einmal in tausend Sekunden stattfindet. Auch in diesem Zusammenhang kann von einer Suche nach *seltenen Ereignissen* gesprochen werden.

1.3 Zielsetzung der Diplomarbeit

Für momentane und zukünftige Experimente mit niedrigen Untergrundraten ist es unerlässlich, die Methodik der Radioaktivitätsmessungen hoher Sensitivität noch weiter zu verbessern, um verlässliche Materialprüfungen zu erhalten. Klar ist, dass hochsensible Messungen mit Genauigkeiten bis zu $\approx 0,01$ mBq/kg, wie sie im Untergrundlabor am LNGS von Germanium-Detektoren (darunter die Heidelberger GeMPI-Serie) erreicht werden ([H⁺06]), mit der geringen Felsabschirmung in unserem Labor nicht zu erzielen sind.

Dennoch ist es unser Ziel, mit Hilfe klug gewählter passiver und aktiver Abschirmungstechniken die Untergrundrate für Messungen im Low-Level-Labor weiter zu senken und den Nachteil niedriger Labortiefe damit zum Teil zu kompensieren.

Im Rahmen dieser Arbeit soll zunächst das Entstehen und die Zusammensetzung des bisherigen Untergrundes in den Messungen der vorhandenen Gammaspektrometer untersucht und besser verstanden werden (Kapitel 2).

Im Hauptteil (Kapitel 3 – 5) schließen sich Untersuchungen auf der Basis von Experimenten und Simulationen an, die zur Entwicklung einer verbesserten Abschirmung für ein neu geplantes Spektrometer (Projektname GIOVE – Germanium Innere and Outer Veto) beitragen. Besonderes Augenmerk wird auf Möglichkeiten zur Reduktion der neutroneninduzierten Untergrundkomponente gelegt.

Abschließend werden die Ergebnisse der Radioaktivitätsmessung an Probenmaterialien zusammengefasst, die im Laufe des vergangenen Jahres im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden (Kapitel 6). Viele der Materialien kommen in aktuellen Großexperimenten der Neutrinophysik (z.B. DOUBLE CHOOZ oder GERDA) zum Einsatz und dürften auch für die Planung zukünftiger Aufbauten von Interesse sein.

Untergrundfaktoren und Abschirmungstechniken in der Gammaskopie

Die Quantifizierung von radioaktiven Spurenstoffen in gegebenen Materialproben gelingt umso genauer, desto geringer die Ereignisrate im Falle einer leeren Detektorkammer ausfällt. Diese Rate stellt den sogenannten Untergrund oder auch *Nulleffekt* dar. Die Genauigkeit einer jeden Messung steigt, je sicherer man sein kann, dass ein registriertes Ereignis von der zu untersuchenden Probe stammt und nicht aus der Umgebung des Detektors. Ein besseres Signal-Untergrund-Verhältnis verringert darüber hinaus die Ungenauigkeit der Messergebnisse.

In diesem Kapitel soll aufgezeigt werden, welche Faktoren den umweltbedingten Nulleffekt unter niedrigen Abschirmtiefen bedingen und wie sie auf passive und aktive Weise verringert werden können. Zuvor soll die Funktionsweise von Halbleiterdetektoren als zentrales Messinstrument für Gammastrahlung erläutert werden.

2.1 Funktionsprinzip von Halbleiter-Detektoren

Die Möglichkeiten, geladene Teilchen oder Gammaquanten mittels Detektoren nachzuweisen, sind zahlreich. Letztlich beruhen alle Methoden darauf, die vom eindringenden Teilchen deponierte Energie auf möglichst viele Sekundärteilchen geringerer Energie zu verteilen und diese in einem messbaren Ladungspuls aufzusammeln. Für Halbleiterdetektoren aus Germanium oder Silizium bestehen diese Sekundärteilchen oder Informationsträger aus Elektron-Loch-Paaren, die innerhalb einer kristallinen Festkörperstruktur erzeugt werden. Für ein tiefes Verständnis der Vorgänge sei auf einschlägige Fachliteratur verwiesen ([Kno79] und gute Zusammenfassungen auch in [GH95] und [Bud09]). Grundlegende Ideen sollen im Folgenden jedoch vorgestellt werden.

In Festkörpern bewirkt die periodische Anordnung der Gitteratome die Herausbildung einer Bänderstruktur der erlaubten Elektron-Aufenthaltssorte. Pro Elementarzelle bieten diese Bänder nur für eine bestimmte Zahl von Elektronen Platz. Damit sich Elektronen überhaupt von ihren angestammten Plätzen fortbewegen und damit zur elektrischen Leitfähigkeit beitragen können, dürfen sie sich nicht in voll besetzten Bändern aufhalten. *Metalle* erfüllen die Bedin-

gung eines nicht voll besetzten höchsten Bandes (*Valenzband*) intrinsisch. In *Halbleitern* ist das Valenzband zwar vollständig gefüllt, die Energielücke zum nächsten erlaubten Band ist jedoch so gering, dass bereits thermische Anregung ausreicht, um Elektronen in ein leitendes Band anzuheben. Typische Energielücken betragen für Silizium 1,11 eV oder Germanium 0,67 eV ([Kno79]). Erst wenn die Bandlücke die Größenordnung von ca. 5 eV überschreitet, spricht man von *Nichtleitern* oder *Isolatoren*.

Ionisierende Strahlung verhilft beim Durchgang durch einen Halbleiter einer großen Zahl von Elektronen zur Überwindung der Bandbarriere. Damit alleine sind die Voraussetzungen für einen Detektor noch nicht geschaffen. Zum Einen müssen die entstandenen freien Ladungsträger effektiv eingesammelt werden und zum Anderen muss dafür gesorgt werden, dass die thermisch induzierte Anhebung vernachlässigbar klein wird, um das Signal vom Rauschen separieren zu können.

Eine Lösung beider Probleme stellt der Betrieb als *Diode in Sperrrichtung* dar. In dieser Konfiguration bringt man eine p- und n-dotierte Halbleiterschicht in unmittelbaren Kontakt. Im Falle der n-Dotierung wird die Leitfähigkeit des Kristalls maßgeblich durch überzählige Valenzelektronen der eingebrachten Störstellen (*Donatoren*) bestimmt. Im umgekehrten Fall der p-Dotierung durch ein Element mit unterzähligen Bindungselektronen (*Akzeptoren*) besteht der Ladungstransport im Wesentlichen aus der Diffusion von Löchern. Diese werden gebildet, wenn die vorhandenen Valenzelektronen Plätze auf den geschaffenen Energieniveaus der Akzeptoren einnehmen.

Stehen beide Zonen in physischem Kontakt (p-n-Übergang), wandern Elektronen von der Donator-Seite so lange auf das Gebiet der Akzeptoren, bis das dabei entstehende elektrische Gegenfeld den Diffusionsprozess ausgleicht. Auf diese Weise entstehen sich gegenüberliegende, entgegengesetzte Raumladungszonen. Der Bereich zwischen beiden Zonen ist von Elektronen entvölkert (*Verarmungszone*) während sich gleichzeitig an den Enden zwei Elektroden bilden. Dieser Effekt, der Grad der Entvölkerung und die Größe der Verarmungszone können durch Anlegen einer äußeren Hochspannung in Sperrichtung gesteigert werden. Erst das Absaugen des Großteils der vorhandenen Ladungsträger und gleichzeitiges Kühlen der gesamten Apparatur auf Temperatur von flüssigem Stickstoff (77 K) vermindert die Zahl der thermisch angeregten Elektron-Loch-Paare so sehr, dass sich von außen induzierte Signale vom Rauschen genügend abheben.

Trifft nämlich ein ionisierendes Teilchen von außerhalb auf diese Verarmungszone, so werden die dabei ins Leitungsband angehobenen Elektronen und zurückbleibenden Löcher in Richtung der positiven bzw. negativen Elektrode abgesaugt. Der resultierende Strom ist im Idealfall proportional zur Zahl der sekundären Ladungsträger und damit auch zur im Kristall deponierten Energie. Statistische Fluktuationen dieser Zahl und elektronisches Rauschen der nachfolgenden Verstärkerelektronik bedingen das endliche Energieauflösungsvermögen von typischerweise 0,2–0,3 % bei Energien von rund 1 MeV.

In der technischen Umsetzung kann man die Größe der ladungsarmen Zone, die das sensitive Volumen des Detektors repräsentiert, durch geschickte Wahl der Konzentrationen an Akzeptoren und Donatoren beeinflussen. In der Praxis werden für Germanium-Detektoren z.B. Kristalle mit positiver Dotierung zylinderförmig gezogen und anschließend wird die Ober-

fläche mit einer dünnen Kontaktschicht hochkonzentrierter n-Donatoren überzogen. Unter Hochspannung erstreckt sich die nutzbare Raumladungszone mit Ausnahme einer dünnen Totschicht an der Oberfläche über das gesamte Zylindervolumen.

2.2 Klassifizierung der Untergrundfaktoren

Geladene Teilchen und Gammaquanten erzeugen Signale im Germaniumkristall. Wie sich später zeigt, können auch Neutronen auf indirektem Wege vom Detektor registriert werden. Welcher möglichen Ursprungsorte dieser Strahlung sind, soll im Folgenden erläutert werden.

2.2.1 Strahlenbelastung durch natürliche Nuklide

Mit Halbwertszeiten auf der Skala von Milliarden Jahren zerfallen sogenannte primordiale Nuklide wie ^{238}U , ^{232}Th oder ^{40}K seit Entstehung der Erde. Sie sind, wenn auch in äußerst geringen Mengen, in fast allen uns umgebenden Stoffen angelagert. Als Bestandteil der Zerfallsketten von Uran und Thorium (siehe Anhang C) birgt das radioaktive Edelgas Radon eine besondere Gefahr, weil es leicht durch Boden und Wände diffundiert und ohne hindernde Maßnahmen durch Lufttransport den Detektor unmittelbar zu umgeben vermag. Die selbst radioaktiven Töchter ^{208}Tl und ^{212}Po der Zerfallskette von ^{220}Rn emittieren mit 2614 keV die energiereichste natürliche Gammastrahlung.

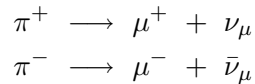
Als Produkt der ^{226}Ra -Zerfallsreihe spielt das Isotop ^{210}Pb , angereichert in dem oft verwendeten Abschirmmaterial Blei, eine kritische Rolle. Denn die harte Betastrahlung seiner Zerfallstochter ^{210}Bi sorgt für ein kontinuierliches Bremsstrahlungs- und charakteristisches Röntgenspektrum in Blei ([Heu93]).

Die genannten Fälle sind nur eine kleine Auswahl an möglichen Störeffekten auf das Untergrundspektrum. Sie zeigen einerseits, dass beim Aufbau einer jeden Abschirmung darauf geachtet werden muss, dass genügend absorbierendes Material aufgebracht wird, um auch die energiereichste Gammastrahlung von außen um mehrere Größenordnungen zu unterdrücken. Andererseits ist das Abschirmungsmaterial selbst in Hinblick auf Eigenkontamination sorgfältig auszuwählen. Dies ist umso wichtiger, je geringer die räumliche Nähe zum Detektor ist.

2.2.2 Kosmische Höhenstrahlung

Die Erde umgibt ein stetiger Fluss sogenannter kosmischer *Primärstrahlung*, welche zum größten Teil aus Protonen (85 %) und Heliumkernen (13 %) sowie vereinzelt schwereren Elementen besteht und teils galaktischen aber auch solaren Ursprungs ist. Die Energieverteilung der einfallenden Primärstrahlung reicht bis hin zu einer Grenze von ungefähr 10^{21} eV. Eine ausführliche Darstellung über die Zusammensetzung der Strahlung und ihrer Propagation durch den Kosmos findet man unter anderem in [Gru01].

Beim Eintritt in die Erdatmosphäre wechselwirkt die primäre Strahlung mit den zunehmend vorhandenen Atomen wie Stickstoff und Sauerstoff. Es folgt die Ausbildung von hadronischen und elektromagnetischen Schauern. Insbesondere bildet der Zerfall des Pions, das in den Hadronenreaktionen zahlreich entsteht, die Brücke zur Entstehung von geladenen Leptonen, darunter die Myonen:



Am Ende langer Wechselwirkungsketten von der Atmosphärenspitze bis auf Meereshöhe bleiben vornehmlich Elektronen/Positronen, (Anti-)Myonen, Neutronen und Protonen übrig. Man fasst sie unter dem Begriff der *Sekundärstrahlung* zusammen.

Man stellt für die resultierenden Myonen auf Meeresebene einen deutlichen Abfall der Flussrate für Teilchen mit $E > 10$ GeV fest. Die Abbremsung erfolgt in erster Linie durch Ionisationsprozesse auf dem Weg durch die Atmosphäre, für besonders hochenergetische Myonen ($E > E_{kritisch} \approx 200$ GeV) auch durch Bremsstrahlungsverluste. Der integrale Fluss auf Meereshöhe wurde in einer Messung von Allkofer et al. auf $(144 \pm 9)/(s \cdot m^2)$ bestimmt ([A⁺71]).

Von großem Interesse für alle Low-Level-Experimente ist nun die Weiterentwicklung der spezifischen Flussraten mit zunehmender Abschirmungstiefe durch den Erdboden. Aus Gründen der Vergleichbarkeit übersetzt man die tatsächliche Tiefe unter Normierung der mittleren Dichte der gegebenen Erdüberdeckung in ein Wasseräquivalent. Die von Heusser ([Heu93]) erstellte Abbildung 2.1 zeigt die Entwicklung der Flussraten verschiedener Nulleffekt-Komponenten in Abhängigkeit der Abschirmung in Meter Wasseräquivalent (m.w.e.).

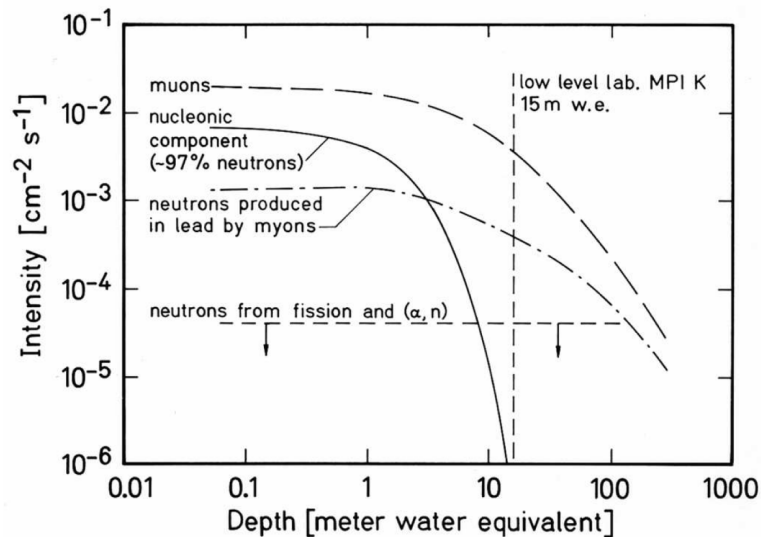


Abbildung 2.1: Abschwächung von Nulleffekt-Komponenten mit zunehmender Abschirmtiefe in m.w.e. Quelle: [Heu93]

Darin wird ersichtlich, dass die Rate der eindringenden Myonen (muons) in der Tiefe des

Low-Level-Labors am MPI von ≈ 15 m.w.e (vertikale Markierung) nur um knapp eine halbe Größenordnung reduziert wird, wohingegen der Fluss der sekundären Neutronen (nucleonic component) fast vollständig unterdrückt ist. Auf die Komponente der myoninduzierten Neutronen innerhalb der Detektorabschirmung wird im nächsten Unterkapitel eingegangen.

Neutronen aus natürlichen (α, n) -Reaktionen und Spontanspaltungen primordialer Nuklide (neutrons from fission and (α, n)) spielen auf dem Niveau unseres Labors eine nur untergeordnete Rolle. In Tiefenlabors, wie dem LNGS unter 3800 m.w.e., ist der Myonenfluss soweit unterdrückt, dass sie wesentlich zum Untergrund beitragen. Ihr Einfluss ist weitestgehend unabhängig von der Tiefe und wird vielmehr durch die lokale Zusammensetzung der umgebenden Gesteinsarten bestimmt.

Es lässt sich zusammenfassen, dass der Einfluss kosmischer Höhenstrahlung den Nulleffekt in Labors mit nur geringer Abschirmtiefe dominiert, sofern die umweltbedingten Einflüsse aus dem vorangehenden Abschnitt 2.2.1 durch passive Abschirmung und gute Materialelektion ausreichend unterdrückt werden können.

2.2.3 Untergrunderzeugung in passiver Abschirmung

Die Randbedingungen aus dem Abschnitt 2.2.1 über natürliche Strahlenbelastung machen es erforderlich, den Germaniumzähler durch eine Bleischicht von rund 15 cm Dicke zu umgeben, um den Einfluss von gegenwärtiger Gammastrahlung ausreichend (d.h. um mindestens drei Größenordnungen) zu unterdrücken. Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung jedoch wechselwirken in vielfacher Weise mit dem Abschirmungsmaterial und lösen dadurch eine Kette von Sekundärreaktionen aus.

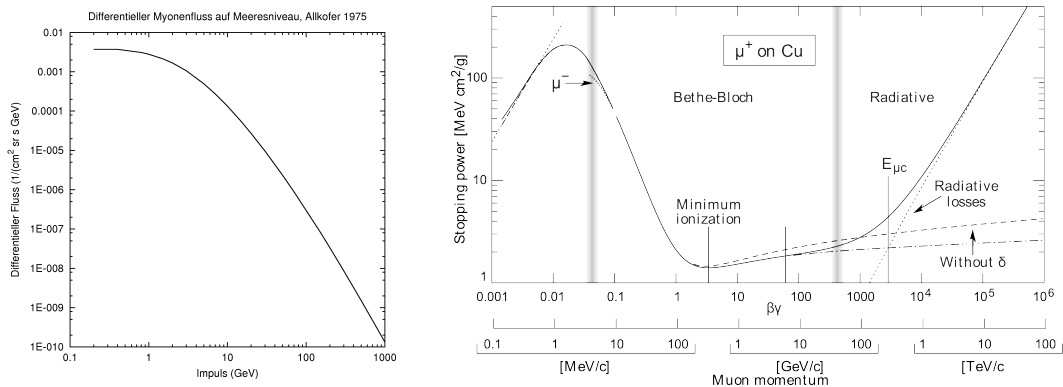


Abbildung 2.2: links: differenzieller Myonenfluss auf Meereshöhe nach [A⁺71];
rechts: differenzieller Energieverlust von Myonen in Materie, aus [A⁺08]

Abbildung 2.2 zeigt links den von [A⁺71] gemessenen Myonenfluss auf Meereshöhe und rechts den Energieverlust dE/dx von Myonen beim Durchgang durch Materie in Abhängigkeit des Teilchenimpulses. Der bei weitem größte Teil der Myonen (man beachte die doppeltlogarithmischen Skalen) trägt Impulse zwischen rund 100 MeV und 10 GeV und verliert Energie hauptsächlich durch Ionisation der Materie. Erst ab der kritischen Energie von ca. $E_{\mu,c} \approx 200$ GeV

überwiegt der Anteil der Bremsstrahlungsverluste. Darüber hinaus besteht aufgrund ihrer endlichen Lebensdauer von $\tau = 2,2 \mu\text{s}$ die Möglichkeit des Zerfalls in die leichteren Leptonen e^+ oder e^- .

Als Folge der Ionisationswirkung und des Myonzerfalls entstehen energiereiche Elektronen und Positronen. Die hohe Ladungszahl Z der Abschirmungsumgebung aus Blei oder Kupfer bedingt hohe Wirkungsquerschnitte für das Entstehen von Bremsstrahlungs-Paarbildungs-Kaskaden bzw. Annihilationsstrahlung. Diese Lawine setzt sich so lange fort, bis die kritische Energieschwelle $E_{e,c}$ für Elektronen unterschritten ist und der Energieverlust durch Ionisation und nicht mehr durch Strahlungsbremung bestimmt ist (vgl. [A⁺08]).

Neben der Entstehung geladener Teilchen und Gammaquanten können durch eindringende Myonen auch **Neutronen** freigesetzt werden. Zwischen zwei grundlegenden Erzeugungsprozessen ist zu unterscheiden:

Bei der Produktion via **Myoneinfang** durch Protonen, $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$, entstehen Neutronen, deren Energieverteilung im Wesentlichen einem „Verdampfungsspektrum“ $\frac{dN}{dE} \propto e^{-E/\Theta_{Pb}}$ mit mittlerer „Kerntemperatur“ $\Theta_{Pb} \approx 1,2 \text{ MeV}$ für Blei folgt ([DS⁺94]). Dieser Prozess ist vor allem für verhältnismäßig energiearme Myonen mit Energien kleiner als 1 GeV dominant.

In **Photonuklearen Reaktionen** (γ, n) oder Photospaltung (γ, Xn) wechselwirken vornehmlich schnelle, hochenergetische Myonen via Austausch virtueller oder reeller Photonen mit der Kernmaterie und setzen im Endzustand Neutronen frei, deren Energien zwischen thermisch und schnell (bis zu $\approx 50 \text{ MeV}$) variieren ([DS⁺94]). Messungen von [M⁺53] zeigen einen deutlichen Anstieg der Produktionsrate in diesen Prozessen mit zunehmender Massenzahl des Targetmaterials.

Da Silva et al. ([DS⁺94]) bestimmten die Produktionsrate in Blei über die genannten Mechanismen auf $(243 \pm 9) \text{ Neutronen}/(kg \cdot d)$.

Dieser nur kurze Überblick veranschaulicht, dass eine geschlossene und exakte Beschreibung der Neutronenproduktionsrate innerhalb unserer Detektorabschirmung kompliziert ist. Die Tatsache, dass auf Höhe unseres Labors der größte Teil der Myonen Energien unterhalb von 10 GeV trägt, lässt vermuten, dass die Produktionsprozesse und die daraus resultierende Energieverteilung der Neutronen durch Myoneinfang bestimmt wird.

Die erzeugten Neutronen wiederum sehen sich in Materialien mit hohen Massenzahlen nur geringer Moderation ausgesetzt. Gelangen sie in das aktive Volumen des Germanium-Detektors, können sie dort Kernanregungen und sich anschließende Aussendung von Gammastrahlung induzieren. Solche Aktivierungsvorgänge sind auch in der Materie der detektornahen Abschirmungsschichten möglich. Letztlich resultieren auch dabei Gammaquanten, die sich entweder als charakteristische Signale oder als kontinuierlicher Compton-Untergrund im Spektrum des Germaniumzählers niederschlagen können.

2.3 Bisherige Maßnahmen zur Abschirmung

In Abbildung 2.3 ist ein Querschnitt durch eine typische Abschirmungsanordnung gezeigt, die qualitativ der unseres Detektors CORRADO nahekommt.

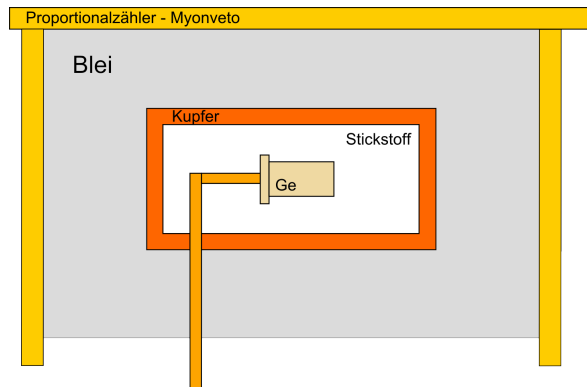


Abbildung 2.3: Querschnitt einer typischen Detektorabschirmung, ähnlich der von CORRADO

Im Inneren befindet sich der Germaniumkristall, eingefasst in eine dünne Aluminiumkappe, der von einer stickstoffgespülten Probenkammer umgeben ist. Es hat sich bewährt, diese Kammer mit einer Kupferlage zu ummanteln, weil dieses Metall durch elektrolytische Verfahren in hoher Reinheit und mit geringsten Kontaminationen an Uran/Thorium herzustellen ist. Zudem besitzt Kupfer eine hohe Ladungszahl Z , um Gammastrahlung aus den nachfolgenden Schichten zu absorbieren.

Das nachfolgende Blei weist zwar auch einen hervorragenden Reinheitsgrad an primordialen Nukliden auf, führt aber durch seinen Gehalt an radioaktivem ^{210}Pb zu der bereits in 2.2.1 geschilderten Problematik. Durch aufwändige Gewinnungs- und Reinigungsprozesse kann heute jedoch ein Kontaminationsgrad von weniger als 50 Bq/kg zu vertretbaren Kosten hergestellt werden ([Heu93]). Eine Alternative bietet der Einbau von altem gesunkenem Schiffsblei, in denen der Anteil an ^{210}Pb mit $T_{1/2} = 22,3$ a zum größten Teil zerfallen ist. Dieses Blei ist jedoch sehr selten und kostspielig und wird daher meist nur für detektornahen Schichten eingesetzt. Abbildung 2.4 zeigt eindrucksvoll, wie sich ein hoher Anteil an ^{210}Pb im Untergrundspektrum widerspiegelt. Für diesen Vergleich werden bereits früher getätigte Messungen ausgewertet, in denen die Probenkammer von CORRADO mit zusätzlichen Bleiziegeln gefüllt war: Für Energien zwischen 40 und 600 keV beobachtet man einen deutlichen Anstieg des Bremsstrahlungskontinuums, welches durch die energiereichen Betateilchen aus dem ^{210}Bi -Zerfall resultieren. Ebenso werden charakteristische Röntgenübergänge im Blei induziert (deutlich sind K_α , K_β -Linien erkennbar). Mit extrem reinem Blei hingegen (grünes Spektrum) erzielt man gegenüber der leeren Detektorkammer (schwarz) sogar eine Gesamtverminderung der Untergrundrate, erkennt aber auch hier charakteristische Röntgenstrahlung.

Wesentlich für Labore unter nur geringer Erdbedeckung ist die Installation eines Antikoinzidenz-Vetos zur Reduktion des myoninduzierten Untergrundes. Im beschriebenen Fall besteht dieses aus Vieldrahtproportionalkammern, in welchem einfallende Myonen durch Gasionisation re-

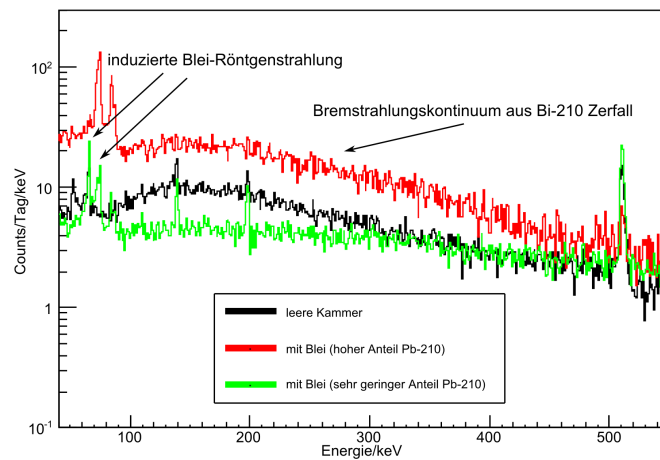


Abbildung 2.4: Vergleich von Untergrundspektren; schwarz: leere Probenkammer; rot: Probenkammer mit Bleiziegeln (hoher Anteil an Blei-210) gefüllt; grün: Probenkammer mit Bleiziegeln (sehr geringer Anteil an Blei-210) gefüllt; Logarithmische Ordinate!

gistrirbare Pulse hinterlassen. Über elektronische Signalverarbeitung werden diese verstärkt und bis an das ADC-Modul (analog to digital converter) des Germaniumkristalls weitergeleitet, um dort für ein Zeitfenster von typischerweise $50 \mu\text{s}$ die Messaufzeichnung zu unterbinden. Das Myonveto senkt die Untergrundzählrate im gesamten betrachteten Energieintervall zwischen 40 und 2700 keV für den Corrado-Detektor um 92% von rund 32 auf 2,5 Counts/min. In Abbildung 2.5 ist der Effekt durch Vergleich der Spektren graphisch gezeigt.

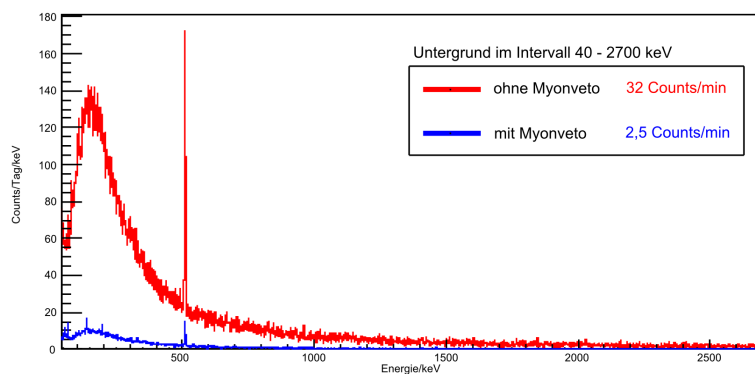


Abbildung 2.5: Vergleich der gemessenen Untergrundspektren ohne und mit aktiviertem Myonveto im Corrado-Detektor des Low-Level-Labors in einer Tiefe von 15 m.w.e.

In Abbildung 2.6 ist nun das trotz aller Abschirm- und Vetotechnik verbleibende Untergrundspektrum des Detektors CORRADO dargestellt, wie es in einer Langzeitmessung von rund 14 Tagen im August 2009 aufgenommen wurde.

Die Sichtbarkeit des Annihilationspeaks bei 511 keV sowie das deutliche Anschwellen der Zähl-

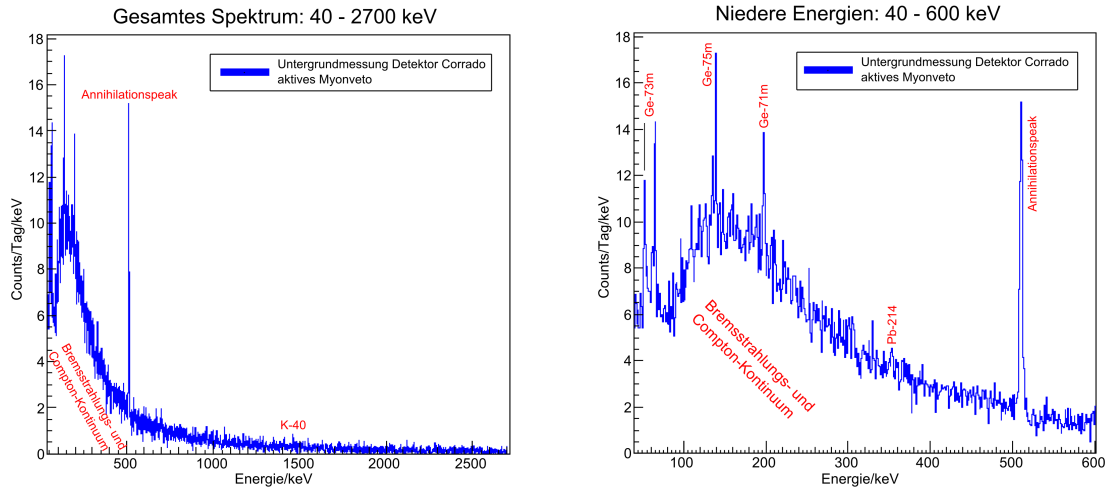


Abbildung 2.6: Gemessenes Untergrundspektrum mit Veto für den Detektor CORRADO (Messzeit 14 Tage); links: gesamtes Spektrum; rechts: ausgewählter Energiebereich 40–600 keV

rate zwischen 100 und 400 keV durch Bremsstrahlungs- und Compton-Kontinuum sind klare Indikatoren auf ein nicht zu 100% effizientes Myonveto. Für niedrigere Energien deutlich erkennbar ist zudem die Wirkung von Neutronen. In Einfangreaktionen regen sie Germaniumkerne im Detektorkristall zu metastabilen Anregungszuständen an, die unter Aussendung charakteristischer Gammastrahlung in den Grundzustand zurückfallen. Die Lebensdauern dieser Anregungen liegen oft weit oberhalb des noch akzeptablen Vetozeitfensters von rund $50 \mu\text{s}$. Die folglich entstehenden Neutronen-Reaktionslinien von Germanium sind im rechten Spektrumsfenster beschriftet. Ein äußeres Myonveto kann den Einfluss der Neutronen offenbar nur in geringem Maße reduzieren.

Als einer der ersten Aufgaben im Rahmen dieser Arbeit galt es, zu untersuchen, in wie weit die Installation zweier weiterer Veto-Kammern die Gesamtuntergrundrate reduzieren kann. Bislang war Corrado von insgesamt 5 Kammern mit Ausnahme des Bodens zwar von allen Seiten umfasst, an zwei Wandseiten waren Randbereiche jedoch nicht überdeckt. Diese Lücken werden durch Anschluss der erwähnten, zusätzlichen Zählgaskammern geschlossen. Außerdem wird festgestellt, dass eine falsch ausgelegte elektronische Verarbeitung des Veto-signals im Triggermodul zu Zeitverzögerungen führt und das Vetosignal gelegentlich zu spät an den ADC gelangen lässt. Das verantwortliche Triggermodul wurde von der Elektronikwerkstatt am Institut repariert. Beide Maßnahmen führen zu einer Reduktion der messbaren Untergrundrate im Detektor CORRADO von rund 36% gegenüber der zuvor erzielten Rate (referenziert in [Man07]). Die erzielten Verbesserungen sowie die aktuellen Untergrundraten sind der Vollständigkeit halber in der folgenden Tabelle 2.1 aufgelistet.

Energiebereich (keV)	Zählrate mit Veto (counts/min)		
	CORRADO vor Optimierung	CORRADO nach Optimierung	BRUNO
40 – 2700	3,9	2,5	2,7
100 – 500	2,4	1,6	1,4
511	0,047	0,032	0,024

Tabelle 2.1: Untergrundzählraten der aktuell betriebenen Germanium-Detektoren im Low-Level-Labor vor und nach Optimierung des Myonvetos an CORRADO

2.4 Entwurf einer neuen Detektorabschirmung

Die Nachfrage nach empfindlichen Messstationen für radioaktive Kontaminationsbestimmung wird angesichts der wachsenden Zahl von geplanten und sich im Bau befindlichen Großexperimenten, die auf extrem niedrige Untergrundraten angewiesen sind, weiter zunehmen.

In naher Zukunft soll im Low-Level-Labor des Instituts ein neues Gammaspektrometer zur Materialanalyse mit fortschrittlichen Abschirmungstechniken aufgebaut werden. Ziel ist es, durch Effizienzsteigerung des Vetosystems und Ergreifen von besonderen Maßnahmen zur Unterdrückung der Neutronenkomponente, die Untergrundzählrate um einen Faktor 3 oder mehr zu senken und dadurch gegenüber tiefer unter der Erde gelegenen Labors konkurrenzfähig zu werden.

Vorüberlegungen von Heusser sehen vor, die mechanische Konstruktion an die bereits existierenden GeMPI-Detektoren am LNGS anzulehnen und zusätzlich die Abschirmung durch ein inneres und äußeres Vetosystem aus organischen Szintillationsplatten zu ergänzen. Das doppelte Vetosystem soll helfen, die Rate an unregistrierten Myonen auf ein Minimum zu senken. Insbesondere die inneren Szintillatorkammern sollten von äußerer Gammastrahlung unbehelligt sein und folglich ein besonders effizientes Auslesen myonischer Energiedeposition erlauben. Für weitergehende Forschung können zu einem späteren Zeitpunkt auch Koinzidenzuntersuchungen unternommen werden, um ein tieferes Verständnis über die Generierung der zahlreichen Untergrundkomponenten zu gewinnen.

Die Unterdrückung von myoninduzierten Neutronen soll mit Hilfe von eingebrachtem Moderations- und Absorptionsmaterial, wie beispielsweise boriertes Polyethylen (PE), erreicht werden.

Abbildung 2.7 zeigt eine vorläufige Zeichnung des Aufbaus, die im institutseigenen Konstruktionsbüro angefertigt wurde (Planungsstand August 2009). Ein radondichter Überrahmen umfasst sowohl die Probenvorbereitungskammer (2) als auch die darunter gelegene Abschirmung (3) und die Detektorkammer (1). Der Kryostat (6) befindet sich außerhalb des eigentlichen Aufbaus und ist über einen Kühlfinger mit dem Germaniumkristall im Inneren des Detektors verbunden. Die Strahlungsabschirmung setzt sich von innen nach außen aus dem Kupfermantel der Probenkammer, dem inneren Szintillatorveto (4), einem tragendem Stahlrahmen, wechselnden Schichten aus Blei und Neutronenabsorber (3) und Szintillatorplatten für das

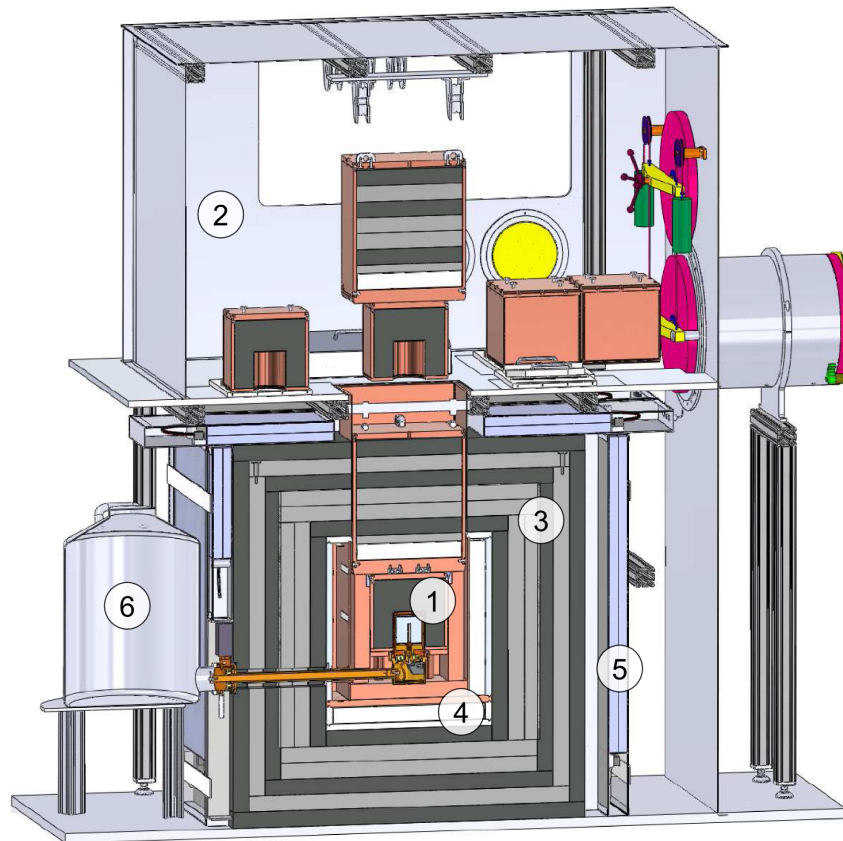


Abbildung 2.7: Vorläufige Designstudie des neuen Detektors GIOVE; Ausführung von Bettina Mörk nach einer Vorlage von Gerd Heusser

äußere Myonveto (5) zusammen. Zu untersuchende Proben sollen durch eine Schleuse in das stickstoffgespülte Innere gebracht und anschließend mit einem Hebe- und Kransystem in die Kammer abgelassen werden.

Die erwähnten Neuerungen zur Untergrundreduzierung finden im Zusammenhang mit bisherigen gammaspektroskopischen Untersuchungen im Low-Level-Labor noch keine Anwendung. Die notwendige Erfahrung muss daher erst gesammelt werden.

Der nun folgende Hauptteil der Arbeit beschäftigt sich zunächst mit der Frage, wie effizient eine Reduktion der im Blei erzeugten Neutronen durch das Einbringen von boriiertem Polyethylen gelingen kann und welche Anordnung der Schichten vorzuziehen ist (Kapitel 3 und 4). Anschließend wird mittels einer Computersimulation untersucht, auf welche Weise die zu installierenden Szintillationsplatten am günstigsten durch Photomultiplier auszulesen sind (Kapitel 5). Im Zuge der Planungen werden zudem Materialuntersuchungen für den zukünftigen Aufbau in den bestehenden Detektoren unternommen. Die Ergebnisse sind zusammen mit anderen Radioaktivitätsmessungen in Kapitel 6 aufgeführt.

Experiment zur Neutronenflussreduktion durch leichte Absorber

Eine wesentliche Neuerung im Konzept des aufzubauenden Germanium-Spektrometers GIOVE stellt das Einbringen von boriiertem Polyethylen in das Abschirmvolumen zur Moderation und zum anschließenden Einfang von myoninduzierten Neutronen dar. Da diese Strategie bei der Konstruktion der vorangegangenen Abschirmungen im Low-Level-Labor des Instituts bislang nicht verfolgt wurde, sind Erfahrungswerte zur Wirksamkeit dieser Methode nur geringfügig vorhanden. Die Sammlung solcher ist erklärtes Ziel eines verhältnismäßig einfachen experimentellen Aufbaus, der in diesem Kapitel dokumentiert werden soll.

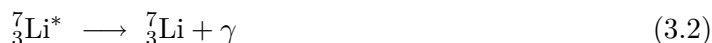
3.1 Wirkung leichter Absorbermaterialien

Die prinzipielle Idee des Einsatzes von Polyethylen (PE) ist so einfach wie wohlbekannt: Aufgebaut aus Molekülketten des Ethens (C_2H_4) mit nur leichten Wasserstoff- und Kohlenstoffatomen, verlieren epithermische und schnelle Neutronen ihre kinetische Energie durch Stöße mit diesen Bestandteilen besonders effektiv (als Idealfall denke man sich die Kollision zwischen einem Neutron und einem massegleichen, ruhenden Wasserstoffkern). Auf diese Weise allerdings wird der Gesamtfluss eindringender Neutronen noch nicht reduziert, sondern werden die Teilchen lediglich in ihrem kinetischen Energiespektrum thermalisiert. Nach ausreichender Zahl von Stoßprozessen verteilt sich die Bewegungsenergie um den der Umgebungstemperatur T_U äquivalenten Wert von $k_B T_U \approx \frac{1}{40}$ eV (mit Boltzmannkonstante k_B und $T_U \approx 293$ K).

Ohne weitere Maßnahmen wäre obiger Ansatz für die Neutronenabschirmung jedoch kontraproduktiv. Reines Polyethylen diene als Senke für moderierte, signalerzeugende Neutronen in unmittelbarer Detektornähe. Abhilfe schafft die Beimengung von Elementen, die einen hohen Wirkungsquerschnitt für das Einfangen thermischer Neutronen aufweisen. Am Element Bor lässt sich eine Neutroneneinfangreaktion beispielhaft aufzeigen:



Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion für thermalisierte Neutronen liegt mit 3840 barn [P⁺95] ausgesprochen hoch. Als Reaktionsprodukte verbleiben ein Heliumkern (α) und Lithium in angeregtem Kernzustand. Letztgenanntes sendet beim anschließenden Zurückfallen in den Grundzustand ein Gammaquant mit charakteristischer Energie von 478 keV aus:



Im Spektrum erscheint diese Linie deutlich verbreitert (Abb. 3.1, links). Dies ist auf den optischen Doppler-Effekt zurückzuführen, der auftritt, weil der ${}^7_3\text{Li}^*$ -Kern in der Reaktion (3.1) einen merklichen Rückstoß durch das α -Teilchen erfährt, bevor er die genannte Gammastrahlung emittiert.

Nach vergleichbarem Prinzip (jedoch ohne Doppler-Verbreiterung) findet in wasserstoffhaltigen Moderatoren noch eine weitere nennenswerte Neutron-Kern-Reaktion statt:



Die hierbei im Kernabregungsprozess freiwerdende Gammaenergie ist mit 2223 keV höher als die des Lithiumkerns in dem Zerfall (3.2).

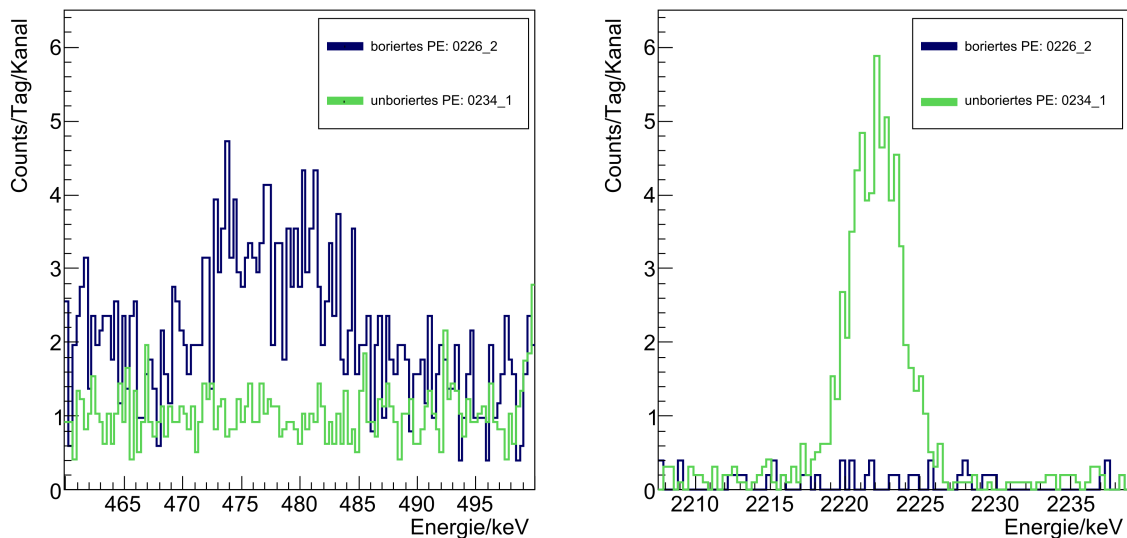


Abbildung 3.1: Messung von boriiertem und unboriiertem Polyethylen in der Kammer des Corrado-Detektors; links: Energiebereich um 477 keV; rechts: Energiebereich um 2223 keV

Auf der Suche nach geeignetem Moderatormaterial wurden im Gamma-Spektrometer *Corrado* Proben von boriiertem und unboriiertem Polyethylen gemessen. Die aufgezeichneten Gamma-Spektren in Abbildung 3.1 veranschaulichen die oben beschriebene Entstehung der Neutroneneinfanglinien bei 478 keV (linker Ausschnitt) und 2223 keV (rechter Ausschnitt): Im boriierten Polyethylen (blaues Spektrum) werden die Neutronen vornehmlich durch Bor absorbiert. Ihnen wird dadurch die Möglichkeit genommen, durch Kernreaktionen mit dem Wasserstoff im gleichen Maße aufzufallen wie im unboriierten Fall (grüne Kurve). Dort wiederum verhält es sich genau umgekehrt: Hohe Wechselwirkungsrate mit den Protonen, aber kein Bohrzusatz, der sich als Peak bei 478 keV manifestieren würde.

Beim Einbau von Polyethylen in eine Detektorabschirmung muss das Auftreten dieser neutroneninduzierten Gammalinien ebenso wie die Eigenkontamination aus der Zerfallskette der primordialen Nuklide (auf welche in Abschnitt 6.4 detaillierter eingegangen wird) berücksichtigt werden.

3.2 Ziel des Experimentes

Für das tatsächliche Einbringen von Moderations- und Absorbermaterial in das Abschirmvolumen eines Germanium-Detektors stellen sich konkrete Fragen:

- Welche Schichtdicke führt zu einer effektiven Abschirmung des von Myonen im Blei induzierten Neutronenflusses?
- In welcher Schichtabfolge sollte sich das neu einzubringende Polyethylen in die herkömmliche Abschirmung einfügen?
- Macht sich die Maßnahme der Neutronenflussreduktion überhaupt bezahlt, wenn man bedenkt, dass dadurch eine nicht vernachlässigbare Menge an radioaktiv unreinem Material in der Nähe des Detektors verbaut wird?

Der experimentelle Zugang zur Beantwortung dieser Ungewissheiten gestaltet sich nicht einfach. Denn in die bestehenden abgeschirmten Detektorsysteme des Low-Level-Labors Kombinationen von verschiedenen Absorberdicken und -reihenfolgen einzusetzen, wäre nicht ohne den immensen Aufwand eines jeweils nahezu kompletten Ab- und Neuaufbaus der Bleischilder und Vetosysteme denkbar. Zudem müsste im Untergrundlabor mit einer starken Neutronenquelle zur Generierung des Anfangsflusses operiert werden, was angesichts der Reinheitsanforderungen und anderer laufenden Messungen nur sehr bedingt möglich wäre.

Der schließlich gewählte experimentelle Ansatz ist ein Kompromiss aus Machbarkeit und Widerspiegelung der tatsächlichen Gegebenheiten im Inneren einer Detektorabschirmung.

3.3 Versuchsaufbau

Die Grundidee folgt dem Gedanken einer linearen Anordnung von Neutronenquelle, Absorptionsmaterial und Detektor – veranschaulicht in nachfolgender Abbildung 3.2 – und der Messung der Neutronenflussabschwächung in Abhängigkeit vom gewählten Absorber und dessen Schichtdicke.

Neutronenquelle

Wie in der Einleitung zur dieser Arbeit diskutiert, ist die tatsächliche Produktionsrate und insbesondere das Energiespektrum der Neutronen, die innerhalb einer typischen Detektorabschirmung erzeugt werden, nur vage bekannt. Folglich zählt der Einsatz der verwendeten *Americium-Beryllium*-Neutronenquelle zu den eingangs erwähnten Kompromissen, die bei der

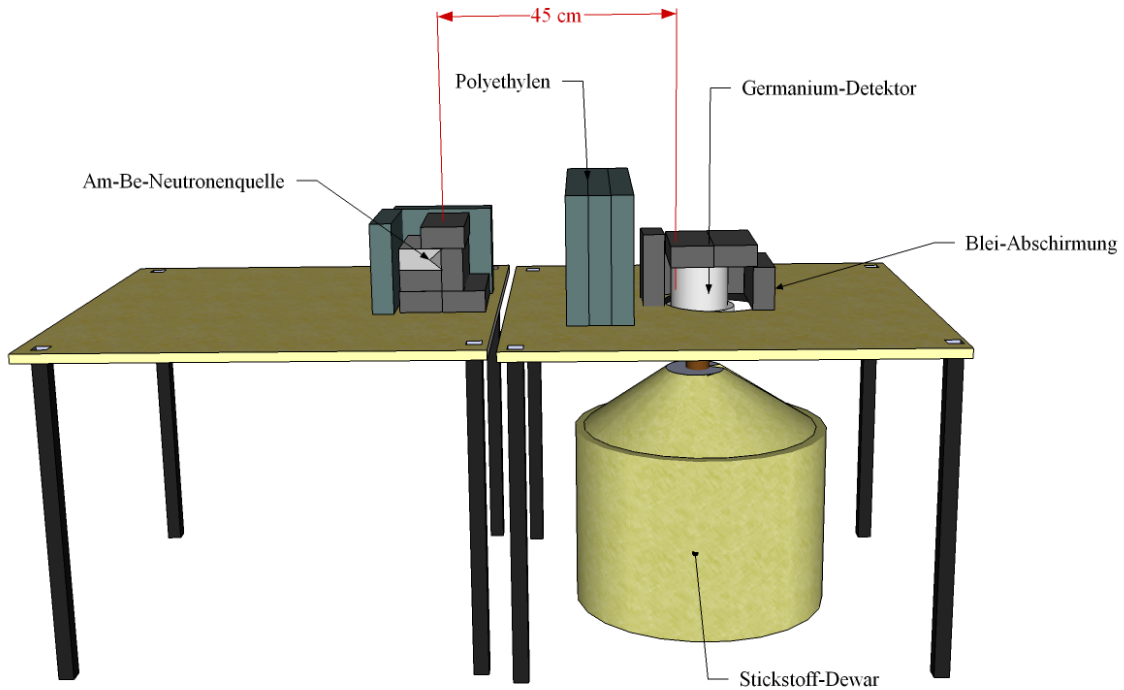


Abbildung 3.2: Versuchsaufbau zur Messung des Absorptionsverhalten von Neutronen beim Durchgang durch variierende Schichten Polyethylens

Nachstellung tatsächlicher Verhältnisse in einer Abschirmung eingegangen werden müssen.

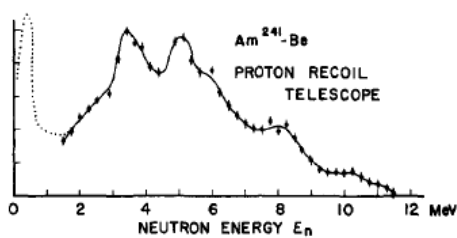
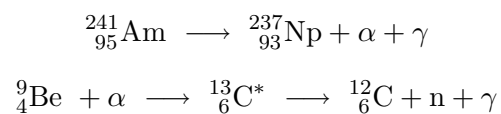


Abbildung 3.3: Gemessenes Neutronenspektrum einer Am-Be-Quelle nach [GH63]

Abbildung 3.3 zeigt die gemessene Verteilung einer Am-Be-Quelle vergleichbarer Eigenschaften ([GH63]) mit einer sichtbaren Häufung im Intervall 3,5–6 MeV und raschem Abfall bis zu einem Endpunkt bei etwa 12 MeV. In diesem Energiebereich findet sich auch die Mehrzahl der durch Myoneinfang in Blei hervorgerufenen Neutronen (vgl. Abschnitt 2.2.2), so dass sich wenigstens ein Teil des real erzeugten Spektrums in diesem Versuch wiederfindet.

Die Rolle des Neutronenemitters nimmt dabei die Komponente Beryllium ein. Auslöser ist eine Kernreaktion mit Alpha-Teilchen, die aus dem Americium-241-Zerfall entspringen:



Dabei werden schnelle Neutronen mit kinetischen Energien zwischen rund 1 bis 12 MeV freigesetzt. Aus Gründen der Durchführbarkeit und des Strahlenschutzes erfolgt der Versuchsaufbau nicht

Neutronenquelle	
Isotop	Am-241–Be
Anfangsaktivität	300 mCi
Halbwertszeit	432 a
Quellstärke	$7,4 \cdot 10^5$ n/s (15.07.1966)

Tabelle 3.1: Kenndaten der eingesetzten Neutronenquelle

im Untergrundlabor, sondern in einem oberirdischen Raum der Strahlenüberwachung des Instituts. Wegen des dort erhöhten Nulleffektes ist der Einsatz einer verhältnismäßig starken Quelle notwendig. Ihre Kenndaten sind in Tabelle 3.1 angegeben.

Absorber

Im Laufe des Experimentes werden verschiedene Absorbermaterialien in den Strahlengang zwischen Quelle und Detektor gebracht und in ihrer Schichtdicke variiert:

- An boriiertem Polyethylen stehen drei Platten der Abmessung 29cm x 51cm x 5cm (Höhe x Breite x Tiefe) sowie eine vierte im Format 21cm x 51cm x 5cm zur Verfügung. Der Gewichtsanteil von Bor beträgt 10%.
- Unboriertes Material kommt in Form von Supralen (Stoff aus der Polymerklasse des Ethylens) in zwei etwas großflächigeren, 8cm tiefen Schichten zum Einsatz.
- Aus Bleiziegeln und einer Stahlplatte mit etwas kleinerer Abmessung als der des boriierten Polyethylens werden abschließend Versuche mit materialwechselnder Schichtabfolge durchgeführt.

Da für die Geometrie des linearen Aufbaus in erster Linie die Dicke und nicht der Inhalt der senkrecht zum Strahlengang durchsetzten Fläche des Absorbers maßgeblich ist, können die aufgeführten Flächendiskrepanzen toleriert werden.

Detektor

In ihrer Eigenschaft als ungeladene Teilchen machen es Neutronen dem Experimentator naturgemäß schwer, ihre Fortbewegung und Verbreitung aufzuzeichnen. Detektionskammern, deren Signalgebung auf unmittelbaren Ionisationsprozessen fußt, sind wegen der fehlenden elektromagnetischen Interaktionsmöglichkeit der Neutronen ungeeignet. Jedoch kann man sich neutroneninduzierte Sekundärprozesse zu Nutze machen, bei denen detektierbare geladene Teilchen oder Photonen freigesetzt werden. Dafür geeignete Kernreaktionen finden unter anderem mit Germanium statt, wo die freiwerdende Energie unmittelbar im umgebenden

Kristall deponiert und ausgelesen werden kann. Die dabei beobachteten Linien im Gammapektrum werden im Folgenden als Neutronenlinien bezeichnet. Man sollte jedoch bedenken, dass diese Namensgebung nicht ganz korrekt ist, weil es nicht die Primärenergie der Neutronen ist, die im Spektrum erscheint. Ungeachtet dieser Tatsache ermöglicht der beschriebene Prozess, auf die Zahl der Neutronen, die von der Quelle ausgehend den Absorber durchdringen und auf den Germaniumkristall treffen, rückzuschließen. Details werden in den Abschnitten zur Versuchsdurchführung und -auswertung beleuchtet.

3.4 Versuchsdurchführung

Im Zeitraum März–Mai 2009 erfolgen Aufbau, Durchführung und Abbau des Experimentes in einem Betriebsraum des Strahlenschutzes. Versorgung des Germanium-Detektors mit Hochspannung sowie Verstärkerelektronik und Datennahme werden durch ein gebündeltes System (*ORTEC DSPEC Pro*) gewährleistet. Dieses verfügt auch über einen integrierten ADC/MCA (Analog to Digital Converter/Multi Channel Analyser) zur Aufnahme des Gammapektrums, welches per USB-Verbindung von einem PC ausgelesen werden kann.

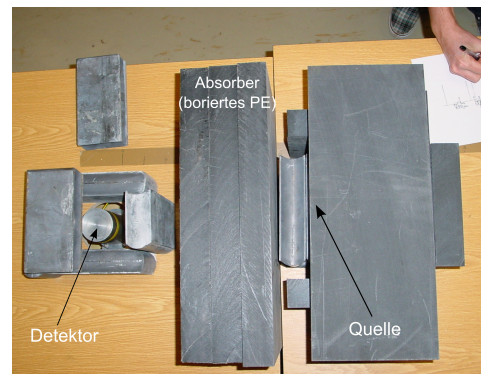


Abbildung 3.4: Aufbau einer Versuchsschaltung

Vor Beginn der Messungen mit Neutronenquelle werden Eichspektren mit Radium/Thorium-Standards zur Energiekalibrierung des Germaniumzählers aufgenommen.

In Abbildung 3.4 ist eine der Versuchskonfigurationen fotografisch festgehalten. Von links nach rechts erkennt man die Detektorkappe des Germaniumzählers (Die während der Messung gänzlich geschlossene Bleiabdeckung ist hier zur Veranschaulichung zum Teil entfernt.), drei Lagen boriertes Polyethylen (PE) sowie – verborgen unter weiteren Lagen PE und Blei – den Depositionsort der Neutronenquelle.

Das Blei um die Detektorkappe erfüllt in erster Linie den Zweck der Abschirmung der aus dem Americium-Zerfall resultierenden Gammastrahlung mit besonders starker Energielinie bei 59,5 keV, welche in einem für den Versuch interessanten Fenster des Spektrums sämtliche Neutronensignale unsichtbar machen würde. Auf den Neutronenfluss selbst hat es aufgrund seiner hohen Massenzahl allerdings kaum Einfluss.

Aufgrund der oberirdischen Konzeption und geringer Abschirmung vor allgegenwärtiger Gamma-Aktivität und kosmischer Höhenstrahlung stellt sich die Diskriminierung von Signal und Untergrund als den die Messgenauigkeit limitierenden Faktor heraus. Voruntersuchungen zeigen, dass unter Einsatz der beschriebenen, starken Neutronenquelle Messdauern von ca. einer Nacht (12–14 Stunden) eine gute Einheit zur ausreichenden Signalerkennung darstellen.

3.5 Auswertungsmethodik

Im Folgenden gilt es zu verstehen, wie aus den aufgenommenen Gammaskpektren Information über die Wirkung der Absorber und Moderatoren auf den Teilchenfluss gewonnen werden kann und wie darüber hinaus eine Unterscheidung zwischen dem Beitrag schneller und thermischer Neutronen möglich ist.

Ein erster Blick auf Abbildung 3.5 enthüllt die typischen Messspektren für eine repräsentative Auswahl von Absorberkonfigurationen im gesamten untersuchten Spektralbereich. Anders als bei Messungen im Low-Level-Labor liegen die erkennbaren Signale (Peaks) auf einem dominanten Untergrund. Zu diesen gehören die wohlbekanntesten Energien aus der e^+e^- -Annihilation bei 511 keV und dem ^{40}K -Zerfall (1460 keV) aber auch unzweifelhafte Indizien für Neutron-Kern-Interaktionen mit den im Versuchsaufbau befindlichen Materialien (Abschirmung aus Blei, Detektorkappe aus Aluminium und der Germaniumkristall selbst). Das Auftreten solcher Neutronenlinien zeichnet sich insbesondere im Vergleich zu einem Untergrundspektrum ohne Neutronenquelle ab. Eine ausgezeichnete und vollständige Sammlung von gemessenen Gammalinien aus inelastischen Neutron-Streuprozessen an den genannten Stoffen ist in [E⁺08] zusammengetragen.

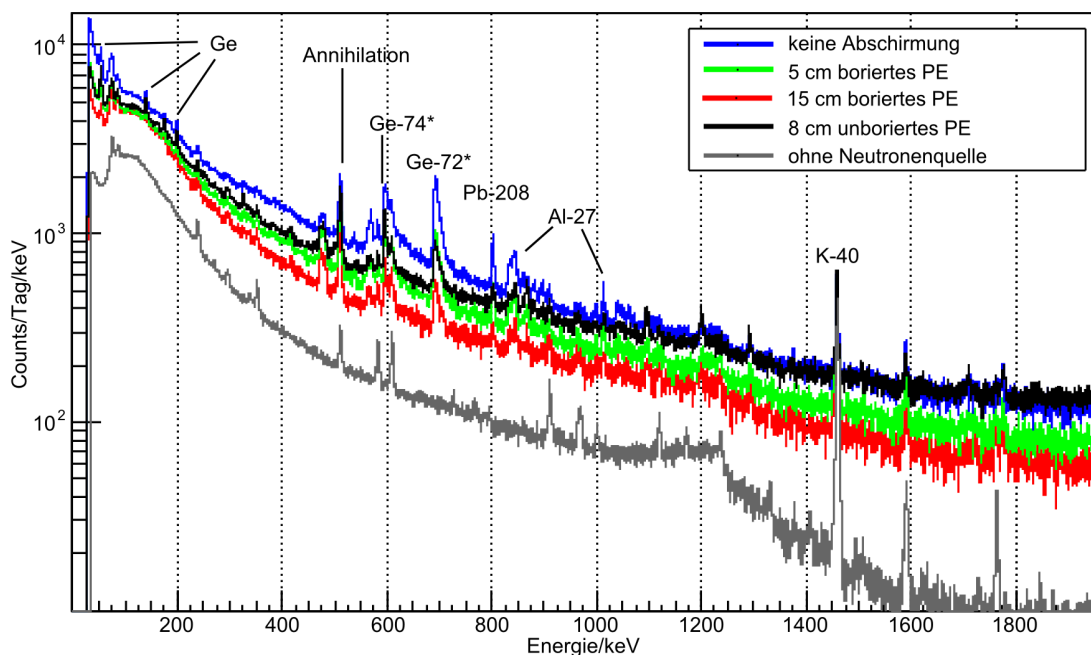


Abbildung 3.5: Gammaskpektren von Messungen mit unterschiedlichen Absorberkonfigurationen im gesamten aufgezeichneten Energiebereich

Demnach stehen im Prinzip eine ganze Reihe von Streureaktionen zum Nachweis von Neutronen zur Verfügung, von denen drei zur tatsächlichen Versuchsauswertung herangezogen werden (Tabelle 3.2).

Energie (keV)	Reaktion	Reaktionsprodukt (Quellisotop)	Wirkungsquerschnitt für th. Neutronen (barn)
53,4	$^{72}\text{Ge}(n, \gamma)$	$^{73\text{m}}\text{Ge}$	0,90
139,5	$^{74}\text{Ge}(n, \gamma)$	$^{75\text{m}}\text{Ge}$	0,28
691,0	$^{72}\text{Ge}(n, n')$	$^{73*}\text{Ge}$	–

Tabelle 3.2: Neutronen-Kern-Prozesse mit freiwerdender γ -Energie, die für die Auswertung analysiert werden; Tabelle nach [Heu93], Wirkungsquerschnitte aus [P⁺95]

Bei den beiden erstgenannten Reaktionen bewirkt der Einfang von *thermischen* Neutronen an ^{72}Ge und ^{74}Ge die Entstehung von metastabilen Kernzuständen $^{73\text{m}}\text{Ge}$ bzw. $^{75\text{m}}\text{Ge}$. In diesen finden anschließend Übergänge zwischen verschiedenen Isomeren (Kernanregungszuständen) unter Aussendung der jeweils angegebenen charakteristischen Gammastrahlung statt. Linien im Gammaspektrum bei diesen Energien lassen demnach auf das Vorhandensein von thermalisierten Neutronen schließen.

Für das Auftreten von Gammaquanten bei 691 keV ist dagegen der Prozess der inelastischen Neutron-Kern-Streuung verantwortlich. Ausgelöst werden kann dieser aus Gründen der Energieerhaltung nur von Neutronen mit kinetischen Energien oberhalb dieser Schwelle, also von schnellen Neutronen. Man findet diese Möglichkeit der Diskriminierung in zahlreichen früheren Veröffentlichungen, darunter in [E⁺08] und [S⁺92]. Die Übersetzung der erläuterten

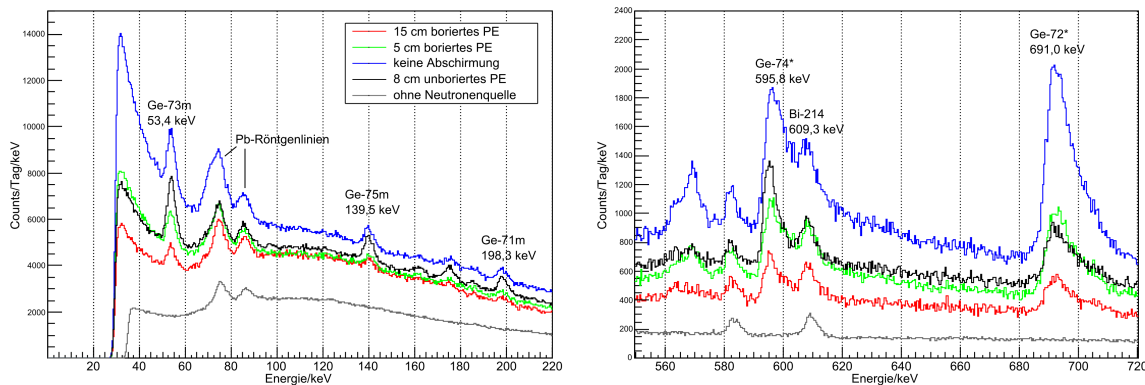


Abbildung 3.6: Teilregionen aus dem Gesamtspektrum, in welchen sich die für die Analyse wichtigen Neutronenlinien befinden

Theorie in messbare Spektren zeigt Abbildung 3.6 in zwei spektralen Fenstern: Links der niederenergetische Teil zwischen 0 und 220 keV mit Linien aus den Einfangreaktionen und rechts ein Ausschnitt, der höherenergetische Gammaenergien aus Streureaktionen zwischen 550 und 720 keV zeigt. Neben der beschriebenen Reaktion an ^{72}Ge entdeckt man eine weitere Linie von ^{74}Ge (mit $E_\gamma \approx 596$ keV), die sich jedoch wegen ihrer Überlappung mit der ^{214}Bi -Linie aus

der natürlichen Zerfallskette von Uran-238 (siehe Anhang C) nicht zur Auswertung anbietet. Qualitativ lässt sich jedoch auch daran An- und Abschwelen von Zählraten mit wechselnder Absorberdicke beobachten und als Plausibilitätscheck für die eigentliche Auswertung zu Nutzen machen.

Die Schwierigkeit im Auswertungsverfahren besteht nun in einer verlässlichen Bestimmung der Peakintegrale und insbesondere deren Separation vom merklichen Nulleffekt. Für die beiden untersuchten Energieregionen kommen nachfolgende, unterschiedliche Analysemethoden zum Einsatz:

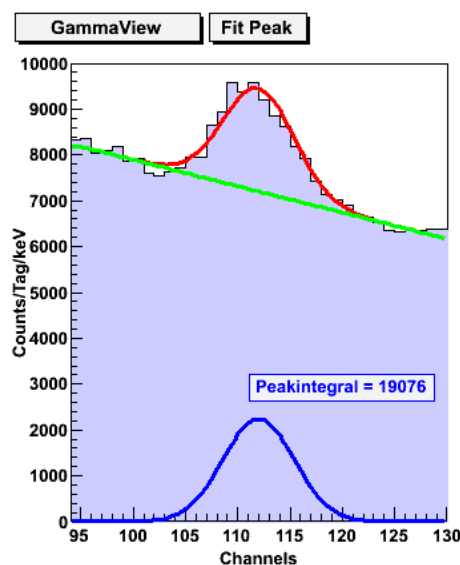
a) Niedere Energien

Wie aus den Abbildungen 3.6 und 3.7 hervorgeht, wird die Auswertung der Spektrallinien bei niederen Energien durch einen steil über die Breite des Signals abfallenden Untergrundbeitrag erschwert. Die konventionelle Methode der Signalauslese (vergleiche Abschnitt 6.3.2) zeigt sich hierbei einer Fitroutine unterlegen: Diese bietet den Vorteil, die Form des Nulleffektes unter dem als gaußförmig angenommenen Peak als nicht konstant zu deklarieren und damit den tatsächlichen Verlauf besser anzunähern.

Um die Möglichkeit zu gewährleisten, Signalfits routinemäßig und bequem durchzuführen, wird das Programm GAMMAVIEW (siehe 6.3.5) um eine solche Funktion erweitert. Der implementierte funktionale Ansatz wird als Summe von Gaußfunktion und linear abfallendem Nulleffekt angenommen:

$$\begin{aligned} \text{Fit}(x; \text{Parameter}) &= \text{Gauss}(x; \mathcal{A}, \mu, \sigma) + \text{Gerade}(x; \mathcal{C}, \mathcal{S}, x_s) \\ &= \mathcal{A} \cdot \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) + \mathcal{S} \cdot (x - x_s) + \mathcal{C} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Abbildung 3.7: Beispielhafte Illustration des Signalfits anhand des Peaks bei 53,4 keV; Bestandteil von GAMMAVIEW (6.3.5)



Die Mittellage μ sowie der Startpunkt des linearen Untergrundabstiegs x_s werden dabei als Eingabeparameter festgehalten. Die übrigen Kenngrößen wie die Amplitude \mathcal{A} , Peakbreite σ , Sockelhöhe \mathcal{C} und Geradensteigung \mathcal{S} werden zur Variation freigegeben. Für die eigentliche Minimierungsroutine wird auf bereits vorhandene Funktionen aus der ROOT-Umgebung zurückgegriffen.

In der Abbildung links (3.7) sind die Summenfunktion $\text{Fit}(x; \text{Parameter})$ in Rot sowie deren Einzelbeiträge *Gauss* (blau) und *Gerade* (grün) hervorgehoben.

Schließlich verbleibt das Problem einer aussagekräftigen Fehlerbestimmung. Hierzu wird für jedes Signal

nicht nur ein einzelner Fit, sondern eine ganze Reihe mit leicht variierenden Parametern Mittelage (μ) und Startposition (x_s) durchgeführt. Die auftretende (Standard-)Abweichung in den jeweils resultierenden Peakflächen wird aufgezeichnet und als Fehlermaß für die Messung angenommen. Der Fehler aus dieser Variation erweist sich größer als er sich aus einfacher Zählstatistik (\sqrt{N} -Gesetz) ergäbe.

b) Peak bei 691keV

Völlig verschieden zeichnet sich die Situation für die Auswertung der Linie aus dem inelastischen Stoßprozess. Hier dominiert das Signal den über seine Breite als konstant annehmbaren Untergrund sichtlich, weist jedoch eine auffällige Asymmetrie auf. Diese erklärt sich dadurch, dass neben der Gammaenergie aus dem Kernabregungsprozess auch ein Teil der kinetischen Energie aus dem Kernrückstoß in zählbare Elektron-Loch-Paare umgesetzt wird. Geschehen beide Ereignisse innerhalb desselben Zeitfensters bezüglich der Ladungsträgerereinsammlung, addieren sich beide Energien im Spektrum und weiten die Signalbreite an der höherenergetischen Kante auf ([BK74]). Infolge der ungewöhnlichen Signalform wird auf eine Auswertung via Fitroutine zugunsten der klassischen Zählmethode innerhalb klar definierter Grenzen (ROI's – regions of interest) verzichtet. Es muss allerdings beachtet werden, diese Regionen weit genug abzustecken, um auch die asymmetrische Flanke abzudecken.

3.6 Darstellung und Interpretation der Ergebnisse

Werfen wir in diesem Abschnitt einen Blick auf die experimentellen Resultate. Von eher geringem Interesse sind dabei die absoluten Zählraten (Ereignisse pro Tag), die aus der Auswertung der vorangehend erläuterten Linien bei verschiedenen Absorberkonfigurationen ermittelt wurden. Der Vollständigkeit halber sind sie jedoch im Anhang A aufzufinden. Viel aufschlussreicher lesen sich die Ergebnisse, wenn die absoluten Flussraten auf diejenigen ohne Abschirm- oder Absorbermaterialien im Strahlengang zwischen Quelle und Detektor normiert werden. (Die Bleiabschirmungen um die Detektorkappe und den Ort der Quelle sind jedoch auch in der Referenzmessung *nicht* entfernt worden.) Im Folgenden wird der gemessene Neutronenfluss (sprich: die Qualität der Absorption) also stets in Bezug zum „blanken“ Versuchsaufbau gesetzt und damit zu einer dimensionslosen Größe (Tabelle 3.3).

Versuche mit einheitlichen Schichtmaterialien

Man konzentriere sich zunächst auf die obere Hälfte der Tabelle 3.3 (Erläuterungen zur unteren folgen etwas später). Hier sind die Messreihen mit variierenden Schichtdicken von boriiertem Polyethylen (Zeilen 2–5) und unboriiertem Supralen (6 und 7) aufgeführt. Da diese Resultate für die weitere Diskussion eine wesentliche Rolle spielen, werden die Messreihen in getrennten Diagrammen grafisch veranschaulicht (Abb. 3.8). Die gezeichneten Kurven stellen dabei eine stetig differenzierbare Verbindung (*cubic splines*) zwischen den Messpunkten her

Nummer	Abschirmung	Relativer Gesamtfluss	Relativer Anteil moderierter Neutr.	Relativer Anteil schneller Neutr.
N09	keine	$1,00 \pm 0,02$	$1,00 \pm 0,05$	$1,00 \pm 0,01$
N14	5 cm PE+B	$0,50 \pm 0,01$	$0,58 \pm 0,03$	$0,43 \pm 0,01$
N15	10 cm PE+B	$0,32 \pm 0,01$	$0,42 \pm 0,02$	$0,24 \pm 0,01$
N10	15 cm PE+B	$0,26 \pm 0,01$	$0,37 \pm 0,02$	$0,17 \pm 0,01$
N17	20 cm PE+B	$0,18 \pm 0,01$	$0,28 \pm 0,01$	$0,10 \pm 0,01$
N18	8 cm PE	$0,70 \pm 0,02$	$1,21 \pm 0,06$	$0,30 \pm 0,01$
N12	16 cm PE	$0,45 \pm 0,02$	$0,79 \pm 0,04$	$0,17 \pm 0,01$
N16	PE-Pb-PE (15 cm)	$0,28 \pm 0,01$	$0,39 \pm 0,02$	$0,18 \pm 0,01$
N19	PE-Fe-PE (15 cm)	$0,25 \pm 0,01$	$0,36 \pm 0,02$	$0,16 \pm 0,01$
N20	5 cm $(PE + B)_{inv}$	$0,56 \pm 0,02$	$0,63 \pm 0,03$	$0,50 \pm 0,01$
N21	5 cm $(PE + B)_{inv}$	$0,33 \pm 0,01$	$0,42 \pm 0,03$	$0,26 \pm 0,01$
N22	15 cm $(PE + B)_{inv}$	$0,25 \pm 0,01$	$0,35 \pm 0,02$	$0,17 \pm 0,01$

Tabelle 3.3: Relativer Neutronenfluss für verschiedene Absorberkonfigurationen: Polyethylen(PE),boriertes Polyethylen (PE+B), Blei(Pb) und Stahl (Fe);

und dienen damit zunächst mehr der Anschauung als der Wiedergabe einer bekannten physikalischen Gesetzmäßigkeit (wie es bei einer Fitfunktion der Fall wäre).

In beiden Diagrammen (Abb. 3.8) repräsentiert die blaue Kurve den relativen Gesamtfluss, die grüne den relativen Fluss der moderierten Neutronen und die rote den der schnellen. Schon ein flüchtiger Vergleich beider Verläufe demonstriert den Einfluss der Bor-Beimengung als Absorber moderierter Neutronen: Die Reduktion der schnellen Neutronen ist in beiden Fällen nahezu identisch, wohingegen sich bei den langsamen ein drastischer Unterschied abzeichnet. Im Falle des unborierten Supralens steigt bei einer Moderatorstärke von 8 cm der Fluss gegenüber der „Nullabschirmung“ auf das ca. 1,2-fache an! Schnelle Neutronen werden folglich abgebremst und landen dann vermehrt als moderierte im Germanium-Detektor. Ein ähnlicher Effekt lässt sich am Beispiel des borierten Polyethylens jedoch nicht beobachten. Hier fällt die Rate monoton mit der Materialstärke ab. Die verlangsamten Neutronen werden effektiv durch das Bor eingefangen und gelangen daher nicht mit erhöhter Rate in den Detektorkristall.

Mit diesem Verständnis lässt sich der Kurvenverlauf im für die Untersuchungen wichtigeren Fall des borierten PE (oberes Diagramm) interpretieren. Bis zu einer Absorberstärke von rund 7,5 cm findet man einen raschen Abfall auf weniger als die Hälfte der Referenzrate, der sich bis zur gemessenen Dicke von 20 cm in allen drei Fällen gebremst fortsetzt. Dass die Unterdrückung der moderierten Neutronen nicht wie nach einer ersten Vermutung deutlicher ausfällt, liegt an der Überlagerung bereits erwähnter Phänomene: Absorption durch Bor (welche naturgemäß einem exponentiellen Abfall folgen sollte) aber andererseits auch Moderation schneller Teilchen und deren Umwandlung in langsame.

Wichtig zur Beantwortung der eingangs des Kapitels gestellten Fragen ist die Abschätzung einer mittleren Überlebenslänge λ von Neutronen beim Durchfluss durch einen borierten,

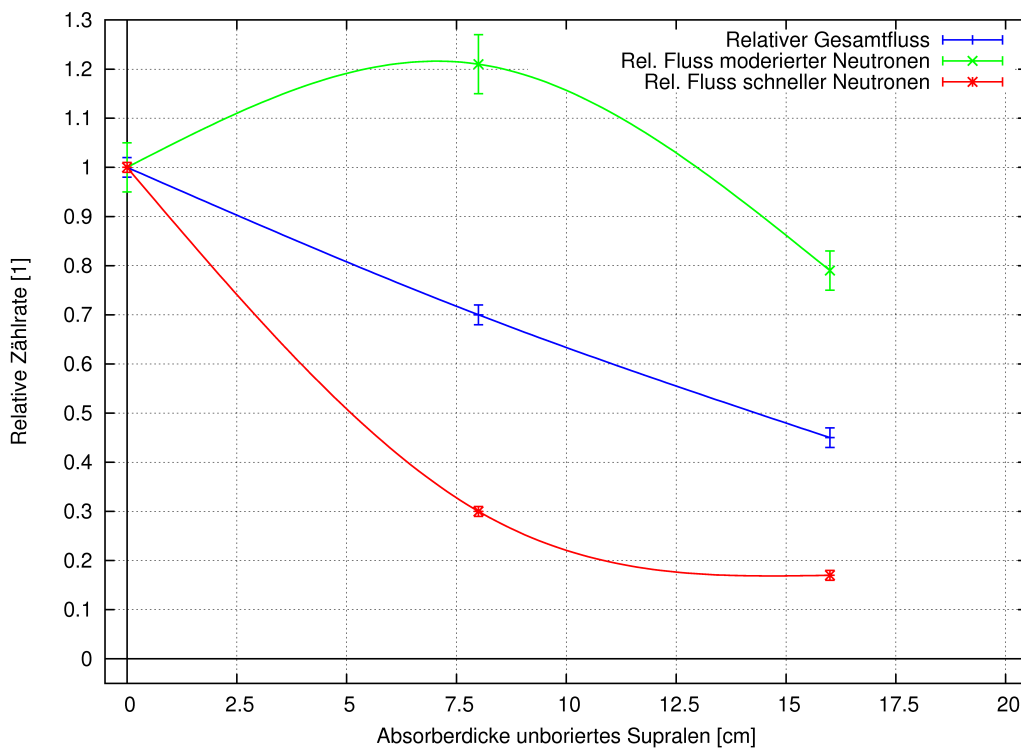
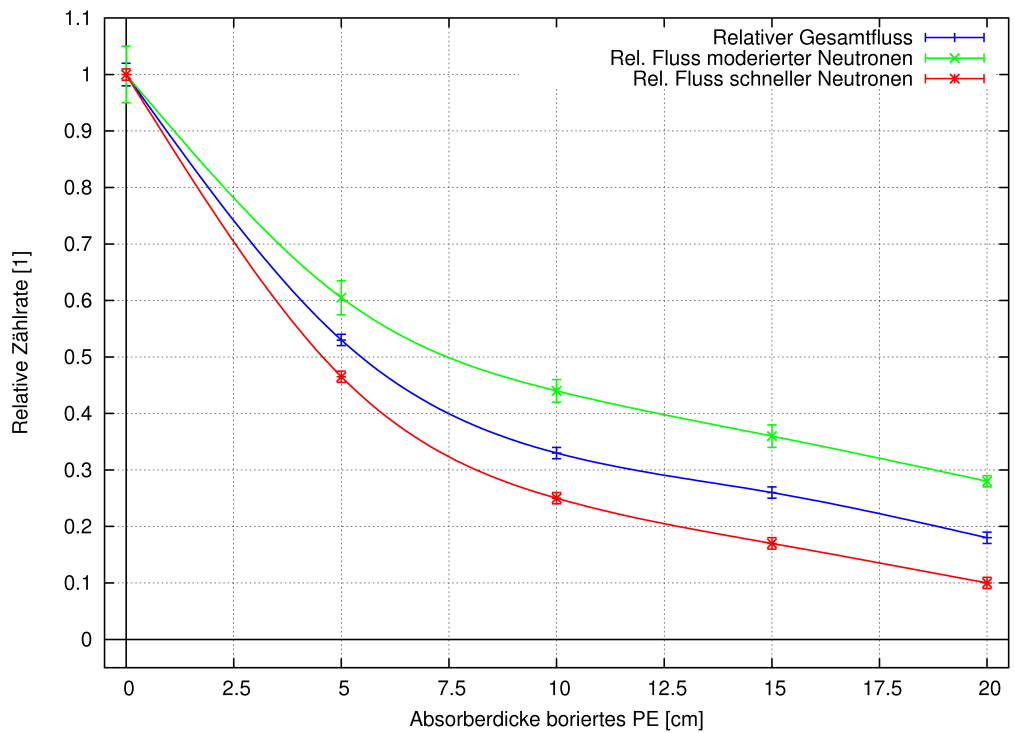


Abbildung 3.8: Reduktion des Neutronenfluss mit variierender Schichtdicke von boriiertem Polyethylen (oberes Diagramm) und unboriiertes Supralen (unteres Diagramm)

leichten Moderator. Diese soll mit der Datenreihe des relativen Gesamtflusses (blaue Kurve) gelingen. Dafür gilt es jedoch zu klären, welche Gesetzmäßigkeit die Messwerte überhaupt geeignet beschreibt.

Wäre der Versuchsaufbau ideal und würden tatsächliche *alle* von der Quelle emittierten Neutronen vor ihrer Detektion das Moderatormaterial möglichst senkrecht mit derselben Weglänge durchkreuzen, so würden in einem charakteristischen Wegabschnitt dx für langsame und schnelle Teilchen Einfang- bzw. Streuwechselwirkungen stattfinden. Die Änderung des Flusses wäre dann proportional zum Eingangsfluss und Wegstück dx ($dN \propto -N \cdot dx$) und es genüge ein einfacher Exponentialansatz

$$N(x) = A \cdot e^{-\frac{x}{\lambda_1}} \quad (3.6)$$

zur Abschätzung des Flusses nach Absorberdicke x bei mittlerer Weglänge λ_1 .

Nun bedarf es gar nicht des Beweises in Abb. 3.9, um zu erkennen, dass die Hypothese (3.6) nur unzureichend auf das Messergebnis (blaue Diagrammpunkte) zutrifft (man betrachte die rote Fitkurve in genannter Abbildung und deren doch deutliche Abweichung von den Messpunkten). Ohnehin ist klar, dass der lineare Versuchsaufbau nur eine Annäherung an dieses Ideal darstellt. Dies liegt an den Neutronen, die – unter anderem von den Wänden und anderen Hindernissen zurückgestreut – den Detektor erreichen und auf ihrem Weg keinen Absorber oder diesen nur teilweise durchdrungen haben.

Die sich anschließende Frage lautet: Kann unter Berücksichtigung des beschriebenen Störeffektes eine bessere Charakterisierung der Messwerte und daraus schließlich eine aussagekräftigere Bestimmung der Absorptionslänge λ gefunden werden?

Folgender einfacher Ansatz wendet sich dieser Aufgabe zu:

$$\mathcal{N}(x) = \frac{C \cdot e^{-\frac{x}{\lambda_2}} + B}{C + B} \quad (3.7)$$

In diesem verbirgt sich die Annahme, dass ein gewisser Bruchteil $B/(B + C)$ ohne Wechselwirkung mit den aufgebauten Absorberschichten das Detektorvolumen erreicht und der komplementäre Anteil $C/(C + B)$ Absorption gemäß des in Gleichung 3.6 formulierten Exponentialgesetzes erfährt. Dieser im Diagramm 3.9 in Grün dargestellte Ansatz passt sich den experimentellen Gegebenheiten sichtbar besser an und deutet auf eine zufriedenstellende Beschreibung des beobachteten Resultates hin.

Für beide Varianten ergeben sich nach Durchführung der Minimierungsverfahren nachstehende Fitparameter: Nicht nur der optische Eindruck, sondern auch die merklich geringere χ^2 -Abweichung für Variante 2 legen nahe, dass die Wirklichkeit durch dieses Modell besser angenähert wird als durch die erste Annahme. Diese Erkenntnis führt zu der Schlussfolgerung, dass die tatsächliche Absorptionslänge für den Teil der Neutronen, die den Moderator auch tatsächlich durchschritten haben, vielmehr durch λ_2 als durch λ_1 widerspiegelt wird. In einer idealen, nach allen Seiten wirksamen Abdeckung und isotroper Einstrahlung von Neutronen wäre die kürzere Länge λ_2 maßgeblich. In einer solchen Konfiguration fiel der Neutronenfluss durch mit 10% boriiertem Polyethylen bereits nach $\lambda_2 \cdot \log 2 = 4,3$ cm näherungsweise auf die Hälfte ab.

Variante 1: $N(x)$		Variante 2: $\mathcal{N}(x)$	
A	1,0	B	0,3
λ_1	$(9,7 \pm 0,8)$ cm	C	1,5
χ^2	25,5	λ_2	$(6,2 \pm 0,6)$ cm
		χ^2	4,1

Tabelle 3.4: Vergleich der im Text erläuterten Modelle zur Beschreibung der Neutronenreduktion; links: Variante 1 (rote Kurve in Abb. 3.9); rechts: Variante 2 (grüne Kurve)

Außerdem entnimmt man der Parametrisierung, dass der Anteil der von der Abschirmung unbehelligten Neutronen $B/(B + C)$ mit rund 17 % realistisch erscheint.

Wenngleich die aufgestellte Hypothese eine vernünftig erscheinende Näherung an die Daten erbringt, so ist ein guter Fit natürlich kein Beweis dafür, dass sie die einzig richtige Erklärung für das Phänomen darstellt.

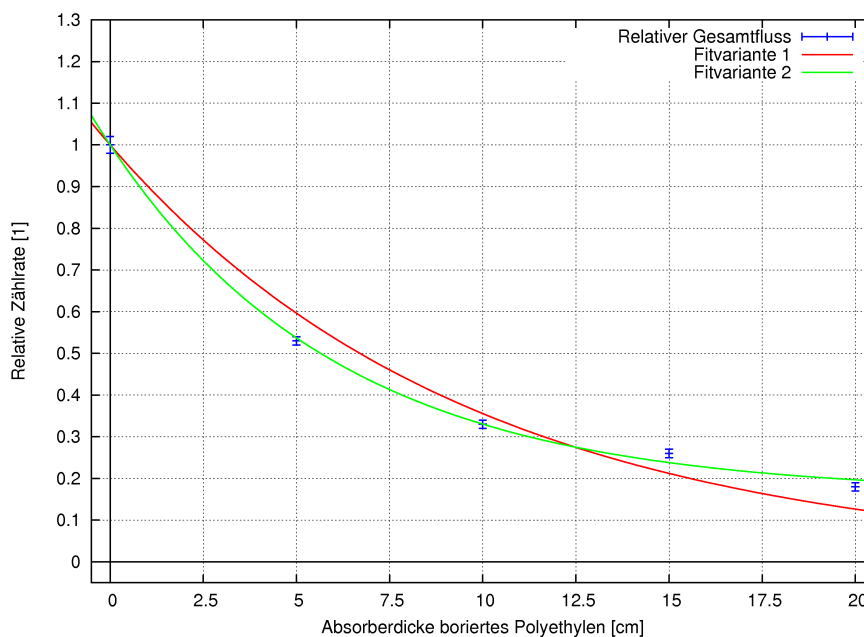


Abbildung 3.9: Vergleich zweier Fitvarianten mit den Messdaten des relativen Gesamtflusses

Versuche mit wechselnden Schichten

In den anschließenden Versuchsdurchläufen N16 und N19 wird eine materialwechselnde Schichtenfolge in den Strahlengang eingebracht, um die Verhältnisse innerhalb der geplanten Detektorabschirmung nachzustellen. In der Abfolge PE–Blei/Stahl–PE beträgt die gesamte Schild-

dicke in beiden Fällen 15 cm, weshalb auch die Resultate mit den Ergebnissen reiner PE-Abschirmung dieser Dicke zu vergleichen sind. Zur Verdeutlichung sei nachfolgend an die entsprechenden Messwerte aus Tabelle 3.3 erinnert:

Nummer	Abschirmung	Relativer Gesamtfluss	Relativer Anteil moderierter Neutr.	Relativer Anteil schneller Neutr.
N10	PE+B (15 cm)	$0,26 \pm 0,01$	$0,37 \pm 0,02$	$0,17 \pm 0,01$
N16	PE-Pb-PE (15 cm)	$0,28 \pm 0,01$	$0,39 \pm 0,02$	$0,18 \pm 0,01$
N19	PE-Fe-PE (15 cm)	$0,25 \pm 0,01$	$0,36 \pm 0,02$	$0,16 \pm 0,01$

Es stellt sich heraus, dass durch einen schweren Absorber in Mittelposition ein mit reinem Polyethylen vergleichbares Unterdrückungsvermögen erzielt werden kann. Offenbar werden insbesondere verlangsamte Neutronen effektiv aus ihrer Einfallsbahn (der direkten Quelle-Detektor-Verbindungsline) durch die schweren Barrierenkerne herausgestreut. Mit Stahl gelingt dies sogar tendenziell erfolgreicher als mit Blei. Dieses Ergebnis ist insofern von Bedeutung, als dass es eine Bestätigung des intuitiv bevorzugten *Sampling-Designs* (Schichtwechsel-Aufbau) für die geplante GIOVE-Abschirmung darstellt.

Kontrollmessungen

Wie aus Abb. 3.2 zu entnehmen ist, beträgt der über die gesamte Versuchszeit konstant gehaltene Abstand zwischen Quelle und Detektor 45 cm. Die effektiv zur Verfügung stehende Lücke von rund 20 cm (vergleiche Foto 3.4) wird jedoch nur von der Versuchskonfiguration mit vier Absorberplatten Polyethylen ausgefüllt. In allen anderen Fällen werden die Absorber ausgehend von der Detektorseite in ihrer Dicke erweitert. In einer abschließenden Versuchsreihe soll deshalb kontrolliert werden, ob die gemessenen Flussraten von dieser absoluten Positionierung merklich abhängen. Dazu werden die Messungen mit boriiertem Polyethylen wiederholt – diesmal jedoch mit der ersten Platte beginnend auf der der Quelle zugewandten Seite. Geringe Abweichungen von den Ursprungsmessungen außerhalb des experimentellen Fehlerrahmens finden sich hierbei lediglich beim Aufbau von nur einer Absorberschicht (5 cm). Der gemessene Neutronenfluss liegt erwartungsgemäß etwas höher, was durch den kleineren Raumwinkel, der den Neutronen zum Vorbeifliegen am Moderator zur Verfügung steht, zu erklären ist. In den Diagrammen 3.8 sowie für den Kurvenfit in Abb. 3.9 wird deshalb für den Datenpunkt bei $x = 5$ cm der Mittelwert aus ursprünglicher und invertierter Kontrollmessung herangezogen. Für alle übrigen Absorberdicken sind die Unterschiede vernachlässigbar und damit eine Bestätigung der anfänglichen Resultate. Jedoch sollte man bedenken, dass durch Unterschiede in der absoluten Positionierung eine systematische Fehlerquelle hinzutritt, die quantitativ jedoch nicht einfach zu erfassen ist und in der Zusammenstellung der Messergebnisse in Tabelle 3.3 auch nicht zum Tragen kommt.

3.7 Bewertung der Ergebnisse

Den anfänglich formulierten Fragen steht man nach Abschluss des Versuches nicht mehr ahnungslos gegenüber. Dennoch soll an dieser Stelle nochmals betont werden, dass die durchgeführten Messungen nicht als perfekte Nachstellung der wahren Gegebenheiten in einer realen Detektorabschirmung verstanden werden dürfen. Sie liefern jedoch hilfreiche Einblicke und Informationen für den geplanten Aufbau von GIOVE.

Jede zusätzliche Materialschicht im Kern der geplanten Detektorabschirmung wirkt sich in einem überproportionalen Zuwachs der äußeren Mantelschichten aus teuren oder schweren Materialien (Blei, äußeres Szintillator-Veto, Stahlrahmen usw.) aus. Daher ist die Dicke des einzubringenden Polyethylens in puncto Wirtschaftlichkeit und Statik von großer Bedeutung. Das Experiment lässt erwarten, dass bereits mit insgesamt 10 cm dickem, borierten Polyethylen eine Neutronenflussreduktion von mehr als 75 % erreicht werden kann. Die aus den experimentellen Daten und der Modellannahme in Gleichung 3.7 extrahierte Halbwertslänge in Polyethylen mit 10 % Gewichtsanteil Bor beträgt $\lambda_{eff} = (4,3 \pm 0,4)$ cm. Um hingegen vergleichbare Neutronenunterdrückung durch reines Moderator material zu erzielen, ist fast die dreifache Schichtdicke erforderlich (man betrachte die Interpolation der relativen Flussrate an Supralen, Abbildung 3.8, unten).

Zieht man die Resultate aus dem Versuch mit wechselnden Schichten hinzu, könnte der Unterdrückungsfaktor von boriertem PE durch ein Sampling-Design (Aufbau mit abwechselnden Schichtlagen) sogar noch weiter gesteigert werden. Diese Erkenntnisse legen die Empfehlung nahe, sich mit zwei Lagen boriertem Polyethylen im Inneren zufrieden zu geben.

Ein weiterer Punkt muss jedoch beachtet werden: Das Ziel ist letztlich eine Reduzierung des gesamten Gamma-Untergrundes im Energiebereich des Germaniumzählers. Der Einsatz von boriertem Polyethylen ist daher nur sinnvoll, wenn das verwendete Material entweder höchsten Reinheitsanforderungen genügt oder hinlänglich vom Kristallvolumen abgeschirmt ist. Dieser Frage wird sich im Kapitel über Materialuntersuchungen (6.4) am Ende der Arbeit zugewandt.

Die beobachteten Effekte spiegeln sich auch in aktuellen Monte-Carlo-Simulationen, wie beispielsweise durchgeführt von [S⁺07], qualitativ wider. Darin wird die Verminderung der Flussrate, ausgehend von einem Neutronenspektrum wie es im Untergrundlabor LNGS vorherrscht, an verschiedenen Moderator- und Absorbermaterialien untersucht. Die Wirksamkeit von Neutronenabsorbern gegenüber reinen Moderatoren wie Wasser oder PE tritt klar hervor. Die Autoren stellen in ihren Simulationen jedoch auch fest, dass Polyethylen in Verbindung mit dem Absorber Lithium eine noch effektivere Flussreduktion als mit Bor erbringt.

Neutronenabschirmung in realer Detektorumgebung

Im Unterschied zum vorangegangenen Kapitel soll nun untersucht werden, ob eine effektive Neutronenflussreduktion durch boriiertes Polyethylen auch in einem realen Detektoraufbau zu verwirklichen ist. Zudem soll der Frage nachgegangen werden, welche Schichtabfolge sich im Hinblick auf die Gesamtreduktion des Gamma-Untergrundes im abzuschirmenden Germaniumspektrometer als optimal erweist.

4.1 Versuchsidee

Die Entscheidung fällt für eine experimentelle Herangehensweise an obige Fragestellungen. Wie aus der Einleitung zu dieser Arbeit bekannt, entspringt der Neutronenuntergrund in der gegebenen Tiefe des Low-Level-Labors hauptsächlich aus myoninduzierten Reaktionen mit der Detektorabschirmung. Es soll untersucht werden, wie sich die Rate der Neutronen, die auf diese Weise erzeugt werden und in die Detektionskammer gelangen, mit dem Einbringen von boriiertem Polyethylen verändert. Hierbei sollen die Schichtabfolge von Blei und Polyethylen in mehreren Versuchsläufen variiert und Neutronensignale von einem Germaniumzähler aufgezeichnet werden.

4.2 Aufbau des Versuchs

Im Low-Level-Labor des Instituts kann auf einen bereits bestehenden Aufbau zurückgegriffen werden. Es handelt sich dabei um eine „Bleiburg“-Abschirmung aus mindestens 15 cm dicken Bleiziegelwänden und vier inneren Szintillatorplatten, die eine geräumige Probenkammer umschließen. Die Bleikonstruktion wird von einem inneren Stahlrahmen getragen, die darunter folgenden Szintillatoren sind von Kupfergehäusen umschlossen. Der Aufbau ist in Abbildung 4.1 veranschaulicht.

In diese Abschirmung wird ein Germanium-Detektor¹ eingebracht. Anschließend werden die

¹Der Detektor ist eine Leihgabe von Matthias Laubenstein, LNGS, für die ich mich herzlich bedanke.

Kammeröffnungen versiegelt, um nach Bereitstellung einer Stickstoffzuleitung eine Durchspülung der Kammer zu ermöglichen und radonhaltige Umgebungsluft aus dem inneren Volumen zu verdrängen. Schließlich wurde das eingebaute, jedoch lange unbenutzte Vetosystem wieder in Betrieb genommen.

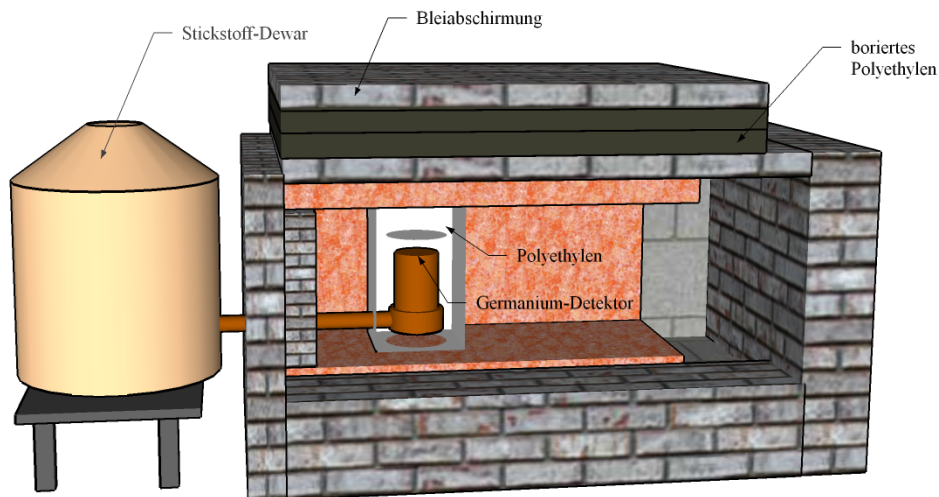


Abbildung 4.1: Versuchsaufbau zur Messung des Neutronenflusses in Abhängigkeit der gewählten Absorberkonfiguration auf der Oberseite des Aufbaus

Mit den genannten Maßnahmen soll der kontinuierliche Untergrund im Gammaspektrum so weit reduziert werden, dass neutroneninduzierte Signale sichtbar werden.

4.3 Messprinzip

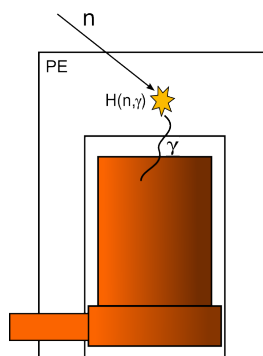


Abbildung 4.2: Neutronennachweis mit reinem PE

Anders als bei den Detektoren BRUNO und CORRADO ist die erzielbare Untergrundreduktion nicht ausreichend, um $Ge(n,\gamma)$ -Reaktionslinien im aufgenommenen Spektrum direkt zu beobachten. Um den Fluss eindringender Neutronen sichtbar zu machen, wird die Detektorkappe in einen zurechtgeschnittenen Block reinen Polyethylens eingefasst, in dem H-Atome in hoher Konzentration enthalten sind. Über die bereits in Kapitel 3 erläuterte ${}^1\text{H}(n,\gamma)$ -Reaktion (Glg. 3.3) wird der Neutronenfluss aus der resultierenden Anzahl entsandter Gammaquanten mit $E_\gamma = 2223 \text{ keV}$ abgeschätzt. Diese Messung wird für verschiedene Konfigurationen von Blei- und Polyethylenschichten (boriert) auf der Oberseite des Aufbaus durchgeführt. Die erforderliche Messzeit zum Erreichen ausreichender Zählstatistik im Peak bei 2223 keV beträgt typischerweise 4–5 Tage.

Die Messspektren werden parallel mit zwei verschiedenen Systemen aufgezeichnet: Die für das Low-Level-Labor übliche Signalverarbeitungskette über analogen Hauptverstärker und ADC/MCA mit Antikoinzidenz-Signaleingang nimmt Daten mit aktivem Myonveto auf, wohingegen das bereits in 3.4 eingesetzte ORTEC-System Kontrolldaten ohne Vetoüberücksichtigung aufzeichnet.

4.4 Versuchsdurchführung und Auswertung

Abbildung 4.4 fasst die untersuchten Schichtabfolgen auf der Oberseite der Bleiburg zusammen. Jede Lage besitzt eine Dicke von 5 cm. Das boriierte Polyethylen steht als Platten von ca. 1 m² Grundfläche zur Verfügung und überdeckt die Bleiburg daher nicht in ihrer gesamten Länge, wohl aber in der Breite (siehe Abb. 4.1). Die Bleilagen sind aus Ziegeln zusammengesetzt. Die aufsummierte Bleidicke beträgt in jeder getesteten Konfiguration 15 cm, um die Vergleichbarkeit der Messreihen zu gewährleisten. Die gewonnenen Spektren, normiert auf Zählrate pro Tag, sind in der folgenden Abbildung 4.3 für beide Datennahmesysteme aufgetragen. In Tabelle 4.1 auf der folgenden Seite sind die gemessenen, untergrundkorrigierten

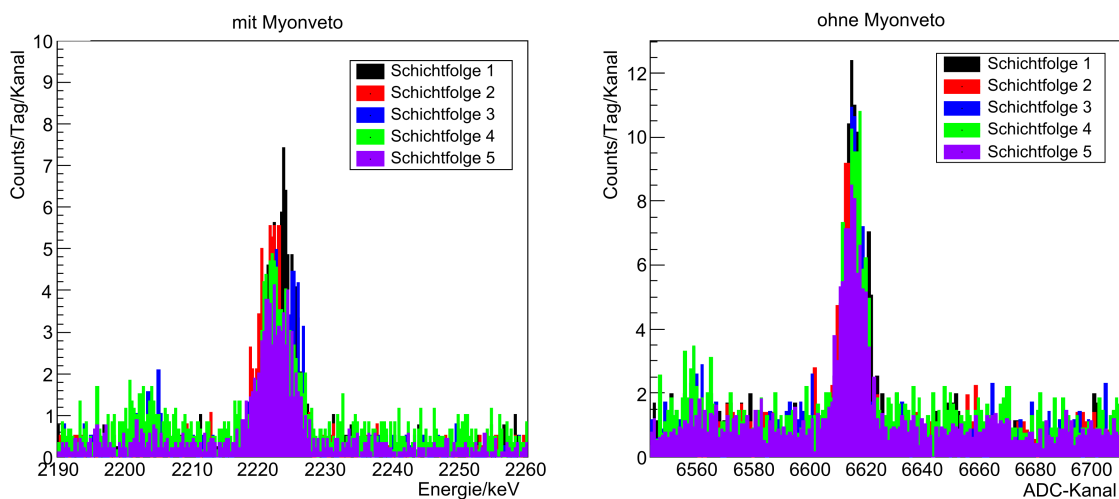


Abbildung 4.3: Gammalinien bei 2223 keV aller untersuchten Schichtabfolgen; links: Datennahme mit Veto; rechts: Datennahme ohne Veto

Zählraten im Gamma-Peak bei 2223 keV für die verschiedenen Abschirmkonfigurationen 1–5 quantitativ aufgeführt, wobei die Resultate für beide Datennahmesysteme getrennt angegeben werden. Sie stellen ein (relatives) Maß für die Zahl der Neutronen dar, die in Detektornähe gelangen.

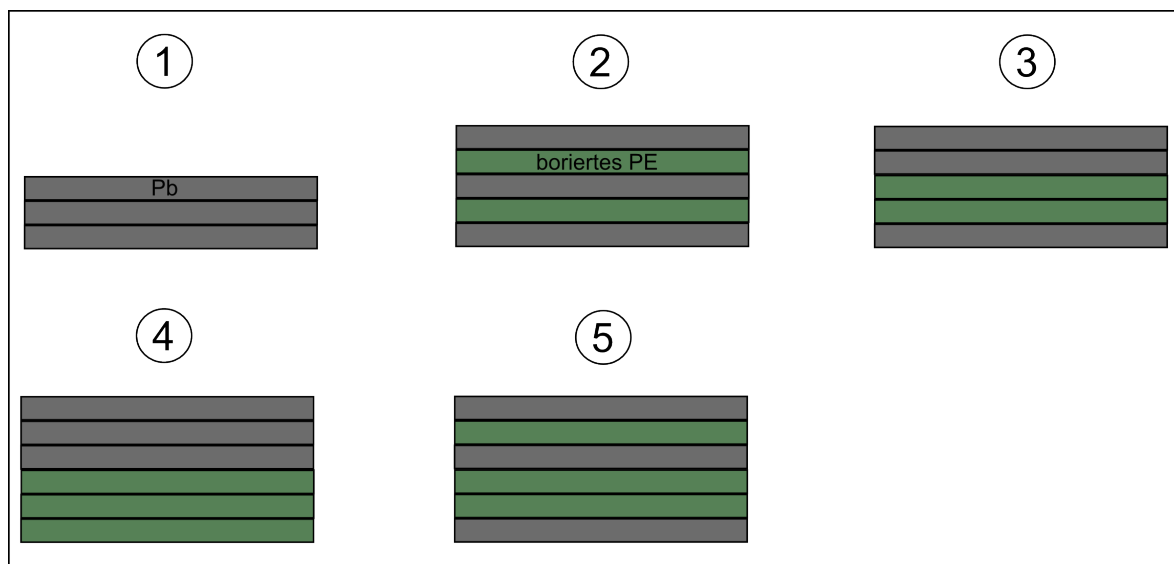


Abbildung 4.4: Untersuchte Schichtabfolgen von Blei (grau) und borierterem PE (dunkelgrün) auf der Oberseite der Bleiburg

Peakfläche bei 2223 keV Abfolge Nr.	mit Myonveto		ohne Myonveto	
	Counts/Tag	%	Counts/Tag	%
1	79 ± 5	100	90 ± 6	100
2	63 ± 4	80 ± 7	68 ± 4	75 ± 7
3	63 ± 4	80 ± 7	67 ± 4	74 ± 7
4	60 ± 3	75 ± 6	69 ± 4	77 ± 7
5	58 ± 3	73 ± 6	68 ± 3	75 ± 6

Tabelle 4.1: Peakfläche absolut und relativ (gemessen an reiner Pb-Abfolge Nr. 1) für beide verwendete Datennahmesysteme

4.5 Interpretation der Resultate

Zunächst stellt man fest, dass die Zählraten bei Messung ohne Antikoinzidenzschaltung grundsätzlich höher ausfallen als bei eingeschaltetem Veto. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die von Neutronen induzierten Signale noch zum Teil innerhalb des Zeitfensters des Myonvetos (ca. $30 \mu\text{s}$) auftreten.

Ohnehin sind die absoluten Zählraten nicht von besonderem Interesse, sondern vielmehr der Vergleich mit der Referenzkonfiguration 1 als reine Bleiabdeckung ohne Neutronenabsorber. Hier zeigen sich die Verhältnisse zwischen beiden Messverfahren innerhalb der Fehlergrenzen konsistent.

Es zeigt sich, dass das Einbringen der Lagen borierten Polyethylens eine Reduktion der messbaren Neutronensignale um rund 25% gegenüber der Referenz bewirkt. Diese Unterdrückung ist auf den ersten Blick unabhängig von der Anzahl der eingebrachten Schichten sowie deren Anordnung. Eine Verminderung durch die dritte Lage boriertes PE ist nur von geringfügiger Wirkung. Dieses Resultat scheint im Einklang mit der ermittelten Halbwertslänge aus Kapitel 3 zu liegen. Demnach wäre der Neutronenfluss nach 2 Lagen (10 cm) bereits auf weniger als ein Viertel abgeklungen und brächte eine weitere Schicht im Rahmen der Messgenauigkeit keine Verbesserung mehr. Eine Sättigungsgrenze der erzielbaren Reduktion wäre erreicht.

Es verbleibt in allen Messungen mit boriertem PE ein beachtenswerter Restanteil von rund 75% der Neutronenereignisse verglichen mit reiner Bleiabschirmung. Bedenkt man, dass jedoch nur die Oberseite (und auch diese nicht in vollständiger Länge) von leichtem Absorbermaterial durchsetzt ist, so wird dieser Anteil plausibel. Schließlich verbleiben unverändert vier Seitenwände reiner Bleianhäufung, in der ebenso Neutronenereignisse ausgelöst werden können.

Es überrascht, dass die konkrete Schichtabfolge keine messbaren Unterschiede hervorruft. Die Erwartung, dass sich Aufbau 4 nochmals merklich von den übrigen abhebt, ist nicht eingetroffen, obwohl in dieser Anordnung alle im Blei induzierten Neutronen auf ihrem Weg in die Detektorkammer die maximale Anzahl von Absorberplatten durchdringen müssen.

Als Folge dieser Erkenntnis bietet sich jedoch an, im Design des neuen Detektors GIOVE die innerste Abschirmungslage bei Blei zu belassen. In diesem Fall wäre sichergestellt, dass Gammastrahlung aus radioaktiver Verunreinigung im borierten PE auf dem Weg zur Probenkammer hinreichend abgeschirmt wird. Denn im Rahmen dieser Arbeit wurden bereits mehrere Proben des Absorbermaterials auf ihre Reinheit untersucht, keine jedoch mit zufriedenstellendem Resultat (vgl. Abschnitt 6.4).

In einer vollständig geschlossenen Abschirmung nimmt die Anordnung der Schichten ebenso unmittelbar Einfluss auf Menge und Gewicht des benötigten Bleis (unter der Bedingung, dass in jedem Fall eine aufsummierte Bleidicke von 15 cm zur Strahlungsabschirmung sichergestellt werden muss). Bei Einsatz von nur 2 Lagen PE+Bor könnte dieses durch Abfolge 2 minimiert werden.

In der bereits angesprochenen Monte-Carlo-Studie von [S⁺07] (siehe 3.7) wird der Durchgang

von Neutronen durch variierende Vielschichtanordnungen von Blei, Moderator und Neutronenabsorber simuliert. Speziell wird der Frage nachgegangen, ob eine Aufteilung dieser Materialfolge in kleinere, hintereinandergereihte Einheiten einen Vorteil gegenüber einer einstufigen Anordnung erbringt. Es zeigen sich jedoch keine quantitativen Unterschiede in der Neutronenzahlreduzierung. Eine vergleichbare Unabhängigkeit von der absoluten Positionierung der Schichten wird auch in dem in diesem Kapitel erläuterten Experiment festgestellt. Jedoch sollten die Simulationsergebnisse aus [S⁺07] kritisch beäugt werden. So wird von den Autoren nicht erklärt, wieso sich die simulierte Neutronenzahl bei Durchgang durch die denkbar einfachste Konfiguration von reinem Polyethylen und Blei nicht nennenswert von den Vielschichtanordnungen mit Absorber unterscheidet.

Simulationsprogramm zur Abschätzung der Lichtausbeute in Szintillatoren

Mit GIOVE kommt eine für das Low-Level-Labor unerprobte Vetechnik zum Nachweis kosmischer Störstrahlung zum Einsatz. Anstatt der bislang benutzten Vieldrahtproportionalkammern setzt das neue Konzept auf die Installation eines äußeren und inneren Szintillatorsystems zur aktiven Detektorabschirmung vor myonischen Signalen. Wie im Falle der Neutronensignalverminderung (Kapitel 3) besteht für diese Szintillatortechnik noch nicht ausreichend Expertise, um den geeignetsten Aufbau festzulegen. Aus diesem Grund berichtet dieses Kapitel von dem Versuch, der bestmöglichen Szintillatorauslese mittels eines im Rahmen dieser Arbeit geschriebenen Computerprogramms näher zu kommen.

5.1 Problemstellung

Die Einsammlung einer möglichst großen Lichtmenge pro Szintillationsereignis durch den Photomultiplier ist eine entscheidende Kenngröße für die Güte eines Szintillationsdetektors. Vor diesem Hintergrund ergeben sich weiterführende Fragen:

- Inwieweit ist die Lichtsammlung am Photomultiplier abhängig vom Entstehungsort des Szintillationslichtes?
- Welche Rolle spielt dabei die geometrische Form des Szintillators?
- Wo müssen bei gegebener Geometrie die Photomultiplier angebracht werden, um ein Optimum an Lichtausbeute und Ortsunabhängigkeit (Homogenität) zu erzielen?
- Wieviele PMTs müssen eingesetzt werden, um den Anforderungen des geplanten Veto-systems zu genügen?

Homogene Lichteinsammlung erleichtert die Unterscheidung zwischen myoninduzierten und gammainduzierten Szintillationsereignissen, denn sie führt zu einer weniger aufgeweiteten Verteilung der durch ein PMT registrierten Pulshöhen und letztlich der Myonenergien. Je schärfer die Trennung im Spektrum gelingt, desto geringer ist die durch das Veto verursachte Detektor-Totzeit.

Wie Anzahl und Anordnung von Photosensoren für eine optimale Lichtausbeute und Homogenität zu wählen sind, erlangt angesichts der großen Anzahl von Szintillationsplatten im geplanten Vetosystem schnell finanzielle und logistische Bedeutung. Denn auch Kabelführung und das Verursachen zusätzlicher Totstellen wollen bei der Komplexität des Gesamtaufbaus durchdacht sein.

Die Idee, obige Fragestellungen durch eine Computersimulation zu beantworten, ergab sich aus dem Fehlen eines entsprechenden experimentellen Teststandes und der Möglichkeit, einen solchen zeitnah aufzubauen.

5.2 Lichterzeugung und -ausbreitung in organischen Szintillatoren

Möchte man einen physikalischen Prozess mit Hilfe eines Computers nachstellen, ist das Verständnis von den realen Vorgängen unerlässlich. Szintillierende Stoffe nehmen in der Teilchenphysik bereits seit sehr langer Zeit eine herausragende Stellung ein. Dementsprechend hoch ist mittlerweile die Zahl der bekannten Szintillationsmaterialien. In der erdachten Abschirmung sollen sogenannte *organische* Feststoffsintillatoren eingesetzt werden. Diese sind der Klasse der *anorganischen Szintillationskristalle* zwar in puncto Lichtverstärkung (und folglich Energieauflösung) unterlegen, zeichnen sich jedoch durch kurze Reaktionszeiten (wenige Nanosekunden) für den Einsatz als Vetotrigger aus.

Die folgenden Betrachtungen und auch die später erläuterte Simulation beziehen sich daher auf diese Klasse von Teilchendetektoren.

Lichterzeugung

Alle Arten von Szintillatoren haben die Eigenschaft, die Energie eindringender Gammaquanten und geladener Teilchen in Lichtblitze umzuwandeln. Diese freigesetzten Photonen können selbst wiederum mittels Sekundärelektronenvervielfacher (auf englisch photomultiplier tube, kurz PMT) in messbare elektrische Signale umgewandelt werden. Im Idealfall verhält sich die Zahl der entsandten Lichtpakete proportional zur Energiedeposition des Eingangsteilchens.

Wie bei Halbleiterdetektoren lautet das Grundprinzip, eine große Energieportion (wie sie von schnellen geladenen Teilchen getragen wird) in viele kleine Pakete – in diesem Falle Photonen – aufzuteilen und diese möglichst vollständig einzusammeln. Schließlich ist es die Anzahl der verwertbaren „Paketteilchen“, die das Auflösungsvermögen und das Separationsvermögen vom (elektronischen) Grundrauschen maßgeblich bestimmt. Ein Szintillator definiert sich dadurch, dass er die beschriebenen Lichtblitze nicht nur erzeugt, sondern für selbige auch optisch durchlässig ist und somit eine Aufsammlung von genügend Photonen durch ein angeschlossenes PMT erst möglich macht.

Wie kommt es aber, dass charakteristisch induziertes Licht nicht gleichermaßen resonant absorbiert wird? Anhand der nachfolgenden Skizze 5.1 (erstellt nach Vorlage von [Bir64]) soll

diese Besonderheit erläutert werden.

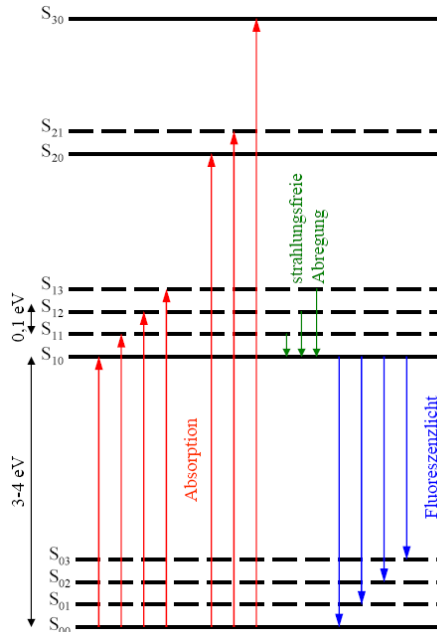


Abbildung 5.1: Energieniveaus für π -Elektronen in einer organischen Molekülverbindung; nach [Bir64]

energieverschobenen Schwingungszustände möglich. Folglich sind die überbrückten Energiedifferenzen bei Absorption und Emission verschieden und das Material für emittiertes Licht in großen Maße transparent.

Da die Wahrscheinlichkeit für Wechselwirkungen via Photoeffekt aufgrund kleiner Kernladungszahlen in Plastik klein ist, gelingt die Detektion von Gammastrahlung nur über den Zwischenschritt der Compton-Streuung. Das ankommende Photon verliert seine Energie oder einen Teil davon durch Comptonstöße und beschleunigt dabei die am Stoßprozess teilhabenden Elektronen. Diese selbst wiederum induzieren nach oben beschriebenem Prozess das Szintillationslicht ([Buc09]).

Lichtausbreitung

Ausgehend von den Emissionszentren entlang der durchdringenden Teilchenspur breitet sich das Licht gleichermaßen in alle Raumrichtungen aus. Trifft es auf eine Grenzfläche zur Außenwelt, erfährt es gemäß der Snelliusschen Brechungsgesetze nur für Einfallswinkel oberhalb des kritischen Werts $\theta_{krit} = \arcsin(1/n)$ Totalreflexion und verbleibt innerhalb des Szintillatorvolumens. Für typische Brechungsindizes $n \approx 1,5$ betrifft dies Photonen mit einem

Dargestellt ist ein typisches Energieniveauschema für ein äußeres Elektron innerhalb einer Molekülverbindung. Genaugenommen handelt es sich um ein Elektron aus den für organische Verbindungen so häufigen π -Molekülorbitalen. Anders als ihre stark gebundenen Pendants aus den strukturbestimmenden σ -Orbitalen sind sie energetisch auf optisches oder ultraviolettes Licht empfindlich ([Bir64]).

Bedingt durch Rotations- und Schwingungsfreiheitsgrade des Moleküls spalten sich die erlaubten Hauptquantenzustände (S_{00}, S_{10}, \dots) zusätzlich in Vibrationsmoden auf ($S_{01}, S_{02}, \dots, S_{11}, S_{12}, \dots$).

Da die Energieniveau-Abstände groß gegenüber mittleren thermischen Energien von $0,025 \text{ eV}$ sind, ist bei Zimmertemperatur im Wesentlichen nur der Grundzustand S_{00} belegt. Eindringende Teilchen können die Molekülelektronen nun durch inelastische Stöße auf höher gelegene Niveaus anregen. Innerhalb von Pikosekunden wird durch strahlungslose Abregung insbesondere der S_{10} -Zustand bevölkert. Beim anschließenden Zurückfallen auf die Grundstufe unter Abgabe von charakteristischen Lichtquanten (prompte Fluoreszenz) sind dann allerdings auch Übergänge auf die

Einfallswinkel zum Flächenlot von mehr als ca. 42° .

Um auch im komplementären Fall möglichst wenig Lichtverlust zu erleiden, werden Szintillatoren in der Regel von lichtspiegelnden Flächen ummantelt. Für optische Wellenlängen besonders geeignet sind Spiegel aus poliertem Aluminium mit einer Reflektivität von 90% und mehr – abhängig von der technischen Ausführung als blanke Fläche oder zerknitterte Folie (diffuser Spiegel) ([Bir64]).

Photonen, die den Szintillator nicht wegen mangelnder Spiegeleffizienz an den Randflächen verlassen haben, bewegen sich so lange innerhalb des Szintillationsvolumens bis sie entweder auf das Kathodenfenster des Photomultipliers treffen, oder doch nach einer gewissen Wegstrecke reabsorbiert werden. Perfekte Transparenz wird man aufgrund von teilweise überlappenden Emissions- und Absorptionsbändern in keinem Material vorfinden: Es existiert stets eine endliche Absorptionslänge λ nach der ein anfänglicher Teilchenfluss im Mittel auf den Anteil $1/e$ abgesunken ist.

Neben dem Photoeffekt tritt zudem Lichtstreuung an den vorhandenen atomaren und molekularen Strukturen auf, bei der die Lichtquanten aus ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt werden (Rayleigh-Streuung). Die Behandlung dieser Streuprozesse ist deutlich komplexer als die bisher erwähnten, aber – aufgrund der nichtabsorbierenden Wirkung – für die Lichtsammmlung von zweitrangiger Bedeutung. Dass sie dennoch nicht von dem später erläuterten Simulationsprogramm berücksichtigt wird, stellt ein Manko des angenommenen Modells dar.

5.3 Simulationsmodell

Am Anfang eines jeden Modells steht Abstraktion. Diese sieht vor, die Interaktion von Photonen und Materie nicht rechenaufwändig auf dem Level fundamentaler Wechselwirkungen und deren Wirkungsquerschnitte zu berechnen, sondern sich mit makroskopischen Gesetzmäßigkeiten zu begnügen. Zu letztgenannten zählen Absorption nach dem Gesetz von Lambert-Beer sowie (Reflektions-)Vorgänge an optischen Grenzflächen.

Die Stoffkonstanten Absorption λ und Brechungsindex n sind die einzigen echten physikalischen Eingabeparamter in das Modell. Geometrische Randbedingungen wie Szintillatorform und -ausdehnung sollen frei bestimmbar sein, solange sie sich mit Hilfe von Ebenen (d.h. rechtwinklige, planare Grenzflächen) gestalten lassen.

Das Flussdiagramm auf der folgenden Seite (Abb. 5.2) zeichnet den erdachten Simulationsablauf für ein einzelnes Photon auf. In einer dreidimensionalen Umgebung soll in jedem Iterationsschritt des Algorithmus' der Schnittpunkt zwischen dem Bahnstrahl eines simulierten Photons und der Detektorbegrenzung ausgehend von der aktuellen Position und Bewegungsrichtung errechnet werden. Dieser Punkt markiert den nächsten Knotenpunkt im Programmablauf. Nach Ermittlung der Distanz zwischen aktueller Position und angepeiltem Knotenpunkt wird die „Überlebenschance“ für die Überwindung der Zwischenstrecke gewürfelt. Details zum Vorgang des „Würfels“ sind in Abschnitt 5.4 über die Programmimplementierung zu finden.

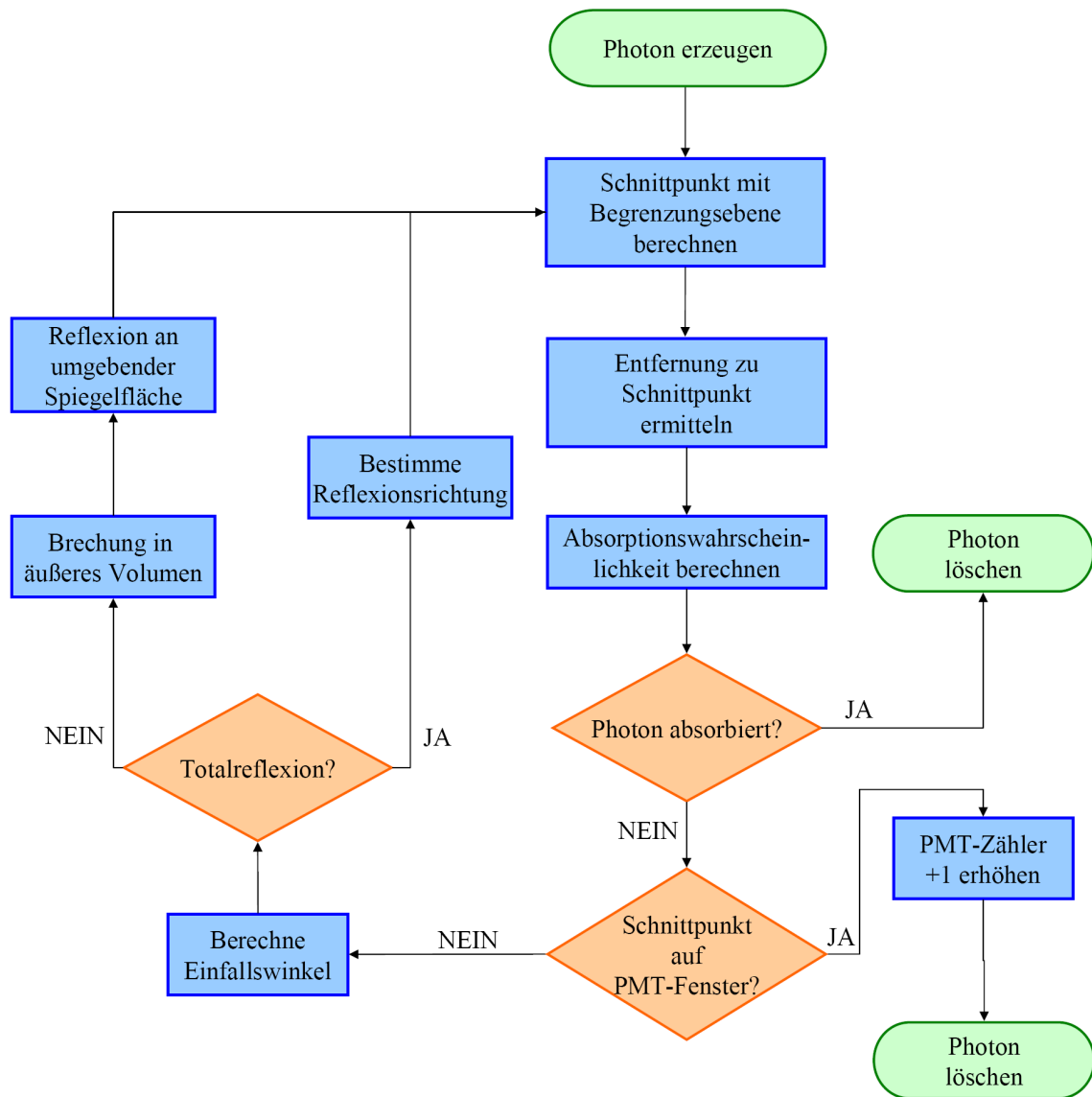


Abbildung 5.2: Flussdiagramm zur Darstellung des erdachten Simulationsmodells

Fällt die Überlebensfrage positiv aus, wird zunächst überprüft, ob der Punkt auf einer als aktiv markierten Fläche liegt. Eine solche repräsentiert ein in der Realität möglicherweise vorhandenes Photomultiplier-Fenster. In diesem Fall wird das Photon als detektiert angesehen, der Registrationszähler des entsprechenden PMTs um eins erhöht und das Photon aus dem Programmablauf gelöscht. Andernfalls besteht entweder die Möglichkeit einer Totalreflexion bei geeignetem Einfallswinkel oder die Brechung heraus in das äußere Volumen. Von dort aus kann das Photon gegebenenfalls von einer Spiegelfläche zurückgeworfen werden und erneut in das Detektorvolumen eindringen. Ausgehend von der neu bestimmten Ortsposition und reflektierten Bahnstrahlrichtung, wiederholt sich anschließend der beschriebene Vorgang mit Neubestimmung des nächsten gültigen Ebenenschnittpunkts.

Bei negativem Ausgang der Überlebensfrage wird der Iterationsschritt für dieses Teilchen abgebrochen. Das Photon gilt als absorbiert.

5.4 Computerprogramm

Der die Simulation treibende Quellcode wird im Rahmen dieser Arbeit von Grund auf programmiert. Die Wahl der Programmiersprache fällt auf C++, weil diese als objektorientierte Sprache gute Voraussetzung für eine übersichtliche und damit jederzeit erweiterbare Modellierung bietet.

Die Programmstruktur

Den äußeren Rahmen bildet das Hauptprogramm (genannt LUXITER), innerhalb dessen die Objektklasse `environment` Methoden zur Generierung des Simulationsvolumens sowie den eigentlichen Iterationstreiber vereint. Daneben existiert eine weitere Klasse namens `photon` in der für jedes zu simulierende Teilchen unter anderem Position und Strahlrichtung gespeichert und abgerufen werden können. Dahinter steckt die intuitive Idee, dass die Erzeugung und Propagation von zu simulierenden Photonen (`photon`) innerhalb eines festgelegten Umgebungsvolumens (`environment`) stattfindet. Objekte aus der realen Welt (Wände, Teilchen) werden auf diese Weise auf Objekte im Sinne eines klassenbasierten Programmcodes abgebildet.

LuxIter.cpp

```
int main()
{ ...
  environment
  class environment
  { ...
    void MakePlane(...) {}
    bool PropagationStep(...)
    ...
    photon
    class photon
    {
      Vector3D Pos
      Vector3D Dir
      ...
    }
  }
}
```

Abbildung 5.3: Programmstruktur von LUXITER

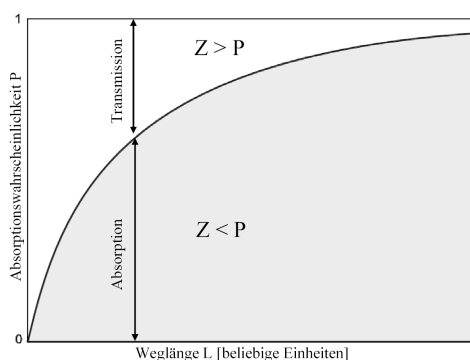
Der Programmablauf

Dem Kern des Programms dient weiterhin das Flussdiagramm aus Abb. 5.2 als Vorlage. Es beschreibt den zentralen Simulationsschritt (`PropagationStep()`). Für spätere Untersuchungen genügt es natürlich nicht, den Gang eines einzelnen Photons zu verfolgen. Um verlässliche statistische Aussagen zu erhalten, müssen Hunderttausende simuliert werden und der Iterationsprozess dementsprechend häufig aufgerufen werden. Dies geschieht in der zentralen Programmschleife, die vom Hauptprogramm aus aufgerufen wird (`environment::Simulate()`). Als Argumente werden ihr der Startort in Form eines Ortsvektors und die Anzahl der zu iterierenden Teilchen übergeben. In Zählervariablen wird für jede eingebundene aktive Fläche (entspricht PMT-Fenster im realen Aufbau) die Anzahl der während eines Durchlaufs auftreffenden Photonen vermerkt. Zugriff auf diese Variablen ist vom Hauptprogramm aus gewährt, insbesondere um am Ende der Simulation diese Resultate als Programmausgabe in einer Textdatei festzuhalten. Die wichtigsten Funktionsaufrufe des vollständigen Ablaufs sind in Abb. 5.4 schematisch dargestellt. Im Anhang findet sich eine ausführliche Dokumentation der zentralen Datenstrukturen und Klassenmethoden.

Aufgabe des Zufallszahlengenerators

In zwei Programmteilen kommen zu jeweils unterschiedlichen Zwecken Zufallszahlen zum Einsatz. Zum einen muss bei der Generierung von Photonen sichergestellt werden, dass ihre anfänglichen Richtungsvektoren isotrop (d.h. ohne bevorzugte Raumrichtung) verteilt sind. Dazu wird für jede der drei Vektorkomponenten eine reellwertige Zufallszahl im Intervall $[0,1]$ gewürfelt. Außerdem besteht die Möglichkeit, die Erzeugungspositionen innerhalb einer einstellbaren Umgebung um den angegebenen Startort mittels Zufallszahlen gleichmäßig zu verteilen (`environment::SmearPosition()`). Diese zufallsbestimmte Verschmierung versucht der realen Lichterzeugung nahe zu kommen, bei der die Energiedeposition eindringender Teilchen nicht an einem infinitesimalen Punkt, sondern gegebenenfalls entlang der Durchgangspur ausgedehnt stattfindet.

Zum anderen kommt der Zufallsgenerierung bei der Bestimmung der Absorptionswahrscheinlichkeit eine wesentliche Rolle zu. Nach dem Gesetz von Lambert-Beer beträgt die Wahrscheinlichkeit eines Photons, bei gegebener Absorptionslänge λ nach zurückgelegter Wegstrecke L absorbiert worden zu sein, $P_{abs}(L, \lambda) = 1 - e^{-\frac{L}{\lambda}}$. Diese Gesetzmäßigkeit kann im Algorithmus auf folgende Weise umgesetzt werden:



Bestimme die Weglänge L bis zum nächsten Knotenpunkt.

Generiere eine Zufallszahl Z aus dem offenen Intervall $(0,1)$.

Unterscheide $\begin{cases} Z < P_{abs}(L, \lambda), & \text{Absorption} \\ Z > P_{abs}(L, \lambda), & \text{Transmission} \end{cases}$

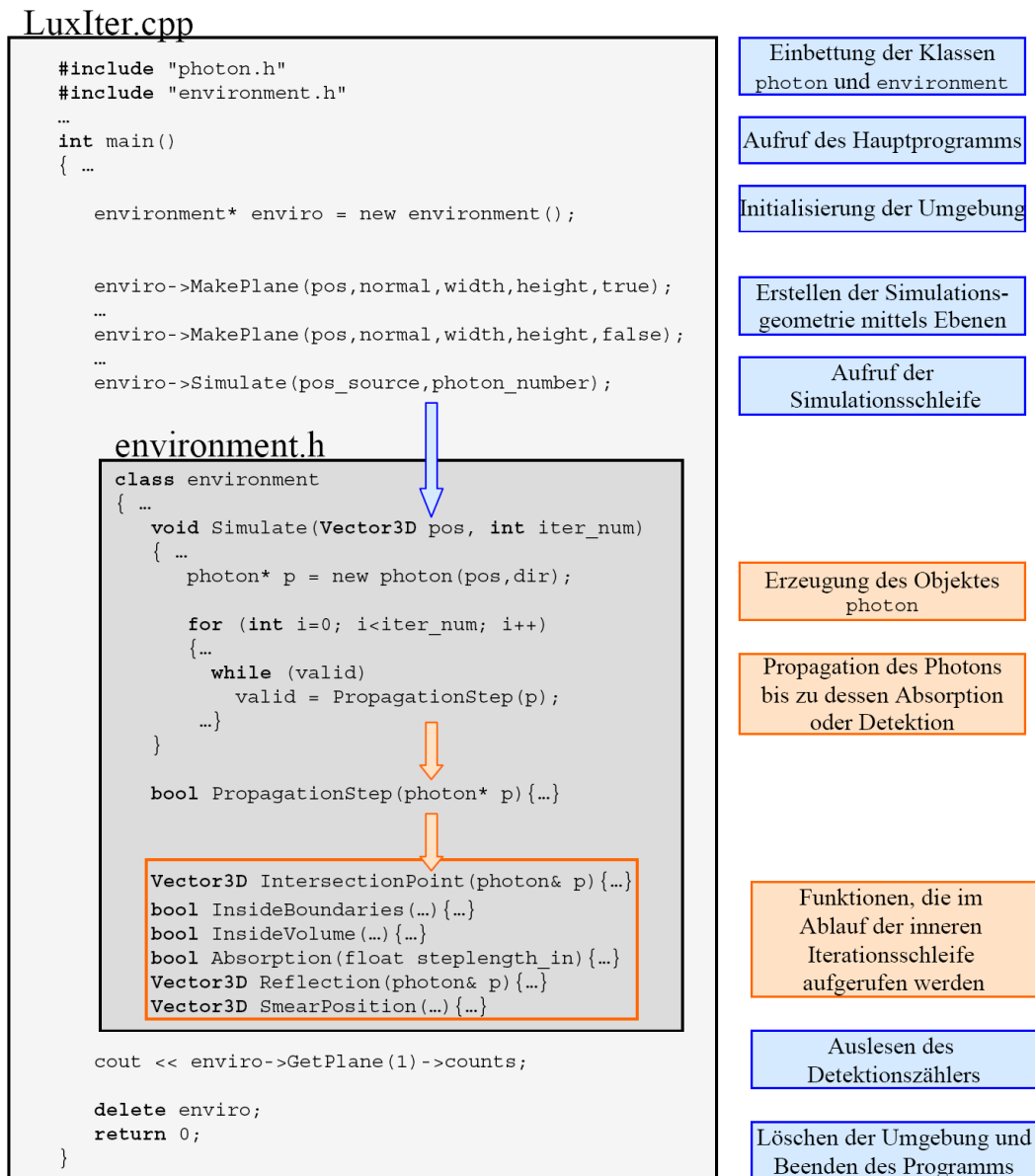


Abbildung 5.4: Schema der zentralen Funktionsaufrufe von LUXITER

Dieses Verfahren, beim dem die Akzeptanz eines nachfolgenden Zustandes (hier: Transmission) nach dem Boltzmannfaktor $e^{-\frac{E}{\lambda}}$ gewichtet wird, ist eng an den sogenannten Metropolis-Algorithmus angelehnt. Dieser steht häufig im Zentrum von Monte-Carlo-Simulationen.

Für die Erzeugung von Zufallszahlen wird auf den bereits bestehenden Generator *MTRand* zurückgegriffen. Dieser baut auf dem etablierten *Mersenne-Twister-Algorithmus* ([MN98]) auf und gewährt eine für dieses Projekt ausreichend große Periodizität von $2^{19937} - 1$. Die verwendete Implementierung in der Sprache C++ stammt von [Bed].

5.5 Testen und Validieren

In diesem Abschnitt soll zusammengefasst werden, wie das Programm auf seine Funktions- und Einsatzfähigkeit hin überprüft wurde. Zunächst werden zentrale Programmbausteine getestet und anschließend Vergleichsstudien mit experimentellen Resultaten an vorhandenen Szintillatoren durchgeführt. Erst im darauf folgenden Abschnitt 5.6 wird dazu übergegangen, die Simulation auf experimentell unzugängliche Geometrien anzuwenden.

5.5.1 Überprüfung von Programmfunktionen

Vor der Durchführung experimenteller Vergleichstests werden die einzelnen Simulationsschritte bereits in der Programmierphase auf ihre Funktionsfähigkeit untersucht. Anhand zentraler Programmteile sollen diese Validierungsmethoden vorgestellt werden:

Isotrope Richtungsverteilung

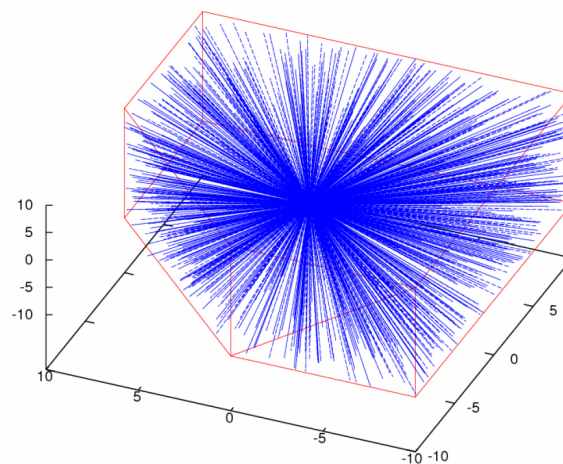


Abbildung 5.5: Verteilung anfänglicher Bahnstrahlrichtungen

So gilt es sicherzustellen, dass die von einem Startvolumen ausgehenden Strahlrichtungen eine homogene Raumwinkelverteilung aufweisen. Zur Überprüfung dieser und weiterer Eigenschaften besteht im Programm die Möglichkeit, einen Testmodus einzuschalten. Ist dieser aktiviert, werden zur Laufzeit sämtliche Photon-Knotenpunkte in eine Textdatei herausgeschrieben. Anschließend können die gewonnenen Informationen mit einer Grafiksoftware wie z.B. *gnuplot* veranschaulicht werden. Abbildung 5.5 zeigt, wie für eine hohe Zahl von gestarteten Photonen eine isotrope Richtungsverteilung vorzufinden ist.

Reflexionsgesetze

In gleicher Weise kann die Korrektheit der Strahlengänge und insbesondere des Reflexionsalgorithmus (Herleitung siehe Anhang B.2) auf optischem Wege überprüft werden. Auch Fehler wie unerlaubtes Überschreiten der Grenzfläche oder offensichtlich falsche Schnittpunktberechnungen werden hier sichtbar. Ohnehin ist es empfehlenswert, nach Eingabe einer neuen Detektorgeometrie das Programm im Testmodus zu betreiben, um zu kontrollieren, ob alle Grenzflächen korrekt gesetzt und erkannt wurden. In einem weiteren Testmodus werden

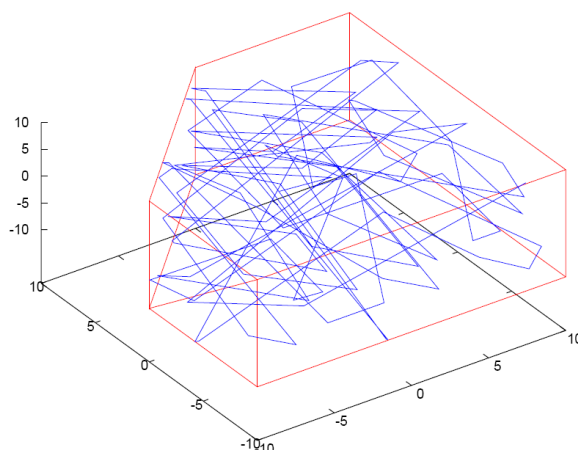


Abbildung 5.6: Überprüfung der Strahlengänge

die zurückgelegten Weglängen für jedes im Programmverlauf absorbierte Photon verzeichnet. Trägt man die Häufigkeit der registrierten Weglängen in einem Histogramm auf, so erwartet man wiederum eine Exponentialverteilung, denn es gilt für die Anzahl der Absorptionsvorgänge dN im Wegintervall $[x_0, x_0 + dx]$:

$$\left| \frac{dN}{dx}(x_0) \right| := |N'(x_0)| = 1/\lambda \cdot N(x_0) = 1/\lambda \cdot N(0) \cdot e^{-\frac{x_0}{\lambda}} \quad (5.1)$$

Arbeitet der Absorptionsalgorithmus korrekt, so sollten die Parameter Anfangskonstante und Mittelwert der Verteilung konsistent mit den Systemeingaben λ sowie $N(0)/\lambda$ sein, wobei $N(0)$ der Zahl der simulierten Teilchen gleichzusetzen ist.

Abb. 5.7 zeigt das exponentiell gefittete Resultat eines solchen Weglängenhistogramms $H(x_n)$

Absorptionsverhalten

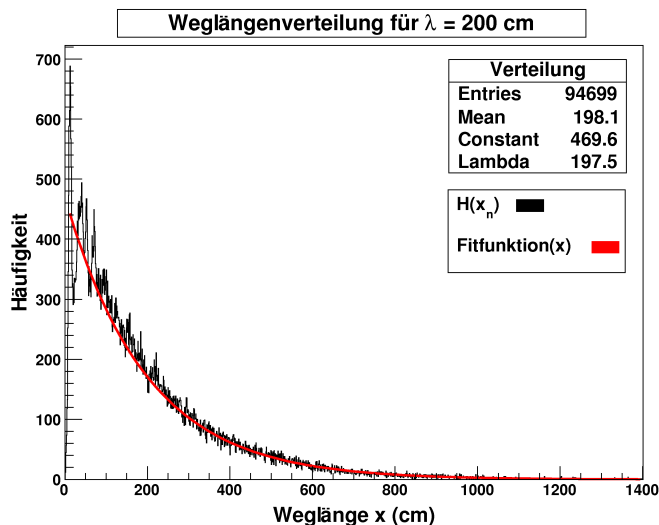


Abbildung 5.7: Histogramm der Weglängenverteilung simulierter Photonen bei gewählter Absorptionslänge von $\lambda = 200$ cm

mit Binningbreite $|x_{n+1} - x_n| = 1$ cm. Es wurden 100.000 Photonen in einer Umgrenzung wie der in Abb. 5.5 bei eingestellter Absorptionslänge von $\lambda = 200$ cm simuliert. Die erhaltenen Fitparameter (Tabelle 5.1) sind hinreichend konsistent mit den Erwartungen aus dem theoretischen Zusammenhang (5.1).

Simulation (Fit): $H(x)$		Erwartung (Theorie): $N'(x)$	
$\langle H(x_n) \rangle$	197,5 cm	$\langle N'(x) \rangle$	200,0 cm
$H(0)$	469,6 /cm	$N'(0)$	473,5 /cm

Tabelle 5.1: Fitparameter der simulierten Weglängenverteilung im Vergleich mit der theoretischen Erwartung

5.5.2 Experimentelle Vergleichstests

Abschätzungen zur Vorhersagekraft einer Simulation sind erst nach Vergleich mit Messergebnissen aus wohlbekannten experimentellen Aufbauten möglich. Zu diesem Zweck stehen zwei Szintillatoren unterschiedlicher Abmessung und Anbringung von Photomultipliern zur Verfügung. Erst wenn zwischen Messung und Simulation hinreichende Übereinstimmung festgestellt werden kann oder Schwächen abschätzbar werden, sind verlässliche Prognosen für vergleichbare, experimentell nicht erfassbare Gegebenheiten zu erwarten.

Messungen der Lichtausbeute

Abbildung 5.8 zeigt Skizzen der untersuchten Szintillatoren, die sich in ihren Abmessungen und ihrer Lichtabsorptionskonstanten unterscheiden sowie verschiedene Anbringung von Photomultiplier(n) aufweisen:

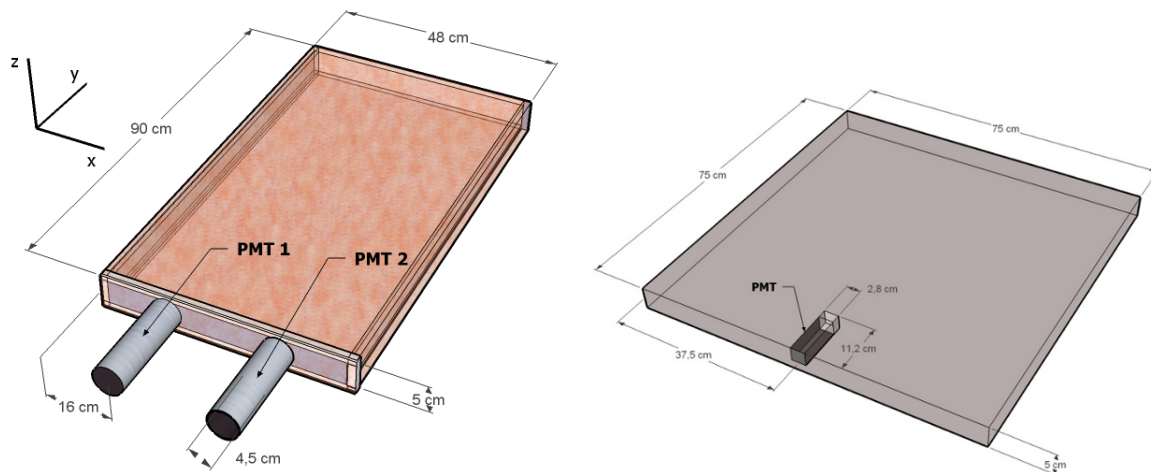


Abbildung 5.8: Abmaße der untersuchten Szintillatoren und Anbringung der Photomultiplier; links: Bleiburgszintillator, rechts: IRMM-Szintillator

Der linke Szintillator ist als Teil eines aktiven Vetosystems in einen Bleiburg-Aufbau des Low-Level-Labors integriert (detaillierte Angaben finden sich in [Sit84]). Er ist in einen Kupfermantel eingefasst und über Lochaussparungen an der kurzen Seite mit zwei Photomultipliern in Kontakt. Typische Lichtabsorptionslängen für das innere Material vom Typ *EJ-212* liegen bei rund 250 cm. Aufgrund der Einbauweise ist es leider nicht möglich, randnahe Regionen auf ihre Lichtausbeute zu untersuchen.

Der rechte Szintillator ist eine Leihgabe des IRMM¹. Er weist die Besonderheit auf, dass der signalauslesende Photomultiplier in seinem Inneren integriert ist. Außerdem verfügt der PMT neben einem ins Zentrum gerichteten, 1,1 Zoll großen Hauptfenster laut Datenblatt auch über „lichtempfindliche Seitenflächen“ für eine erweiterte Raumwinkelabdeckung. Präzise Angaben über die Effizienz dieser seitenempfindlichen Flächen sind jedoch nicht verzeichnet. Die typische Absorptionslänge für das Szintillatormaterial *EJ-200* beträgt rund 380 cm. Den Szintillator umgibt eine dünne Spiegelschicht und eine Kunststoffeinfassung.

Zur experimentellen Bestimmung der Lichtausbeute wird eine kollimierte Gammaquelle (Kobalt-60) auf der Oberseite der Mantelfläche (X-Y-Ebene) der Szintillatoren an ausgewählten Stellen positioniert. Anschließend wird die Zählrate eines angeschlossenen Photomultipliers aufgezeichnet und die Untergrundrate ohne Quelle subtrahiert. Das Auflösungsvermögen der eingesetzten Szintillatoren reicht nicht aus, um die charakteristischen Gammapeaks der ⁶⁰Co-Quelle

¹Institute for Reference Materials and Measurements, Geel, Belgien

bei 1173 und 1332 keV wiederzugeben. Gezählt werden daher alle PMT-Signale mit ausreichender Signalthöhendifferenz gegenüber dem elektronischen Grundrauschen, so dass zeitlich konstante Raten erzielt werden.

Vergleich mit Simulationsergebnissen

Die zuvor aufgeführten Szintillatorabmessungen und PMT-Positionen werden in das Simulationsprogramm eingegeben. Ausgehend von jedem experimentell untersuchten Ortspunkt auf der X-Y-Ebene zählt das Programm, wieviele von $N_{sim} = 1.000.000$ gestarteten Photonen auf die aktive Fläche gelangen. Die Position des Startorts und die zugehörige Zahl der Treffer (absolute Lichtausbeute) werden zur späteren Auswertung in einer Textdatei gespeichert.

Da im Experiment die absolute Zahl der induzierten Photonen nicht bekannt ist, kommt für den Vergleich mit der Simulation nur die Angabe einer relativen Lichtausbeute in Frage. Dazu wird aus den experimentellen und rechnerischen Daten ein (übereinstimmender) Fixpunkt ausgewählt, auf den die absoluten Lichtausbeutewerte der übrigen Ortspositionen bezogen werden. Die im Folgenden diskutierte Vergleichsgröße \mathcal{L} misst demnach die Zahl der detektierten Photonen N_{det} , die von einem kleinen Volumen um den Punkt (x_n, y_m) , $1 \leq n, m \leq N_{Gitterpunkte}$, ausgehen und dividiert sie durch die von einem Bezugspunkt (x_0, y_0) :

$$\mathcal{L}(x_n, y_m) = \frac{N_{det}(x_n, y_m)}{N_{det}(x_0, y_0)} \quad (5.2)$$

In diese Größe gehen statistische Fehler ein, die sich aus Messung von Zählraten oder der Simulation mit Zufallszahlen ergeben. Sowohl im experimentellen als auch im rechnergestützten Fall wird diese Fehlergröße aus Mehrfachdurchführung derselben Messung bzw. Simulation abgeschätzt. In beiden Fällen liegen die relativen stochastischen Schwankungen $\Delta N_{det}/N_{det}$ jedoch nicht über 2 – 3 % (Im Falle der Simulation sinkt der relative statistische Fehler mit steigender Zahl berechneter Photonen. Für $N_{Photon} \approx 1.000.000$ beträgt er gerade noch wenige Promille.).

Der Bleiburgszintillator

In Abbildung 5.9 sind die Messresultate für \mathcal{L} ihren Simulationsergebnissen gegenübergestellt. Gezeigt wird die Abhängigkeit der Größe von der Quellposition bzw. Startposition in der X-Y-Ebene. Gute bis sehr gute Übereinstimmung (relative Abweichungen $\leq 10\%$) ist für die meisten Quellpunkte mit $y_n \geq 25$ cm sowie für die beiden Punkte im vorderen, rechten Bereich vorzufinden. Mit letzterer Eigenschaft kann gezeigt werden, dass vor allem die erwarteten „Schattenbereiche“ am Rand des PMT-Blickfeldes gut wiedergegeben werden. Sichtbare Diskrepanzen treten dagegen in unmittelbarer Nähe zum PMT-Fenster auf. Hier wird die experimentelle Zählrate durch die Simulation grundsätzlich überschätzt. Überzeugende Argumente für die Tatsache, dass die Detektionsrate bei sehr naher Positionierung der Quelle am Photomultiplier nicht wie von der Simulation vorhergesagt deutlich ansteigt,

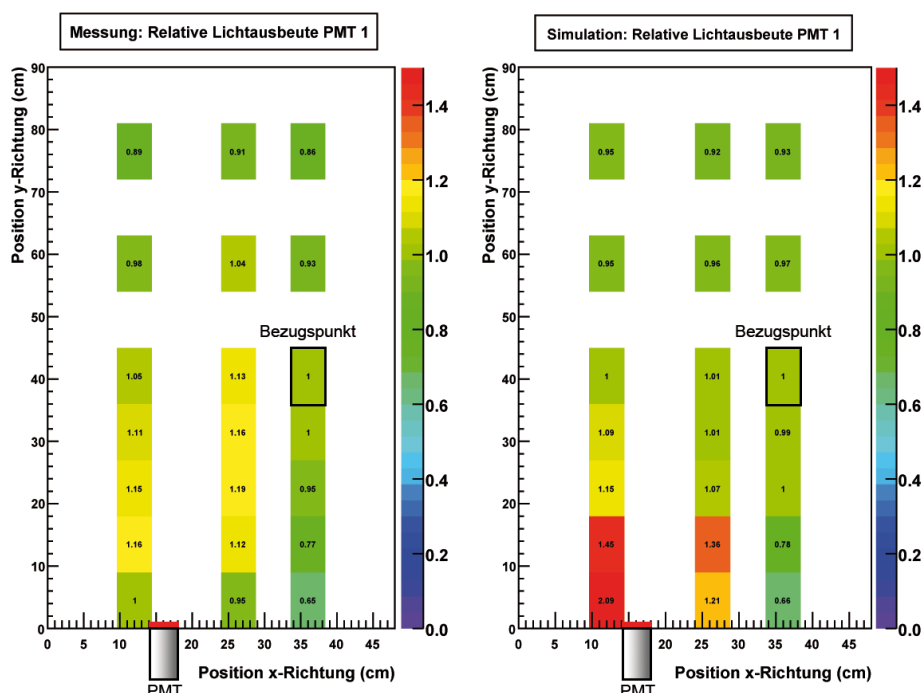


Abbildung 5.9: Bleiburg-Szintillator: Vergleich der relativen Lichtausbeute zwischen Messung (links) und Simulation (rechts); die Lage des PMT-Fensters ist eingezeichnet

konnten bislang nicht gefunden werden. Möglicherweise spielen Sättigungseffekte bei der Elektronenverstärkung des PMTs eine Rolle.

Der beschriebene Vergleichstest wird auch mit dem zweiten angeschlossenen Photomultiplier (PMT 2) durchgeführt. Die Resultate entsprechen einander unter Berücksichtigung der spiegelsymmetrischen Anordnung. Zudem wird überprüft, ob der Vergleich im Wesentlichen unabhängig von der Wahl des Bezugspunktes (x_0, y_0) ist. Dies ist mit Ausnahme für die erkennbar abweichenden Positionen nahe des PMT-Fensters der Fall.

Der IRMM-Szintillator

Mit dem zweiten Szintillator kann das Verhalten in den Randbereichen einer Detektorgeometrie besser studiert werden. Ein Vergleich mit den Ergebnissen eines früheren Programmstatus lässt erkennen, dass das Lichtsammelvermögen aus diesen Grenzgebieten im Experiment deutlich geringer ausfällt als von der Simulation vorhergesagt. Es liegt die Vermutung nahe, dass bei randnaher Positionierung der Gammaquelle nicht der gesamte Anteil der sonstigen Strahlung in das Szintillationsvolumen eintritt und es daher zu einer verminderten Lichterzeugung kommt. Zudem muss bedacht werden, dass der Lichtgenerierung durch Gammaquanten ein oder mehrere Comptonstöße vorausgehen. Wird die Quelle in Abständen von weniger als 5 cm vom Rand bei nicht perfekter Strahlkollimation aufgestellt, werden die Gammaquanten möglicherweise aus dem aktiven Volumen herausgestreut bevor es zu ausreichender Lichtin-

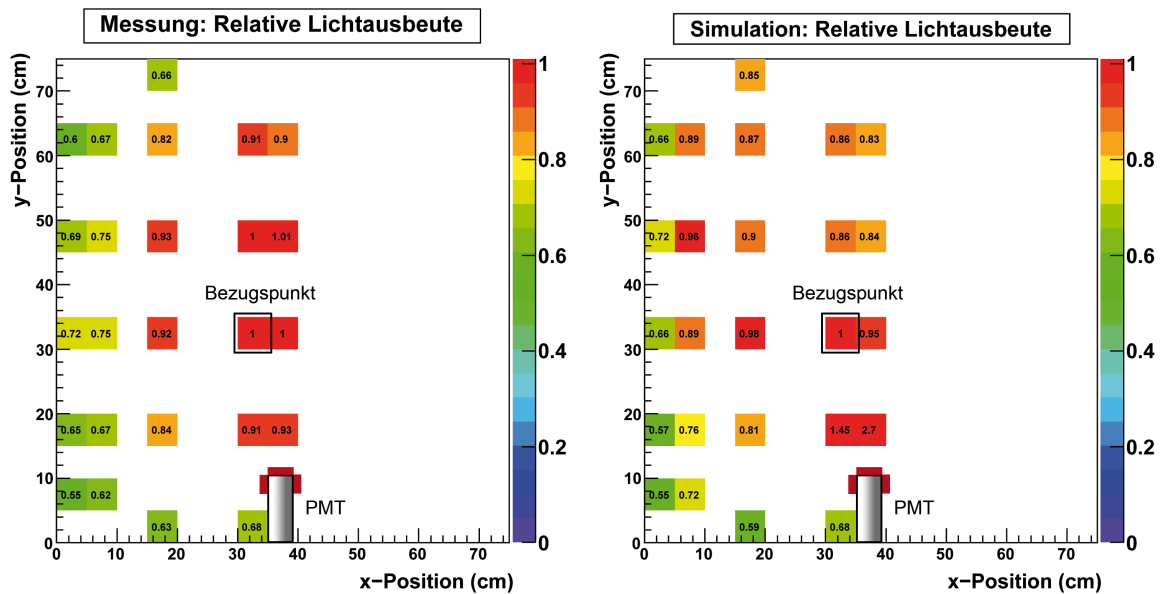


Abbildung 5.10: IRMM-Szintillator: Vergleich der relativen Lichtausbeute zwischen Messung (links) und Simulation (rechts); die Lage der PMT-Fenster ist in Rot eingezeichnet

duktion kommt.

Um diesen Umständen gerecht zu werden, wird der bestehende Quelltext um eine Funktion erweitert. Diese verhindert, dass Photonen, die nach einer homogenen Aufweitung der Startpunkteverteilung (vgl. Abschnitt 5.4, Zufallsgenerator) außerhalb des Simulationsvolumens liegen, an den weiteren Iterationsprozessen teilnehmen und zur Lichtsammlung beitragen können.

Darüber hinaus wird in einer weiteren Modifikation eine Detektionswahrscheinlichkeit für die aktiven Flächen eingeführt. Damit soll versucht werden, die realen Verhältnisse nachzustellen, in denen der eingebaute PMT über unzureichend spezifizierte Seitenfenster mit geringerer Quanteneffizienz verfügt. Es ist klar, dass durch diese Erweiterungen Parameter in das Modell eingeführt werden, die vor Simulationsbeginn nicht genau bekannt sind (im Gegensatz zu den Eingaben von typischer Absorptionslänge und Brechungskoeffizient des Materials). Die Bewertung der Güte der Simulation verliert daher an Objektivität. Es lässt sich dennoch feststellen, ob die Simulation die wirklichen Verhältnisse unter Annahme sinnvoll abgeschätzter Parameterisierung wiedergibt. Der erneute Vergleich von Messung und Simulation in Abbildung 5.10 zeigt, dass dies in sehr zufriedenstellendem Maße gelingt. Eine Ausnahme bilden erneut drei Messpunkte in direkter Nähe zum eingebauten Photomultiplier. In nachfolgender Tabelle 5.2 sind die zugehörigen Eingabeparameter für die in 5.10 dargestellten Simulationsergebnisse aufgeführt.

Absorptionslänge	380 cm
Brechungsindex	1,58
Effizienz Seitenfenster	40%
Aufweitung Startvolumen (X/Y/Z)	(5 cm/5 cm/4,5 cm)

Tabelle 5.2: Eingabeparameter für die in 5.10 erhaltenen Simulationsergebnisse

5.6 Suche nach optimaler PMT-Anordnung

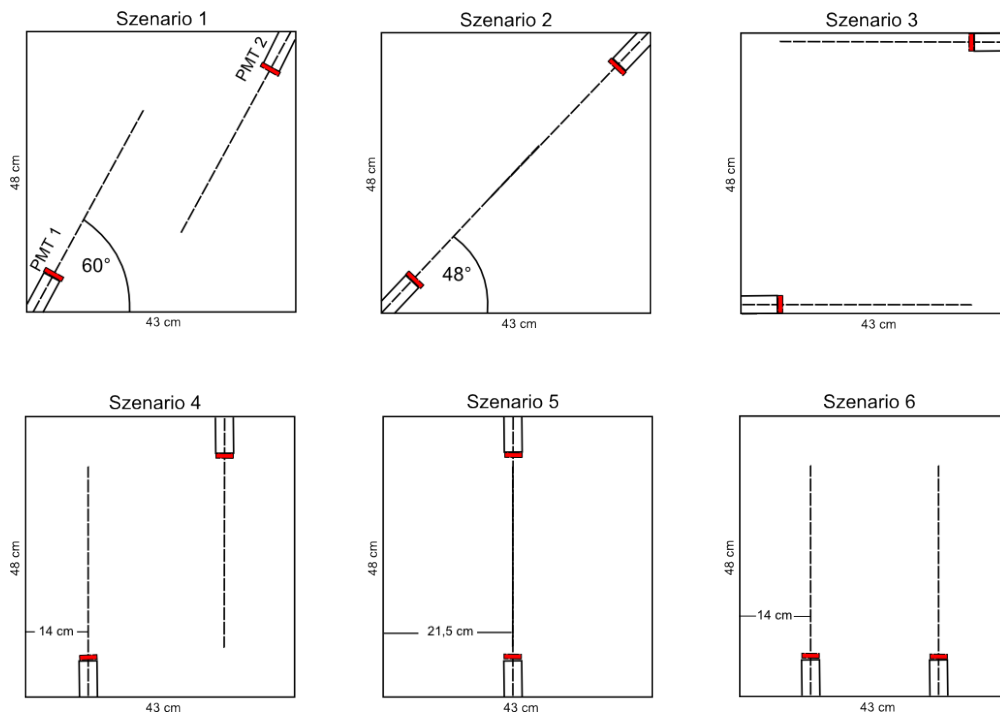


Abbildung 5.11: Untersuchte Varianten zur möglichen Anordnung von PMTs an die GIOVE-Szintillatoren

Die zufriedenstellenden Ergebnisse der Vergleichsstudien im vorangegangenen Abschnitt geben Anlass, das Simulationsprogramm im Folgenden zur qualitativen Abschätzung einer geeigneten Anordnung von Photomultipliern für das innere Vetosystem von GIOVE einzusetzen.

Aus Platzgründen ist vorgesehen, die Photomultiplier wie im Musterexemplar des IRMM (Abb. 5.8) in das aktive Volumen einzubetten. Die Abmessung der Szintillatorplatten, die die Detektorkammer im späteren Aufbau umschließen, beträgt voraussichtlich 48 cm × 43 cm × 5 cm (Höhe x Breite x Tiefe).

Vorausgewählte Szenarien werden hinsichtlich Lichteinsammlung und Homogenität ihrer örtlichen Verteilung mit Hilfe des Programms untersucht. Die Konfigurationen sind in Abbildung 5.11 zusammengefasst. Die eingegebene Geometrie wird in viele kleine Teilvolumina um

Gitterpunkte in der X-Y-Ebene (x_n, y_m) unterteilt. Für jedes Volumen wird die Zahl der Photonen simuliert, die von diesem ausgehend die aktiven Fenster erreichen ($N_{det}(x_n, y_m)$). Als Resultat erhält man ein orts aufgelöstes Bild der prognostizierten Lichtausbeute. Ausgewertet werden die Simulationsergebnisse sowohl für eine (PMT 1) als auch für zwei aktive Ausleseflächen (PMT 1 + PMT 2). Folgende Kenngrößen sind bei der Auswertung von besonderem Interesse:

die Zahl der von allen Ortspositionen registrierten Photonen bezogen auf die Gesamtzahl der simulierten Photonen N_{ges} ,

$$\text{Lichtausbeute } Y = \frac{1}{N_{ges}} \cdot \sum_{(x_n, y_m)} N_{det}(x_n, y_m) \quad (5.3)$$

sowie die Varianz σ^2 der ortsabhängigen Zählrate $N_{det}(x_n, y_m)$ pro Gitterpunkt als Maß für die Homogenität $H := \sqrt{\sigma^2}$ der Lichtausbeute, wobei

$$\sigma^2 = \frac{1}{N_{Gitter}^2} \cdot \sum_{(x_n, y_m)} |N_{det}(x_n, y_m) - \overline{N_{det}}|^2, \quad (5.4)$$

mit der über alle Ortspunkte gemittelten Zählrate $\overline{N_{det}}$. Der relative Fehler auf diese Größen wird bestimmt durch die systematische Ungenauigkeit der Simulationsmethode. Eine konkrete Angabe ist nur schwer zu treffen. Die Untersuchungen aus dem vorangegangenen Unterkapitel 5.5.2 lassen jedoch erwarten, dass er 10 – 20% nicht überschreitet. Die durch den Zufallsgenerator bedingten stochastischen Schwankungen sind aufgrund der hohen Anzahl simulierter Ereignisse demgegenüber vernachlässigbar klein.

Die Ergebnisse der Simulation sind in Abb. 5.12 und den folgenden beiden Tabellen (5.3) zusammengefasst. In ihrer auf das Gesamtvolumen bezogenen Lichtausbeute unterscheiden

Resultate für 1 PMT						
Szenario Nr.	1	2	3	4	5	6
Lichtausbeute Y (%)	2,7	2,8	2,8	2,8	2,8	2,9
Homogenität H	205	193	269	238	213	241

Resultate für 2 PMTs						
Szenario Nr.	1	2	3	4	5	6
Lichtausbeute Y (%)	5,5	5,5	5,7	5,6	5,7	5,9
Homogenität H	312	311	360	378	349	336

Tabelle 5.3: Simulationsergebnisse hinsichtlich Lichtausbeute und Homogenität für die untersuchten Anordnungen 1–6 bei Anschluss eines oder zweier PMTs

sich die verglichenen Konfigurationen nur unwesentlich. Im Fall von nur einem auslesenden

PMT werden rund 2,8% aller ausgesandten Photonen registriert. Wenig überraschend verdoppelt sich dieser Anteil bei Einsatz von zwei Photomultipliern. Da kosmische Myonen aufgrund ihrer hohen Energiedeposition im Szintillator ohnehin eine große Lichtmenge induzieren, reichen 1 oder 2 Photomultiplier wahrscheinlich aus, um ausreichende Lichteinsammlung zu gewährleisten.

Aufschlussreich sind die Variationen in der Homogenität. Hier lassen sich Unterschiede in der räumlichen Lichtausbeuteverteilung (Diagramme in 5.12) bereits per Augenschein feststellen. Sichtlich günstigere (d.h. kleinere) Werte für die Homogenität H im Falle der Szenarien 1 und 2 deuten darauf hin, dass ein Einbau an den Szintillatortoren mit Blickrichtung auf das Zentrum den klassischen Varianten 4 – 6 vorzuziehen ist. Als ungünstig in Hinblick auf homogene Lichtauslese erweist sich vor allem Szenario 3.

Als Folge dieser Resultate wird die technische Realisation der Anordnungen 1 und 2 anhand von Probeschnitten von der mechanischen Werkstatt des Instituts überprüft werden.

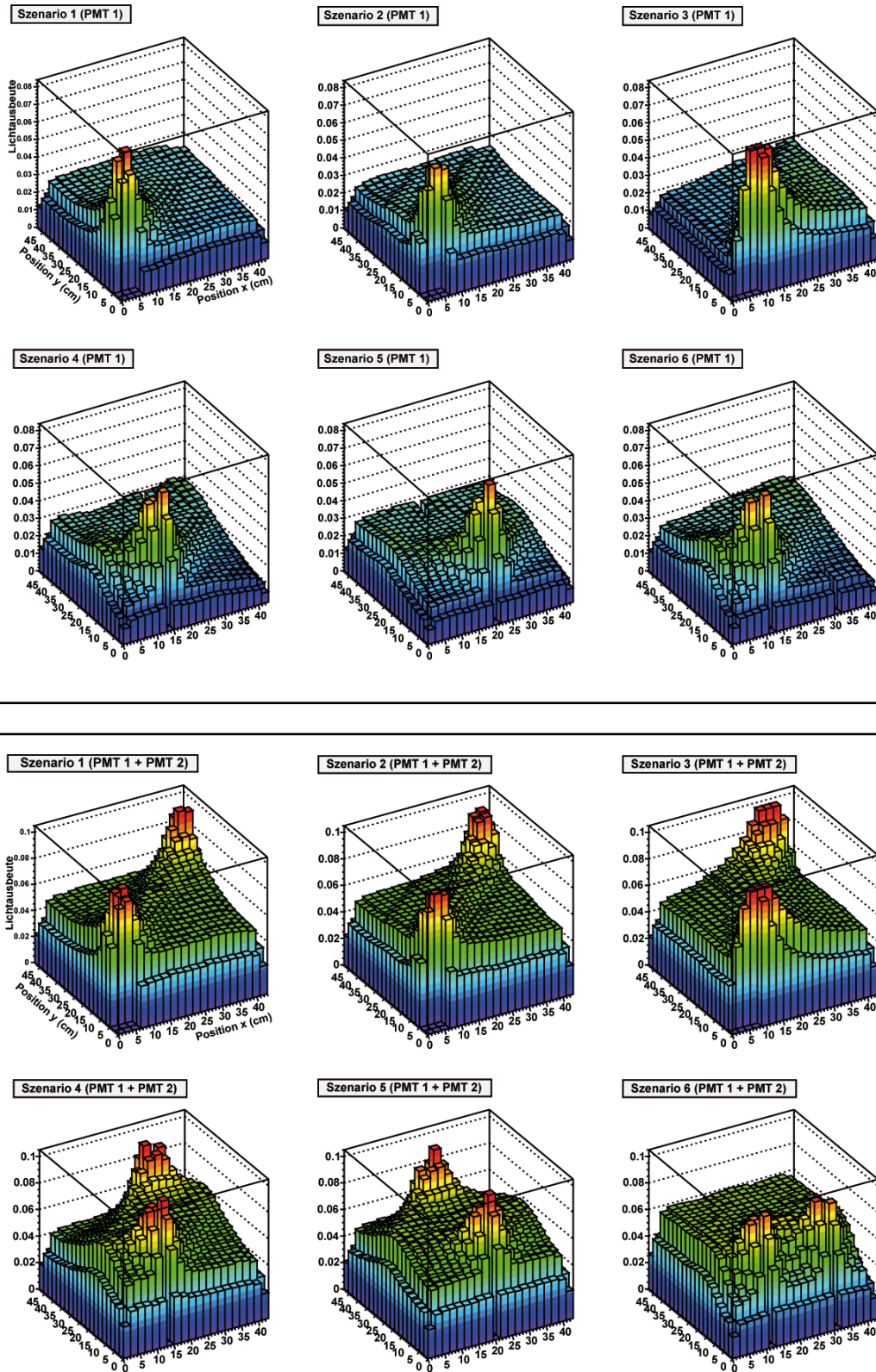


Abbildung 5.12: Ortsaufgelöste Lichtausbeute für verschiedene Auslesekonfigurationen mit einem oder zwei PMTs

Radioaktivitätsmessungen

Rund 45 Proben wurden im Laufe dieser Arbeit auf ihren Gehalt an radioaktiven Spurenstoffen mit den institutseigenen Gammaskpektrometern CORRADO und BRUNO untersucht. Darunter wurden viele Materialien auf ihre Tauglichkeit für den Einsatz in namhaften untergrundempfindlichen Experimenten wie GERDA oder DOUBLE CHOOZ überprüft. Andere Messungen stehen wiederum in direktem Zusammenhang mit hauseigenen Projekten.

Dieses Kapitel fasst – nach einer kurzen Einführung in die Low-Level-Spektroskopie – die Resultate dieser Einzelmessungen zusammen.

6.1 Anwendungsgebiet der Low-Level-Spektroskopie

Die Stärke der Low-Level-Gammaskpektroskopie besteht darin, auch geringste Mengen radioaktiven Materials sichtbar werden zu lassen. Ein weiterer Vorteil gegenüber alternativen Methoden der Aktivitätsmessung liegt darin, dass die Analyse von Proben überwiegend zerstörungsfrei ablaufen kann und aufgrund der verhältnismäßig geringen Abschwächung von Gammastrahlung in Materie auch bei ausgedehnten Körpern möglich ist. Außerdem ermöglicht die Detektion mit Halbleiter-Spektrometern eine hervorragende Energieauflösung und folglich eine Identifikationschance der Radionuklide.

In vielen Fällen interessiert man sich für den Gehalt an natürlichen radioaktiven Spurenstoffen, insbesondere an den sogenannten *primordialen Nukliden*. Atomkerne, die dieser Klasse angehören, sind älter als der Planet Erde selbst und nur deshalb noch in messbaren Mengen vorzufinden, weil ihre Zerfalls-Halbwertszeiten auf einer Skala jenseits von vielen Hundert Millionen bis hin zu Milliarden von Jahren liegen. Prominente Vertreter dieser Einordnung sind unter anderem ^{238}U ($T_{1/2} \approx 4,5 \cdot 10^9 \text{ a}$), ^{235}U ($7,0 \cdot 10^8 \text{ a}$), ^{232}Th ($1,4 \cdot 10^{10} \text{ a}$) und ^{40}K ($1,3 \cdot 10^9 \text{ a}$).

Seit Voranschreiten der Nuklearforschung und ihren gelegentlichen Verfehlungen (unkontrollierte Kernschmelzen, Waffentests) wurden aber auch immer wieder kurzlebigere Spaltprodukte wie ^{137}Cs oder ^{85}Kr mit Halbwertszeiten auf der Skala von Dekaden in die Atmosphäre freigesetzt.

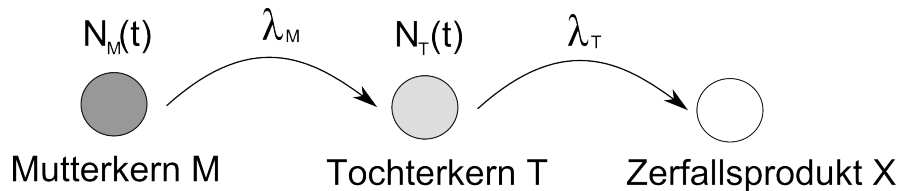
In geringen Mengen sind die genannten Elemente in nahezu allen abbaubaren Rohstoffen der Erde enthalten. Möchte man sicher gehen, dass z.B. beim Aufbau eines untergrundsen-

siblen physikalischen Experimentes vorgegebene Reinheitsanforderungen eingehalten werden, hilft letztlich nur eine Messung.

6.2 Natürliche Zerfallskette primordialer Nuklide

Die Töchterkerne und weitere nachfolgende Generationen der Elemente Thorium-232 und Uran-235/238 sind selbst radioaktiv. Die meisten der gemessenen Gammalinien stammen daher nicht unmittelbar von den primordialen Mutterkernen selbst, sondern von ihren Zerfallsprodukten. Ohne äußere Störung bildet sich mit der Zeit jedoch ein Gleichgewichtszustand aus, in dem sich die Aktivitäten von langlebigen Mutterkernen und verhältnismäßig kurzlebigen Töchterkernen angleichen. Dies ergibt sich aus der Theorie der Kernzerfallsprozesse und soll anhand des einfachsten Fallbeispiels hergeleitet werden:

Ein Mutterisotop M zerfällt mit Zerfallskonstante λ_M in den selbst instabilen Tochterkern T.



Für die zeitabhängigen Populationen $N_M(t)$ und $N_T(t)$ gelten die Differentialgleichungen

$$\dot{N}_M(t) = -\lambda_M N_M(t) \quad (6.1)$$

$$\dot{N}_T(t) = -\lambda_T N_T(t) + \lambda_M N_M(t) \quad (6.2)$$

Die Zahl der Mutterkerne nimmt nach bekannter exponentieller Gesetzmäßigkeit mit mittlerer Zerfallszeit $\tau_M = \frac{1}{\lambda_M}$ ab:

$$N_M(t) = N_M(t_0) \cdot e^{-\lambda_M(t-t_0)} \quad (6.3)$$

Die Zerfallsprodukte erhöhen jedoch die Population der Tochterkerne in der Zeit dt um $|dN_M| = \lambda_M N_M(t)$, so dass für deren zeitliche Entwicklung die inhomogene Differentialgleichung erster Ordnung (6.2) gelöst werden muss. Unter der Randbedingung, dass zum Zeitpunkt $t_0 = 0$ lediglich Mutterkerne vorhanden sind ($N_M(t_0) = N_0$ und $N_T(t_0) = 0$), findet man die Lösung mittels Separation der Variablen durch den Ansatz

$$N_T(t) = \mathcal{C}(t) \cdot e^{-\lambda_T t} \quad (6.4)$$

$$\mathcal{C}(t) = \int_0^t \lambda_M N_M(\tilde{t}) \cdot e^{\lambda_T \tilde{t}} d\tilde{t} \quad (6.5)$$

$$= \int_0^t \lambda_M N_0 \cdot e^{-\lambda_M \tilde{t}} \cdot e^{\lambda_T \tilde{t}} d\tilde{t}. \quad (6.6)$$

Nach Integration von Gl. 6.6 und Ordnen der Terme ergibt sich die Zeitentwicklung der Töchterkerne zu

$$N_T(t) = \frac{\lambda_M}{\lambda_T - \lambda_M} \cdot N_0 \cdot (e^{-\lambda_M t} - e^{-\lambda_T t}). \quad (6.7)$$

Die Aktivität ist definiert als zeitliche Ableitung der Population $N_T(t)$:

$$\mathcal{A}_T(t) := \dot{N}_T(t) = \frac{\lambda_M}{\lambda_T - \lambda_M} \cdot N_0 \cdot (\lambda_T e^{-\lambda_T t} - \lambda_M e^{-\lambda_M t}) \quad (6.8)$$

Im Grenzfall, dass die Mutter primordial und die Tochter relativ kurzlebig ist, sowie, dass genügend Zeit verstrichen ist, um einen Gleichgewichtszustand anzustreben ($\tau_T \ll t \ll \tau_M \Leftrightarrow 1/\lambda_T \ll t \ll 1/\lambda_M$), ergibt sich:

$$e^{-\lambda_M t} \approx 1, \quad e^{-\lambda_T t} \approx 0, \quad \frac{\lambda_M}{\lambda_T - \lambda_M} \approx 0 \quad (6.9)$$

$$\implies \dot{N}_T(t) \approx 0 \quad (6.10)$$

In Kombination mit Gl. (6.2) folgt die postulierte Annäherung der Zerfallsaktivitäten $\mathcal{A}(t) := \lambda N(t)$ von Mutter und Tochter,

$$0 \approx -\lambda_T N_T + \lambda_M N_M \Leftrightarrow \mathcal{A}_T \approx \mathcal{A}_M. \quad (6.11)$$

Ein solcher Zusammenhang kann viele Zerfallsgenerationen überspannen, solange nur die Halbwertszeiten klein gegenüber der des Primordialen sind. Die beteiligten Nuklide stehen im sogenannten säkularen Gleichgewicht. Kann ausgeschlossen werden, dass dieses durch umwelt- oder menschenbedingtes Eingreifen gestört wurde, darf aus der gemessenen Aktivität der Töchterkerne auf den Gehalt an primordialen Elementen rückgeschlossen werden. Dies ist gängige Praxis in fast allen nachfolgenden Probenauswertungen.

Die Zerfallsketten der beiden wichtigsten primordialen Nuklide Uran-238 und Thorium-232 sind im Anhang C zur Vollständigkeit angefügt.

6.3 Von Zählraten zur spezifischen Aktivität

Ziel der Materialuntersuchungen ist stets eine Identifikation der radioaktiven Bestandteile und Angabe ihrer spezifischen Aktivität (Zahl der Zerfälle bezogen auf die Probenmasse und Zeit) in einer gegebenen Probe. Messung und Auswertung lassen sich in verschiedene Prozesse gliedern.

6.3.1 Probenvorbereitung und Durchführung der Messung

Je nach Probengeometrie und Verfügbarkeit wird ein geeigneter Detektor ausgewählt. COR-RADO besitzt eine $(20 \times 20 \times 27) \text{ cm}^3$ große Kammer für gegebenenfalls sperrige Materialien,

BRUNO ist optimiert für Proben, die in eine „Standarddose“ (zylindrisch, Radius: 3,65 cm, Höhe: 2,8 cm) passen. Üblicherweise wird die Oberfläche der Probe mit Ethanol oder Isopropanol gereinigt/entfettet oder von einer Schutzfolie umgeben, bevor sie in das Detektorvolumen eingebracht wird. Anschließend wird die Kammer geschlossen, Funktionsbereitschaft des Myonvetos überprüft und das Aufnahmesystem (GENIE2000) gestartet.

Typische Messzeiten schwanken je nach Aktivität der Probe zwischen wenigen Tagen bis Wochen. Durch das Öffnen der Detektorkammern und insbesondere durch Anlagerung auf der Probenoberfläche gelangt das radioaktive Edelgas Radon in das Messvolumen. Nach Beginn einer neuen Messung ist deshalb oft nicht zu unterscheiden, ob die charakteristischen Gammalinien aus dem eingedrungenen Gas der Umgebungsluft ausgesandt werden, oder es sich um Radon handelt, das als Teil der primordialen Zerfallskette aus der Probenkontamination stammt. In Form von Radon-222 klingt der umgebungsbedingte Anteil mit einer Halbwertszeit von 3,8 d ab. Zudem werden beide Detektorkammern von Stickstoff-Gas durchspült, wodurch die Abklingzeit verkürzt wird. Dennoch muss ein Messspektrum in den ersten Tagen besonders auf die Zählrate in Radon-Peaks untersucht werden und mit der eigentlichen Aufnahme erst nach Feststellen konstanter (und damit materialbedingter) Radon-Zählraten begonnen werden.

6.3.2 Quantitative Auswertung der Messspektren

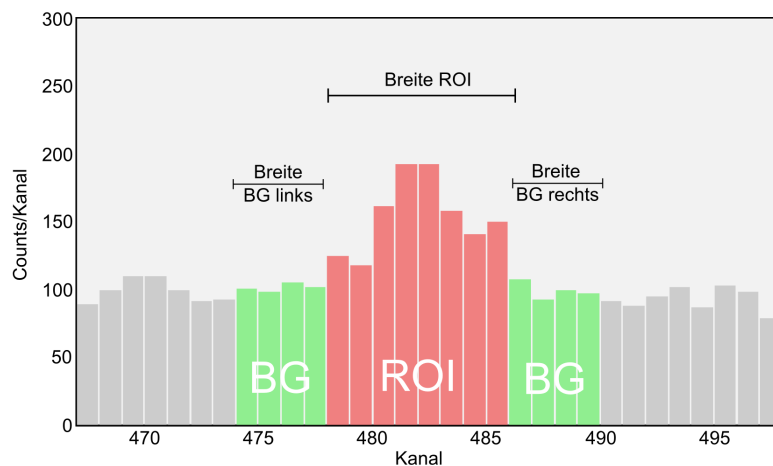


Abbildung 6.1: Bestimmung der effektiven Ereigniszahl in einem typischen Gamma-Peak; Region of Interest (ROI) und Untergrundzonen (BG) sind farbig hervorgehoben.

Nach Beendigung der Messaufzeichnung beginnt die Analyse des erhaltenen Spektrums. Alle Gammaquanten aus natürlichen Kernzerfällen sind bei Energien unterhalb 2614,5 keV (Zerfall von ^{208}Tl oder ^{212}Po nach ^{208}Pb) zu finden. Jeder Peak besitzt eine endliche Breite, die die Energieauflösung des verwendeten Systems festlegt.

Abbildung 6.1 veranschaulicht als Ausschnitt eines tatsächlichen Spektrums die Auswertungs-

methode für den „Regelfall“. In diesem ist das Signal klar von anderen separierbar (keine Überlagerungen verschiedener Linien) und der Untergrund rechts und links verhält sich stetig genug, um ihn über die Breite des Signals linear interpolieren zu können.

Man ist darin übereingekommen (DIN Norm 25482-5 für gammaspektroskopische Untersuchungen), dass als ein vernünftiges Maß für die relevante Signalbreite (ROI, engl.: region of interest) das 2,5-fache der Halbwertsbreite (FWHM, engl.: full width at half maximum) anzunehmen ist. Die Untergrundraten der Hälfte dieser Breite rechts und links (BG, engl.: background) werden arithmetisch gemittelt und von der Signalfäche abgezogen. Das untergrundbereinigte, effektive Signal ergibt sich demnach zu:

$$Signal = Counts(ROI) - \frac{Counts(BG_{links}) + Counts(BG_{rechts})}{Breite(BG_{links}) + Breite(BG_{rechts})} \cdot Breite(ROI) \quad (6.12)$$

Zusätzlich zur genannten Korrektur des kontinuierlichen Untergrundes muss geprüft werden, ob für die gegebene Energie ein weiterer Linienuntergrund abgezogen werden muss. Unter diesem versteht man eine signifikante Eigenkontaminationslinie des Detektors, die auch in einer Messung ohne Probe sichtbar ist.

Dieses Verfahren wird für alle erkennbaren Peaks des Messspektrums durchgeführt und die gefundenen Linien werden ihren zugehörigen Zerfallsketten langlebiger Isotope zugeordnet.

6.3.3 Bestimmung der Gamma-Ausbeute

Die Platzierung und Selbstabsorptionseigenschaften der zu untersuchenden Proben außerhalb des Germaniumkristalls bewirken, dass nur ein gewisser Bruchteil der ausgesandten Gammastrahlung das aktive Detektorvolumen erreicht und darin seine gesamte Energie deponiert. Um von der Zahl der registrierten Ereignisse auf die Aktivität der gesamten Probe schließen zu können, wird dieser Anteil mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen berechnet.

In den vergangenen Jahren hat sich dazu die Verwendung des *MaGe Frameworks* etabliert, das als Ableger des bewährten GEANT 4.0-Codes von den Kollaborationen GERDA und MAJORANA den Bedürfnissen der Niederenergie-Teilchenphysik angepasst wurde. Innerhalb dieses Frameworks wurden die Detektorgeometrien für BRUNO und CORRADO im Zuge früherer Diplom- und Doktorarbeiten (u.a. [Bud09],[Man07]) eingebunden und optimiert, so dass sie mittlerweile verlässlich für Routinesimulationen zur Verfügung stehen.

Ausgehend von einem definierten Samplevolumen simuliert der MAGE-Code den Zerfall radioaktiver Isotope sowie die Propagation und Wechselwirkung der dabei freiwerdenden Gammastrahlung in der Detektor-Umgebung. Die Ausbeute (engl. efficiency) für eine bestimmte Energielinie E_γ ist nach Abschluss der Simulation von typischerweise 30 Mio. Teilchen das Verhältnis aus Zahl der entsandten zur Zahl der im Germanium-Volumen gezählten Ereignisse,

$$\epsilon_D(E_\gamma) = \frac{N_{\gamma,sim}(E_\gamma)}{N_{\gamma,det}(E_\gamma)}. \quad (6.13)$$

Multipliziert mit der Wahrscheinlichkeit ϵ_{Br} (branching ratio) für die Abstrahlung eines Gammaquants ergibt sich die totale Effizienz:

$$\epsilon(E_\gamma) = \epsilon_{Br}(E_\gamma) \cdot \epsilon_D(E_\gamma) \quad (6.14)$$

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Ausbeuten für 24 verschiedene Probengeometrien simuliert. In vielen Fällen konnte dabei nicht auf bereits implementierte Standardsituationen zurückgegriffen werden, sondern musste die Probenform und chemische Zusammensetzung in den Quelltext einprogrammiert werden. Dieser Schritt im Auswerteverfahren stellt den mit Abstand zeitaufwändigsten dar.

6.3.4 Spezifische Aktivität

Nun stehen alle Informationen zur Verfügung, um die spezifische Aktivität eines identifizierten Kernzerfalls berechnen zu können:

$$\mathcal{A} = \frac{\text{Signal}}{\epsilon \cdot m \cdot T}, \quad [A] = \frac{1}{s \cdot kg} = \frac{Bq}{kg}. \quad (6.15)$$

Dabei bezeichnet m die Probenmasse und T die Messdauer. Der Fehler auf diese Größe,

$$\frac{\Delta \mathcal{A}}{\mathcal{A}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \text{Signal}}{\text{Signal}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}\right)^2 + \left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2}, \quad (6.16)$$

wird von den relativen Ungenauigkeiten in der Bestimmung der Signalgröße und der Efficiency-Simulation dominiert (Masse m und Zeit T können dagegen sehr genau bestimmt werden). Der relative Fehler der Signalgröße sinkt mit steigender Güte des Signal-Untergrund-Verhältnisses und mit Fortdauer der Messzeit (\rightarrow höhere Zählstatistik, $\Delta N/N \propto 1/\sqrt{N}$). Die Ungenauigkeit der Simulationen wurde bereits in früheren Arbeiten studiert und für Corrado und Bruno mit 6% bzw. 12% abgeschätzt.

In der Praxis begegnet man häufig dem Problem, dass das erhaltene Ergebnis $\mathcal{A} \pm \Delta \mathcal{A}$ im Rahmen der Messgenauigkeit mit Null verträglich ist oder sogar negative Werte annimmt, wenn die Zählrate aus den Untergrundintervallen (BG) die der Signalregion (ROI) übertrifft. Statistische Methoden versuchen, die Auswertung in diesen Fällen auf eine objektive Grundlage (siehe [DIN93] und kombinierte Methode nach [Hei06]) zu stützen, weil die Angabe negativer Zerfallsraten in diesem Zusammenhang physikalisch nicht erklärbar ist. Zunächst wird eine Erkennungsgrenze Y_α (detection limit) so definiert, dass man im Fall $\mathcal{A} \geq Y_\alpha$ mit der Wahrscheinlichkeit $\alpha \in [0, 1]$ davon ausgehen kann, dass die Nettozählrate in der ROI nicht allein durch statistische Schwankungen zustande kommt: Bei einer gaußförmig angenommenen Werteverteilung um den Messwert \mathcal{A} liegen nur $(1 - \alpha) \cdot 100\%$ der Fläche unterhalb der Null. Es liegt dann ein positiver Befund vor und der finale Messwert bleibt $\mathcal{A} \pm \Delta \mathcal{A}$.

Im Fall, dass $\mathcal{A} < Y_\alpha$ ist, wird mittels aller in den Messwert eingehender Fehlerquellen die Nachweisgrenze η (upper limit) für Signale bei der untersuchten Energielinie nach [DIN93] berechnet. Mit dieser darf die Aussage getroffen werden, dass das Messergebnis mit der Wahrscheinlichkeit α kleiner als η ist. Gängiger Wert für α ist 0,9. Man spricht in diesem Zusammenhang häufig von *upper limit* mit 90% *confidence level* (C.L.). Alle Messwerte in den

nachfolgenden Tabellen, die mit einem „<“-Zeichen versehen sind, müssen auf diese Weise interpretiert werden.

6.3.5 Programmierung eines Datenanalyse-Tools

Basierend auf der Datenanalyseplattform ROOT ([B⁺]) wird im Laufe dieser Arbeit ein Auswertungsprogramm für Gammaspektren (genannt GAMMAVIEW) entwickelt. Es ermöglicht die Anzeige, Auswertung und Weiterverarbeitung von Energiespektren, wie sie typischerweise von MCA.s (multi channel analyser) in der Detektorphysik aufgenommen werden. Das Programm ist in Form eines Klassenpakets gebündelt (`gamma_view.h`) und wird von der ROOT-Konsolenoberfläche aus bedient. Auf einfache Weise können mathematische Operationen wie Addition oder Skalierung von Spektren sowie Peakanalyse über die konventionelle (6.3.2) oder Fit-Methode (3.5) ausgeführt werden. Innerhalb dieser Arbeit wird an passender Stelle auf die Benutzung des Programms hingewiesen.

6.4 Probenergebnisse

Der Übersichtlichkeit wegen werden die Ergebnisse für alle untersuchten Proben nach Stoffklassen sortiert aufgelistet und kommentiert.

Polyethylen und Boroxid

Die Möglichkeit, boriertes Polyethylen als Neutronenmoderator und Absorber in die Abschirmung des geplanten Detektors GIOVE einzubringen, wurde in den vorangegangenen Kapiteln 3 und 4 ausführlich diskutiert. Auch wurde bereits darauf hingewiesen, welche Bedeutung eine sorgfältige Materialauswahl für die erdachte Einbringung und Anordnung hinsichtlich radioaktiver Verunreinigung besitzt.

In den im Laufe dieser Arbeit durchgeführten Messungen an boriertem Polyethylen wird jedoch eine nicht unerhebliche Belastung festgestellt (siehe dazu Tabelle 6.1). Die Probenkammer des CORRADO-Detektors war dabei mit passend zurechtgeschnittenen Materialschichten fast vollständig ausgefüllt (Abb. 6.2).

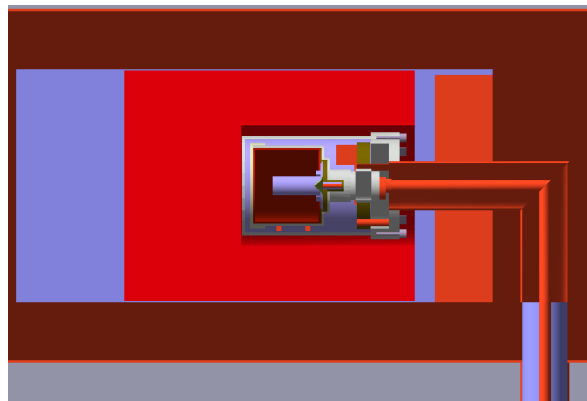


Abbildung 6.2: Probengeometrie zur Messung von PE(+Bor) in der Ansicht des Monte-Carlo-Programms MAGE zur Bestimmung der Effizienz; Die Detektorkammer ist zu großen Teilen ausgefüllt (linke hellrote Fläche).

Ausreichend sauber zeigt sich lediglich reines, unboriertes Polyethylen der Firma *Profilan*. Pures Boroxid derselben Firma wiederum wartet mit hohen Verunreinigungen auf, was den Verdacht nahelegt, dass der Zusatz von Bor das Hauptproblem darstellt.

Sollte in Zukunft kein weniger aktives Material aufzufinden sein, ist eine PE-Absorberschicht als innerste Lage im Detektordesign nicht realisierbar. Zwischen Probenkammer und PE müssten zur Abschirmung rund 7 cm Kupfer oder aber eine weitere Bleilage eingebracht werden.

Als Alternative bietet sich an, eine Neutronenabschirmung mit räumlich getrennter Anordnung von Moderator (reines PE) gefolgt von einer dünnen Einfangschicht (z.B. Lithium)

zu entwickeln. Voraussetzung wäre jedoch auch hier, den Absorber auf seine Aktivität hin gründlich zu untersuchen.

Probe	Bezeichnung	m (kg)	T (d)	Spezifische Aktivität (mBq/kg)					
				^{238}U	^{226}Ra	^{228}Ra	^{228}Th	^{40}K	^{60}Co
0234	Reines Polyethylen, Fa. Profilan	9,28	3,8	< 204	< 4	< 7	< 5	< 18	< 1
0226	PE + 5% Bor, Fa. Profilan	9,37	9,2	< 197	130 ± 4	14 ± 2	12 ± 2	23 ± 7	< 1
0217	PE + 10% Bor, Fa. Profilan	9,36	8	114 ± 70	53 ± 2	5 ± 2	9 ± 2	34 ± 8	< 1
0232	Boroxid (B_2O_3) Bor, Fa. Profilan	0,65	8,9	718 ± 358	574 ± 19	69 ± 11	50 ± 9	70 ± 33	< 4

Tabelle 6.1: Spezifische Aktivitäten von Polyethylen (+Bor) und Boroxid

Kunststoffe und Graphit

Für ambitionierte Untergrundexperimente muss auch die Einsatzfähigkeit von Kleinteilen – oft aus Kunststoffen gefertigt oder von solchen zusammengehalten – sichergestellt sein. Einige der nachfolgend aufgeführten Proben sollen in den Experimenten GERDA und DOUBLE CHOOZ zum Einsatz kommen und dort zum Teil detektornah operieren.

Polyurethan als Reinstoff und ein spezieller Kunststoff (*MURDOTEC*), beliebt als Gleitoberfläche in mechanischen Konstruktionen, zeigen auffallend hohe Kontaminationen, insbesondere an Kalium und Radium. Ausreichend sauber und für den Einsatz in Low-Level-Detektoren geeignet („Tape-Physik“) zeigt sich Klebestreifen der Marke *Tesa*.

Probe	Bezeichnung	m (kg)	T (d)	Spezifische Aktivität (mBq/kg)					
				^{226}Ra	^{228}Ra	^{228}Th	^{40}K	^{60}Co	^{137}Cs
0211	PMT-Kabel (Polyurethan-Mantel)	0,09	10	233 ± 40	< 199	< 162	662 ± 271	< 28	$66,2 \pm 22$
0212	Polyurethan	0,13	3,1	6501 ± 389	4191 ± 425	3838 ± 381	26476 ± 3396	< 74	< 59
0218	UHU endfest (Binder)	0,13	7,1	< 44	< 51	< 55	< 292	< 19	< 20
0219	UHU endfest (Härter)	0,11	9	< 64	< 126	< 50	< 283	< 16	31 ± 14
0231	Teflon Röhrrchen (Double Chooz)	0,06	8,3	173 ± 42	< 130	< 200	< 705	< 46	< 46
0216	Tesa Klebstreifen	0,07	11	< 59	< 103	< 140	< 444	< 37	36 ± 19
0235	Kieselgel	0,06	10	2903 ± 177	2793 ± 277	1128 ± 137	796 ± 371	< 35	< 64
0245	Viton Dichtungsringe	0,10	5,2	306 ± 52	< 227	< 192	910 ± 363	< 59	< 50
0255	MURDOTEC Gleit-Kunststoff	12,01	5	1641 ± 43	2060 ± 85	1865 ± 84	11938 ± 890	< 6	< 2
0214	Graphit (BASF)	0,03	5,7	1701 ± 163	1972 ± 300	2274 ± 300	2671 ± 914	< 103	< 189

Tabelle 6.2: Spezifische Aktivitäten untersuchter Kunststoffe

Metalle und Oxide

Für die Forschungsgruppe um das Heidelberger EBIT (electron beam ion trap) sollten winzige Probenstücke des Elementes Erbium auf Spuren des Elementes ^{165}Ho untersucht werden. Dieser an sich stabile Kern geht durch Neutroneneinfang in das instabile Isotop ^{166}Ho über, welches wiederum über Betazerfall mit $T_{1/2} \approx 1200$ a zu Erbium wird. Wie aus Tabelle 6.3 hervorgeht, können jedoch nur Konzentrationen unterhalb unserer Nachweisgrenze ermittelt werden.

Probe	Bezeichnung	m (g)	T (d)	Spezifische Aktivität (mBq/g)
				$^{166\text{m}}\text{Ho}$
0221	Erbium Körnchen, EBIT, MPI-K	$9,7 \cdot 10^{-3}$	3	< 175
0222	AgEr, EBIT, MPI-K	0,6	11,2	< 2
0223	Erbium Stückchen, EBIT, MPI-K	1,4	11,1	< 1

Tabelle 6.3: Spezifische Aktivitäten getesteter Erbium-Proben

Metallelemente (oder -oxide) in Konstruktionen oder elektrischen Bauteilen finden sich in fast jedem physikalischen Experiment wieder. Edelstahl in Form von Gewinden oder Seilen wurde für DOUBLE CHOOZ im Rahmen unserer Möglichkeiten als nahezu strahlungsfrei gemessen. Für dasselbe Experiment wurde Aluminiumoxid untersucht.

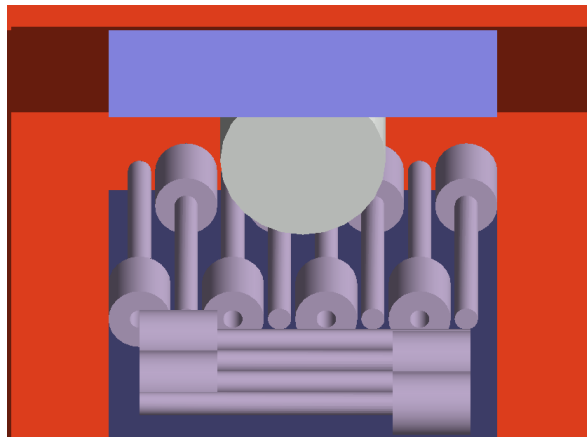


Abbildung 6.3: Übersetzung der wahren Probengeometrie zur Messung von Stahlgewinden in das Monte-Carlo-Programm MAGE zur Bestimmung der Effizienz

Erwartungsgemäß ist der Anteil an Thorium in (thorierten) Schweißelektroden außerordentlich hoch. Die Messung steht in Zusammenhang mit Untersuchungen zur Radon-Emanation, die parallel in der Diplomarbeit von Sebastian Lindemann ([Lin09]) durchgeführt werden.

Elektronik-Komponenten

Viele Bauteile der Messelektronik zum Abgriff und zur Verstärkung von Signalen sind zwangsläufig in unmittelbarer Detektorumgebung angebracht und müssen daher besonders sorgfältig

Probe	Bezeichnung	m (kg)	T (d)	Spezifische Aktivität (mBq/kg)					
				^{238}U	^{226}Ra	^{228}Ra	^{228}Th	^{40}K	^{60}Co
0228	Schraubengewinde aus Edelstahl	4,01	8,8	< 630	< 11,9	< 18	< 14	< 22	$4,5 \pm 2,0$
0229	Stahlplättchen mit Schweißnähten	0,47	9	< 1296	< 30	< 68	< 38	< 330	13 ± 7
0233	Pin-Stecker in Stahlfassung	0,14	12,8	< 7572	3665 ± 209	2025 ± 193	2027 ± 182	49084 ± 5815	< 55
0253	Schweißelektroden	0,25	1,1	$(1,36 \pm 0,52) \cdot 10^6$	$(106 \pm 15) \cdot 10^3$	$(121 \pm 4) \cdot 10^6$	$(83 \pm 3) \cdot 10^6$	$(6,8 \pm 4,0) \cdot 10^6$	< 4173
0254	Edelstahldraht	0,02	5,9	—	< 253	< 352	< 317	< 1453	< 103
0232	Boroxid (B_2O_3), Fa. Profilan	0,65	8,9	718 ± 358	574 ± 19	69 ± 11	50 ± 9	70 ± 33	< 4
0238	Aluminiumoxid (Al_2O_3)	0,13	10	< 2199	100 ± 20	< 111	58 ± 32	779 ± 189	< 20

Tabelle 6.4: Spezifische Aktivitäten getesteter Metalle und Oxide

ausgewählt werden. Für Bauteile in kritischer Detektornähe genügt die Sensitivität der Heidelberger Spektrometer nicht aus und es muss auf die empfindlicheren Detektoren des LNGS¹ oder IRMM² zurückgegriffen werden. Weniger kritische Bauelemente wurden jedoch untersucht, unter anderem auch für das Experiment DOUBLE CHOOZ (vgl. Tabelle 6.5).

Probe	Bezeichnung	m (kg)	T (d)	Spezifische Aktivität (mBq/kg)					
				^{238}U	^{226}Ra	^{228}Ra	^{228}Th	^{40}K	^{60}Co
0227	PMT-Elektronik (Double Chooz)	0,1	6,7	4105 ± 2396	1181 ± 84	1321 ± 147	1753 ± 139	1146 ± 300	< 29
0233	Pin-Stecker in Kunststofffassung	0,14	12,8	< 7572	3665 ± 209	2025 ± 193	2027 ± 182	49084 ± 5815	< 55
0248	2 Pin-Stecker in Stahlfassung	pauschal	1	< 3150	550 ± 47	202 ± 49	127 ± 34	7659 ± 1180	< 18
0237	Serieller-Anschluss Stecker	0,05	3,9	< 14009	5392 ± 330	1472 ± 235	1701 ± 210	10622 ± 1483	< 93
0236	Digital Infrarot Kamera (Double Chooz)	0,69	7,2	< 2330	2246 ± 126	2862 ± 252	2704 ± 227	5018 ± 649	< 23
0239	Drucksensor (Double Chooz)	0,96	6,9	< 393	126 ± 9	128 ± 15	117 ± 14	267 ± 46	< 3
0246	Elektronik Kleinteile (R,C,Trans. etc.)	pauschal	8,9	366 ± 172	276 ± 19	187 ± 22	176 ± 16	776 ± 121	5 ± 1

Tabelle 6.5: Spezifische Aktivitäten von elektronischen Komponenten

¹Laboratori Nazionali del Gran Sasso²Institute for Reference Materials and Measurements, Geel, Belgien

Krypton-85

Parallel zur vorgelegten Arbeit unternimmt Sebastian Lindemann Untersuchungen zur Messbarkeit des radioaktiven Edelgas-Isotops Krypton-85 in Luft. Zu diesem Zweck wird eine Normmenge des Gases abgemessen, deren Aktivität gammaspektroskopisch bestimmt werden soll. Nach Durchführung verschiedener Manipulationen dieser Normprobe wird der radioaktive Gehalt jeweils neu bestimmt.

Im Kontrast zu dem in Abschnitt 6.3.2 erläuterten Auswerteverfahren, stellt diese Probe einen Sonderfall dar: Die charakteristische Gamma-Energie des ^{85}Kr -Zerfalls bei 514,1 keV überlagert sich mit dem e^+e^- -Annihilationspeak des Untergrundspektrums. Das Standardverfahren zur Analyse ist nicht anwendbar. Stattdessen werden beide Signale simultan als Überlagerung zweier Gaußfunktionen mit linear abfallendem Untergrund gefittet und die Peakfläche beider Anteile aus den resultierenden Parametern ermittelt:

$$\begin{aligned} \text{Fit}_{\text{Doppelpeak}}(x; \text{Parameter}) = & \text{Gauss}_1(x; \mathcal{A}_1, \mu_1, \sigma_1) + \text{Gauss}_2(x; \mathcal{A}_2, \mu_2, \sigma_2) \\ & + \text{Gerade}(x; \text{Aufpunkt}, \text{Steigung}) \end{aligned} \quad (6.17)$$

Die Fitroutine wird in die im Rahmen dieser Arbeit programmierte Analysesoftware GAMMAVIEW implementiert (Abb.6.4). Anschließend wird im üblichen Verfahren aus der gewonnenen Zählrate und Effizienz-Simulation die Aktivität ermittelt. Die Resultate finden sich in Tabelle 6.6.

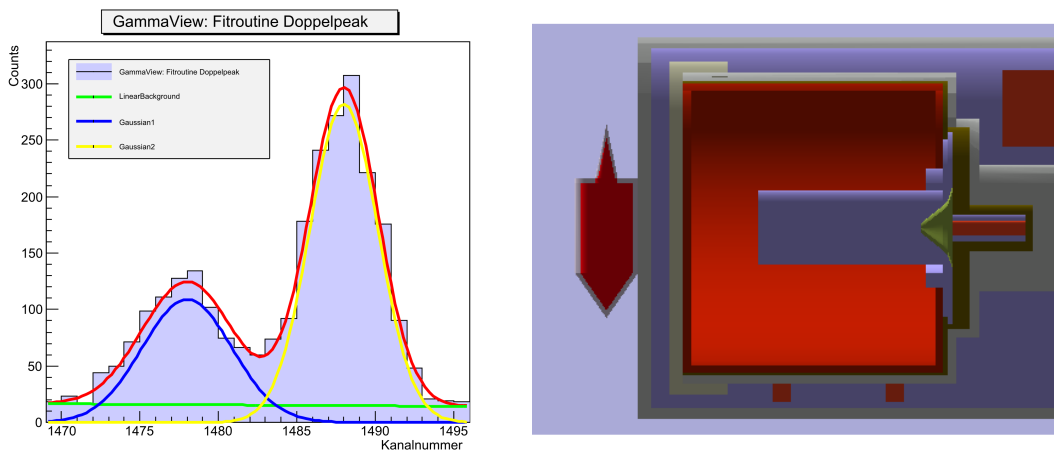


Abbildung 6.4: links: Analyseverfahren mittels Fitroutine; rechts: Querschnitt der Simulationsgeometrie für Krypton in kleinem Glaszylinder vor der Detektor-Endkappe

Probe	Bezeichnung	T (d)	Aktivität (kBq)
			^{85}Kr
0225	^{85}Kr -Gas in kleinem, evakuierten Glaszylinder, vor Verfüllung in Glaskolben	0,7	48 ± 4
0230	^{85}Kr -Gas in evakuiertem Glaskolben	6	$36,5 \pm 3,4$
0257	^{85}Kr -Gas in evakuiertem Glaskolben, nach Reinigung von Luftkontamination	3,9	31 ± 3

Tabelle 6.6: Aktivitäten getesteter Krypton-Volumina

Radium-Quellen

Durch Analyse von geeichten Standards kann die Korrektheit der Effizienzbestimmung durch den Monte-Carlo-Code MAGE abgeschätzt werden. Eine solche Untersuchung wurde mittels eines Radium-Standards der PTB³ mit beiden eingesetzten Detektoren durchgeführt.

In einer ersten Messreihe wird die Quelle in ihrem Auslieferungszustand, einem kleinen Glaszylinder von ca. 2 cm Höhe und 1 cm Durchmesser, belassen und zentral auf der Detektorkappe positioniert (vergleichbare Anordnung wie in Abb. 6.4). Die spezifische Aktivität wird in CORRADO zu $(1,007 \pm 0,025)$ kBq/g bestimmt und stimmt mit dem Nennwert der PTB von $(1,019 \pm 0,015)$ kBq/g im Rahmen der Messgenauigkeit überein. Dieselbe Messung in BRUNO weicht jedoch um mehrere Standardabweichungen ab. Hierbei macht sich möglicherweise bemerkbar, dass die Geometrie von CORRADO detaillierter in der Effizienz-Simulation von MAGE implementiert ist, als diejenige von BRUNO ([Bud09]).

Gibt man einen Teil (1,0865 g) des Radium-Standards mit einer wässrigen Salzlösung in die 120 ml fassende Standarddose und misst erneut die Aktivität, so erhält man keine befriedigende Übereinstimmung mit der Erwartung von $\mathcal{A} = 1,019$ kBq/g (vergleiche mit Proben 0247 in Tabelle 6.7). Dieses Resultat überrascht, weil die Effizienzbestimmung für Proben in Standarddosen bislang als deutlich genauer angenommen wurde. Die Fehlerhaftigkeit sollte anhand weiterer Messungen mit geeichten Proben näher untersucht und verstanden werden.

Probe	Bezeichnung	m (g)	T (min)	Spezifische Aktivität (kBq/g)
				^{226}Ra
0241	^{226}Ra -Standard (PTB) in kleinem Glaszylinder, CORRADO	2,0608	37	$1,007 \pm 0,025$
0243	^{226}Ra -Standard (PTB) in kleinem Glaszylinder, BRUNO	2,0608	203	$1,133 \pm 0,031$
0247_1	^{226}Ra -Standard (PTB) in Standarddose, BRUNO	1,0865	1440	$0,84 \pm 0,04$
0247_2	^{226}Ra -Standard (PTB) in Standarddose, CORRADO	1,0865	1233	$0,82 \pm 0,02$

Tabelle 6.7: Spezifische Aktivitäten getesteter Radium-Standards

³Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig

Übrige Proben

Es verbleibt eine Zahl nicht klassifizierter Proben aus unterschiedlichen Anwendungsgebieten.

- Im Rahmen einer europaweiten Studie der CELLAR (Collaboration of European Low-level underground LABoratories) wurde an der Untersuchung von Luftfilterproben teilgenommen, in der gammaspektroskopische Erkennungsgrenzen für nukleare Spaltprodukte wie ^{140}Ba , ^{99}Mo oder ^{131}I ermittelt werden sollten. Ziel der Studie ist, die Leistungsfähigkeit des internationalen Netzwerkes zur Überwachung/Feststellung von Nukleartests (IMS⁴) zu bewerten.

Gleichartige Filterproben in zylindrischer Einfassung wurden parallel in verschiedenen Untergrundlaboratorien über eine Zeitdauer von 7 Tagen in einem Ge-Spektrometer platziert, darunter auch im Low-Level-Labor unseres Instituts. Die Messungen hier wurden im Rahmen dieser Arbeit absolviert (Probe Nr. 0220), die Auswertung allerdings erfolgte zentral durch das IMS. Die Resultate der Gesamtstudie sind in [A⁺09] veröffentlicht.

- Auf Anfrage wird eine Gesteinsprobe aus dem Grenzgebiet Deutschland-Tschechien auf eine mögliche extraterrestrische Herkunft (Meteoritenfall) hin überprüft (Probe Nr. 0260). Das gemessene Spektrum wird dazu unter anderem auf Spuren von ^7Be , ^{22}Na oder ^{26}Al untersucht. Auffällige Anteile an diesen Isotopen geben Hinweis auf starke Aktivierungsvorgänge, wie sie nur außerhalb der Erdatmosphäre in außerordentlichem Maße stattfinden ([Heu09]). Tatsächlich finden sich in der Probe unzweifelhaft Gehalte an den genannten Isotopen (siehe Tabelle 6.8), woraus sich folgern lässt, dass es sich um einen Meteoriten handelt. Die Tatsache, dass selbst kurzlebige ^7Be nachweisbar ist, lässt auf einen verhältnismäßig frischen Meteoritenfall schließen. Diese Feststellung deckt sich mit den Angaben der Finder, wonach im Frühjahr 2009 ein solches Ereignis im genannten Gebiet stattgefunden habe.

Probe	Bezeichnung	m (kg)	T (d)	Spezifische Aktivität (mBq/kg)					
				^7Be 53 d	^{22}Na 2,6 a	^{26}Al $7,2 \cdot 10^5$ a	^{54}Mn 312 d	^{57}Co 272 d	^{40}K $1,3 \cdot 10^9$ a
0260	Meteorit, „Jenice“	Fall 0,361	6	250 ± 95	1136 ± 118	727 ± 78	789 ± 82	48 ± 12	21098 ± 2147

Tabelle 6.8: Spezifische Aktivitäten von kosmogen produzierten Isotopen gemessen an einer Meteoritenprobe

⁴International Monitoring System

Rohdaten aus dem Neutronenversuch

Nummer	Abschirmung	Peakfläche [Counts/Tag]			
		53,4 keV	139,5 keV	691 keV	Summe
N09	keine	19257 ± 770	7677 ± 614	33794 ± 350	60728 ± 1045
N14	5 cm PE+B	11149 ± 445	4445 ± 355	14612 ± 257	30206 ± 625
N15	10 cm PE+B	7979 ± 278	3320 ± 265	8058 ± 222	19357 ± 444
N10	15 cm PE+B	7068 ± 282	2910 ± 232	5779 ± 234	15757 ± 434
N17	20 cm PE+B	5267 ± 210	2315 ± 185	3412 ± 93	10994 ± 295
N18	8 cm PE	23052 ± 922	9635 ± 771	10050 ± 249	42737 ± 1227
N12	16 cm PE	14587 ± 583	6796 ± 543	5832 ± 250	27215 ± 835
N16	PE-Pb-PE (15 cm)	7369 ± 295	3232 ± 260	6235 ± 218	16836 ± 450
N19	PE-Fe-PE (15 cm)	7283 ± 290	2347 ± 188	5296 ± 210	14926 ± 404
N20	5 cm $(PE + B)_{inv}$	12331 ± 494	4557 ± 456	16888 ± 276	33776 ± 727
N21	5 cm $(PE + B)_{inv}$	7848 ± 426	3536 ± 370	8756 ± 230	20139 ± 609
N22	15 cm $(PE + B)_{inv}$	6391 ± 300	3025 ± 266	5589 ± 203	15005 ± 449

Tabelle A.1: Gemessene Zählraten (Ereignisse pro Tag) in den aufgeführten Neutronenlinien für verschiedene Absorberkonfigurationen: Polyethylen(PE),boriertes Polyethylen (PE+B), Blei(Pb) und Stahl (Fe)

Erläuterung der Programmfunktionen und des Algorithmus von Luxter

B.1 Datenstrukturen

Wie im Hauptteil der Arbeit erwähnt, basiert das Simulationsprogramm auf einer objektbasierten Konzeption. Den Rumpf bildet die Klasse `environment`. Sie vereint die Erstellung der geometrischen Simulationsgrenzen sowie die Iterierung der eigentlichen Simulationsschritte. Zudem generiert sie zu Beginn der Hauptschleife die Klasse `photon`, die im Wesentlichen Informationen über die aktuelle Position und Richtung sowie die zurückgelegte Wegstrecke verwaltet.

B.2 Zentrale Funktionen

Der Klassenkonstruktor Durch den Aufruf der Klasse `environment` werden alle wesentlichen Programmparameter wie Absorptionslänge, Brechungsindizes oder Modus (Test oder normal) konfiguriert. Zudem wird der Zufallsgenerator mit der Systemuhrzeit und eine lineare Liste für die nachfolgende Behandlung der Ebenen initiiert.

```
environment::environment()
```

Erstellen einer Ebene Vor Beginn einer Simulation muss die Geometrie der zu untersuchenden Umgebung eingegeben werden. Diese kann frei mittels ebener Grenzflächen gewählt werden. Die Funktion zur Erstellung einer neuen Ebene benötigt zur Definition der Fläche einen Aufpunkt- und Normalenvektor sowie ihre Abmessungen in Länge und Breite. Schließlich muss durch einen Booleschen Wert angegeben werden, ob die Fläche als aktive Detektionsfläche (`true`) oder einfache Grenzfläche (`false`) eingesetzt werden soll und welche Quanteneffizienz sie besitzt.

```
void environment::MakePlane(Vector3D* center_in, Vector3D* normal_in, float u, float v, bool active_in, double qe_in);
```

Programmintern werden die Ebenen als neu definierter Datentyp (`struct plane`) in einer linearen Liste verwaltet. Diese ermöglicht flexiblen Zugriff auf die Elemente und dynamische

Erweiterung während der Programmlaufzeit des Hauptprogramms `LuxIter.cpp`.

Die Simulationsschleife Nach Festlegung der Geometrie und der Programmparameter kann die zentrale Simulationsschleife aufgerufen werden. Ihr wird der Mittelpunkt des gewünschten Quellvolumens sowie die Zahl der zu iterierenden Photonen übergeben.

```
void environment::Simulate(Vector3D source_position, int photon_number)
```

Solange ein Photon als nicht absorbiert gilt (`bool valid = true`), erfolgt die Berechnung des nächsten Iterationsschrittes.

```
while (valid)
{
    valid = PropagationStep(p);
}
```

Die Funktion `PropagationStep(p)` setzt das Flussdiagramm aus Abbildung 5.2 in Quelltext um. Sie ruft dazu weitere Unterfunktionen auf, die den Reflexions-, Brechungs- und Positionierungsalgorithmus enthalten. Als Übergabeobjekt erhält sie das aktuell iterierte Photon, in welchem Ort, Richtung und zurückgelegte Weglänge gespeichert sind.

```
bool environment::PropagationStep(photon* p)
```

Der Boolesche Rückgabewert wird im Falle von Absorption auf `false` gesetzt und führt zum Abbruch der obigen Schleife und Generierung eines neuen Ausgangsphotons im Startvolumen.

Schnittpunkt mit Ebene Mittels analytischer Geometrie werden Schnittpunkt und Reflexionsrichtung für auf die Wände zielende Photonen ermittelt (vgl. Abbildung B.1). Ein Photon bewegt sich dabei entlang der Bahngerade g

$$g : \vec{X} = \vec{P} + \lambda \cdot \vec{d}, \quad (\text{B.1})$$

wobei \vec{P} und \vec{d} die momentane Position bzw. Richtung des Photons markieren und $\lambda \in \mathbb{R}$. Eine Begrenzungsebene e ist als Punktemenge \vec{X} eindeutig durch Aufpunkt \vec{A} und Normalenvektor \vec{n} bestimmt:

$$e : \vec{n} \cdot (\vec{X} - \vec{A}) = 0. \quad (\text{B.2})$$

Gesucht ist nun ein festes $\lambda_s > 0$, das nach Einsetzen von B.1 in B.2 den Schnittpunkt eindeutig markiert:

$$\lambda_s = \frac{\vec{n} \cdot (\vec{A} - \vec{P})}{\vec{n} \cdot \vec{d}} \quad (\text{B.3})$$

Der Schnittpunkt \vec{S} ergibt sich dann zu

$$\vec{S} = \vec{P} + \lambda_s \cdot \vec{d}. \quad (\text{B.4})$$

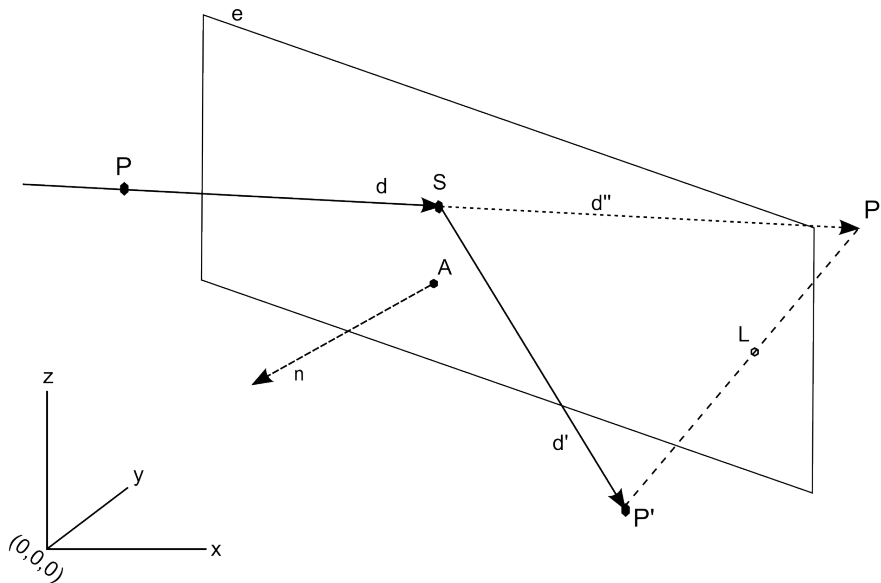


Abbildung B.1: Bestimmung von Schnittpunkt und Reflexionsrichtung mittels analytischer Geometrie

Im Inneren einer vollständig geschlossenen Umgebung schneidet die Gerade g (mindestens) zwei verschiedene Ebenen. Interessant ist jedoch nur der Schnittpunkt in (positiver) Bewegungsrichtung \vec{d} . Daraus folgt die wichtige Bedingung, nur $\lambda_s > 0$ als gesuchte Größe zu akzeptieren. Die Funktion `InsideBoundaries()` überprüft zudem, ob der erhaltene Schnittpunkt überhaupt in der gewählten Flächenabmessungen enthalten ist. Ist dies nicht der Fall, wurde der korrekte Schnittpunkt noch nicht gefunden und muss auf einer der übrigen Ebenen liegen. Erst wenn alle genannten Kriterien erfüllt sind, gibt die Funktion den tatsächlichen Schnittpunkt als Rückgabewert aus.

```
Vector3D environment::IntersectionPoint(photon& photon_in);
bool environment::InsideBoundaries(plane* plane_in, Vector3D point_in);
```

Spiegelung an Ebene Mit vergleichbaren Mitteln wie im Abschnitt zuvor ist auch die Reflexionsrichtung herzuleiten. Dazu spiegelt man durch Lotfällen den Punkt $\vec{P}'' = \vec{S} + \vec{d}''$ an der Ebene e und erhält den Spiegelpunkt \vec{P}' . Die Reflexionsrichtung \vec{d}' lässt sich dann mit den Ausgangsgrößen darstellen:

$$\vec{d}' = \vec{P}' - \vec{S} = \vec{d} - 2 \cdot (\vec{n} \cdot \vec{d}) \cdot \frac{\vec{n}}{|\vec{n}|^2}. \quad (\text{B.5})$$

```
Vector3D environment::Reflection(photon& photon_in)
```

Verhalten an Grenzfläche Wird die Bedingung $\alpha_1 > \arcsin(\frac{n_2}{n_1})$ für Totalreflexion bei einem Einfallswinkel α vom Medium 1 in Medium 2 nicht erfüllt, so kann eingestellt werden, dass das

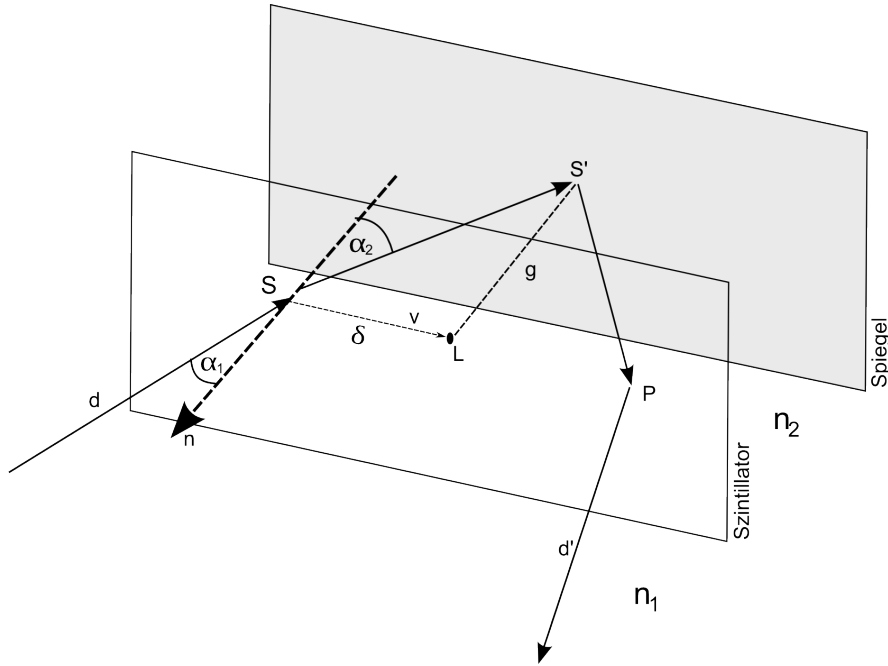


Abbildung B.2: Brechung an äußerer Spiegelfläche

Photon an einer nachfolgenden Spiegelfläche reflektiert wird. Diese Spiegelfläche kann sich in wählbarem Abstand g von der Szintillatorfläche befinden (siehe Abbildung B.2). Gesucht wird letztlich der Wiedereintrittspunkt \vec{P} in den Szintillator. Dieser ergibt sich aus dem Lotpunkt \vec{L} sowie der winkel- und abstandsabhängigen Verschiebung $\delta(\alpha_1, g)$. Einfache trigonometrische Überlegungen in Verbindung mit dem Brechungsgesetz $\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{n_2}{n_1}$ führen auf

$$\delta(\alpha_1, g) = g \cdot \tan(\arcsin(\frac{n_1}{n_2} \sin(\alpha_1))). \quad (\text{B.6})$$

Für den normierten Verbindungsvektor \vec{v} findet man

$$\vec{v} = \frac{\vec{L} - \vec{S}}{|\vec{L} - \vec{S}|} = \vec{d} - \frac{(\vec{n} \cdot \vec{d})}{n^2} \vec{n} \quad (\text{B.7})$$

und den Eintrittspunkt \vec{P} schließlich

$$\vec{P} = \vec{S} + 2 \cdot \delta(\alpha_1, g) \cdot \vec{v}. \quad (\text{B.8})$$

```
Vector3D environment::ReflectionDisplacement(Vector3D dir_in, float alpha_in)
```

Absorptionsalgorithmus Als wesentlicher Programmbestandteil soll die Absorptionsentscheidung – wie in Kapitel 5.4 eingeführt – an dieser Stelle explizit angegeben werden. Im Vorfeld der eigentlichen Funktion `Absorption()` wird der Zufallszahlengenerator mit der Systemzeit initialisiert.

```
class environment {
...
private:
...
MTRand_closed mt_random; //define variable: random number
...
};

environment::environment() //constructor
{
...
time_t seconds; //define time
time(&seconds); //get time
mt_random.seed(((unsigned long)seconds)); //initialize random number with time
...
}

bool environment::Absorption(float steplength_in)
{
if (mt_random() < exp(-1.0*steplength_in/absorption_length) && mt_random() <
    reflectivity)
    return false; //photon stays alive
else
    return true; //photon will be absorbed
}
```


Zerfallsschemata von Uran-238 und Thorium-232

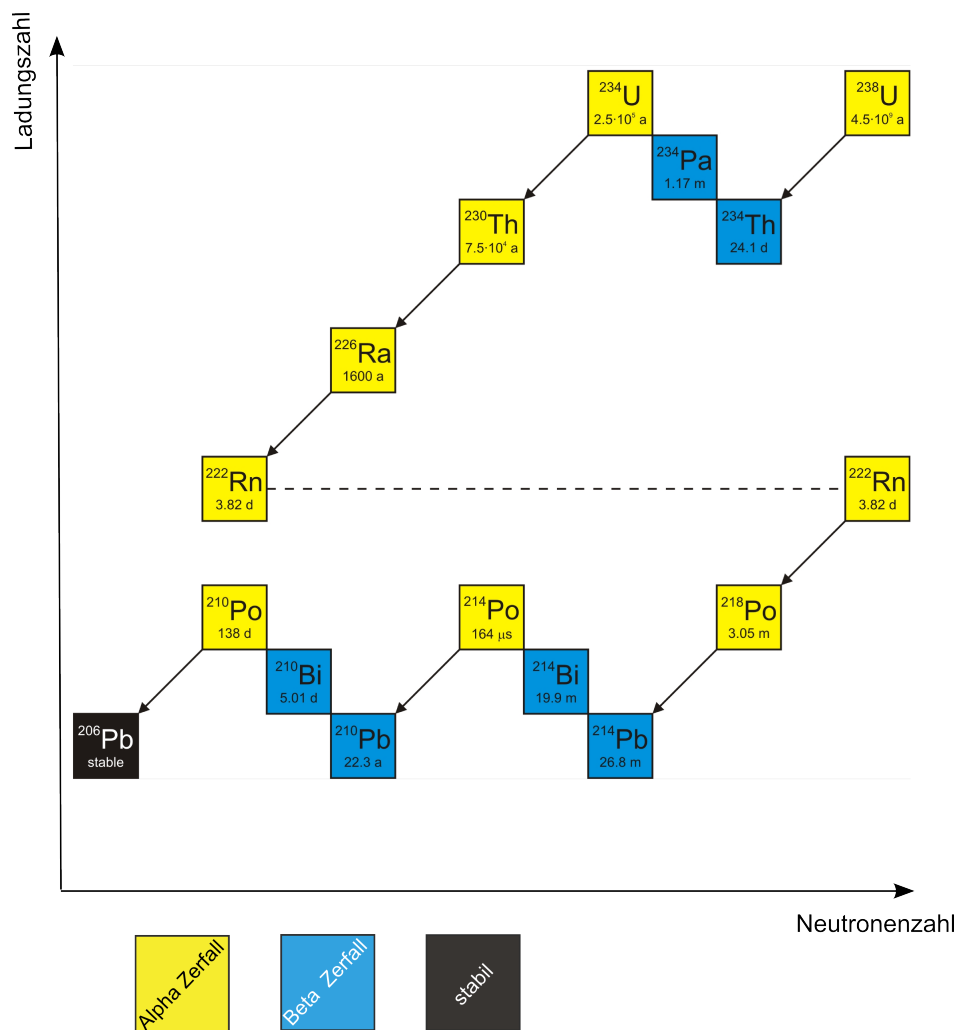


Abbildung C.1: Zerfallskette des primordialen Nuklids Uran-238 bis zum stabilen Isotop Pb-206; Ausschnitt aus Nuklidkarte; zur Verfügung gestellt von Hardy Simgen

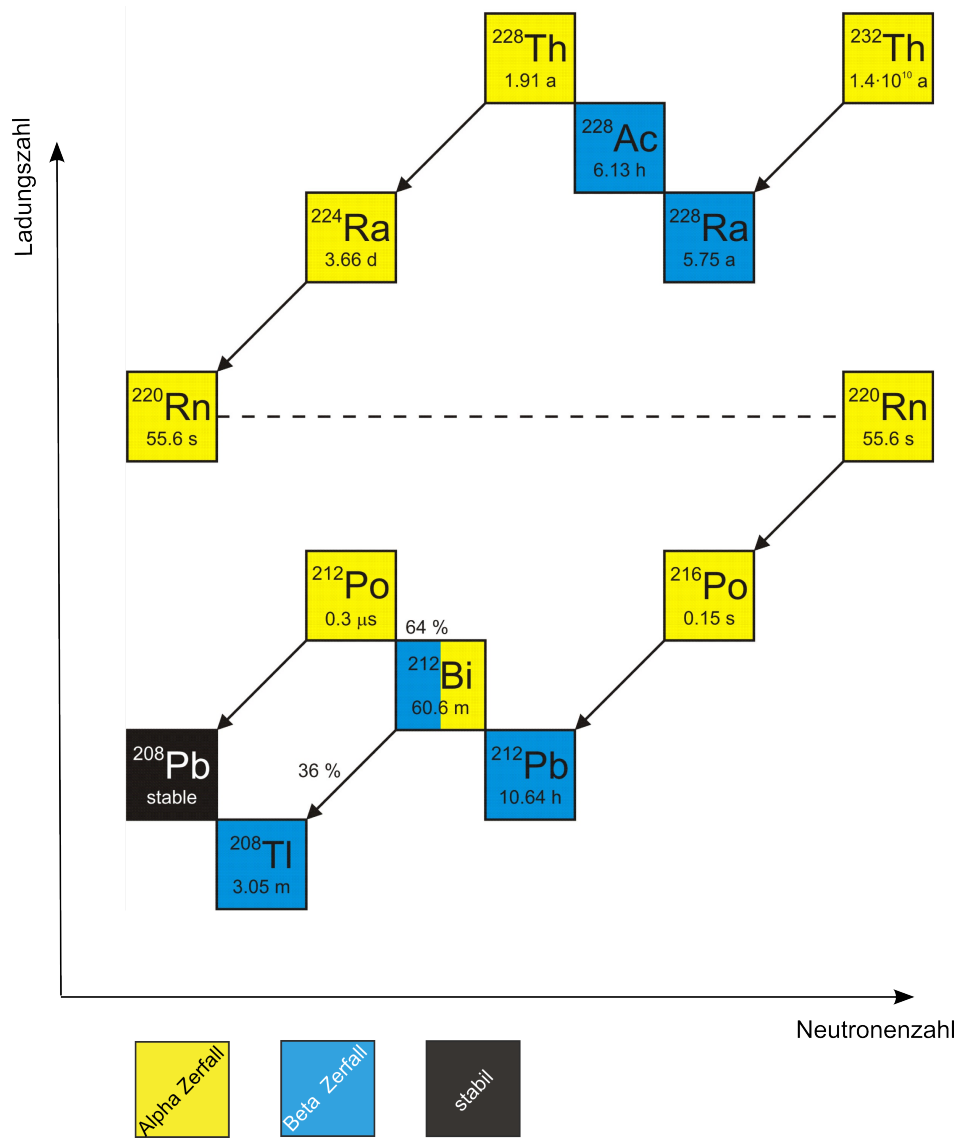


Abbildung C.2: Zerfallskette des primordialen Nuklids Thorium-232 bis zum stabilen Isotop Pb-208; Ausschnitt aus Nuklidkarte; zur Verfügung gestellt von Hardy Simgen

Literaturverzeichnis

- [A⁺71] O.C. Allkofer et al. The Absolute Cosmic Ray Muon Spectrum at Sea Level. *Physics Letters*, 36B(4), 1971.
- [A⁺08] C. Amsler et al. Passage of Particles Through Matter. *Physics Letters*, B667(1), 2008.
- [A⁺09] C. Aalseth et al. Ultra-low background measurements of decayed aerosol filters. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, (10.1007/s10967-009-0307-0), 2009.
- [B⁺] R. Brun et al. Root – An Object-Oriented Data Analysis Framework. <http://root.cern.ch/>.
- [Bed] J. Bedaux. C++ Mersenne Twister pseudo-random number generator. <http://www.bedaux.net/mtrand/>.
- [Bir64] J.B. Birks. *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. Pergamon Press, Ltd., 1964.
- [BK74] R.L. Bunting and C.K. Kraushaar. Short-lived radioactivity induced in Ge(Li) gamma-ray detectors by neutrons. *Nuclear Instruments and Methods*, 118:565–572, 1974.
- [Buc09] Christian Buck, 2009. Persönliche Mitteilung.
- [Bud09] Dusan Budjas. *Germanium detector studies in the framework of the GERDA experiment*. PhD thesis, Universität Heidelberg, 2009.
- [DIN93] 25482-5 DIN. *Nachweisgrenze und Erkennungsgrenze bei Kernstrahlenmessungen*. Beuth Verlag Berlin, 1993.
- [DS⁺94] A. Da Silva et al. Neutron background for a dark matter experiment at a shallow depth site. *Nuclear Instr. and Meth. in Physics Research*, A354:553–559, 1994.
- [E⁺08] S.R. Elliott et al. Neutron inelastic scattering processes as a background for double-beta decay experiments. *Physical Review*, C77(054614), 2008.

-
- [GH63] K.W. Geiger and C.K. Hargrove. Neutron spektrum of an Am-Be(alpha, n) source. *Nuclear Physics*, 53, 1963.
- [GH95] G. Gilmore and J. Hemingway. *Practical Gamma-ray Spectrometry*. John Wiley and Sons, Inc., 1995.
- [Gru01] Claus Grupen. *Astroteilchenphysik – Das Universum im Licht der kosmischen Strahlung*. Springer, Berlin, 2001.
- [H⁺06] Gerd Heusser et al. Low-level germanium gamma-ray spectrometry at the $\mu\text{Bq/kg}$ level and future developments towards higher sensitivity. In P. Povinec and J.A. Sanchez-Cabeza, editors, *Radionuclides in the Environment, International Conf. on Isotopes in Environmental Studies, 2004*, Aquatic Forum, Monaco, 2006.
- [Hei06] Mark Heisel. Low-Level-Gammaspektroskopie an verschiedenen Materialien für GERDA. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2006.
- [Heu93] Gerd Heusser. Background in ionizing radiation detection - illustrated by Ge-Spectrometry. In M. Garcia-Leon and R. Garcia-Tenorio, editors, *Low-Level Measurements of Radioactivity in the Environment: Techniques and Applications*, Huelva, Spanien, 1993.
- [Heu09] Gerd Heusser, 2009. Persönliche Mitteilung.
- [KK⁺01] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al. Latest results from the Heidelberg-Moscow double beta decay experiment. *Euro. Phys. J.*, A12, 2001.
- [Kno79] G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley and Sons, Inc., 1979.
- [Lin09] Sebastian Lindemann. Reinigung und Nachweis von Edelgasen mit miniaturisierten Proportionalzählrohren. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2009.
- [M⁺53] R. Montalbetti et al. Photoneutron Cross Sections. *Physical Review*, 91(3), 1953.
- [Man07] Werner Maneschg. Low-Level-Gammaspektroskopie im Rahmen des GERDA-Experiments zur Suche nach dem neutrinolosen Doppel-Betazerfall in ^{76}Ge . Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2007.
- [MN98] M. Matsumoto and T. Nishimura. Mersenne Twister: A 623-Dimensionally Equidistributed Uniform Pseudo-Random Number Generator. *ACM Transactions on Modeling and Computer Simulation*, 8, 1998.
- [P⁺95] G. Pfennig et al. *Karlsruher Nuklidkarte*. Institut für Radiochemie, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 6 edition, 1995.

- [S⁺92] G.P. Skoro et al. Environmental neutrons as seen by a germanium gamma-ray spectrometer. *Nuclear Instruments*, A316:333–336, 1992.
- [S⁺07] D.Y. Stewart et al. Radiation shielding for underground low-background experiments. *Nuclear Instr. and Meth. in Physics Research*, A571:651–662, 2007.
- [Sit84] Wolfram Sittig. Charakterisierung von Plastiksintillatoren und Integration in eine Antikoinzidenzabschirmung. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1984.

Ein großes Dankeschön ..

.. an Prof. Manfred Lindner und Stefan Schönert, die mir die Möglichkeit gegeben haben, unter so vortrefflichen Rahmenbedingungen meine Diplomarbeit durchzuführen

.. an Prof. Wolfgang Hampel, der diese Arbeit mit viel Interesse und hilfreicher Kritik betreut hat und an Prof. Dirk Schwalm, nicht nur für die Zweitkorrektur sondern auch für die wegweisenden ersten drei Semester als Tutor an der Universität

.. an meine Betreuer Hardy Simgen und Gerd Heusser für Ihre außergewöhnliche Unterstützung. Jeder Diplomand sollte zwei solche Experten zur Seite stehen haben.

.. an alle jederzeit hilfsbereiten Diplomanden, Doktoranden, Wissenschaftler und Mitarbeiter, die die Atmosphäre an diesem Institut in einzigartiger Weise ausmachen. Eine namentliche Aufzählung würde den Rahmen dieser Seite sprengen. Ich bitte um Verzeihung.

.. an meine Eltern Margit und Friedwalt und an meine Schwester Sandra für ihre einzigartige Unterstützung und Liebe. Ohne Euch stünde hier nichts, um Danke zu sagen!

.. an alle, die die vergangenen fünf Jahre in Heidelberg zu unvergesslichen werden ließen. In ungewichteter Reihenfolge: Tobi (Grobi), Alex, Fabi, Marco, Lisa, Tobi (nal), Kathleen, Konni, Joschi. Ihr seid großartig.

.. an Jochen (für alles Mögliche und Unmögliches) und an meine Lieblingslektorin Laura

Zum Schluss noch n' Gedicht:

Auf allen Kanälen
ist Ruh'
In all dem Rauschen
findest Du
Kaum ein Signal
Warte nur, balde
Erscheint es doch fahl.
(für GERDA, frei nach Goethe)

Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den _____

Unterschrift