



Forschungszentrum Karlsruhe
in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 7067

Untergrunduntersuchungen für das KATRIN-Experiment

F. Schwamm

Institut für Kernphysik

Dezember 2004

Forschungszentrum Karlsruhe

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 7067

Untergrunduntersuchungen für das
KATRIN-Experiment

Frank Schwamm

Institut für Kernphysik

von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2004

Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)

ISSN 0947-8620

urn:nbn:de:0005-070678

Zusammenfassung

Die Bestimmung der Neutrino-Ruhemasse hat eine hohe Priorität in der Neutrino-physik, insbesondere im Hinblick auf die Ergebnisse von Neutrino-Oszillationsexperimenten und Doppel- β -Zerfalls-Suchen sowie die aktuellen Messungen der kosmischen Hintergrundstrahlung, die auf eine kleine, aber von Null verschiedene, Neutrinomasse hinweisen.

Das zurzeit in der Entwicklung befindliche Tritium- β -Zerfalls-Experiment KATRIN wird in der Lage sein, die Masse des Anti-Elektron-Neutrinos mit einer Sensitivität von $0.2 \text{ eV } c^{-2}$ (90% C.L.) zu messen und damit einen Schlüsselbeitrag zur Astroteilchen- und Neutrino-physik leisten.

Die Sensitivität des Experiments hängt wesentlich von der Untergrundrate in den Messungen ab. Diese Arbeit untersucht zwei potenziell sensitivitätslimitierende Ursachen für Untergrundereignisse und ihre Auswirkung auf den Gesamtuntergrund. Die durch den Durchgang kosmischer Strahlung durch den Spektrometertank des Experiments hervorgerufenen Untergrundereignisse wurden im Rahmen dieser Arbeit durch Messungen am Mainzer Neutrinospektrometer erstmals nachgewiesen und Maßnahmen zur Minimierung dieser Untergrundkomponente erfolgreich getestet.

Untergrundbeiträge aus der Detektorumgebung sind weiterer wichtiger Bestandteil des Gesamtuntergrunds. Eine vollständige Monte-Carlo-Simulation dieses Untergrundanteils auf der Basis von Geant4 war eine wesentliche Aufgabe dieser Arbeit. Die Ergebnisse der Simulation zeigen, dass das vorgesehene Detektorkonzept in Hinblick auf seinen Untergrundbeitrag sehr gut für das KATRIN-Experiment geeignet und durch sorgfältige Materialelektion ein Detektoruntergrund von 1mHz erreichbar ist.

Bei einem sorgfältigen Design aller Experimentkomponenten werden somit der myonkorrelierte Spektrometeruntergrund sowie der Detektoruntergrund die projektierte Sensitivität des KATRIN-Experiments nicht limitieren.

Background Studies for the KATRIN Experiment

Abstract

The precise determination of the neutrino rest mass has a high priority within the field of neutrino physics, due to the recent results by neutrino oscillation and double- β -decay experiments as well as studies of the cosmic microwave background indicating a small but non-zero neutrino mass.

The proposed Tritium- β -decay-experiment KATRIN will be able to determine the mass of the electron-anti-neutrino with a sensitivity of $0.2 \text{ eV } c^{-2}$ (90% C.L.) and will therefore give a key contribution to astroparticle and neutrino physics.

This sensitivity depends on the achieved background rate in the measurements. This thesis studies two major components to the overall background as well as their effect on the projected sensitivity of the KATRIN experiment.

In the course of this thesis a measurable contribution of cosmic ray induced background originating from the spectrometer vessel was detected for the first time and concepts to minimize this background component were successfully tested.

Background contributions from the detector and the detector set-up of the experiment are a further, important part of the total background. A complete Geant4 Monte-Carlo-simulation of this component is a major part of this work. The results of the simulation show that the design of the detector set-up is well suited for the requirements of the KATRIN experiment with respect to its background activity. A careful selection of materials will achieve a total detector background of less than 1mHz.

Therefore a careful design of all KATRIN components with respect to background sources can ensure, that the sensitivity of the KATRIN experiment will not be limited by their contributions to the total background.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Zielsetzung und Gliederung	2
2	Neutrinos und Neutrinophysik	3
2.1	Neutrinoeigenschaften	3
2.1.1	Astroteilchenphysik	5
2.1.2	Neutrinooszillationen	7
2.2	Suche nach Neutrinomassen	9
2.2.1	Indirekte Suchen	9
2.2.2	Direkte Suchen	11
2.2.3	Massenbestimmung mit dem β -Zerfall	12
2.2.4	Der Tritium- β -Zerfall	13
2.2.5	Die Neutrinoexperimente in Mainz und Troitsk	13
3	Das KATRIN-Experiment	17
3.1	Experimentprinzip	18
3.1.1	Der Flugzeitmodus	21
3.2	Aufbau des Experiments	21
3.2.1	Quelle und Transportsektion	22
3.2.2	Vorspektrometer	23
3.2.3	Hauptspektrometer	25
3.2.4	Detektor und Detektorentwicklung	25
3.3	Ziele und Sensitivität	32
4	Untergrundbeiträge im KATRIN Experiment	34
4.1	Untergrund aus der Quelle	34

4.2	Untergrund aus den Spektrometern	35
4.2.1	Umbau des Mainzer Neutrinoexperiments	36
4.3	Untergrund aus der Detektorumgebung	37
5	Untersuchungen des kosmischen Untergrunds	39
5.1	Kosmischer Untergrund aus den Spektrometertanks	39
5.2	Messung des Myon-induzierten Untergrunds	41
5.2.1	Aufbau des Myonexperiments	43
5.2.2	Tests des experimentellen Aufbaus	45
5.2.3	Messungen und Ergebnisse	50
5.2.4	Zusammenfassung und Ergebnisse	58
6	Untersuchungen des Detektoruntergrunds	62
6.1	Untergrundquellen im Detektorbereich	63
6.2	Simulation des Detektoruntergrunds	64
6.2.1	Aktivitäten der Beiträge in den einzelnen Materialien	65
6.2.2	Erstellen eines Untergrundmodells mit Geant4	66
6.2.3	Zuverlässigkeit der Simulation	68
6.2.4	Simulierte Geometrie	71
6.2.5	Simulierte Untergrundbeiträge	73
6.2.6	Resultierendes Untergrundmodell	83
6.2.7	Fehlerbetrachtung	88
6.2.8	Ergebnisse der Simulation	91
7	Weitere Untergrunduntersuchungen	93
8	Zusammenfassung	96
A	Aktivitäten in den Materialien	99
B	Untergrund in den versch. Energieintervallen	104
C	Tabellen der Gesamtuntergrundbeiträge	116

Kapitel 1

Einleitung

Eine genaue Kenntnis der Ruhemassen der Neutrinos ist von großer Bedeutung sowohl in der Teilchenphysik wie auch in der Astrophysik und der Kosmologie.

Zahlreiche Experimente der letzten Jahre untersuchten und untersuchen die Eigenschaften von Neutrinos (vgl. Kap. 2). Eine der wichtigsten dieser Eigenschaften ist die Größe der Neutrinomasse.

In den Jahren 1998 und 2001 wurde durch die Experimente Super-Kamiokande [Fuk98] und SNO [Ahm01a, Ahm01b, Ahm04] über die Beobachtung der Oszillationen atmosphärischer und solarer Neutrinos nachgewiesen, dass Neutrinos eine von Null verschiedene Masse besitzen. Diese Experimente sind allerdings nur in der Lage, Massenunterschiede zu messen, nicht jedoch die absoluten Werte der Neutrinomassen zu bestimmen. Somit sind Experimente zur Suche nach der Absolutskala der Neutrinomasse aktuell von sehr großem Interesse.

Besondere Beachtung fanden Experimente zur Untersuchung der kosmischen Hintergrundstrahlung, hierbei insbesondere die Ergebnisse des WMAP-Experiments [Ben03] im Jahr 2003, die durch ihre Messungen stringente, aber modellabhängige Obergrenzen auf die Summe aller Neutrinomassen setzen. Dies ist weitere Motivation zur Durchführung dedizierter Laborexperimente zur modellunabhängigen Bestimmung der Neutrinomasse. Die Ergebnisse dieser Experimente zur Massenbestimmung können im Umkehrschluss ein wichtiger 'Input' für die Analysen der Messungen der kosmischen Hintergrundstrahlung sein.

Folglich kann ein Experiment zur direkten Bestimmung der Neutrinomasse einen sehr großen Beitrag zum Verständnis der Evolution des Universums und seiner großräumigen Struktur leisten, ebenso wie zur Teilchenphysik jenseits des Standardmodells.

Das zurzeit im Aufbau befindliche KATRIN-Experiment (KARlsruhe TRItium Neutrino-Experiment) [KAT01, KAT02] untersucht den Endpunktsbereich des Tritium- β -Zerfall-Spektrums. Es wird als Experiment mit einer Sub-eV-Sensitivität auf die Masse des Anti-Elektron-Neutrinos in der Lage sein, die Obergrenze auf diese Masse auf $m_{\bar{\nu}_e} < 0.2 \text{ eV c}^{-2}$ (90% C.L.) zu senken oder, im Falle eines positiven Signals,

bei 0.35 eV c^{-2} mit 5σ (0.3 eV c^{-2} mit 3σ) zu bestimmen.

Der Beginn der Datenaufnahme von KATRIN ist für das Jahr 2008 geplant.

Ein die Sensitivität des KATRIN-Experiments wesentlich beeinflussender Faktor ist die zu erwartende Untergrundrate im Experiment. Aus diesem Grund werden derzeit die verschiedenen Ursachen und Quellen der Untergrundereignisse im Rahmen der Forschungs- und Entwicklungsarbeit des Experiments intensiv untersucht sowie Mittel und Wege zur Minimierung des Experimentuntergrunds entwickelt und getestet. Die detaillierte Untersuchung zweier dieser Untergrundkomponenten ist Hauptbestandteil dieser Arbeit.

1.1 Zielsetzung und Gliederung

Aufgabe dieser Arbeit ist es, den durch die kosmische Strahlung im Spektrometerbereich induzierten Untergrund im KATRIN-Experiment und den durch verschiedene Ursachen im Detektorbereich des Experiments zu erwartenden Untergrund zu untersuchen und die Relevanz dieser Untergrundkomponenten im Hinblick auf die Sensitivität des KATRIN-Experiments zu bestimmen.

Zur Untersuchung des kosmisch induzierten Spektrometer-Untergrunds wurden am Neutrino-Experiment der Universität Mainz [Pic92] Szintillator-Detektoren als Myon-Detektoren in das Experiment integriert und dort der Anteil des Myon-korrelierten Untergrundanteils auf die Gesamtuntergrundrate vermessen. Den Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit bildete eine Monte-Carlo-Studie des Detektorbereichs des KATRIN-Experiments, die einen quantitativen Zugang zum erwarteten Untergrundbeitrag aus diesem Experimentbereich liefert und im weiteren Verlauf der Detektorentwicklung als Grundlage von detaillierten Untergrundabschätzungen dienen kann.

Im Rahmen dieser Studien wurden verschiedene Konzepte untersucht, die der Minimierung dieser Untergrundanteile dienen können.

Kapitel 2 und 3 geben einen Überblick über die physikalische Motivation des KATRIN-Experiments. Darüber hinaus geben sie eine detaillierte Beschreibung des Experiments, des Experimentprinzips sowie der technischen Details des experimentellen Aufbaus.

Kapitel 4 beschreibt im Überblick die verschiedenen zu erwartenden Untergrundbeiträge im Experiment.

In den Kapiteln 5 und 6 werden die durchgeführten Studien zum kosmisch induzierten Untergrund und dem Detektor-Untergrund vorgestellt, Kapitel 7 gibt einen kurzen Überblick über weitere Untergrunduntersuchungen innerhalb der Kollaboration. In Kapitel 8 werden schließlich die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und ein kurzer Ausblick auf die nähere Zukunft des Experiments gegeben.

Kapitel 2

Neutrinos und Neutrino-Physik

Seit ihrer Postulierung im Jahr 1930 durch Pauli [Pau30] zur Erklärung des Energiespektrums von β -Zerfallselektronen sind Neutrinos und ihre Eigenschaften von großem Interesse für verschiedenste Bereiche der Physik.

Ihr erstmaliger experimenteller Nachweis gelang Cowan und Reines erst 26 Jahre nach ihrer Postulierung, im Jahr 1956, durch ein Experiment an einem Kernreaktor [Rei59].

Mit den bahnbrechenden Ergebnissen des Super-Kamiokande-Experiments über Oszillationen atmosphärischer Neutrinos 1998 [Fuk98] und des SNO-Experiments über solare Neutrinos im Jahr 2001 [Ahm01a, Ahm01b, Ahm04] wurde schließlich eine der wichtigsten Eigenschaften der Neutrinos etabliert: Sie besitzen im Gegensatz zur Annahme des Standardmodells der Elementarteilchenphysik eine endliche Ruhemasse¹ $m_\nu \neq 0$.

Die absolute Massenskala der Neutrinos ist jedoch nach wie vor nicht bekannt.

2.1 Neutrinoeigenschaften

Wie im Postulat von Pauli gefordert sind Neutrinos neutrale Spin-1/2-Teilchen mit geringer Masse. In den Jahren 1933-34 wurde durch Fermi eine Theorie des β -Zerfalls und der schwachen Wechselwirkung formuliert [Fer34] und nach der Erkenntnis des Wu-Experiments [Wu57], dass Prozesse der schwachen Wechselwirkung maximal paritätsverletzend sind, von Gell-Mann und Feynman zur heutigen V-A Form der Theorie der schwachen Wechselwirkung erweitert [Fey58].

Neutrinos nehmen ausschließlich an der schwachen Wechselwirkung (und der hier nicht weiter betrachteten Gravitation) teil.

Im Reaktorexperiment von Cowan und Reines 1956 war die untersuchte Nachweisreaktion der inverse β -Zerfall, es wurde also das Anti-Elektron-Neutrino $\bar{\nu}_e$ aus dem Neutron-Zerfall nachgewiesen. Nur wenige Jahre darauf, im Jahr 1962, gelang der

¹Diese Experimente messen die Massenunterschiede $\Delta m^2 = |m_i^2 - m_j^2|$ zwischen den Neutrinos.

Nachweis einer zweiten Neutrinoart, des Myon-Neutrinos ν_μ [Dan62]. Erst weitere 38 Jahre später wurde im DONUT-Experiment am FermiLab das Tau-Neutrino ν_τ direkt nachgewiesen [DON01].

Durch diesen Nachweis war die Existenz aller 12 fundamentalen Fermionen des Standardmodells der Elementarteilchenphysik experimentell bestätigt worden (vgl. Tab. 2.1).

Von großer Bedeutung für die Neutrinoaphysik war weiterhin die Entdeckung der Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung. Diese Bosonen, das W^{+-} , das W^- - und das Z^0 -Boson wurden im Jahr 1983 am Super-Proton-Synchrotron des CERN nachgewiesen [Arn83, Ban83].

Am LEP-Beschleuniger des CERN wurde durch die sehr präzise Bestimmung der Zerfallsbreite Γ_Z des Z^0 -Zerfalls festgelegt, dass es in der Natur nur drei an der schwachen Wechselwirkung teilnehmende, leichte Neutrinoarten gibt. Das kombinierte Ergebnis aller LEP-Experimente beträgt $N_\nu = 2.994 \pm 0.012$ [Hag02].

Es ist somit etabliert, dass Neutrinos schwach wechselwirkende, neutrale Spin-1/2-Teilchen sind, die im Vergleich zu den anderen Fermionen des Standardmodells eine kleine aber von Null verschiedene Masse besitzen.

Quarks	u d	c s	t b
Leptonen	e ν_e	μ ν_μ	τ ν_τ

Tabelle 2.1: Die 12 fundamentalen Fermionen des Standardmodells.

Die 12 fundamentalen Fermionen im Standardmodell (vgl. Tab. 2.1) sind in drei Familien entsprechend den relativen Massen der Quarks bzw. der geladenen Leptonen angeordnet. Innerhalb dieser Familien sind je zwei Fermionen, die beiden Quarks und die beiden Leptonen in Dubletts zusammengefasst, die Neutrinos sind den geladenen Leptonen zugeordnet. Zu jedem geladenen Fermionen gibt es ein zugehöriges Antiteilchen, für Neutrinos ist jedoch bisher nicht geklärt, ob sie so genannte Majorana-Teilchen sind, d.h. bei ihnen Teilchen und Antiteilchen nicht unterscheidbar sind [Maj37].

Im Standardmodell sind die Massen der Teilchen freie Parameter, sie folgen nicht aus der Theorie. Erst durch Experimente können diese Massen bestimmt und in das Modell integriert werden. Alle Neutrinos wurden deshalb im Standardmodell als masselos angenommen (Zwei-Komponenten-Theorie).

Das Standardmodell kann nicht auf trivialem Weg durch von Null verschiedene Neutrinomassen erweitert werden. Insbesondere ist es nicht in der Lage, die Kleinheit der Neutrinomassen im Vergleich zu den Massen der weiteren fundamentalen Fermionen zu erklären. Dies können nur Theorien jenseits des Standardmodells leisten. Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt trotz aller freien Parameter mit hoher Präzision die Vereinheitlichung der schwachen und der elektromagnetischen

Wechselwirkung in der sog. elektroschwachen Wechselwirkung.

Theorien, die die elektroschwache mit der starken Wechselwirkung vereinen sind sog. GUTs (Grand Unified Theories). Im Rahmen dieser Modelle erzeugt beispielsweise der See-Saw-Mechanismus [Gel78, Yan78] kleine, hierarchisch angeordnete Neutrinomassen ($m_1 \ll m_2 \ll m_3$), es gibt jedoch ebenso GUT- bzw. stringtheoretische Modelle, die nicht-hierarchische, so genannte quasi-degenerierte Neutrinomassen ($m_1 \simeq m_2 \simeq m_3$) fordern [Lee94, Pet94]² (vgl. Abb. 2.1).

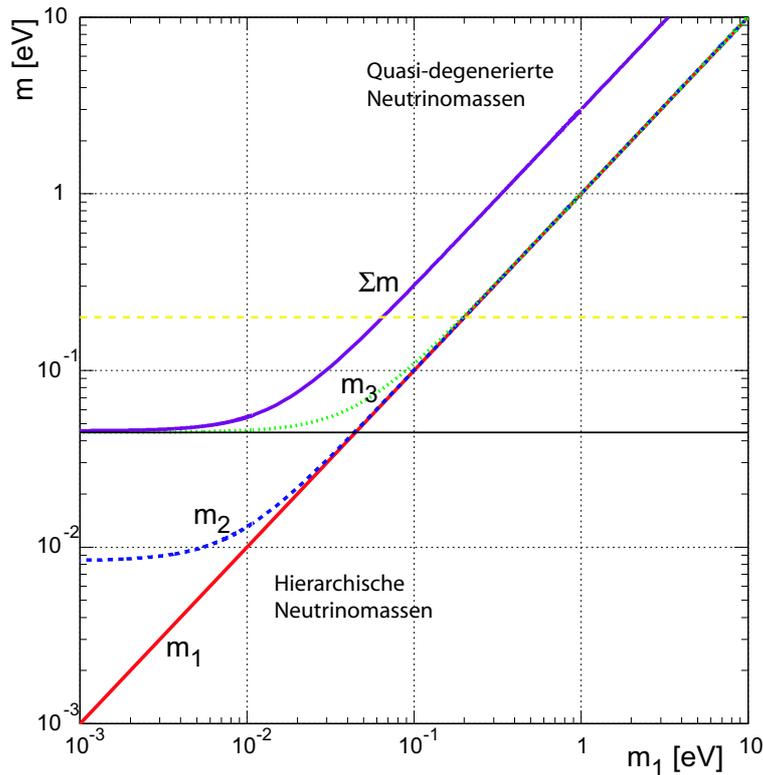


Abbildung 2.1: Erlaubte Werte der Masseneigenzustände als Funktion der leichtesten Masse m_1 für $m_1 < m_2 < m_3$ (vgl. [Giu03]). Die gelbe Linie entspricht der Sensitivität des KATRIN-Experiments.

2.1.1 Astroteilchenphysik

Im Universum existieren verschiedene Quellen nachweisbarer Neutrinos von sehr niedrigen (μeV) bis hin zu ultrahohen Energien (EeV).

Im Rahmen des kosmologischen Standardmodells und der primordialen Nukleo-

²Durch eine Bestimmung der Neutrinomasse m_ν kann zwischen diesen Modellen unterschieden werden, vgl. Abb. 2.1.

synthese befinden sich analog zu den Photonen der kosmischen Mikrowellen-Hintergrundsstrahlung (CMB - Cosmic Microwave Background) eine große Zahl durch den Urknall entstandene Neutrinos sehr geringer Energie im Universum. Diese aus gleichen Anteilen der drei Neutrinoarten ν_e, ν_μ, ν_τ bestehende 'Neutrino-Hintergrundsstrahlung' hat eine Temperatur von 1.95 K für masselose Neutrinos. Ihre Dichte im Universum beträgt $n_\nu \simeq 340 \text{ cm}^{-3}$. Die Energie dieser Neutrinos ist jedoch so gering, dass ihr direkter Nachweis auf absehbare Zeit nicht möglich ist. Sie sind aber von großer Bedeutung in der aktuellen Kosmologie aufgrund ihrer hohen Dichte im Universum. Schon für eine geringe Ruhemasse der Neutrinos können sie einen großen Beitrag zur gesamten Massendichte im Universum bzw. zur Massendichte der sog. dunklen Materie leisten.

Weitere Quellen kosmischer Neutrinos sind Supernovae vom Typ II. In Supernovae Typ II werden beim Kollaps des inneren Fe-Kerns im Wesentlichen durch zwei Prozesse Neutrinos in hoher Intensität erzeugt: Durch die sog. Deleptonisierung (Elektronen-Einfangreaktionen; $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$) und durch Paar-Erzeugung. Im ersten Prozess werden nur Elektron-Neutrinos in einem sehr kurzen Zeitfenster erzeugt, im zweiten Prozess, dem sog. thermischen Abkühlen des entstehenden Neutronensterns, alle Neutrinoarten in einem deutlich größeren Zeitfenster. Neutrinos der Supernova 1987a wurden von mehreren Teilchendetektoren beobachtet [Agl87, Ale87, Bio87, Hir87]. Dies war der erste Nachweis solcher Neutrinos. Prinzipiell erlaubt die Messung von aus Supernovae stammenden Neutrinos Rückschlüsse auf die nicht vollständig bekannten Prozesse der Supernova-Explosion. Geht man von einem bestimmten Modell für die Supernova-Explosion aus, so ist umgekehrt über Flugzeitbetrachtungen auch ein Schluss auf die Masse der Neutrinos möglich (vgl. Abschn. 2.2.2).

Durch die Kernfusion im Sonneninnern werden niederenergetische Elektron-Neutrinos produziert. Die wesentliche Reaktion in der Sonne ist die Fusion von vier Protonen zu Helium,



Diese Reaktion läuft in konkurrierenden Teilreaktionen ab, die Energieverteilung der Neutrinos ist dabei abhängig von den Einzelschritten dieser Reaktionen. Als wichtige Pionier-Experimente zur Messung solarer Neutrinos seien hier das Homestake-Experiment [Dav64, Dav96] und das Kamiokande-Experiment [Hir91, Hir92, Fuk96] genannt. Ersteres war das erste Experiment, das zur Messung solarer Neutrinos konstruiert wurde, letzteres hat erstmals nachgewiesen, dass tatsächlich Neutrinos von der Sonne emittiert werden, eine Analyse der Winkelverteilung der im Experiment gemessenen Neutrinos zeigte eine eindeutige Häufung der Ereignisrate an der Position der Sonne³.

Die Experimente GALLEX [Ans95] und SAGE [Abd95] zeigen in ihren Ergebnissen ein deutliches Defizit von bis zu 50% in der Zahl der gemessenen Neutrinos

³Die geistigen Väter der beiden Experimente, Raymond Davies Jr. bzw. Masatoshi Koshiba erhielten im Jahr 2002 den Nobelpreis für Physik.

im Vergleich zu den nach dem sog. Standardsonnenmodell (SSM) [Bah92, Bah95] vorhergesagten Zahl. Die Parameter des SSM sind durch verschiedene andere Messungen wie beispielsweise Untersuchungen der Helioseismologie sehr gut bestätigt worden (z.B. [Chr96, Har96]). Die Ursache des beobachteten Defizits muss also in den Neutrinoeigenschaften zu suchen sein. Dies ist das so genannte solare Neutrino-Problem.

Teilchen der kosmischen Strahlung erzeugen Neutrinos in der Erdatmosphäre. Primärteilchen der kosmischen Strahlung treffen in der äußeren Atmosphäre auf Atomkerne und erzeugen hochenergetische Luftschauer. In diesen Luftschauern vorhandene Pionen (Kaonen) zerfallen auf ihrem Weg durch die Atmosphäre und erzeugen dabei Myon- und Elektron-Neutrinos im Verhältnis 2:1. Diese sind weitere wesentliche Quellen der auf der Erde detektierbaren Neutrinos.

Neutrinos bzw. die Bestimmung von Neutrinoeigenschaften dienen somit auch dem Verständnis der Evolution des Universums, der Prozesse im Verlauf einer Supernova sowie dem Aufbau und der Vorgänge in der Sonne. Sie sind für astrophysikalische Fragestellungen von großer Bedeutung.

2.1.2 Neutrinooszillationen

Das im vorigen Abschnitt beschriebene Phänomen des solaren Neutrino-defizits wird erklärt durch die sog. Neutrino-Oszillationen. Unter dem Begriff 'Oszillation' versteht man in diesem Zusammenhang die periodische Umwandlung von einer Neutrinoart (Flavour-Eigenzustand) in eine andere.

Notwendige Bedingungen für Neutrino-Oszillationen sind, dass die Leptonenzahl innerhalb der Familien (L_e, L_μ, L_τ) im Gegensatz zum Standardmodell nicht erhalten sind, sowie dass zumindest eine Neutrinoart eine von Null verschiedene Masse besitzt. Folglich ist eine Beobachtung dieser Oszillationen Beweis für eine nicht verschwindende Neutrinomasse.

Neutrino-Oszillationen sind möglich, wenn die Flavour-Eigenzustände ν_l ($l=e, \mu, \tau$) lineare Mischungen (Superpositionen) der Masseneigenzustände ν_i ($i=1,2,3$) und mit einer nichttrivialen Mischungsmatrix U verknüpft sind

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Abhängig von der Größe der Matrixelemente und entsprechend der Beimischungen der Massen-Eigenzustände in einem Flavour-Eigenzustand kann ein in seiner Quelle in einem bestimmten Flavourzustand erzeugtes Neutrino am Ort eines Detektors in einem anderen Flavour-Eigenzustand nachgewiesen werden.

Erste starke Evidenz für diesen Vorgang wurde im Jahr 1998 vom Super-Kamiokande-Experiment publiziert [Fuk98]. Bestätigt werden diese Ergebnisse durch die Resultate des K2K-, SNO- und des KamLAND-Experiments [Ahn03, Ahm01a, Ahm01b,

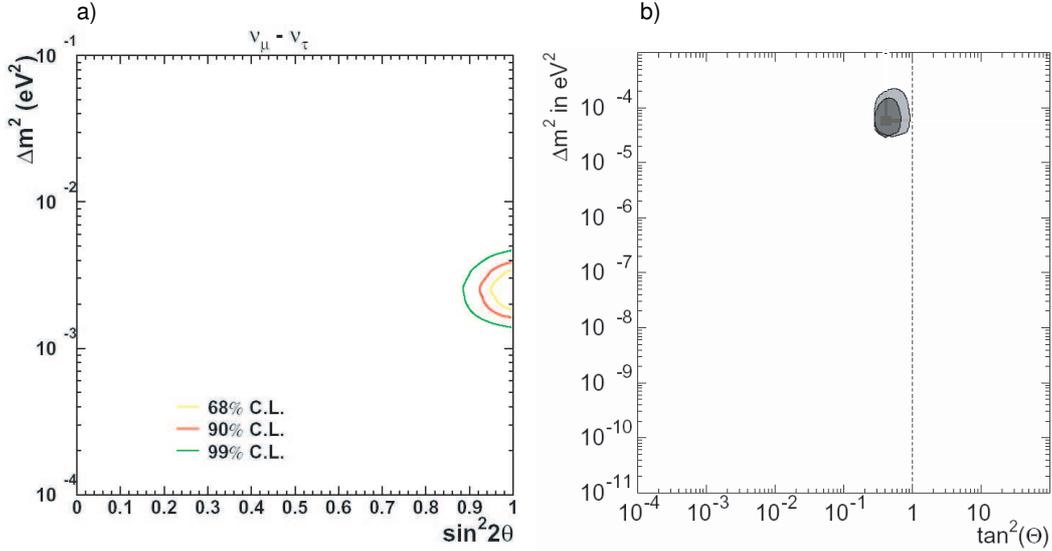


Abbildung 2.2: Erlaubte Bereiche der Mischungswinkel Θ und der Differenz der Massenquadrate Δm^2 aus a) den atmosphärischen und b) den solaren ν -Oszillations-Experimenten [Saj04, Smy04]. In b) sieht man in hellgrau den durch die SNO-Daten erlaubten, in dunkelgrau den durch alle solaren Daten erlaubten Bereich (je 95% C.L.).

Ahm04, Egu03]. Die Resultate des SNO-Experiments waren des Weiteren in der Lage, das solare Neutrino Problem zu lösen. Dieses Experiment kann zwischen Elektron-Neutrinos und den anderen Flavoureigenzuständen unterscheiden. Während die Messung des ν_e -Flusses analog zu den vorigen Experimenten ein starkes Defizit zur Erwartung des Standard-Sonnenmodells aufwies, stimmt der Gesamtfluss aller gemessenen aus der Sonne kommenden Neutrinos mit der Erwartung des Modells überein. Die in der Sonne produzierten Elektron-Neutrinos haben sich also auf dem Weg zwischen Sonne und Erde zum Teil in Myon- bzw. Tau-Neutrinos umgewandelt.

Aus den Ergebnissen dieser Experimente lassen sich Werte für die Massendifferenzen zwischen den einzelnen Massen-Eigenzuständen bestimmen. Das Super-Kamiokande-Experiment gibt für die Differenz der Massenquadrate von m_2 und m_3 einen Best-Fit-Wert von $\Delta m_{23}^2 = 2.4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \text{ c}^{-4}$ (90% C.L.) an [Ish04]. Das SNO-Experiment ist auf die Differenz der Massenquadrate von m_1 und m_2 sensitiv und ergibt Werte von $\Delta m_{12}^2 = 7.1_{-0.6}^{+1.2} \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \text{ c}^{-4}$ [Ahm04] (vgl. Abb. 2.2). Diese Experimente können nur Massendifferenzen angeben, sind also nicht auf die absolute Massenskala der Neutrinos sensitiv. Durch die Massendifferenzen wird jedoch eine von Null verschiedene Untergrenze für die absoluten Neutrinomassen gesetzt.

2.2 Suche nach Neutrinomassen

Die oben beschriebenen Experimente können durch ihre Beobachtung der Neutrino-Oszillationen nur Massendifferenzen Δm^2 zwischen den einzelnen Neutrinos bestimmen und damit nur eine Untergrenze $m_i \geq \sqrt{\Delta m^2}$ für die absolute Massenskala der Neutrinos angeben. Es sind also weitere, auf diese absolute Massenskala sensitive Experimente notwendig.

In diesem Zusammenhang unterscheidet man zwischen indirekten und direkten Suchen nach den Neutrinomassen. Unter indirekten Suchen versteht man Experimente, die durch die Messung verschiedener Parameter, die mit den Absolut-Massen der Neutrinos über theoretische Modelle verbunden sind, eine Aussage über diese Massen treffen. Direkte Suchen hingegen sind Experimente, die ohne weitere Modellannahmen auf die Neutrinomassen sensitiv sind.

2.2.1 Indirekte Suchen

Kosmologie

Eine indirekter Zugang zur Absolutskala der Neutrinomassen sind Experimente zur Untersuchung der Fluktuationen der kosmischen Mikrowellen-Hintergrundsstrahlung z.B. im Rahmen des WMAP-Experiments [Ben03] und Experimenten zum Vermessen der großräumigen Strukturen im Universum wie z.B. den 2dFGRS- und SDSS-Experimenten [Pea01, Teg04]. Eine Kombination der Ergebnisse dieser Experimente zusammen mit den Untersuchungen des sog. Lyman- α -Forest⁴ ergibt eine Obergrenze auf die Summe der drei Neutrinomassen von $\sum_i m_i < 0.7 \text{ eV c}^{-2}$ (95% C.L.) [Spe03]. Werden statt der Daten aus den Untersuchungen des Lyman- α -Forest Erkenntnisse aus der Big Bang Nukleosynthese benutzt, relaxiert sich diese Obergrenze auf $\sum_i m_i < 1.01 \text{ eV c}^{-2}$ (95% C.L.) [Han03]. Interessanterweise errechnet eine weitere Gruppe aus den Daten der kosmischen Hintergrundsstrahlung, der großräumigen Strukturen im Universum, Röntgenmessungen von Galaxienclustern und der Annahme eines geometrisch flachen kosmologischen Modells einen Wert für die Summe der Neutrinomassen von $\sum_i m_i = 0.56_{-0.26}^{+0.30} \text{ eV c}^{-2}$ [All03]. Dies zeigt deutlich die starke Modellabhängigkeit dieser Ergebnisse, insbesondere auf die Schätzwerte (Priors) anderer kosmischer Parameter.

Doppelbetazerfall

Eine wichtige indirekte Methode zur Bestimmung einer endlichen Neutrinomasse ist die Suche nach dem neutrinolosen Doppel- β -Zerfall.

Ein (neutrinobegleiteter) doppelter β -Zerfall eines Atomkerns findet dann statt,

⁴Absorptionslinien in den beobachteten Spektren entfernter Quasare, erzeugt durch Wasserstoff-Gaswolken im Universum.

wenn der einfache β -Zerfall zu einem benachbarten Kern energetisch verboten, der Zerfall zu einem Kern mit der Ladungszahl $Z+2$ jedoch energetisch erlaubt ist⁵. Dieser Zerfall ist bei insgesamt 35 Kernen theoretisch möglich und wurde bisher bei 14 Kernen beobachtet, erstmals im Jahr 1987 am Isotop ^{82}Se [Ell87].

Der neutrinolose Doppel- β -Zerfall ist ein Prozess, bei dem ein virtuelles Neutrino zwischen den zerfallenden Nukleonen ausgetauscht wird und daher kein Neutrino emittiert wird. Dies ist nur unter folgenden Bedingungen möglich: Die Leptonenzahl ist nicht erhalten ($\Delta L = 2$), Neutrino und Anti-Neutrino unterscheiden sich nicht, d.h. das Neutrino ist ein sog. Majorana-Teilchen [Maj37], und das ausgetauschte Neutrino wechselt seine Helizität, was nur bei einer von Null verschiedenen Neutrinomasse möglich ist.

Der Doppel- β -Zerfall ist zurzeit die einzige Möglichkeit zu untersuchen, ob Neutrinos Majorana-Teilchen sind.

Doppel- β -Zerfallsexperimente sind sensitiv auf die sog. effektive Majorana-Neutrinomasse m_{ee}

$$m_{ee}(\nu) = \left| \sum_i U_{ei}^2 m(\nu_i) \right| \quad (2.2)$$

also auf die kohärente Summe der Masseneigenzustände.

Die Signatur des neutrinolosen Doppel- β -Zerfalls ist eine monoenergetische Linie an der Position des Q-Werts des Zerfalls. Aus den in diesen Experimenten gemessenen Spektren kann die Halbwertszeit bzw. bei fehlendem Signal die Untergrenze der Halbwertszeit bestimmt werden. Aus der Beziehung

$$(T_{1/2}(0\nu\beta\beta))^{-1} = G^{0\nu} |M_N|^2 m_{ee}^2 \quad (2.3)$$

mit Phasenraum $G^{0\nu}$ und Kernmatrixelement M_N kann aus der Halbwertszeit die effektive Neutrinomasse abgeleitet werden.

Das weltweit empfindlichste Experiment zur Suche nach dem neutrinolosen Doppel- β -Zerfall ist das Heidelberg-Moscow-Experiment, das den Zerfall von ^{76}Ge untersucht [Gun97]. Die zuletzt publizierte Obergrenze auf die effektive Majorana-Neutrinomasse beträgt $m_{ee} < 0.35 \text{ eV } c^{-2}$ (90% C.L.) [Kla01a].

Im Jahr 2001 wurde von Teilen der Heidelberg-Moscow-Kollaboration ein Ergebnis mit einer Evidenz für den neutrinolosen Doppelbetazerfall mit einer Signifikanz von 2.2σ und einem Bereich für die effektive Neutrinomasse von $0.05 \text{ eV } c^{-2} \leq m_{ee} \leq 0.84 \text{ eV } c^{-2}$ (95% C.L.) veröffentlicht [Kla01b]. Dieses Ergebnis ist nicht allgemein akzeptiert [Aal02, Fer02], kann aber zumindest als weiterer Hinweis auf die Existenz von Null verschiedener Neutrino-Ruhemassen angesehen werden.

Im Rahmen der letzten Veröffentlichungen dieser Gruppe [Kla04a, Kla04b] wird ein Signal mit einem 4.2σ Konfidenzgehalt referiert und ein Bereich für die effektive Neutrinomasse von $0.2 \text{ eV } c^{-2} \leq m_{ee} \leq 0.6 \text{ eV } c^{-2}$ (99.73% C.L.) gegeben, bei einem 'best fit'-Wert von $m_{ee} = 0.4 \text{ eV}$.

Ein unabhängiger Test dieses Resultats ist somit von großem Interesse.

⁵Dies ist bei gg-Kernen mit gerader Massenzahl A möglich, vgl. z.B. [Sch97].

Die Ergebnisse der Doppel- β -Zerfallsexperimente sind abhängig von der Kenntnis der Kernmatrixelemente M_N , so dass Änderungen des Werts für die effektive Neutrinomasse von bis zu einem Faktor 2 bei der Benutzung verschiedener Ergebnisse theoretischer Berechnungen der Kernmatrixelemente möglich sind. Weiterhin ist es möglich, dass sich Teile der kohärenten Summe aufheben, da die Elemente der Mischungsmatrix U_{ei} im Allgemeinen komplex sind. Darüberhinaus ist auch denkbar, dass die Rate an beobachteten Ereignissen durch supersymmetrischen Teilchenaustausch bzw. rechtshändige Ströme modifiziert wird, die angegebene Grenze sich somit zu größeren Werten hin verschiebt. Eine Messung zur Überprüfung der von der Heidelberg-Moscow-Gruppe publizierten Ergebnisse sollte daher von solchen Einflüssen unabhängig sein.

2.2.2 Direkte Suchen

Wie beschrieben messen Experimente zu Neutrinooszillationen nur Massendifferenzen, indirekte Messungen sind bei ihrer Bestimmung der Neutrinomasse bzw. einer Obergrenze auf die Neutrinomasse modellabhängig.

Direkte Messungen der Neutrinomasse sind hingegen Experimente, die unabhängig von Modellannahmen⁶ auf die Neutrinomasse sensitiv sind.

Zu ihnen gehören zum einen Experimente, die die Flugzeit von astrophysikalischen Neutrinos messen und daraus auf die Neutrinomasse rückschließen, zum anderen Experimente zur Untersuchung der Kinematik schwacher Zerfälle, die über die Form des Energiespektrums der geladenen Zerfallsprodukte die Massenbestimmung vornehmen.

Flugzeitmessungen müssen aufgrund der geringen Masse der Neutrinos auf großen Distanzen durchgeführt werden. Dies bedeutet, dass solche Messungen nur mit astronomischen Quellen sehr hoher Intensität möglich sind. Die bisher einzige nutzbare Quelle war die Supernova SN1987a. Die Detektion von ~ 20 Neutrinos dieser Supernova ergab eine Obergrenze auf die Masse des Neutrinos $m_{\nu_e} < 5.7 \text{ eV c}^{-2}$ [PDG03]. Das Auftreten weiterer Supernovae in unserer Galaxie in den nächsten Jahrzehnten könnte dieses Limit deutlich auf Werte unterhalb von $m_{\nu_e} < 1 \text{ eV c}^{-2}$ verbessern.

Die Untersuchung der Kinematik schwacher Zerfälle ermöglicht eine Massenbestimmung mit höherer Sensitivität.

Die Ruhemassen der einzelnen Flavoureigenzustände ν_l sind dabei gegeben als inkohärente Summe über die Masseneigenzustände ν_i

$$m^2(\nu_l) = \sum_i |U_{li}|^2 m^2(\nu_i) \quad (2.4)$$

Da hierbei die Betragsquadrate der Matrixelemente eingehen, können sich im Gegensatz zum Doppelbetazerfall die einzelnen Summanden nicht aufheben.

An Teilchenbeschleunigern wurde in den Neunziger Jahren der Zerfall von τ -Leptonen in mehrere Pionen und ein τ -Neutrino untersucht. Messungen am LEP-Be-

⁶Mit Ausnahme der Gültigkeit des relativistischen Energiesatzes.

schleuniger des CERN ergeben als besten Wert für die Obergrenze der Masse des τ -Neutrinos $m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ MeV c}^{-2}$ (95% C.L.) [Bar98].

Die beste Obergrenze auf die Masse des Myon-Neutrinos ergibt sich aus Untersuchungen des Zerfalls von Pionen in Ruhe zu Myonen und Myon-Neutrinos am Schweizer Paul-Scherrer-Institut. Hieraus ergibt sich für die Obergrenze $m_\mu < 190 \text{ keV c}^{-2}$ [Hag02].

Die Masse bzw. eine Obergrenze auf die Masse des Elektron-Neutrinos kann am genauesten durch die Untersuchung der Form der Zerfallsspektren von β -Zerfällen bestimmt werden.

2.2.3 Massenbestimmung mit dem β -Zerfall

Das Energiespektrum des β -Zerfalls lässt sich unter Vernachlässigung der Kernrückstoßenergie im Rahmen der Fermi-Theorie über die Goldene Regel mit

$$\frac{dN}{dE} = K F(Z + 1, E) p (E + m_e c^2) (E_0 - E) \quad (2.5)$$

$$\cdot \sqrt{(E_0 - E)^2 - m(\nu_e)^2 c^4} \Theta(E_0 - E - m(\nu_e) c^2)$$

beschreiben. Hierbei ist $F(Z + 1, E)$ die Fermi-Funktion, p der Impuls und E die Energie des Elektrons, E_0 die Endpunktsenergie des Zerfalls, m_e die Ruhemasse des Elektrons und $m(\nu_e)$ die Ruhemasse des Neutrinos. Die Θ -Funktion stellt die Energieerhaltung sicher. Der Vorfaktor K ist gegeben durch

$$K = G_F^2 \frac{m_e^5}{2\pi^3 \hbar^7 c^5} \cos^2 \Theta_C |M|^2 \quad (2.6)$$

wobei G_F die Fermi-Kopplungskonstante, m_e die Masse des Elektrons, Θ_C der Cabibbo-Winkel und M das Kernmatrixelement⁷ ist [Boe92]. Die Observable der β -Zerfallsexperimente ist somit das Massenquadrat m_ν^2 .

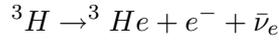
β -Zerfälle mit kleiner Übergangsenergie E_0 sind zur Untersuchung der Elektron-Neutrino-Masse besonders geeignet, da eine von Null verschiedenen Masse auf die Form der Energiespektren dieser Zerfälle eine größere Auswirkung hat ($\sim 1/E_0^3$).

Das Isotop mit der kleinsten Endpunktsenergie eines β -Zerfalls ist ^{187}Re mit $E_0 = 2.6 \text{ keV}$. Dieser Atomkern ist mit 187 Nukleonen sehr komplex, so dass eine sinnvolle Messung nur möglich ist, wenn die β -Quelle gleichzeitig auch der Detektor ist. Aktuell untersuchen zwei Experimente dieses β -Spektrum [Swi97, Ale99a] indem sie Rhenium-Verbindungen als Absorber eines Bolometer-Detektors benutzen. Die aktuelle Obergrenze dieser Experimente wird als $m_{\nu_e} < 21.7 \text{ eV c}^{-2}$ (90% C.L.) angegeben [Arn03].

⁷Für Tritium ist $|M|^2 = 5.55 \hbar^6$

2.2.4 Der Tritium- β -Zerfall

Der β -Zerfall von Tritium



ist ein Prozess, der zur Suche nach der Neutrino Ruhemasse besonders geeignet ist. Der niedrige Endpunkt des Energiespektrums ist mit $E_0 = 18.6$ keV bewirkt, dass der Effekt einer von Null verschiedenen Neutrinomasse auf die Form des Spektrums im Vergleich zu anderen β -Zerfallsspektren sehr groß ist.

Ein weiterer Vorteil des Tritiumzerfalls ist seine geringe Halbwertszeit von $t_{1/2} = 12.3$ Jahren. Aufgrund seiner hohen Zerfallsrate führt daher eine geringe Menge Tritium zu einer im Vergleich zu Isotopen mit größerer Halbwertszeit hohen Aktivität des zu untersuchenden Quellpräparats.

In experimenteller Hinsicht ist weiterhin von Bedeutung, dass Tritium und das Tochterisotop ${}^3\text{He}$ die am einfachsten aufgebauten Elektronenhüllen besitzen. Systematische Effekte aufgrund von Anregungen der Elektronenhülle sind somit minimal und sehr gut berechenbar.

Abb. 2.3 zeigt die Form des vollständigen Tritium- β -Spektrums und als Beispiel die Auswirkung einer Neutrinomasse von $m_\nu = 10$ eV c^{-2} auf den Endpunktsbereich des Zerfallsspektrums. Der Endpunkt ist um 10 eV verschoben, ebenso ändert sich die Steigung der Verteilung im Vergleich zur Steigung der Verteilung bei verschwindender Neutrinomasse. Im unteren Teil von Abb. 2.3 b) ist weiterhin zu erkennen, dass die Signifikanz des Effekts einer von Null verschiedenen Neutrinomasse für Energien unterhalb des Endpunkts kontinuierlich abnimmt. Eine Messung der Form des Tritium-Zerfallsspektrums ist daher im Bereich unmittelbar um den Endpunkt am sensitivsten auf eine nicht-verschwindende Neutrinomasse.

2.2.5 Die Neutrinoexperimente in Mainz und Troitsk

Die zurzeit beste Obergrenze auf die Ruhemasse des Anti-Elektron-Neutrinos⁸ von $m_{\bar{\nu}_e} \leq 2.3$ eV c^{-2} (95% C.L.) bzw. $m_{\bar{\nu}_e} \leq 2.5$ eV c^{-2} (95% C.L.)⁹ geben die Neutrino-Spektrometer-Experimente in Mainz und Troitsk [Kra03, Lob99].

Beide Experimente vermessen den Endpunktsbereich des Energiespektrums der β -Zerfallselektronen von Tritium mit Hilfe eines so genannten MAC-E-Filters (vgl. Abschn. 3.1). Die Elektronen aus einer Tritiumquelle werden magnetisch adiabatisch geführt, durch ein elektrostatisches Feld Energie analysiert und von einem Halbleiterzähler nachgewiesen.

⁸Wenn im Folgenden im Zusammenhang mit Tritiumzerfallsexperimenten von Neutrino oder Neutrinomasse die Rede ist, bezieht sich dies auf das Anti-Elektronneutrino und seine Ruhemasse. Als Ruhemasse wiederum ist die Summe der Masseneigenzustände $m_{\nu_e} = (\sum_i U_{ei}^2 m_{\nu_i}^2)^{1/2}$ gemeint.

⁹Eine neue Analyse [Lob03] ergibt eine Obergrenze von $m_{\bar{\nu}_e} \leq 2.05$ eV c^{-2} (95% C.L.) unter Anwendung der Feldman-Cousins Methode für einen selektierten Datensatz.

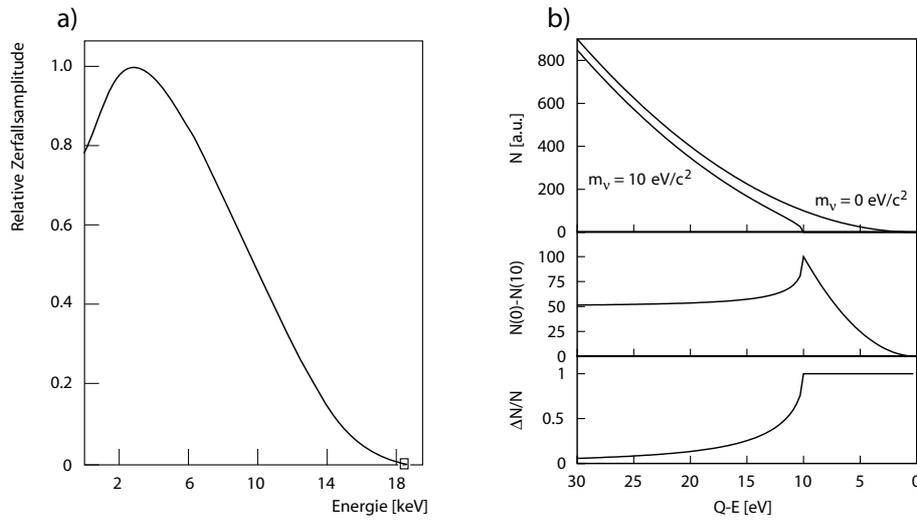


Abbildung 2.3: a) Vollständiges Energiespektrum von Elektronen aus dem Tritium- β -Zerfall. b) oben: Endpunktsbereich und Verlauf des Spektrums für eine Neutrinomasse von $m_\nu = 0 \text{ eV } c^{-2}$ und $m_\nu = 10 \text{ eV } c^{-2}$. Mitte: Absolute Differenz der Spektren. Unten: Relative Differenz. Hier zeigt sich insbesondere, dass der Effekt einer von Null verschiedenen Neutrinomasse in der Nähe des Endpunkts des Zerfallsspektrums am signifikantesten ist.

Das Neutrinoexperiment in Troitsk

Die in Troitsk verwendete Tritiumquelle ist eine so genannte fensterlose Gasquelle. In ein Stahlrohr von 3m Länge, 5cm Durchmesser und 30 K Temperatur wird mittig durch eine Öffnung molekulares Tritium zugeführt. Dieses diffundiert zu den Rohrenden und wird dort von einem Pumpensystem abgepumpt. Durch supraleitende Magneten werden die in Richtung zum Spektrometertank hin emittierten Zerfallselektronen zum Spektrometertank geführt (vgl. Abschn. 3.2.1).

Das Spektrometer besitzt einen Durchmesser von 1.5 m und eine Länge von 6 m. Das elektrostatische Analysierfeld wird durch drei im Spektrometer befindliche Elektroden erzeugt. Weiterhin ist ein kleines Vorspektrometer in den Troitsker Experimentaufbau integriert, das einer Voranalyse der Zerfallselektronen dient. Die Energieauflösung des Spektrometers beträgt etwa $\Delta E \simeq 5 \text{ eV}$.

Der im Troitsker Experiment benutzte Halbleiterdetektor ist eine Si(Li)-Detektor mit einer sensitiven Fläche von 2.3 cm^2 .

Das Experiment nimmt seit 1994 Daten und hat dabei effektiv 300 Tage Messdaten gesammelt [Tit04, Zad04].

Das Neutrinoexperiment in Mainz

Die Quelle des Mainzer Experiments ist eine so genannte abschreckend kondensierte Festkörperquelle mit einer Fläche von 2 cm^2 . Hierbei wird ein dünner Tritiumfilm ($d \simeq 500 \text{ \AA}$) auf einen Graphitträger aufgebracht, der sich in einem supraleitenden Magneten befindet. Zur Unterdrückung systematischer Effekte (vgl. Abschn. 3.2.1) besitzt die Quelle eine Temperatur von 1.86 K . Die Zerfallselektronen werden analog zum Troitsker Experiment durch das magnetische Feld zum Spektrometer geführt. Eine detaillierte Beschreibung der Quelle findet sich in [Bor00].

Das Spektrometer des Mainzer Experiments besitzt einen Durchmesser von 1 m und eine Länge von 3.50 m . Das elektrostatische Feld im Spektrometer wurde bei den Messungen zur Bestimmung der Neutrinomasse von einem komplexen Elektroden-system aus 27 Einzelelektroden erzeugt¹⁰. Das Spektrometer besitzt eine Energie-auflösung von $\Delta E \simeq 4.5 \text{ eV}$.

Der in Mainz benutzte ionenimplantierte Silizium-Detektor besteht aus fünf konzen-

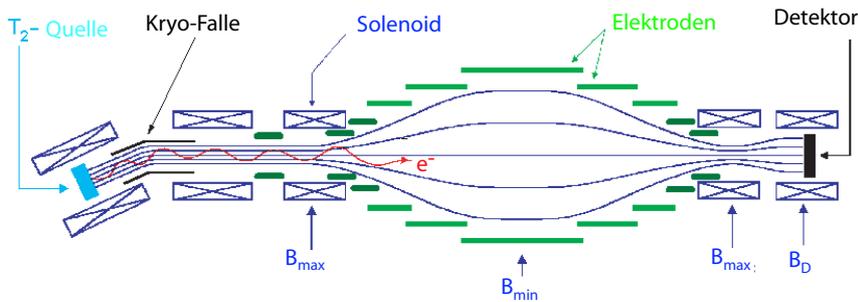


Abbildung 2.4: Schematisches Bild und Fotografie des Mainzer Neutrino Experiments. Links ist der Quellbereich zu sehen, rechts der Detektorbereich.

trisch angeordneten Segmenten von je 1 cm^2 Fläche. In der Messung aufgezeichnet werden die Messdaten der inneren vier Segmente, die Daten der inneren drei gehen in die Auswertungen ein. Die Energieauflösung des Detektors beträgt $\Delta E_D = 1.4 \text{ keV}$ (FWHM) für 18.6 keV Elektronen.

¹⁰Vor den in Kap. 5 beschriebenen Messungen wurde das Elektroden-system umgebaut und auf 7 Elektroden und eine Drahtelektrode reduziert. Vgl. [Mue02] und Kap. 4.

Das Mainzer Neutrino-Experiment nimmt seit 1991 Daten. Im Jahr 2001 wurde die letzte Messung des Tritiumspektrums durchgeführt. Seither wurde das Experiment zu Untergrundstudien für das KATRIN-Experiment benutzt und zu diesem Zweck umgebaut (vgl. Kap. 4 und 7).

Kapitel 3

Das KATRIN-Experiment

Die in Abschnitt 2.2.3 beschriebenen Experimente haben mit den angegebenen Obergrenzen auf die Ruhemasse des Anti-Elektronneutrinos von $m_{\bar{\nu}_e} \leq 2.3 \text{ eV c}^{-2}$ (95% C.L.) bzw. $m_{\bar{\nu}_e} \leq 2.5 \text{ eV c}^{-2}$ (95% C.L.) ihr Sensitivitätslimit¹ erreicht.

Im Hinblick auf die Ergebnisse der verschiedenen Oszillationsexperimente, einer möglichen Evidenz für neutrinolosen Doppel- β -Zerfall, sowie widersprüchliche Ergebnisse aus der Kosmologie, ist ein neues direktes Neutrino-Massen-Experiment mit einer deutlich verbesserten Sensitivität erforderlich.

Das KATRIN-Experiment ist als Tritium- β -Zerfallsexperiment der nächsten Generation in der Lage, die Neutrinomasse modellunabhängig mit einer projizierten Sensitivität auf die Ruhemasse des Anti-Elektronneutrinos von $m_{\bar{\nu}_e} \leq 0.2 \text{ eV c}^{-2}$ (90% C.L.)² zu messen [KAT01, KAT02]. Dies entspricht einer Verbesserung der Sensitivität im Vergleich zu den existierenden Experimenten um etwa eine Größenordnung. Dies erfordert allerdings eine Verbesserung der Sensitivität auf die Observable dieses Experimenttyps, das Massenquadrat $m_{\bar{\nu}_e}^2$, um zwei Größenordnungen. Um dies zu erreichen, wird das KATRIN-Experiment sowohl hinsichtlich Quellstärke als auch in Energieauflösung deutlich gegenüber den bestehenden Experimenten verbessert sein.

Durch die Zusammenarbeit der Gruppen aus Mainz und Troitsk sowie die Integration weiterer Arbeitsgruppen, die auf diesem Gebiet experimentell tätig waren, vereint die KATRIN-Kollaboration die weltweite Expertise für Tritium-Spektrometer in einem Projekt.

Ort des Experiments ist das Forschungszentrum Karlsruhe (FZK). Das FZK bzw. das dort befindliche Tritiumlabor ist europaweit der einzige Ort mit der notwendigen Infrastruktur, um die für das Experiment notwendigen Mengen an Tritium zur Verfügung zu stellen.

¹Dies bedeutet, dass ein weiteres Verbessern der Statistik der Experimente die gemessenen Obergrenzen nur unwesentlich verbessert

²Die Sensitivität ist die Obergrenze, die sich ergibt, wenn in der gesamten Messung kein Signal einer von 0 eV c^{-2} verschiedenen Neutrinomasse gemessen wird.

3.1 Experimentprinzip

Wesentliche Komponente des KATRIN-Experiments ist das Spektrometer zur Energieanalyse der Zerfallselektronen, ein so genannter 'MAC-E-Filter' (Magnetic Adiabatic Collimation and Electrostatic Filter).

Gegenüber den früher eingesetzten magnetischen Spektrometern bietet das in den Tritium-Experimenten in Mainz und Troitsk erstmals eingesetzte MAC-E-Filter mehrere signifikante Vorteile, die nachfolgend beschrieben werden.

Ein solcher Filter ist eine Kombination aus einem Magnetfeld zur adiabatischen Führung der Elektronen und einem elektrostatischen Gegenfeld zur Energieanalyse. Das Prinzip dieses Spektrometer-Typs ist in Abb. 3.1 dargestellt. In einem starken Magnetfeld bewegen sich β -Elektronen aus einer Quelle entlang der magnetischen Feldlinien auf Zyklotronbahnen. Dies hat zur Folge, dass alle Elektronen nahe E_0 mit einer Emissionsrichtung in den dem Spektrometer zugewandten Halbraum energieanalysiert werden können³. Die Elektronenquelle befindet sich bei MAC-E-Filtern entweder direkt in einem der beiden Spektrometernmagnete oder werden, wie in den Experimenten in Mainz und Troitsk und auch im KATRIN-Experiment in einem separaten Solenoiden untergebracht. Die emittierten Elektronen werden im letzteren Fall durch weitere Magnete zum Spektrometer transportiert. Zur Mitte des Spektrometers hin, der so genannten Analysierebene (vgl. Abb. 3.1), fällt das Magnetfeld um mehrere Größenordnungen ab und erreicht dort sein Minimum B_{min} .

Auf das durch die Zyklotronbewegung gegebene magnetische Bahnmoment der Elektronen

$$\vec{\mu} = \frac{er^2}{2c} \vec{\omega}_B \quad (3.1)$$

mit der Zyklotronfrequenz $\vec{\omega}_B$, wirkt dabei eine Gradientenkraft

$$\vec{F} = \vec{\nabla}(\vec{\mu} \cdot \vec{B}) \quad (3.2)$$

Diese Gradientenkraft wandelt auf dem Weg zum Minimum des Magnetfelds, also zur Spektrometermitte hin, den transversalen Impuls p_{\perp} der Zyklotronbewegung in longitudinalen Impuls p_{\parallel} um. Für hinreichend kleine Änderungen $\Delta B/B$ des Magnetfelds pro vollständigem Umlauf der Elektronen entlang ihrer Zyklotronbahnen findet diese Änderung adiabatisch statt. Nach [Jac98] gilt in diesem Fall

$$\gamma\mu = \frac{p_{\perp}^2}{2m_e B} = \textit{konstant} \quad (3.3)$$

Hierbei ist der relativistische Faktor maximal $\gamma \simeq 1.04$ bei Elektronen mit einer Energie von $E = 18.6$ keV. Somit ist eine nichtrelativistische Näherung mit hinrei-

³Der maximal akzeptierte Emissionswinkel Θ_{max} ist gegeben durch die Beziehung $\Theta_{max} = \arcsin \sqrt{\frac{B_S}{B_{max}}}$. Hierbei ist B_S das Quellmagnetfeld und B_{max} das Pinch-Magnetfeld der Spektrometernmagneten, die maximale Magnetfeldstärke im System.

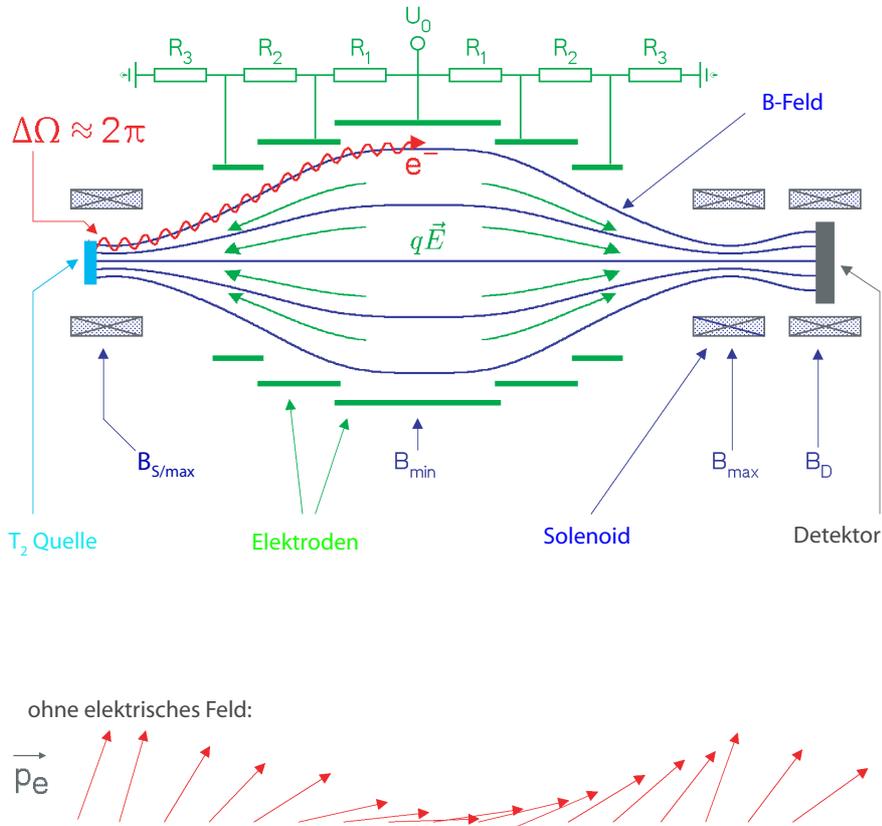


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der notwendigen Bestandteile eines MAC-E-Filters zur Messung des Energiespektrums des Tritium- β -Zerfalls. Im linken supraleitenden Solenoiden befindet sich eine Tritiumquelle, so dass Elektronen, die in Richtung des Spektrometers emittiert werden, sich auf Zyklotronbahnen bewegen und entlang des magnetischen Feldes adiabatisch in die Spektrometermitte geführt werden. Das magnetische Feld fällt zur Mitte des Spektrometers hin um mehrere Größenordnungen ab. Ist dieser Abfall hinreichend klein für einen Zyklotronumlauf der Elektronen, so wird die Transversalkomponente der Bewegung dabei nahezu vollständig adiabatisch in die Longitudinalkomponente überführt (magnetisch adiabatisch kollimiert, vgl. Schema des Verlaufs der Impulsvektoren). Der so parallelisierte Elektronenstrahl wird von einem durch Zylinderelektroden erzeugten Retardierungsfeld energetisch analysiert. Elektronen mit einer kinetischen Energie oberhalb einer eingestellten Energieschwelle überwinden den Potentialwall und werden aufgrund der Symmetrie des Spektrometers auf einen im rechten Solenoiden befindlichen Detektor beschleunigt und dort mit ihrer ursprünglichen Energie nachgewiesen.

chender Genauigkeit möglich. Es gilt daher

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} = \textit{konstant} \quad (3.4)$$

mit

$$E_{\perp} = \frac{p_{\perp}^2}{2m_e} \quad (3.5)$$

der Energie der Zyklotronbewegung. Schwächt sich das Magnetfeld entlang der Flugbahn des Teilchens ab, so verhält sich der Anteil dieser Energiekomponente genauso wie die Verhältnisse der Magnetfelder:

$$\frac{E_{\perp}}{E_{\perp 0}} = \frac{B}{B_0} \quad (3.6)$$

Der Übergang von maximalem zum minimalen Magnetfeld im KATRIN-Experiment ($B_{min}/B_{max} \simeq 0.00005$) führt somit aus Gründen der Energieerhaltung nahezu die gesamte transversale Bewegungsenergie bis zur Spektrometermitte adiabatisch in die longitudinale Bewegung über. Nur diese longitudinale Energie kann vom elektrostatischen Gegenfeld analysiert werden. Dies führt zu einer Energieauflösung des Spektrometers von $\Delta E/E = B_{min}/B_{max} \simeq 0.00005$ oder $\Delta E \simeq 1\text{eV}$.

Ein MAC-E-Filter ist ein integrierendes Spektrometer, d.h. alle Elektronen mit Energien oberhalb der eingestellten Energieschwelle können das Spektrometer passieren.

Aufgrund der Spiegelsymmetrie des Spektrometers relativ zur Analysierebene werden diese Elektronen nach Überwinden der Potentialbarriere wieder auf ihre ursprüngliche Energie beschleunigt und wiederum entlang der magnetischen Feldlinien auf einen Detektor geführt und dort nachgewiesen. Dieser Detektor befindet sich analog zur Quelle entweder in einem der beiden Spektrometermagneten oder in einem speziellen Detektormagneten zu dem die Elektronen wiederum magnetisch geführt werden.

Die Untersuchung des β -Spektrums erfolgt durch Variation des Analysepotentials des Spektrometers⁴. Hierzu wird das Potential zwischen Werten jenseits der Endpunktsenergie des Tritiumspektrums⁵ und einem im Prinzip beliebigen Wert unterhalb dieser Energie variiert, so dass man ein integrales Spektrum der Energie der Zerfallselektronen im Endpunktsbereich erhält.

Eine von Null verschiedene Neutrinomasse äußert sich durch eine Änderung der Form des Spektrums, die im Rahmen der Sensitivität des Experiments nachgewiesen werden kann (vgl. Abschn. 2.2.4 und 3.3).

⁴Die Änderungen des Analysierpotentials werden durch Änderungen des Potentials der Quelle durchgeführt. Die Variation von kV-Hochspannungen im Bereich von nur einigen Volt ist mit hoher Präzision nur unter großem technischem Aufwand möglich.

⁵Zur Bestimmung der Untergrundrate.

3.1.1 Der Flugzeitmodus

Alternativ zum integrierenden Modus eines MAC-E-Filters ist auch ein Betrieb im Flugzeitmodus (time-of-flight - TOF-Modus)[Bon99a] möglich.

In diesem Modus wird eine Information über die Startzeit der Elektronen durch ein 'Pulsen'⁶ der Quelle gewonnen. Hierbei wird erreicht, dass durch das zeitlich definierte Anlegen eines Potentials an die Quelle (oder an einem anderen Ort auf der Quellseite des MAC-E-Filters) nur in bestimmten kurzen Zeitfenstern Elektronen über den Potentialwall des Spektrometers auf den Detektor gelangen können. Sind diese Zeitfenster kurz ($\Delta t \sim 1 \mu\text{s}$), so erhält man eine hinreichend genaue Information über die Flugzeit und kann hochenergetische Ereignisse aus der Messung entfernen. Das im Prinzip als Hochpassfilter arbeitende MAC-E-Filter wird somit um einen Tiefpassfilter ergänzt und kann unter Inkaufnahme eines deutlichen Verlusts an effektiver Zählrate, ein differentielles Zerfallsspektrum ausmessen.

Dieser Modus kann insbesondere für die Untersuchung systematischer Effekte in der Quelle, wie z.B. inelastischer Streuprozesse genutzt werden [KAT01].

3.2 Aufbau des Experiments

Das Design des KATRIN-Experiments basiert auf den in den Experimenten in Mainz und Troitsk umgesetzten Prinzipien. Wesentliche Unterschiede sind die physika-

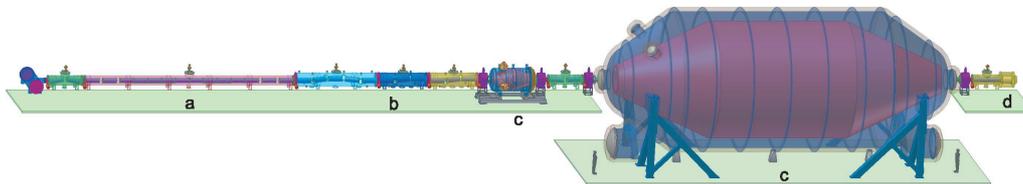


Abbildung 3.2: *Isometrische Darstellung des KATRIN-Experiments. a) Quellbereich des Experiments, b) vordere Pump- bzw. Transportsektion, c) Vorspektrometer und Hauptspektrometer des Experiments, d) projektierte Detektorbereich. Die Gesamtlänge des experimentellen Aufbaus beträgt etwa 70 m.*

lischen Parameter wie Quellstärke und Energieauflösung (vgl. Abschn. 3.2.1 und 3.2.3), die einen erheblich größeren Experimentaufbau erfordern.

Die größten technologischen Herausforderungen sind die Realisierung des zur Minimierung von Untergrundprozessen notwendigen Ultrahochvakuums von $p \leq 10^{-11}$ mbar in den Spektrometertanks, zusammen mit der Entwicklung der Quelle und des Transportsystems, sowie der Spannungsstabilisierung des elektrostatischen Gegenfelds.

⁶Im Prinzip ein Ein- und Ausschalten des Flusses

3.2.1 Quelle und Transportsektion

Die Tritiumquelle des KATRIN-Experiments orientiert sich an den in den Experimenten in Los Alamos [Rob91] und Troitsk erfolgreich verwendeten fensterlosen Gasquellen (WGTS - windowless gaseous tritium source).

Hauptbestandteil des geplanten Quellaufbaus ist ein durch flüssiges Neon auf 27 K gekühltes 10m langes Edelstahlrohr mit einem Innendurchmesser von 90mm. In dieses Rohr wird mittig kontinuierlich gasförmiges molekulares Tritium hoher isotopischer Reinheit ($> 95\%$) injiziert, das zu den Rohrenden diffundiert und dort über differentielle und kryogene Pumpstrecken wieder abgepumpt wird (vgl. Abb. 3.3). Dies ergibt eine Säulendichte von $\rho = 5 \cdot 10^{17}$ Molekülen $\cdot\text{cm}^{-2}$ in der Quelle, was bei einem vom Verhältnis der Quell- und Pinchmagnetfeldstärke⁷ abhängigen akzeptierten Startwinkel von $\Theta_{max} = 51^\circ$ (2.33 sr) einer effektiven Quellstärke von $2.1 \cdot 10^{10}$ Zerfällen $\cdot\text{s}^{-1}$ entspricht⁸. Vorteil dieses Quelltyps ist die minimale Beeinflussung der Messung durch systematische Eigenschaften. Im Gegensatz zu einer festen Quelle müssen keine Festkörpereigenschaften berücksichtigt werden, die Systematik der Quelle wird im Wesentlichen nur durch die Rotations- und Vibrationszustände der Moleküle und der Kenntnis bzw. der Stabilität der Quellparameter bestimmt. Zur adiabatischen Führung der Tritium-Zerfallselektronen zum Spektrometer wird sich die Quelle in einem durch supraleitende Magnete erzeugten homogenen Magnetfeld von $B_S = 3.6$ T befinden. Die die Quelle verlassenden Zerfallselektronen werden durch die sich anschließende ebenfalls aus supraleitenden Magneten bestehende Transport- und Pumpstrecke in das Vor- und das Hauptspektrometer geleitet.

Als alternative Quelle zur beschriebenen fensterlosen Gasquelle wird die Verwendung einer abschreckend kondensierten molekularen Tritium-Quelle (QCTS - quench condensed tritium source) analog zur Tritium-Quelle des Mainzer Neutrinomassen Experiments diskutiert. Diese Quelle besteht aus einem dünnen Film aus Tritium-Molekülen, die auf einen Graphit-Träger abschreckend kondensiert werden. Die Betriebstemperatur dieses Quelltyps beträgt ~ 1.8 K, um Diffusionseffekte bzw. eine Entnetzung des Tritium-Films zu verlangsamen [Fle00a, Fle00b]. Die projektierte Schichtdicke des Tritiumfilms soll maximal 350 \AA betragen, entsprechend etwa 100 Monolagen Tritium, eine Grenze, die durch die Selbstaufladungseffekte einer derartigen Quelle gegeben ist [Bor00, Bor02, Bor03]. Dies ergibt eine Säulendichte von $9 \cdot 10^{15}$ Molekülen $\cdot \text{cm}^{-2}$. Zur Kompensation der geringeren Säulendichte wird die QCTS in einem im Vergleich zur WGTS höheren Magnetfeld von 5T betrieben werden, was zu einem maximal akzeptierten Startwinkel von $\Theta_{max} = 66^\circ$ und einem effektiven Durchmesser der Quelle von 7 cm führt. Dies entspricht etwa $3.7 \cdot 10^8$ β -Elektronen s^{-1} in Richtung der Spektrometer.

Im Messbetrieb des KATRIN-Experiment wird die fensterlose gasförmige Quelle die Haupt-Tritiumquelle des Experiments sein. Messungen mit der Festkörperquelle

⁷ $B_S/B_{max} = 0.6$; vgl. Abschn. 3.1

⁸Dies entspricht einer Steigerung der Quellstärke um etwa einen Faktor 80 gegenüber den existierenden Experimenten in Mainz und Troitsk

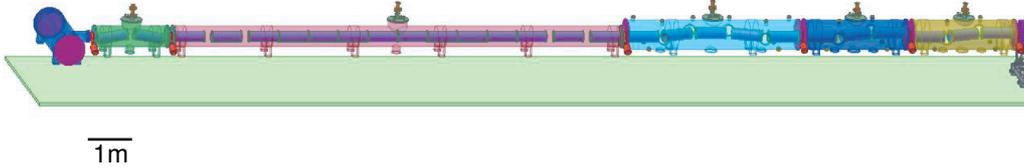


Abbildung 3.3: Bild des Quellbereichs des KATRIN-Experiments. Zu erkennen sind die WGTS in violett sowie die vorderen und hintere Pump- bzw. Transportstrecken. Eine mögliche Einkopplung der QCTS ist in diesem Bild nicht eingezeichnet, ist aber innerhalb der ersten Kryo-Pumpstrecke vorgesehen.

werden jedoch insbesondere aufgrund der zur WGTS völlig verschiedenen Systematik während kürzerer Phasen des Experiments in Betracht gezogen.

3.2.2 Vorspektrometer

Zwischen Quelle und dem der Energieanalyse der Zerfallselektronen dienenden Hauptspektrometer befindet sich das so genannte Vorspektrometer. Es besteht aus Edelstahl (Typ 1.4429) und besitzt eine Länge von 3.42 m und einen Innendurchmesser von 1.70 m. Dieses Spektrometer dient der Reduktion des Elektronenflusses in das Hauptspektrometer durch eine Voranalyse der aus der Quelle kommenden Elektronen.

Das Gegenfeld des Vorspektrometers wird so eingestellt, dass nur Elektronen mit Energien E_{Pre} dicht an der Endpunktsenergie des Tritiumzerfalls in das Hauptspektrometer gelangen können. Eine elektrisches Potential, das Elektronen nur mit Energien von mindestens $E_{Pre} = E_0 - 100$ eV passieren lässt, reduziert den Fluss der das Spektrometer passierenden Elektronen auf einen Anteil von $2 \cdot 10^{-7}$ des Flusses der die Quelle verlassenden Elektronen. Dies führt zu einer Reduktion von Untergrund erzeugenden Prozessen wie Ionisationen von Restgasatomen bzw. -molekülen im Hauptspektrometer.

Die Energieauflösung des Vorspektrometers beträgt entsprechend seiner elektromagnetischen Konzeption etwa 70 eV, dies ist jedoch für den Zweck der Untergrundreduktion völlig ausreichend. Die präzise Energieanalyse der Zerfallselektronen findet ausschließlich im Hauptspektrometer statt.

Weitere Aufgabe des Spektrometers im Messbetrieb des KATRIN-Experiments ist das 'Ein- und Ausschalten' des Elektronenstrahls im Flugzeitmodus des Experiments (vgl. Abschn. 3.1). Dies wird durch einen schnellen Wechsel der Größe des Retardierungsfeldes ($\simeq 100$ kHz) erreicht werden, so dass Elektronen nur in definierten Zeitfenstern das Potential des Vorspektrometers überwinden. Hierdurch wird ihre

Flugzeit zum Detektor und damit ihre Energie bestimmt.

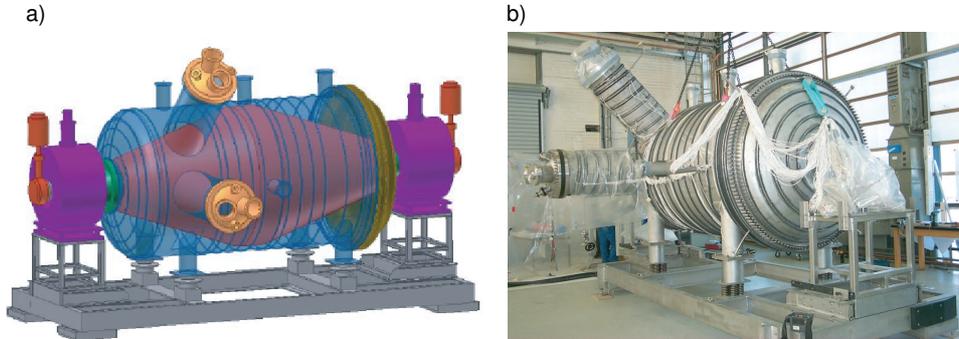


Abbildung 3.4: a) Schematische Darstellung des Vorspektrometers und b) Fotografie des Vorspektrometers während des Aufbaus in der Experimentierhalle 245 auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe. Zum Zeitpunkt der Aufnahme im Februar 2004 wurde gerade die Durchführung von Vakuum-Tests vorbereitet.

Für das Vorspektrometer ebenso wie für das Hauptspektrometer gelten stringente Anforderungen an die Vakuumbedingungen während des Experimentbetriebs. Im Vorspektrometer soll ein Druck $p < 10^{-11}$ mbar erreicht werden, um Untergrundeigenschaften wie Restgas-Ionisationen möglichst gering zu halten.

Die Durchführung von Vakuumtests zur Überprüfung der Vakuumkonzepte für das KATRIN-Experiment ist ein wichtiger Aspekt in der Aufbauphase von KATRIN. Diese Tests werden bis Mitte des Jahres 2004 durchgeführt werden.

Im Anschluss an die Vakuumtests werden Tests der elektromagnetischen Eigenschaften des Spektrometers durchgeführt. Zu diesem Zweck werden durch eine Elektronenkanone Elektronen definierter Energie in das Spektrometer emittiert und durch den Vorspektrometerdetektor nachgewiesen (vgl. Abschn. 3.2.4). Dies ermöglicht es die Homogenität der elektrischen und magnetischen Felder zu untersuchen. Weitere geplante Tests umfassen Untersuchungen zu den Untergrundeigenschaften des Spektrometers, ebenso sind Variationen der in Kap. 5 beschriebenen Messungen des durch kosmische Strahlung induzierten Untergrunds für das Messprogramm am Vorspektrometer vorgesehen.

Status

Der UHV-Edelstahltank des Vorspektrometers wurde im Spätherbst 2003 fertig gestellt und wurde an das Forschungszentrum ausgeliefert. Zurzeit werden noch Teile der Infrastruktur des Vorspektrometer-Teststands und des Vorspektrometers aufgebaut, die Elektroden zur Erzeugung des elektrostatischen Retardierungsfelds befinden sich in der Produktion an der University of Washington. Erste Tests des Systems begannen im Frühjahr 2004.

3.2.3 Hauptspektrometer

Eine zentrale Komponente des KATRIN-Experiments ist das Hauptspektrometer zur präzisen Energieanalyse der Tritium-Zerfallselektronen.

Die Energieauflösung des Hauptspektrometers beträgt 1 eV (entsprechend einem Verhältnis von $B_{min}/B_{max} \simeq 5 \cdot 10^{-5}$). Die Feldstärke der Pinch-Magnete wird $B_{max} = 6$ T betragen, die Feldstärke in der Analysierebene $B_{min} = 0.3$ mT. Dies entspricht einer Verbesserung der Energieauflösung des Spektrometers gegenüber den Experimenten in Mainz und Toitsk um einen Faktor $\sim 4-5$.

Größte Herausforderung bei der Konstruktion des Hauptspektrometers ist es das zur Untergrundminimierung erforderliche Ultrahochvakuum von $p < 10^{-11}$ mbar zu erreichen. Diese Bedingung stellt sehr große Anforderungen an die Pumpleistung des Vakuumpumpensystems und die Reinheit bzw. Ausgasrate der Spektrometeroberflächen. Aufgrund der großen Abmessungen des Spektrometers (10 m Innendurchmesser, 22 m Länge) und der entsprechenden großen Oberfläche des Spektrometers ist dies eine besondere technologische Herausforderung.

Die Planungen der Details des Hauptspektrometers sind noch nicht abgeschlossen und werden sich zum Teil an den aus den Tests mit dem Vorspektrometer gewonnenen Erkenntnissen orientieren. Die Detailplanung für das Hauptspektrometer soll im Sommer 2004 abgeschlossen sein.

3.2.4 Detektor und Detektorentwicklung

Der Detektor des KATRIN-Experiments dient dem Nachweis der durch das Spektrometer transmittierten und energieanalytisierten Signalelektronen.

Wichtigste Anforderung an das Detektorsystem ist somit eine sehr hohe Nachweiseffizienz für Elektronen mit Energien um die Tritium-Endpunktsenergie $E_0 = 18.6$ keV (oder einer abhängig von einer Nachbeschleunigung der Elektronen verschobenen Energie; vgl. unten).

Insgesamt werden folgende Bedingungen an das Detektorkonzept gestellt:

- Sehr hohe Nachweiseffizienz für Elektronen mit Energien im Bereich bis 50 keV
- Geringe Sensitivität auf Untergrundereignisse durch γ -Strahlung
- Niedrige Wahrscheinlichkeit für Rückstreuungen der Elektronen, d.h. der Detektor sollte aus einem Material mit niedriger Kernladungszahl Z sein
- Sehr gute Energieauflösung, um Untergrundereignisse möglichst gut von Signalereignissen trennen zu können

- Gute Ortsauflösung, um Informationen über die Abbildungseigenschaften des Spektrometers und die Homogenität der Analysierebene und den Zustand der Quelle zu erhalten. Ebenso sollen hierdurch Untergrundereignisse identifiziert werden, die außerhalb des magnetischen Flussschlauchs den Detektor treffen
- Eine ausreichend gute Zeitauflösung, um das Experiment im 'Time-of-flight'-Modus zu betreiben
- Funktionsfähigkeit bei hohen integralen Zählraten im kHz-Bereich (für Kalibrationszwecke etc.)
- Funktionsfähigkeit in hohen Magnetfeldern $B_D \leq 3.5$ T
- UHV-Vakuumtauglichkeit, d.h. geringe Ausgasrate des Detektorsystems

Die Designanforderung für die Energieauflösung soll $\Delta E < 600$ eV betragen, die Ortsauflösung bei $\Delta x \cdot \Delta y \simeq 5$ mm² liegen. Der Detektor wird somit aus etwa 400 Einzeldetektoren oder Segmenten bestehen. Für Flugzeitmessungen ist eine Auflösung von $\Delta t < 100$ ns ausreichend, die erwartete maximale Ereignisrate auf der gesamten Detektorfläche wird 1 MHz nicht übersteigen. Die magnetische Feldstärke im Detektormagneten B_D wird zwischen 2.5 T und 3.5 T betragen. Dies führt bei einem magnetischen Fluss von 191 T cm² zu einem Durchmesser des magnetischen Flussschlauchs am Ort des Detektors von etwa 10 cm (bei $B_D = 2.5$ T). Dies ist der Referenzdurchmesser der sensitiven Fläche des Detektorsystems. Der industrielle Standard für Halbleiter-Wafer ist eine Dicke von 300 μ m. Die geringe Dicke führt zu einer geringen Nachweisrate für γ -Strahlung. Die Produktion dünnerer Wafer ist jedoch möglich und für eine weitere Reduktion der Sensitivität des Detektors auf γ -Ereignisse wünschenswert.

Nachbeschleunigung

Zur Verminderung der Rückstreuwahrscheinlichkeit und zur Reduktion des Detektoruntergrunds (vgl. Kap. 6) wird diskutiert, die Signalelektronen durch ein elektrisches Potential von mehreren kV auf höhere Energien zu beschleunigen.

Die Rückstreuwahrscheinlichkeit ist abhängig von der Kernladungszahl Z , der Energie des zu detektierenden Teilchens E und seinem Einfallswinkel θ . Der maximale Einfallswinkel⁹ bei $E_{0T} = 18.6$ keV Signalelektronen auf den Detektor beträgt im KATRIN-Experiment $\theta_{max} = 40^\circ$. Monte-Carlo-Simulationen ergeben für die Rückstreuwahrscheinlichkeit bei einem Silizium-Detektor $p_{BSc} = 0.23 \pm 0.03$ für diese Elektronen, gemittelt über alle Winkel von $-\theta_{max}$ bis θ_{max} . Für ein um 30 kV nachbeschleunigtes Elektron reduziert sich diese Wahrscheinlichkeit auf $p_{BSc} = 0.14 \pm 0.02$. Eine Nachbeschleunigung der Elektronen führt somit zu einer sichtbaren Reduktion

⁹analog zum maximalen Startwinkel in der Quelle; $B_D/B_{max}=0.42$

der Rückstreuwahrscheinlichkeit.

Darüberhinaus ergaben die Untergrundsimulationen dieser Arbeit einen um einen Faktor 3 geringeren Beitrag des Detektoruntergrunds zum Gesamtuntergrund für um 30 kV nachbeschleunigte Signalelektronen im Vergleich zu nicht nachbeschleunigten Elektronen (vgl. Kap. 6).

Eine Nachbeschleunigungs-Schaltung im Detektorbereich dient somit eindeutig der Verbesserung des Nachweises der Signalelektronen im KATRIN-Experiment.

Detektoroptionen

Im Laufe der Untersuchung geeigneter Detektorkonzepte ergaben sich drei Detektortypen die den experimentellen Anforderungen entsprechen: 'Arrays', also Anordnungen von mehreren Einzeldetektoren, aus bolometrischen Detektoren oder Halbleiterdetektoren, sowie monolithische segmentierte Halbleiterdetektoren.

Bolometer

Der Einsatz von bolometrischen Detektoren bzw. eines Bolometer-Arrays sind eine interessante Option zur Auslese des KATRIN-Experiments.

Bolometer (auch 'Mikrokalorimeter' genannt) detektieren Strahlung durch Messung

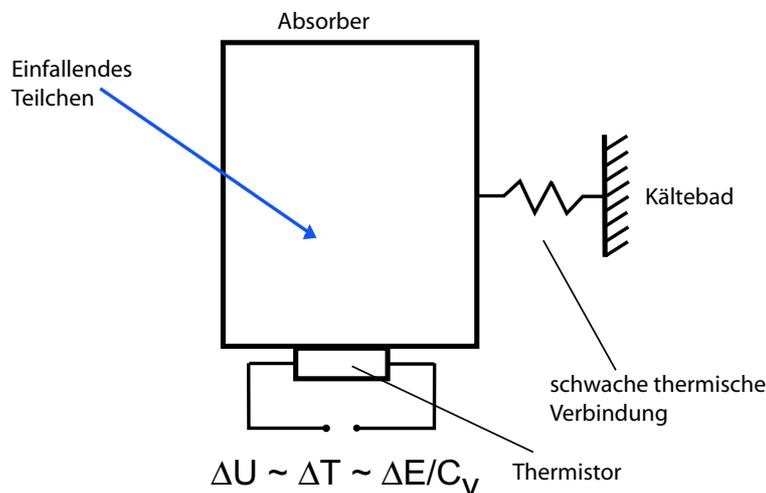


Abbildung 3.5: *Schema eines bolometrischen Detektors.*

der Erwärmung (Phononanregungen) eines Absorbers durch die von den Teilchen im Absorber-Material deponierte Energie.

Prinzipiell sind Bolometer aus drei Teilen aufgebaut (vgl. Abb. 3.5): Einem Absorber, einem Sensor zur Messung der Temperaturvariation und einem mit dem Absorber

schwach gekoppeltes Wärmebad. Das Wärmebad dient der Rückführung des Absorbers in den Ausgangszustand nach einer Energiedeponierung. Absorber bestehen meist aus einem dielektrischen, diamagnetischen Kristall. Die Wärmekapazität C_v solcher Kristalle folgt dem Debye-Gesetz:

$$C_v \propto \left(\frac{T}{\Theta_D}\right)^3$$

mit der Debye-Temperatur Θ_D . Dies bedeutet, dass diese Kristalle (z.B. Si: $\Theta_D = 645$ K, Ge: $\Theta_D = 370$ K, Al_2O_3 (Saphir): $\Theta_D = 1045$ K) bei Temperaturen $T < 1$ K nur sehr geringe Wärmekapazitäten besitzen, somit führen geringe Energiedeponierungen zu einer im Vergleich großen Temperaturänderung. Notwendige Bedingung für einen Absorber ist, dass er bei niedrigen Temperaturen eine sehr kleine Wärmekapazität besitzt.

Für das KATRIN-Experiment wäre die Auswahl eines Absorbers mit niedrigem Z wie beispielsweise Beryllium vorteilhaft, da dies die Wahrscheinlichkeit von Rückstreuungen der Signalelektronen stark reduziert.

Die Temperaturänderungen bzw. die erzeugten Phononen im Absorber werden durch einen Sensor, einen so genannten Thermistor, nachgewiesen, der durch die Temperaturänderung eine große Änderung seines elektrischen Widerstands erfährt. Hierdurch erzeugt er in einem Ausleseschaltkreis ein Signal, das proportional zur Energie der Phononen ist.

Die meistbenutzten Arten von Thermistoren sind Halbleiter-Thermistoren und TES-Thermistoren (transition edge sensors). Letztgenannte bestehen aus einem Supraleiter mit einer Temperatur sehr dicht an seiner kritischen Temperatur T_c . Ein Temperaturanstieg bewirkt einen schnellen Widerstandsanstieg im Übergang von der supraleitenden in die normale leitende Phase, sie sind somit als Thermistoren sehr gut geeignet. Aufgrund des starken Magnetfelds am Ort des Detektors sind diese Sensoren als Thermistoren für den KATRIN-Detektor jedoch nicht einsetzbar.

Halbleiter-Thermistoren bestehen beispielsweise aus Phosphor-implantierten Silizium (Si:P) [Ale99b] oder NTD (neutron transmutation doped) Germanium [Bee02] mit hohen Debye-Temperaturen. Diese sind einem Magnetfeld gegenüber unempfindlich und daher prinzipiell für den KATRIN-Detektor geeignet. Ihre Signalbildung ist jedoch sehr langsam, so dass Ereignisraten von höchstens etwa 500 Hz pro Einzelpixel möglich sind und Messungen im Flugzeitmodus nicht durchgeführt werden können.

Bisher existieren nur wenige großflächige Multi-Pixel Bolometer-Arrays, Entwicklungsarbeit für Arrays aus einer großen Zahl von Einzeldetektoren findet zurzeit insbesondere für verschiedene Satellitenexperimente statt [Con04]. Im Rahmen dieser Forschung wurde auch ein Konzept für ein durch NTD Germanium Thermistoren ausgelesenes Array von Absorbern vorgestellt, das im Prinzip für das KATRIN-Experiment verwendbar wäre [Bee02]. Weitere Ansätze bestehen in der Verwendung von so genannten 'micro-machined' Bolometern, bei denen sowohl Thermistor wie auch Absorber, teilweise als ein Bauteil, aus Halbleiterchips herausgearbeitet werden [deM00].

Die intrinsische Energieauflösung bolometrischer Detektoren ist gegeben durch

$$\Delta E_{RMS} = (k_B T^2 C_v)^{\frac{1}{2}}$$

Bolometer besitzen somit eine sehr gute Energieauflösung. Publikationen geben erreichte Energieauflösungen bis zu $\Delta E < 6$ eV (FWHM) bei Röntgenstrahlung mit einer Energie von $E = 6$ keV [Mon00] an. Nach [Giu02] lassen sich 18.6keV Elektronen mit einer Energieauflösung von etwa $\Delta E \approx 20$ eV messen.

Der Untergrund aus dem Detektorbereich ist die einzige Untergrundkomponente, die vollständig unabhängig von Energie und Form des Signalpeaks der gemessenen Elektronen ist. Niederenergetische Elektronen, die z.B. durch Myonen im Spektrometertank erzeugt werden (vgl. Kapitel 5), werden durch das elektrische Feld des Spektrometers auf etwa die gleiche Energie wie die Signalelektronen beschleunigt, so dass dieser Untergrundanteil nicht vom Signal unterschieden werden kann. Die Komponenten des Detektoruntergrunds (vgl. Kap. 6) werden hingegen erst unmittelbar am Detektor erzeugt und erfahren daher keine Veränderung in ihrem Energiespektrum. Aus diesem Grund bewirkt eine sehr gute Energieauflösung des Detektors eine von der Form des Untergrundspektrums abhängige Untergrundreduktion. Im Idealfall eines flachen Untergrundverlaufs ist die Reduktion des Anteils des Detektoruntergrunds am Gesamtuntergrund zur Auflösung umgekehrt proportional. Die im Vergleich zu anderen Detektorsystemen überragende Energieauflösung von Bolometern könnte also einen wesentlichen Anteil zur Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses des KATRIN-Experiments beitragen.

Der finanzielle und technologische Aufwand, insbesondere für die Kühlung des Detektorsystems auf wenige Millikelvin, unter Berücksichtigung einer notwendigen Öffnung des Kühlsystems in Richtung des Strahlrohrs und die Entwicklung eines für KATRIN geeigneten Detektor-Arrays ist hoch, so dass diese Detektoroption nicht für die Anfangsphase des KATRIN-Experiments vorgesehen ist. Möglicherweise findet sie jedoch in einer späteren Phase des Experiments Anwendung.

Halbleiterdetektoren

Große Arrays aus Halbleiterdetektoren werden schon seit langem in der Teilchenphysik zum Nachweis ionisierender Strahlung genutzt. Es existieren Detektorsysteme in für das KATRIN-Experiment geeigneten Konfigurationen sowohl als Arrays von Einzeldetektoren als auch in Form von monolithischen segmentierten so genannten Pad- oder Pixeldetektoren.

Halbleiterdetektoren weisen ionisierende Strahlung über die entstandenen Elektron-/Loch-Paare nach, typischerweise in einer in Sperrichtung geschalteten Halbleiter-Diode. Die Elektronen bzw. Löcher bewegen sich aufgrund des elektrischen Feldes des Sperrpotentials auf die Anoden -bzw. Kathodenseite der Diode zu und erzeugen einen in der Detektorschaltung nachweisbaren Spannungs- oder Strompuls.

Dieser Detektortyp erfüllt alle wesentlichen Anforderungen für das KATRIN-Experiment.

Als besonders geeignet haben sich Silizium Drift Detektoren (SDD) erwiesen, die eine sehr gute Energieauflösung von etwa $\Delta E = 170$ eV für Röntgenenergien von $E_\gamma = 6$ keV [Ketek] und $\Delta E = 700$ eV für Elektronen bei $E_{e^-} = 20$ keV besitzen [Arm04]. Die sehr gute Energieauflösung auch für Elektronen hat ihren Ursache im niedrigen Rauschen (Inputkapazität $C_{in} < 1$ pF) und in der sehr dünnen Totschicht des Eintrittsfensters dieser Detektoren ($d = 50$ nm) im Gegensatz zu den Totschichten bzw. dem Rauschverhalten von PIN-Dioden oder anderen Halbleiterdetektoren ($100 \text{ nm} \leq d \leq 200 \text{ nm}$, $C_{in} > 10$ pF).

SDD sind Halbleiterdetektoren, die zur Verbesserung ihrer Energieauflösung alle erzeugten Elektronen durch ein 'führendes' elektrisches Feld mit einer starken Komponente parallel zu den Detektoroberflächen auf einer sehr kleinen Anode sammeln (vgl. Abb. 3.6) und somit sehr rauscharm gebaut werden können.

Es existieren jedoch bisher keine großflächigen Arrays dieses Detektorentyps, so

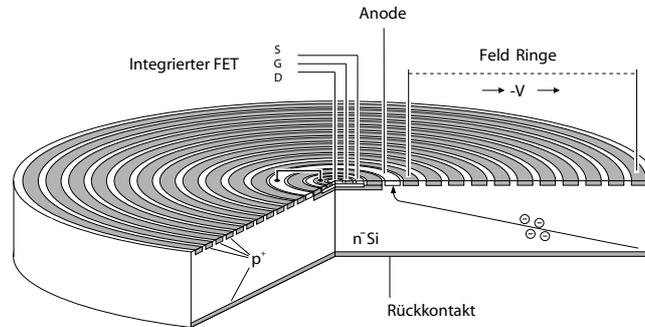


Abbildung 3.6: Schematisches Bild einer Silizium-Drift-Diode (hier mit integrierter erster Vorverstärkerstufe im Detektorchip). Wichtigster Bestandteil dieses Detektor-konzepts sind die sog. Feld-Ringe, die das auf die Anode führende elektrische Feld erzeugen (Aus [Ketek]).

dass hierfür noch Forschungs- und Entwicklungsarbeit notwendig ist. Im Rahmen verschiedener Tests mit einzelnen Silizium Drift Detektoren der Firmen *KETEK* und *EURYSIS CANBERRA* [Kep02, Arm04] wurde die gute Eignung dieses Detektor-typs z.B. als Monitordetektor der β -Quellaktivität für das KATRIN-Experiment bestätigt.

Neben den SDD sind insbesondere PIN-Dioden (positive-intrinsic-negative) als Detektoren für KATRIN geeignet. Ihre Funktionsweise entspricht dem Grundprinzip der Halbleiterdetektoren - Elektron/Loch-Paare erzeugen in der in Sperrichtung geschalteten Diode einen Spannungs- oder Strompuls.

Diese Detektorart hat aufgrund ihrer ausgedehnten P- und N-Kontakte einen im Vergleich zu SDDs hohen Rauschbeitrag im Bereich einiger pF. Ihre Energieauflösung für Elektronen ($\Delta E \simeq 900$ eV bei $E = 18.6$ keV) ist daher schlechter als bei Silizium Drift Detektoren.

PIN-Dioden sind jedoch in zahlreichen Konfigurationen und Array-Anordnungen kommerziell erhältlich, so dass eine Nutzung dieses Detektorkonzepts für das KATRIN keine intensive Forschungs- und Entwicklungsarbeit notwendig macht. Daher werden PIN-Dioden-Arrays für die erste Phase des KATRIN-Experiments favorisiert.

Aus diesem Grund wurde auch für den Testdetektor im KATRIN-Vorspektrometeraufbau eine segmentierte PIN-Diode ausgewählt.

Status

Bei der Forschungs- und Entwicklungsarbeit für den Detektorbereich des KATRIN-Experiments wurden auch im Rahmen dieser Arbeit verschiedene Detektorkonzepte untersucht, die eine mögliche Option für das finale Design des KATRIN-Detektors darstellen.

Bolometer sind im Prinzip zu diesem Zweck gut geeignet, diese Option wird jedoch aufgrund des hohen finanziellen und technologischen Aufwands nicht als Detektorkonzept für die ersten Messungen des KATRIN-Experiments genutzt werden, eine Verwendung in einer späteren Phase des Experiments wird derzeit diskutiert.

Tests mit einzelnen Silizium Drift Detektoren haben gezeigt, dass dieses Detektorprinzip sehr gut für einen Einsatz als Detektor im KATRIN-Experiment geeignet ist, großflächige Arrays aus diesen Detektoren sind zurzeit aber nicht erhältlich. Aus diesem Grund ist ein PIN-Dioden-Array die favorisierte Detektoroption für die Anfangsphase des KATRIN-Experiments.

Zur Durchführung von Tests des elektromagnetischen Designs des Vorspektrome-

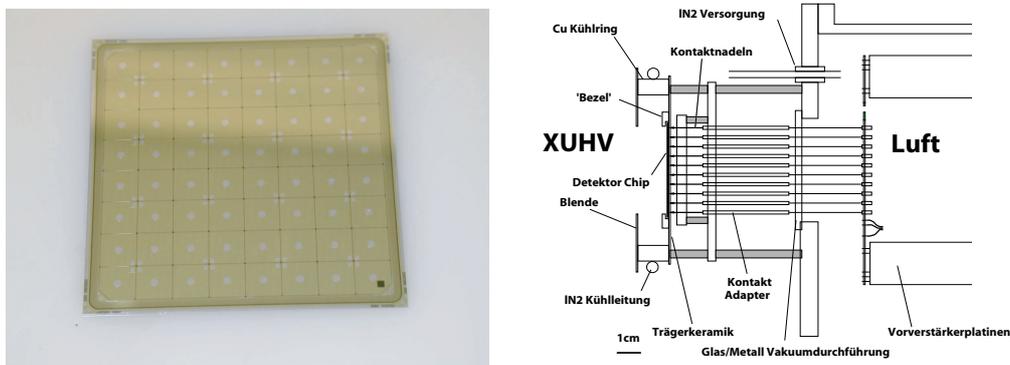


Abbildung 3.7: Der Vorspektrometer-Detektor und das zugehörige Detektorsystem inklusive der Kontaktierung.

ters, aber auch zur Untersuchung der Eignung des vorläufigen Detektordesigns, wurde ein vollständiges Detektorsystem mit einer 64-Pixel-PIN-Diode der Firma *EURYSIS CANBERRA* aufgebaut (vgl. Abb. 3.7). Alle wesentlichen Designelemente dieses Vorspektrometer-Detektors entsprechen der beabsichtigten Konzeption des KATRIN-Detektors. Die Erfahrungen der Tests und Messungen des Vorspektrometer-

Detektors werden daher direkt in die Konzeption des großen PIN-Arrays für das KATRIN-Experiment einfließen.

Erste Messungen mit dem 8x8-Detektorarray werden in der zweiten Jahreshälfte 2004 beginnen.

3.3 Ziele und Sensitivität

Die Sensitivität des KATRIN-Experiments ist von fünf wesentlichen Parametern abhängig. Diese sind die Signalstärke N_β der Quelle und entsprechend die Messzeit t_m des Experiments, die Energieauflösung ΔE des Spektrometers, die Untergrundrate N_{bg} , der Bereich des untersuchten Spektrums, d.h. die Größe des Energieintervalls E_{meas} unterhalb des Endpunkts, die Messpunktverteilung, sowie systematische Effekte, wie zum Beispiel die inelastische Streuung der Zerfallselektronen in der Tritiumquelle.

Intensive Monte-Carlo-Simulationen der systematischen Einflüsse mit realistischen

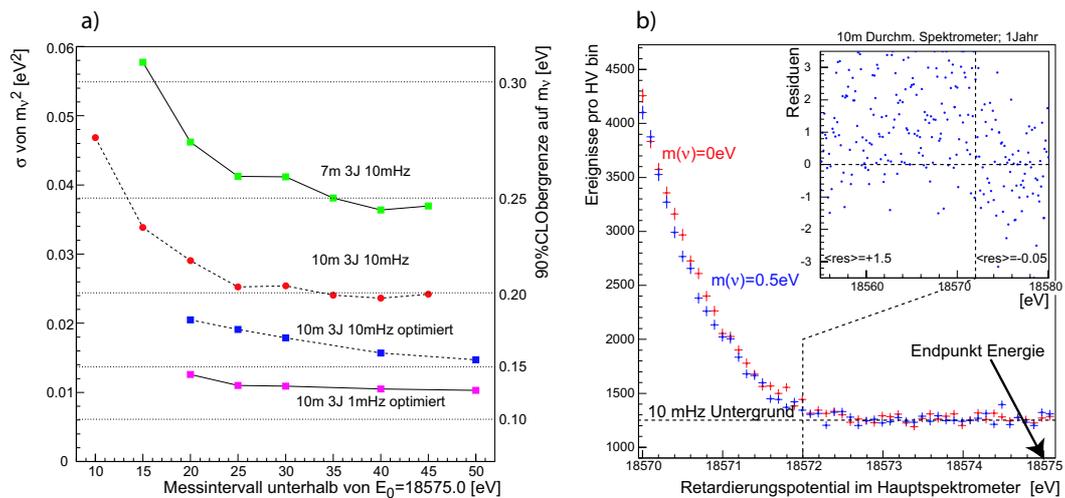


Abbildung 3.8: a) Ergebnis verschiedener Sensitivitätsabschätzungen (Die an den jeweiligen Ergebnissen stehenden Zahlen bezeichnen den Hauptspektrometerdurchmesser, die effektive Messdauer und die Untergrundrate). b) Effekt einer Neutrinomasse von $m_{\bar{\nu}_e} = 0.5 \text{ eV } c^{-2}$ auf das Spektrum bei einer Messdauer von 1 Jahr, einer Untergrundrate von 10 mHz und für eine Messung bis 20 eV unter den Endpunkt E_0 des Tritium-Zerfallsspektrums. Das kleine Bild zeigt den Verlauf der Differenz zwischen den Datenpunkten der Spektren ausgedrückt in Einheiten von σ .

Annahmen für diese experimentdefinierenden Parameter zeigen, dass bei gegebener Statistik die systematischen und statistischen Fehler etwa zu gleichen Teilen zur experimentellen Sensitivität beitragen. Die Ergebnisse dieser Simulationen und die in

den vergangenen Jahren durchgeführte Designoptimierung führen zu einer Sensitivität des Experiments auf die Neutrinomasse von $m_{\bar{\nu}_e} \leq 0.2 \text{ eV c}^{-2}$ (90% C.L.) und einem Entdeckungspotential einer endlichen Neutrinomasse von $m_{\bar{\nu}_e} = 0.35 \text{ eV c}^{-2}$ mit einem Vertrauensbereich von 5σ bzw. $m_{\bar{\nu}_e} = 0.3 \text{ eV c}^{-2}$ bei 3σ (vgl. Abb. 3.8).

Zeitplan des Experiments

Beginnend mit der Anlieferung des Vorspektrometertanks im Herbst 2003 ist die erste Komponente des KATRIN-Experiments auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe aufgebaut worden. Die Spezifikation und Ausschreibung der weiteren Experimentkomponenten ist im Gange, der Aufbau des kompletten Experiments wird im Jahr 2008 abgeschlossen sein. Der Beginn des Experimentbetriebs und die erste Datennahme sind für Ende 2008 vorgesehen. Nach weiteren drei bis fünf Jahren Messbetrieb werden schließlich die Ergebnisse der Messungen im Bereich der oben vorgestellten Simulationen vorliegen.

Kapitel 4

Untergrundbeiträge im KATRIN Experiment

Die Rate des Gesamtuntergrunds im KATRIN-Experiment ist ein wichtiger Parameter mit direkten Auswirkungen auf die Sensitivität des Experiments. Ein um eine Größenordnung höherer Untergrundbeitrag als die erwartete Rate von 10 mHz reduziert die Sensitivität um 25% auf $m_{\bar{\nu}_e} \leq 0.25 \text{ eV c}^{-2}$ (90% C.L.) [Eit04] (vgl. Abb. 4.1)¹.

Untergrundereignisse im KATRIN-Experiment können im Wesentlichen in drei Kategorien unterteilt werden: Untergrund mit Ursprung in der Tritiumquelle, Untergrund aus den Spektrometern und Untergrund aus dem Detektorbereich.

4.1 Untergrund aus der Quelle

Untergrund aus dem Quellbereich lässt sich in zwei verschiedene Beiträge unterteilen, in direkt in der Quelle entstehenden Untergrund, Elektronen, die aus dem Quellbereich kommen, und 'indirekten' Untergrund, d.h. Elektronen, die durch den Zerfall von Tritiummolekülen oder -ionen außerhalb der Quelle, insbesondere in Vor- und Hauptspektrometer erzeugt werden.

Ursache von direktem Untergrund sind beispielsweise örtliche Inhomogenitäten im elektrischen Potential der Quelle (vgl. Abschn. 3.1) Diese führen zur Änderung des Energiespektrums von in diesen Bereichen erzeugten Zerfallselektronen und somit, sofern dies nicht als systematischer Effekt in der Auswertung berücksichtigt wird, zu Untergrundereignissen.

Indirekter Untergrund aus der Quelle bezeichnet alle Untergrundereignisse, die

¹Die angegebene Veränderung bezieht sich im Gegensatz zur Abbildung auf den Einfluss des Gesamtfehlers. Die in der Abbildung gezeigte Zunahme des statistischen Fehlers ist größer als 25%.

durch den Zerfall von Tritiumkernen außerhalb der Quelle induziert werden. Dies sind z.B. Zerfallselektronen aus dem Zerfall von aus der Quelle in die Spektrometertanks gelangtem Tritium. Diese Untergrundkomponente wird im folgenden Abschnitt über den Untergrund aus den Spektrometern näher besprochen.

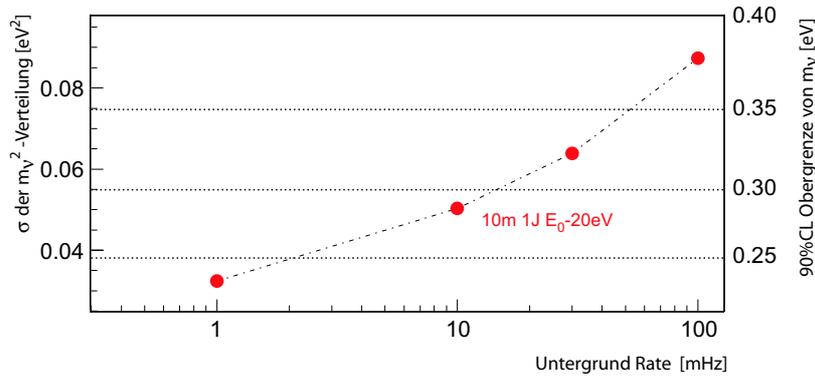


Abbildung 4.1: *Simulation des statistischen Fehlers im KATRIN-Experiment in Abhängigkeit von der Untergrundrate bei einer Messdauer von 1 Jahr und einem betrachteten Messbereich von E_0 bis $E_0-20\text{eV}$ [Eit04].*

4.2 Untergrund aus den Spektrometern

Der aus den Spektrometertanks kommende Untergrund unterteilt sich in drei verschiedene Komponenten. Diese sind zum einen Untergrundereignisse durch den Zerfall von in das Spektrometervolumen² migriertem Tritium, Untergrund durch im Spektrometervolumen gespeicherte Elektronen und Ionen, sowie durch kosmische Strahlung induzierte Untergrundereignisse.

Der Zerfall von Tritiummolekülen die in einer der Spektrometertank-Oberflächen eingelagert sind, führt zu Untergrundereignissen, die durch Zerfallselektronen erzeugt werden. Ein weiterer Prozess, das Erzeugen sog. 'Shake-Off'-Elektronen, trägt ebenfalls zum Untergrund bei. Shake-Off Elektronen sind niederenergetische Elektronen, die mit einer Wahrscheinlichkeit von 15% durch eine Ionisation des nach dem Zerfall verbleibenden Moleküls entstehen und zusammen mit dem Zerfallselektron emittiert werden.

Die Zerfallselektronen, die im Spektrometervolumen entstehen, müssen dort nicht mehr das vollständige Retardierungspotential überwinden und können somit als Untergrundereignisse den Detektor erreichen. Aufgrund ihrer Energie können sie ebenso wie magnetisch gespeicherte β -Elektronen aus der Quelle durch Ionisation des Restgases niederenergetische Elektronen produzieren, die dann als Untergrunder-

²Dies bezeichnet die Volumina beider Tanks. Relevant ist dieser Untergrundbeitrag jedoch im Prinzip nur, wenn er im Hauptspektrometer entsteht.

eignisse detektiert werden. Dies gilt im Bereich der Mitte des Spektrometers auch für die durch den 'Shake-Off'-Prozess entstandenen Elektronen. Werden die Elektronen dort erzeugt, reicht je nach Entstehungsort schon ihre geringe Energie aus, um den Detektor zu erreichen und, aufgrund der Beschleunigung der Elektronen auf den Detektor hin, dort mit einer Energie nahe der Endpunktsenergie des Tritiums nachgewiesen zu werden.

Aufgrund von Penning Fallen oder durch das als magnetische Flasche wirkende inhomogene Magnetfeld können Elektronen im Spektrometervolumen gespeichert werden. Diese gespeicherten Elektronen können wiederum durch Restgasionationen, z.B. an H_2 -Molekülen, weitere Elektronen und Ionen produzieren. Aufgrund dieses nicht-adiabatischen Prozesses ist es möglich, dass sowohl das ursprüngliche Elektron als auch die Sekundär-Elektronen auf den Detektor geführt und dort nachgewiesen werden.

Kosmische Strahlung erzeugt in der Edelstahlwand des Spektrometers sog. δ -Elektronen die ebenfalls als Untergrundbeitrag auf dem Detektor nachgewiesen werden können. Eine genaue Diskussion dieser kosmisch induzierten Untergrundkomponente findet sich in Kapitel 5.

4.2.1 Umbau des Mainzer Neutrinoexperiments

Nach Abschluss der Tritiummessungen am Neutrinomassenexperiment in Mainz dient das Mainzer Spektrometer als Testapparatur für Designaspekte des KATRIN-Experiments. Insbesondere die Untersuchung von Untergrundprozessen im Spektrometertank und die Reduzierung der verursachenden Prozesse stehen hierbei im Vordergrund.

Aus diesem Grund wurde das Spektrometer im Jahr 2002 umgebaut. Das ursprünglich aus 27, auf verschiedenen Potentialen liegenden Einzelelektroden aufgebaute Elektrodensystem wurde modifiziert, wobei 20 Elektroden entfernt wurden (vgl. Abb. 4.1). Bei den verbleibenden 7 Elektroden hat sich gezeigt, dass diese kurzgeschlossen betrieben werden können. Sie liegen somit alle auf vollem Retardierungspotential. Zusätzlich wurde eine segmentierte Drahtelektrode innerhalb der Zentralelektrode eingebaut [Mue02].

Dieses neue Elektrodensystem soll in einem ersten Schritt das Spektrometerprinzip des KATRIN-Experiments approximieren. Im KATRIN-Spektrometer wird das Retardierungsfeld ebenfalls nicht durch Elektroden auf verschiedenen Potentialen erzeugt. Das gesamte Elektrodensystem wird dort auf dem vollen Retardierungspotential liegen.

Simulationen haben gezeigt, dass auch dieses Elektrodensystem im Mainzer Spektrometer Penning-Fallen besitzt, diese sind im Vergleich zu den Penning-Fallen im vorherigen Elektrodensystem jedoch deutlich reduziert. Die eingebaute Drahtelektrode sollte testen, inwieweit ein gepulstes Dipolfeld die vorhandenen Fallen effizient 'leeren' kann, also die Speicherung von Teilchen unterbindet ([Mue02] und vgl. Kap. 7). Ein weiterer Modus der Drahtelektrode ist durch das Kurzschließen aller Segmente

gegeben. Die Elektrode kann in diesem Modus als Schirmgitter die Zentralelektrode vom Spektrometervolumen abschirmen. Auf diesem Wege ist eine Aussage über Untergrundbeiträge aus den Oberflächen des Spektrometertanks bzw. der Elektroden möglich (vgl. Kap. 5).

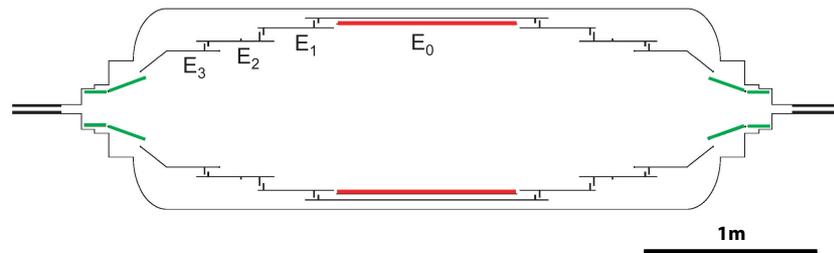


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der Elektroden im umgebauten Mainzer Spektrometer und Bild der Zentralelektrode und der eingebauten Drahtelektrode (rot).

4.3 Untergrund aus der Detektorumgebung

Die Komponenten des Detektoruntergrunds setzen sich im Wesentlichen aus zwei Anteilen zusammen: Kontaminationen durch instabile Isotope primordialen bzw. anthropogenen Ursprungs, zum anderen durch direkte und indirekte Beiträge kosmischer Strahlung. Letzteres geschieht zum einen durch Wechselwirkungen von kosmischen Myonen, Neutronen und produzierten Sekundärteilchen mit dem Detektormaterial, aber auch durch die Produktion radioaktiver Isotope im Detektor und den Detektor umgebenden Materialien durch die kosmische Strahlung, wie beispielsweise durch Neutron-Kern-Wechselwirkungen (kosmogener Untergrund). Der Anteil

dieser Beiträge, der energetisch im Auswertefenster des Detektors liegt, geht in die Tritium-Messung als Untergrund ein.

Eine detaillierte Diskussion des Untergrundanteils aus der Detektorumgebung am Gesamtuntergrund des KATRIN-Experiments findet sich in Kapitel 6.

Kapitel 5

Untersuchungen des kosmischen Untergrunds

Kosmische Strahlung kann im gesamten Experimentaufbau zum Untergrund der Messung beitragen, wie beispielsweise durch Wechselwirkungen mit den Wänden in der Quelle, mit den Wänden der Spektrometer und den Transportbereichen und mit Materialien in der Detektorumgebung und dem Detektor (vgl. Kap. 6).

Ein bisher nicht untersuchter Teil des Experimentuntergrunds mit Ursprung in den Spektrometertanks sind durch kosmische Strahlung, insbesondere durch kosmische Myonen, erzeugte Untergrundereignisse. Die Größe und Art dieses Beitrags zum Gesamtuntergrund ist unbekannt. Insbesondere das mögliche Vorhandensein einer zeitkorrelierten Komponente in diesem Beitrag ist von großem Interesse für das KATRIN-Experiment, da dieser Anteil im Gegensatz zu anderen Untergrundkomponenten durch ein aktives Veto-Detektor-System aus dem Gesamtuntergrund entfernt werden könnte.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden daher am Mainzer Neutrino-Spektrometer Messungen dieser Untergrundkomponente durchgeführt, um die Bedeutung dieses Beitrags für den Gesamtuntergrund des KATRIN-Experiments zu bestimmen.

5.1 Kosmischer Untergrund aus den Spektrometertanks

Kosmisch induzierter Untergrund aus den Spektrometertanks führt im Detektor des KATRIN-Experiments zu Untergrundereignissen, aufgrund der durch die kosmische Strahlung produzierten Elektronen. Diese Elektronen entstehen durch die Wechselwirkungen von Teilchen der kosmischen Strahlung, insbesondere mit den Materialien der Vakuumentanks und der in den Tanks eingebauten Elektroden.

Die wesentlichen Komponenten der kosmischen Strahlung auf Meereshöhe sind entsprechend ihres Flusses Myonen, gefolgt von Neutronen, Elektronen, Protonen und

Pionen (vgl. Abb. 5.1) [RPM87].

Alle Komponenten außer Myonen und Neutronen werden schon nach wenigen 10 cm^{-2} Materie nahezu vollständig absorbiert, so dass nur diese zwei verbleibenden Komponenten zum kosmisch induzierten Untergrund im KATRIN-Experiment beitragen werden [Heu95].

Die Neutronen der kosmischen Strahlung wechselwirken im Wesentlichen über in-

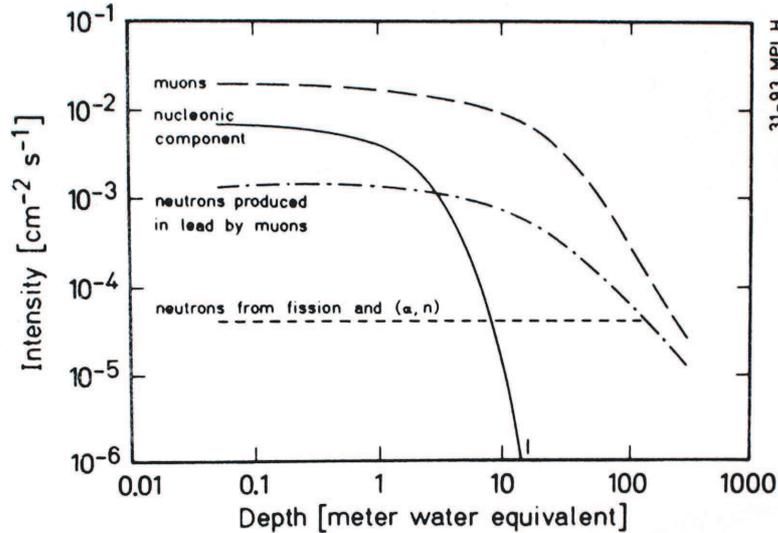


Abbildung 5.1: Der Fluss der Komponenten der kosmischen Strahlung aus [Heu95]. Die nukleonische Komponente besteht zu mehr als 97% aus Neutronen.

elastische Streuung und Einfangreaktionen an den Kernen der durchquerten Materialien, was unter anderem zu γ -Emissionen der Kerne führt, die wiederum sekundäre Elektronen in den Materialien erzeugen können. Myonen wechselwirken in den von ihnen durchquerten Materialien hauptsächlich durch Ionisation, weiterhin durch Paar-Erzeugung, Bremsstrahlung und Kernreaktionen, so dass ebenfalls δ -Elektronen erzeugt werden.

Gelangen diese Elektronen in den auf dem Detektor abgebildeten magnetischen Flussschlauch des Experiments, so werden sie im Detektor nachgewiesen und tragen zum Gesamtuntergrund des Experiments bei. Alle Elektronen, die auf den Oberflächen der Elektroden erzeugt werden und in den magnetischen Flussschlauch des Experiments gelangen, werden durch das Potentialgefälle zwischen den Elektroden und dem Detektor zum Detektor hin um die eingestellte Analyseenergie beschleunigt (vgl. Abschn. 3.1), so dass sie, abhängig von ihrer ursprünglichen Energie und dem Ort ihres Eintritts in den Flussschlauch, nicht von Signalelektronen unterschieden werden können.

Die δ -Elektronen besitzen unmittelbar nach ihrer Erzeugung im Wesentlichen nur Energien im Bereich einiger Elektronvolt (vgl. Abschn. 5.2.3). Dies bedeutet, dass dieser Untergrundbeitrag mit der Wandfläche der Spektrometertanks skaliert, da

nur unmittelbar an der Oberfläche der Umwandlung bzw. der Elektroden produzierte Elektronen in das Tankvolumen eindringen können und die Rate der Wechselwirkungen im Restgas im Vergleich zu den Prozessen im Stahl des Tanks und der Elektronen vernachlässigbar klein ist.

Aufgrund der um einen Faktor ~ 70 größeren Fläche der KATRIN Spektrometertanks gegenüber der Tankoberfläche des Mainz-Spektrometers ($A_{Ka} \simeq 800 \text{ m}^2$ für die KATRIN-Spektrometer im Vergleich zu $A_{Mz} \simeq 11 \text{ m}^2$ für das Mainz Spektrometer), kann dieser Untergrundbeitrag somit einen wesentlichen Anteil des Experimentuntergrunds darstellen.

Eine erstmalige Untersuchung dieser kosmischen Untergrundkomponente wurde daher im Rahmen dieser Arbeit am Mainzer Neutrinomassen Experiment am Institut für Physik der Universität Mainz durchgeführt.

5.2 Messung des Myon-induzierten Untergrunds am Mainzer Neutrinomassenexperiment

Das Mainzer Neutrino-Spektrometer eignet sich gut zur Messung kosmisch induzierter Untergrundereignisse. Durch den langjährigen Experimentbetrieb und zahlreiche Messungen sind die Eigenschaften des experimentellen Aufbaus sehr gut verstanden. Des Weiteren wurden im Jahr 2002 verschiedene Umbaumaßnahmen am Experiment durchgeführt (vgl. Abschn. 4.2.1 und [Mue02]), um Möglichkeiten zur Reduktion des Experimentuntergrunds im KATRIN-Experiment zu testen. Im Rahmen dieser Umbaumaßnahmen wurde die Elektrodenkonfiguration verändert, um elektromagnetische Ionen- bzw. Elektronenfallen zu vermeiden bzw. zu reduzieren. Des Weiteren wurde eine segmentierte Drahtelektrode innerhalb der Zentralelektrode eingebaut. Diese Elektrode hat im Wesentlichen die Aufgabe, noch vorhandene Fallen durch eine Dipolschaltung in festen Zeitabständen zu 'leeren'. Sie kann aber auch in einer Monopolschaltung, d.h. durch Kurzschließen aller Segmente der Elektrode, mit einem variablen Potential gegenüber dem Spektrometertank betrieben werden. Dadurch wird das Spektrometervolumen bzw. der magnetische Flussschlauch von aus der Oberfläche der Zentralelektrode austretenden Elektronen abgeschirmt [Mue02](vgl. Abb 4.2).

Hauptaufgabe der hier dargestellten Untergrundmessung war festzustellen, ob eine durch kosmische Myonen erzeugte Untergrundkomponente messbar vorhanden ist, und in diesem Fall den Effekt bzw. Nutzen der eingebauten Drahtelektrode zur Reduktion dieser Komponente zu untersuchen. Ein weiterer Bestandteil der Messungen war die Untersuchung des Abschirmeffekts durch verschieden starke Magnetfelder (Variationen der Magnetfelder der Spektrometer-Magneten) auf diesen Untergrundanteil relativ zur Rate des Gesamtuntergrunds.

Im Folgenden wird davon ausgegangen, dass die der kosmischen Strahlung zuge-

ordneten Untergrundereignisse ausschließlich durch Myonen bzw. Myon-induzierte Schauer ausgelöst wurden.

Neutronen mit Energien $E_n \ll 10$ MeV können durch ein aktives Veto-Schild aus 5cm dickem Plastiksintillator nicht als Ursache zeitkorrelierter Prozesse isoliert werden. Weiterhin ist der Fluss kosmischer Myonen auf Meereshöhe ($\Phi_\mu = 190 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$)

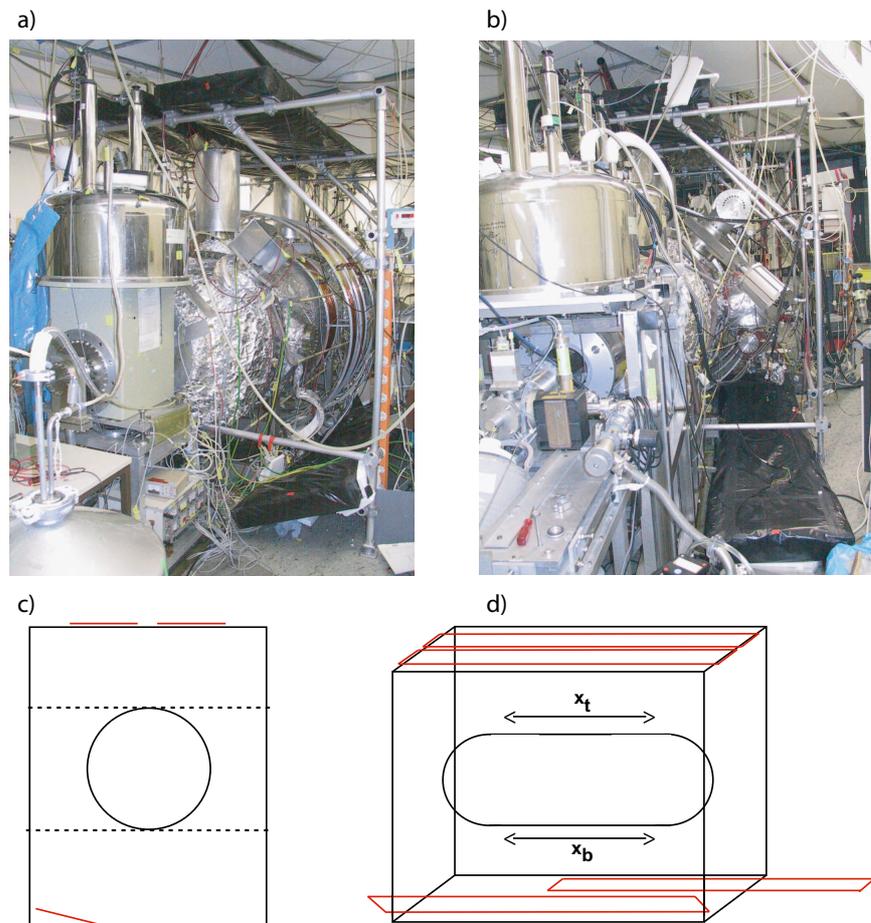


Abbildung 5.2: Der Messaufbau der Myon-Untergrundmessung am Mainzer Spektrometer. Zu sehen sind das Spektrometer, a) von der Quelle aus, b) vom Detektor aus betrachtet. Die deutlich erkennbaren Aufbauten am Spektromertank sind die Ursache der nicht symmetrischen Anordnung der Myon-Detektoren. c) und d) Schematische Zeichnungen des Aufbaus. x_t und x_b in d) symbolisieren die Koordinaten der Ortsverteilung (vgl. Abschn. 5.2.2.), die mittels der in c) eingezeichneten Flächen bestimmt wurden (gestrichelte Linien).

um einen Faktor drei größer als der entsprechende Fluss der Neutronen ($\Phi_n = 64 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$) [RPM87]. Am Ort des Mainzer Experiments, dem Untergeschoß des Instituts für Physik der Universität Mainz, wird die hadronische Komponente aufgrund der darüberliegenden Geschosdecke um mehrere Größenordnungen reduziert. Die

myonische Komponente wird durch die Abschirmwirkung der Geschoßdecken (ca. 3-4 m.w.e.¹) im Vergleich nur wenig beeinflusst (< 30%, abhängig von der unbekanntem tatsächlichen Dicke und Zusammensetzung der Geschoßdecken), so dass aus diesem Grund für die durchgeführten Messungen im Vergleich zu den Neutronen keine wesentliche Reduktion des Myonflusses an der Oberfläche angenommen wird. Myonen sind somit die dominierende Komponente.

5.2.1 Aufbau des Myonexperiments

Zur Untersuchung einer Myon-korrelierten Komponente des Untergrunds am Mainzer Neutrino Spektrometer wurden vier Szintillator-Detektoren (frühere Veto-Detektor-Module des KARMEN-Experiments [Rei97]) dem Mainzer Experimentaufbau hinzugefügt (vgl. Abb. 5.2).

Diese Detektoren sind auf Polyvinyltoluol basierende organische Plastikszintillato-

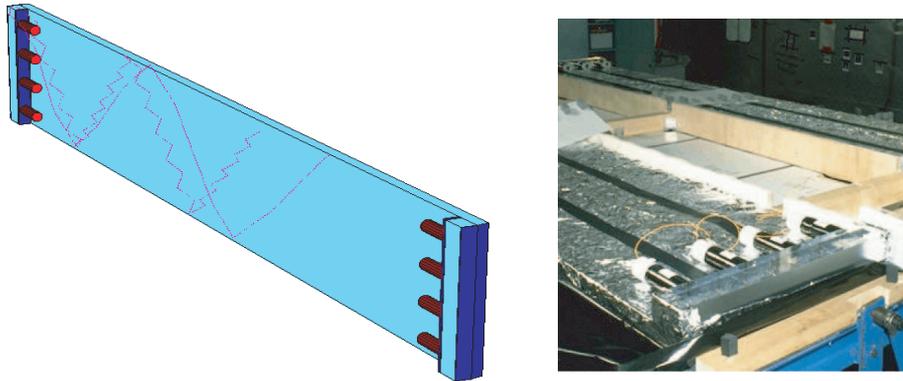


Abbildung 5.3: Die verwendeten Myondetektoren; Plastikszintillator des Typs BICRON BC-412 und PMTs des Typs Philips Valvo XP2262

ren (BICRON BC-412), die durch je acht zu zwei Vierergruppen zusammengefasste Photomultiplier (PMT; Philips Valvo XP2262) ausgelesen werden (vgl. Abb. 5.3). Die Größe der Module beträgt $315 \times 65 \times 5 \text{ cm}^3$. Aufgrund der Anordnung der Photomultiplier an den Enden der Längsseite der Detektoren ergeben die Detektoren nicht nur eine Energie- und Zeitinformation über das nachgewiesene Teilchen, sondern auch eine Ortsinformation aufgrund der messbaren Laufzeitunterschiede der Signale in Längsrichtung der Detektoren. Die Präzision dieser Ortsinformation beträgt $\Delta x \simeq 30 \text{ cm}$.² Eine genaue Untersuchung der Eigenschaften dieser Detektoren wurde in [Rei97] durchgeführt.

Die mechanische Integration der Szintillations-Detektoren in das Mainzer Experiment erfolgte so, dass je zwei der Szintillatoren durch den Spektrometertank hin-

¹d.h. 'meter water equivalent'

²In diesem Aufbau und mit den entsprechenden Einschränkungen durch den verwendeten TDC, vgl. Abschn. 5.2.2

durchgehende Teilchen detektieren können (vgl. Abb. 5.2). Dieser Aufbau erlaubt auch die Bestimmung des Richtungsvektors der Teilchen durch die Ortsinformation der gegenüberliegenden Detektoren. Zur Durchführung der Messungen wurde eine eigene Datenaufnahme auf Basis eines VME-Bus-Systems aufgebaut (vgl. Abb. 5.4). Kernstück dieser Datenaufnahme sind zwei 8-Kanal ladungssensitive Analog-zu-Digital-Konverter (QADC) des Typs *LeCroy 1182*, ein 9-Kanal Zeit-zu-Digital-Konverter (TDC) des Typs *BNC B980*, der VME-Bus-Controller *PCIVME* der Firma *Wiener* und ein handelsüblicher PC zur Steuerung und Auslese der einzelnen Komponenten.

Die Auslesesoftware wurde in der Programmiersprache C++ erstellt, die Steuerung der Software während der Messung erfolgt mittels eines Python-Skripts.

Die acht Kanäle eines der verwendeten ADCs lasen die Signale der jeweils gegenüberliegenden, zu einem Signal zusammengefassten PMT-Viereranordnungen der vier Detektor-Module aus. An vier Kanälen des zweiten benutzten ADCs wurden die Signale der vier Sektoren des Mainzer Halbleiterzählers aufgenommen. Der TDC erhielt die Zeitinformationen der Myondetektorsignale und eine einzelne Zeitinformation für Ereignisse im Halbleiterdetektor. Eine vorgelagerte logische Schaltung aus NIM-Modulen und die Steuerungssoftware auf dem PC leiten diese Informationen unter den folgend beschriebenen Bedingungen an eine Datei auf dem PC weiter.

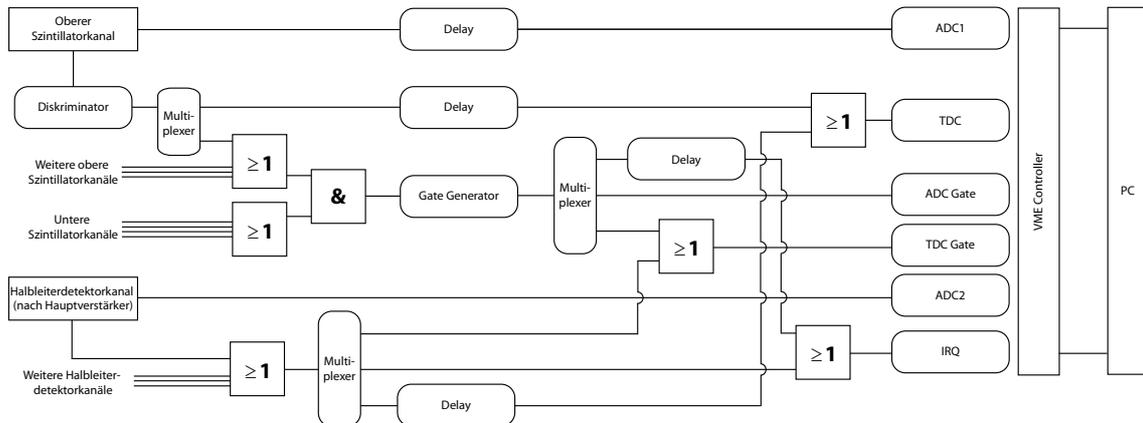


Abbildung 5.4: *Schema der Datenaufnahme (Die Symbole für die logischen Schaltelemente folgen DIN40700). Eine weitere Auswahl und Bewertung der Signale nach Energie-Informationen und Zeit-Korrelationen erfolgt in der Software der Datenaufnahme (vgl. Text)*

Eine zeitliche Koinzidenz von Detektorsignalen von jeweils diagonal gegenüberliegenden Vetozahlern ($\Delta t \leq 50$ ns) führt zu einer Aktivierung der Datenaufnahme. Wird in einem Zeitfenster von höchstens 2 ms nach Durchgang des Myons durch die Vetodetektoren (einem Vielfachen der Flugzeit eines Elektrons im Spektrometer von $t_f \leq 3$ μ s von Quelle zu Detektor [Bon99b]) ein Ereignis in einem der Sektoren des Halbleiterzählers gemessen, so wird das entsprechende Ereignis mit Informationen

über Energien und Zeiten der Signale in einer Datei gespeichert und das System bis zum nächsten Durchgang eines Myons wieder auf Null gesetzt. Die Übersetzung der Zeitinformationen der Myon-Detektoren in eine Ortsinformation erfolgt offline im Rahmen der Datenauswertung.

5.2.2 Tests des experimentellen Aufbaus

Der Experimentaufbau, die erstellte Datenaufnahme und die entsprechende Steuerungssoftware wurden vor Beginn der eigentlichen Untergrundmessungen verschiedenen Zuverlässigkeits- bzw. Eigenschaftstests unterzogen.

Photomultiplier sind aufgrund ihrer Bau- bzw. Funktionsweise sehr empfindlich gegenüber magnetischen (Streu-)Feldern, da durch die Lorentzkraft abgelenkte Elektronen zwischen zwei Dynoden (Verstärkerstufen) 'verloren' gehen können. Eine Verstärkung des Signals findet daher ab einer bestimmten, von Bauweise und Ausrichtung der PMTs abhängigen Magnetfeldstärke nicht mehr statt.

Für die benutzten PMTs in der auf den Abb. 5.2 und 5.3 sichtbaren Konfiguration beträgt der Grenzwert zur Funktionsuntüchtigkeit eine Magnetfeldstärke am Ort der Photomultiplier zwischen 1 - 2 mT. Dies beschreibt die Obergrenze der möglichen Magnetfeldvariationen in den Untergrundmessungen und bedeutet ein maximal mögliches Pinch-Magnetfeld des Spektrometers von $B_P = 3.15$ T. Dies entspricht einem 1.8fachen 'Standard'-Magnetfeld ($B_P = 1.75$ T), der Magnetfeldstärke bei der vor den Umbaumaßnahmen am Mainzer Experiment die Messungen des Tritiumspektrums durchgeführt wurden.

Nach Aufbau bzw. Integration des Messsystems ins Mainzer Spektrometer wurden die Szintillatoren und das PMT-System verschiedenen Funktionstests unterzogen.

Abb. 5.5 zeigt am Beispiel eines Myon-Detektors, dass die aufgenommenen Spektren die erwartete Landauverteilung zeigten.

Die gemessene Ortsverteilung der Ereignisse in einem einzelnen Szintillator zeigten die erwartete flache Verteilung (vgl. Abb. 5.6a). Die zu erkennende Struktur ist auf ein fehlerhaftes Bit im TDC zurückzuführen, so dass in der Auswertung der Messungen über dieses Bit 'gemittelt' und eine Ortsauflösung von $\Delta x = 30$ cm benutzt wurde (vgl. Abb. 5.6b). Mittels der Ortsinformationen der je gegenüberliegenden Module wurde in der Auswertesoftware ein Richtungsvektor ermittelt, dessen Schnittpunkt mit waagrecht auf und unter dem Spektrometertank liegenden Flächen als aussagekräftige 'Durchgangspositionen' der Teilchen am Spektrometertank in der Auswertung berücksichtigt wurden (vgl. Abb. 5.2, x_t bzw. x_b). Die Ortsauflösung Δx_t bzw. Δx_b beträgt hierbei ebenfalls etwa 30 cm. Der Richtungsvektor dient des Weiteren zur Bestimmung des Durchgangswinkels der Myonen, der Fehler des Winkels ist aus der Unsicherheit der Ortsbestimmung abgeleitet.

Die Signale des Halbleiterdetektors wurden ab der Hauptverstärkerstufe des Mainzer Datenaufnahmesystems in das neu erstellte Datenaufnahmesystem integriert.

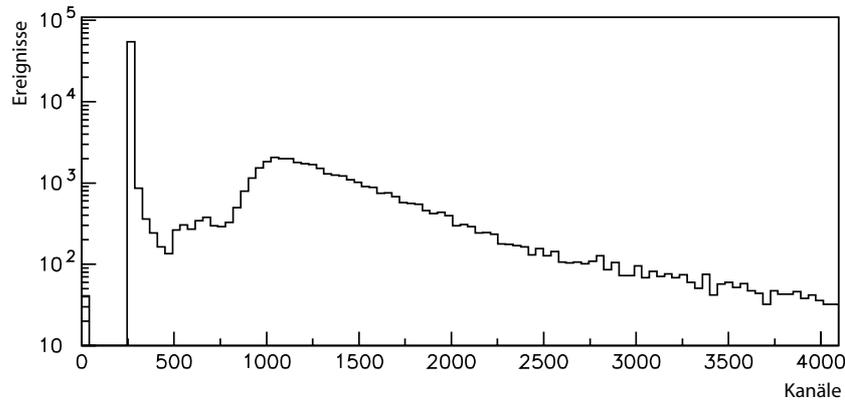


Abbildung 5.5: Das gemessene Myon-Spektrum in der Auslese einer Seite eines Veto-Moduls. Im linken Teil des Spektrums sind das Pedestal bzw. Untergrundereignisse zu erkennen, gefolgt von einer Schulter die durch 'Streifschüsse' von Myonen erzeugt wird. Diese Schulter geht über in die Landauverteilung der die volle Dicke des Detektors durchlaufenden minimal ionisierenden Myonen. Alle Ereignisse ab Anstieg des Landau-Peaks wurden als von Myonen erzeugt angenommen.

Für den Aufbau der Ausleseelektronik konnte nicht auf einen 'Peak-sensitiven'³ ADC zurückgegriffen werden. Dieser ADC-Typ ist für Halbleiterdetektoren besonders gut geeignet. Die vorhandenen Ladungs-sensitiven ADCs (QADCs) können aufgrund ihrer Zeitkonstanten und der maximal auswertbaren Ladungsmenge nicht gut zur Datenauslese von Halbleiterdetektor-Signalen benutzt werden. Das Zwischenschalten von Vorwiderständen in der Größe von $R = 6.8 \text{ k}\Omega$ zwischen Hauptverstärkern und ADC schwächt das Detektorsignal jedoch hinreichend ab, so dass die Signale aufgrund der geringeren Ladungsgröße vom QADC auswertbar sind. Die dadurch erzielte Energieauflösung erreicht allerdings nicht den Wert der dedizierten Mainzer Datenaufnahme von $\Delta E_{Mz} = 1.4 \text{ keV}$ (FWHM) bei $E = 18.6 \text{ keV}$, sondern einen für den Zweck der Untergrundmessung ausreichenden Wert von $\Delta E_{min} = 4 \text{ keV}$ bis $\Delta E_{max} = 4.6 \text{ keV}$ (FWHM) für die vier Detektorsektoren (vgl. Abb. 5.7). Für die Messungen wurde ein Energieintervall von 12 - 24 keV ausgewertet.

Die geometrische Anordnung der Szintillatormodule wurde durch die Aufbauten des Mainzer Experiments wie z.B. Turbomolekularpumpen, Zuleitungen und ähnliches vorgegeben, so dass nur eine asymmetrische Aufstellung der Myon-Detektoren durchgeführt werden konnte. Dies bedeutet, dass eine Bestimmung des überdeckten Raumwinkels allein durch geometrische Betrachtungen nur unter großem Aufwand möglich gewesen wäre. Daher wurde durch eine GEANT4-Simulation (vgl. Kap. 6.2.2) des experimentellen Aufbaus untersucht, welcher Anteil des Gesamtflusses der Myonen durch den Spektrometertank in den Vetodetektoren als Koinzidenzergebnis zweier diagonal gegenüberliegender Detektoren nachgewiesen wurde. Es ergab

³Empfindlich auf die Höhe des Maximums eines Signals.

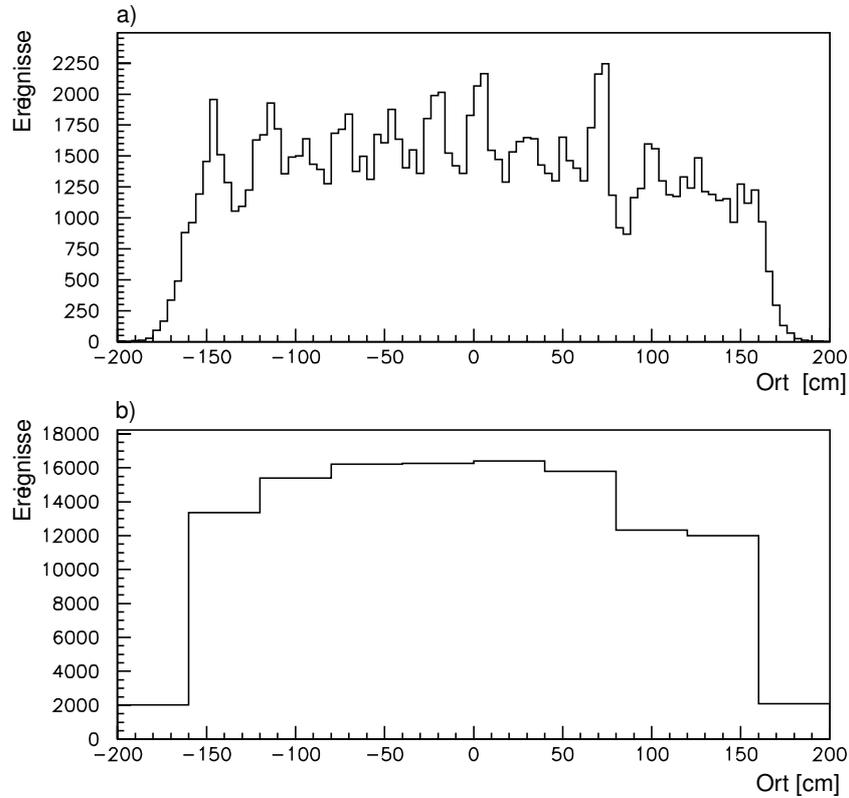


Abbildung 5.6: Die Ortsverteilung der Myonereignisse in einem der Szintillatordetektoren. Im oberen Bild sind deutlich die Strukturen aufgrund des defekten Bits des TDCs zu erkennen (vgl. Text). Das untere Spektrum entspricht der in den Messungen benutzten Auflösung.

sich für die Koinzidenzbedingung eine Nachweisrate von $4.0 \pm 0.2\%$ der Gesamtrate der das Spektrometer treffenden Myonen. Die im Experiment gemessene Koinzidenzrate bei diagonal gegenüberliegenden Vetozahlern beträgt 27.2 ± 0.2 Hz, dies führt entsprechend zu einer Gesamtrate an Einzelmyonen von 682 ± 34 Hz in guter Übereinstimmung mit einer einfachen Fluss-Abschätzung von etwa 730 Hz (Unter Berücksichtigung des durch die Abschirmwirkung des Gebäudes um 30% reduzierten Flusses und der halben Spektrometeroberfläche als effektiver Durchflussfläche).

Um sicherzustellen, dass der Detektoraufbau und die Datenaufnahme einwandfrei funktionierten und keinerlei künstliche Korrelationen durch die Datenauslese bestand, wurden vor Beginn der Messungen mittels eines Pulsgenerators Detektorereignisse im Halbleiter-Detektor des Neutrino-Experiments simuliert, die Szintillatoren maßen hingegen tatsächliche Myondurchgänge durch den Spektromertank. Es konnte hierbei keine physikalische Korrelation zwischen Myonereignissen und 'Signalen' im Halbleiterzähler geben, ebensowenig eine Korrelation des Orts und des Einfallwinkels des Teilchendurchgangs von Myonereignissen, auf die im darauf fol-

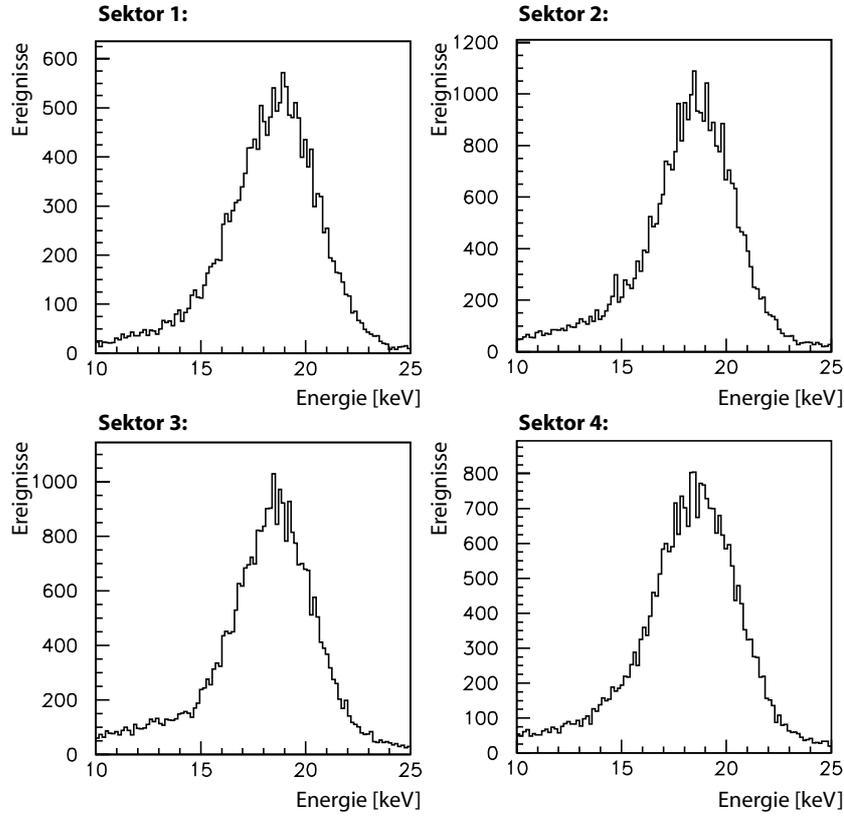


Abbildung 5.7: Die vom integrierten Datenaufnahmesystem gemessenen Untergrundereignisse in den Sektoren des Mainzer Halbleiterdetektors. Sektor 1 bezeichnet den innersten Detektor-Sektor, Sektor 4 den äußersten Sektor. Die Energieauflösung der einzelnen Sektoren beträgt zwischen $\Delta E_{min} = 4 \text{ keV}$ (FWHM) und $\Delta E_{max} = 4.6 \text{ keV}$ (FWHM) bei einer Energie der Untergrundelektronen von $E = 18.6 \text{ keV}$.

genden 2ms-Fenster ein Pulser-Signal folgt. Sie können gegenüber allen anderen aufgezeichneten Myonereignissen keinen Unterschied in der Orts- und Winkelverteilung aufweisen⁴.

Abb. 5.8 a) zeigt das Differenzzeitspektrum dieser Messung, d.h. die Zeitachse entspricht der Zeit nach der nach einem initialen Myonereignis ein Untergrundereignis (hier Pulserereignis) gemessen wurde.

Abb. 5.8 b) und c) zeigen die normierten Relationen⁵ η_{x_t} und η_{x_b} der Ortsverteilung der Myondurchgänge, auf die innerhalb von $10 \mu\text{s}$ ein Pulserereignis folgte und

⁴Ein anderes Kriterium, wie zum Beispiel die auf den ersten Blick naheliegende Forderung einer flachen Ortsverteilung ist aufgrund der Asymmetrie des Aufbaus nicht möglich.

⁵ $\eta_x = (O_k \cdot (Z_{uk}/Z_k))/O_{uk}$ mit O_k Ortsverteilung der korrelierten Ereignisse (Differenzzeit: 0-10 μs); O_{uk} Ortsverteilung aller Myondurchgänge bei Pulser-erzeugten Ereignissen im Mainzer Detektor (vollständiges Differenzzeit-Intervall 0-1ms); Z_k Zahl d. korr. Ereign.; Z_{uk} Zahl d. Myondurchg. bei der Pulsermessung

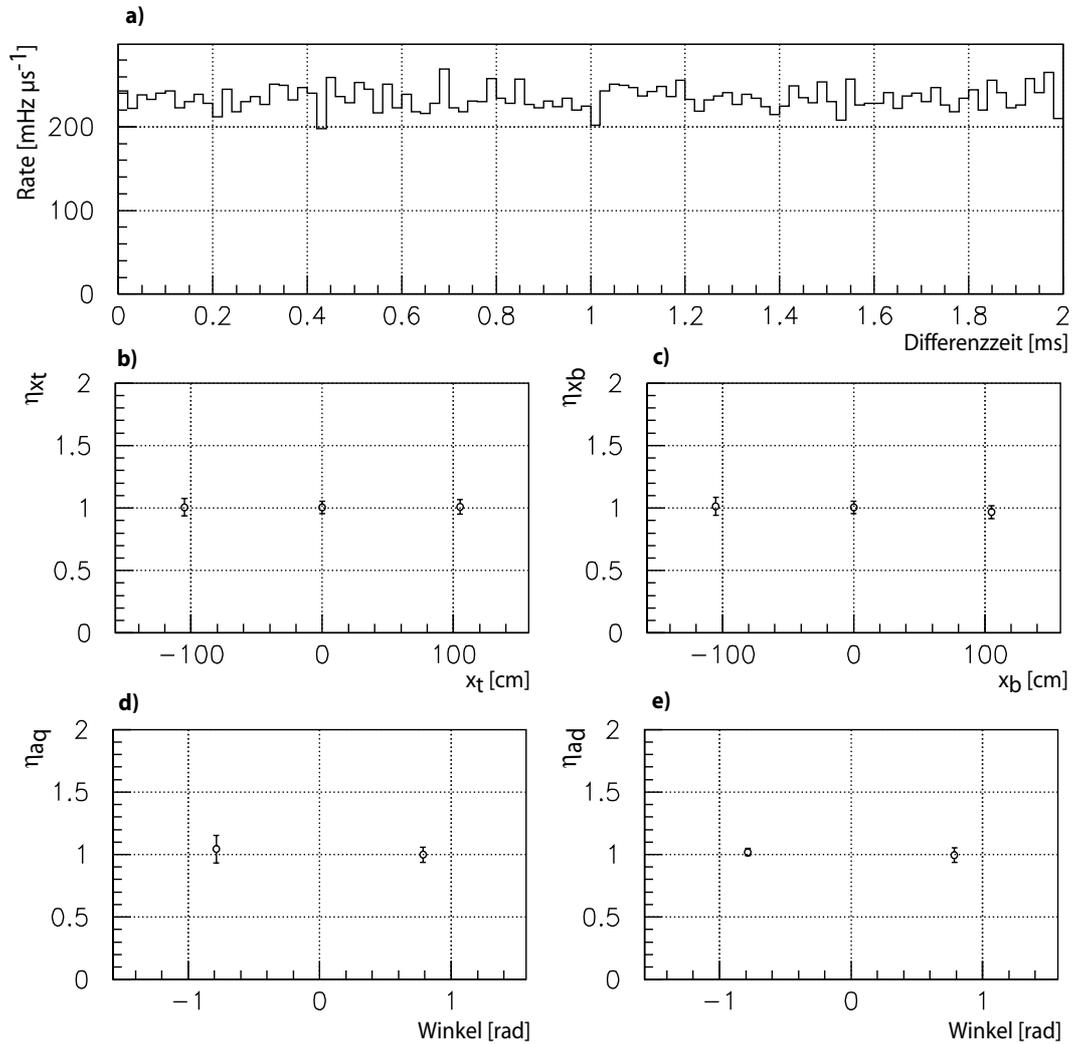


Abbildung 5.8: Ergebnisse des Tests des Datenaufnahmesystems mit einem Pulsersignal zur Simulation von unkorrelierten Untergrundereignissen (vgl. Text). a) Differenzzeitspektrum; b) und c) Ortskorrelationen; d) und e) Winkelkorrelationen (Werte von 1 entsprechen der Erwartung unkorrelierter zufälliger Koinzidenzen). Hier und im Folgenden zeigen die Abbildungen die Summen aller 4 Detektor-Sektoren.

der Ortsverteilung der Myondurchgänge einer Messung vor Integration des Mainzer Detektors in die Datenaufnahme. Abb. 5.8 b) zeigt die Ortsverteilung entlang der projizierten Fläche oberhalb des Spektrometers (x_t), Abb. c) die Verteilung entlang der Fläche unterhalb des Tanks (x_b). Positive Ortswerte entsprechen der Detektorseitigen Hälfte des Spektrometers.

Abb. 5.8 d) und e) zeigen die Winkelverteilungen der durchgehenden Myonen in gleicher Relation und Normierung wie die Ortsverteilungen (η_{a_q} und η_{a_d}). d) zeigt die

Verteilung für Myonen, die die Quell-seitige Hälfte des Spektrometers durchlaufen, e) gibt die gleiche Information für Detektor-seitig durchlaufende Myonen. Positive Winkel zeigen in Richtung des Detektors.

Es zeigt sich in den aufgenommenen Daten der Messung keinerlei Korrelation. Die zeitliche Verteilung der Pulserereignisse relativ zu einem Myonereignis ist flach, ebenso zeigt die Orts- und Winkelverteilung der Myonereignisse, denen ein Pulserereignis im 2 ms-Fenster folgt, keine andere Struktur als die Orts- und Winkelverteilung von Myonereignissen ohne folgendes Pulserereignis.

Der Experimentaufbau enthält also keine intrinsischen, 'künstlichen' Korrelationen.

5.2.3 Messungen und Ergebnisse

Im Anschluss an die Pulsermessungen wurde der Aufbau bei verschiedenen Magnetfeldstärken und verschiedenen Spannungswerten der als Schirmgitter geschalteten Drahtelektrode betrieben.

Die größtmögliche Magnetfeldstärke der Pinch-Magnete von $B_P = 3.15$ T ($B_A = 1.01$ mT in der Analysierebene) wird definiert durch die Funktionsgrenze der Photomultiplier (vgl. Abschn. 5.2.2.). Daher boten sich für die Untergrundmessungen diese Feldstärke, des Weiteren der Standardwert der Mainzer Tritium-Messungen von $B_P = 1.75$ T ($B_A = 0.56$ mT) und ein Zwischenwert von $B_P = 2.45$ T ($B_A = 0.78$ mT) an.

Zur Untersuchung des Einflusses der Monopol-Drahtelektrode auf den Anteil der kosmischen Untergrundkomponente am Gesamtuntergrund wurden Messungen bei verschiedenen Magnetfeldstärken sowohl mit 'ausgeschalteter' Drahtelektrode, d.h. ohne Potentialunterschied zwischen ihr und den weiteren Elektroden, als auch mit (im Folgenden als 'eingeschaltete' Drahtelektrode bezeichnet) einem Potential der Zentralelektrode $U_{MP} = +175$ V relativ zum Potential der Drahtelektrode und der mit ihr kurzgeschlossenen weiteren Elektroden des Spektrometers durchgeführt (vgl. [Mue02]).

Abschließender Teil des Messprogramms war eine Untersuchung des Energiespektrums der in der Tankwand bzw. in den Elektroden erzeugten δ -Elektronen. Zu diesem Zweck wurden die der Feinjustierung des Magnetfeldes dienenden Spulen - an der Außenseite des Spektrometers angebrachte normalleitende so genannte Luftspulen - so eingestellt, dass das magnetische Feld in der Mitte des Spektrometers divergent ist, d.h. die Feldlinien nicht mehr verbunden sind, sondern auf der Oberfläche der Zentralelektrode enden. Dadurch werden Elektronen, die aus der Oberfläche der Elektrode ausgelöst werden, direkt auf den Detektor geleitet und nachgewiesen. Durch verschiedene Einstellungen des Potentials der Zentralelektrode kann nun das integrale Energiespektrum der erzeugten Elektronen abgetastet werden.

Messungen mit ausgeschalteter Drahtelektrode

Die Untergrundmessungen bei ausgeschalteter Drahtelektrode, d.h. bei gleichem Potential aller Spektrometerelektroden und der Drahtelektrode, wurden bei drei verschiedenen Feldstärken der Pinch-Magnete ($B_1 = 1.75$ T, $B_2 = 2.45$ T, $B_3 = 3.15$ T, entsprechend Magnetfeldstärken in der Analysierebene von $B_{A1} = 0.56$ mT, $B_{A2} = 0.78$ mT, $B_{A3} = 1.0$ mT) durchgeführt.

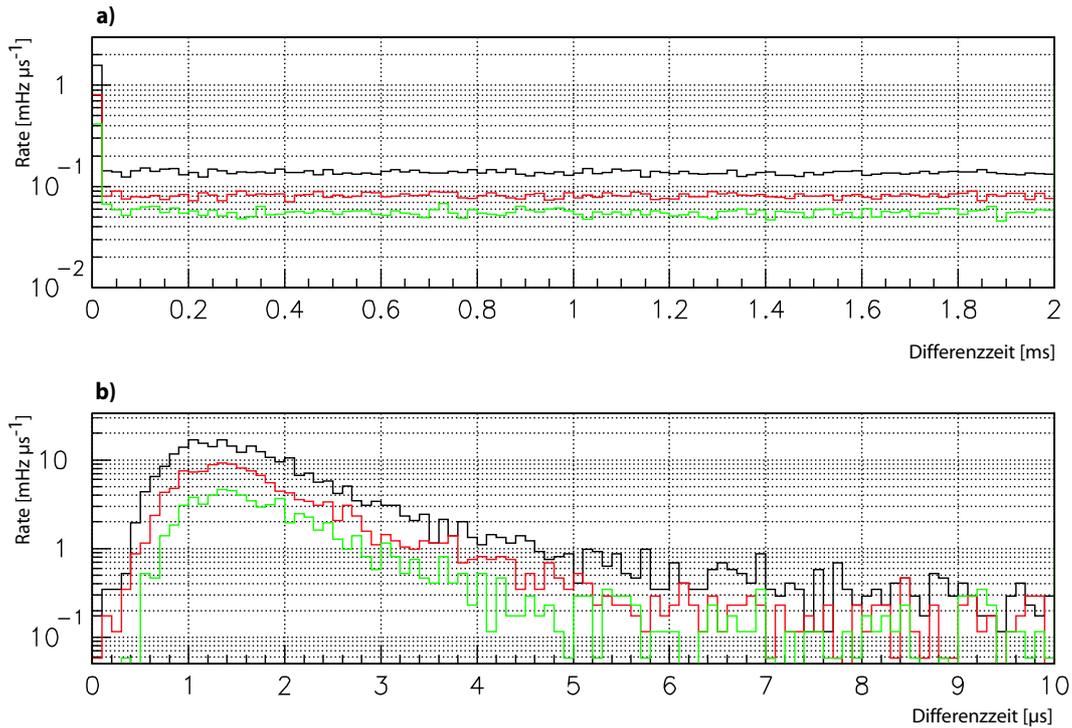


Abbildung 5.9: Die Abbildungen zeigen die Differenzzeitspektren der Messungen a) im Bereich $\Delta t \leq 2$ ms und b) für die ersten $10 \mu\text{s}$ zwischen einem initialen Myonereignis und einem darauf folgenden Ereignis im Halbleiterzähler. Das schwarze Spektrum entspricht der Messung bei einem Pinch-Magnetfeld von $B_P = 1.75$ T, rot entspricht $B_P = 2.45$ T, grün $B_P = 3.15$ T. Das Spektrum zeigt eine eindeutige Häufung von Untergrundereignissen für kurze Differenzzeiten von weniger als $10 \mu\text{s}$ (Unteres Bild) für alle Magnetfeldstärken.

Die Gesamtuntergrundrate bei einem Pinch-Magnetfeld von 1.75 T beträgt $R_{G(4)} = 6390 \pm 19$ mHz für alle vier ausgewerteten Detektor-Sektoren ($R_{G(3)} = 4842 \pm 19$ mHz für die drei inneren, bei Tritium-Messungen berücksichtigten Sektoren). Im nach Korrelationen untersuchten 2ms-Fenster zeigt sich eindeutig eine Häufung von Ereignissen in den ersten $10 \mu\text{s}$ nach dem Durchgang eines Myons (vgl. Abb. 5.9). Die gemessene Rate dieser Überschuss-Ereignisse im Vergleich zu einem $10 \mu\text{s}$ -Fenster mit einer flachen Verteilung der Untergrundereignisse beträgt $R_{K(4)} = 30.65 \pm 0.43$

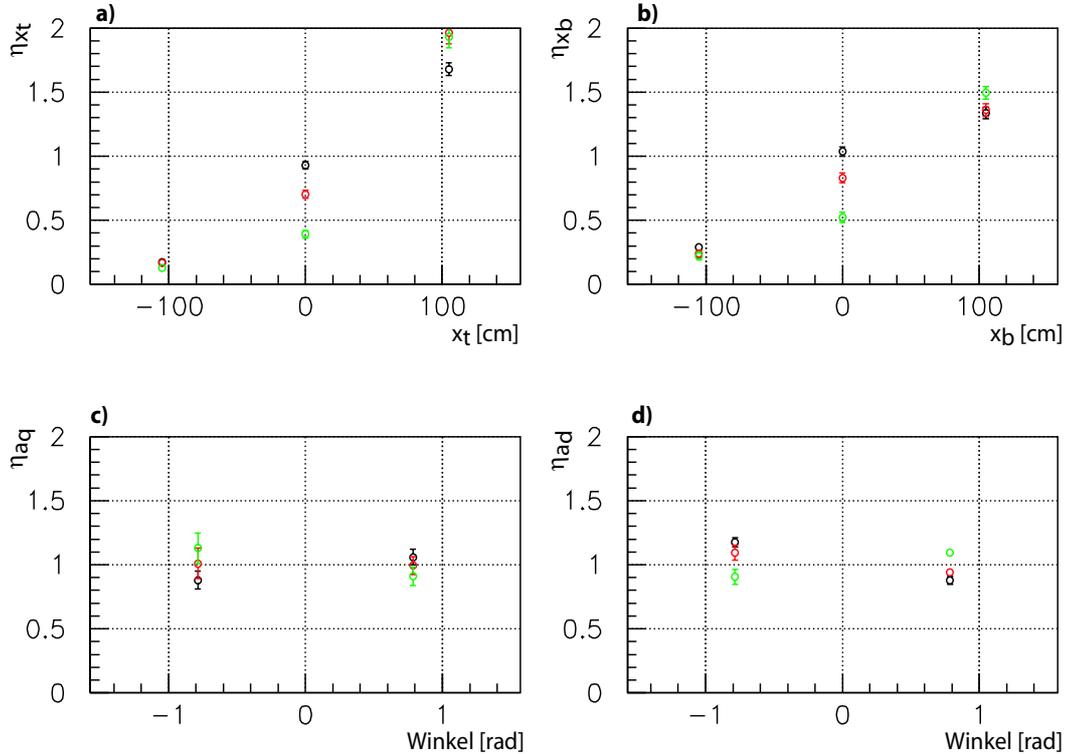


Abbildung 5.10: a) und b) zeigen die normierten Relationen η_{x_t} und η_{x_b} zwischen der Ortsverteilung der Myondurchgänge auf die innerhalb von $10 \mu\text{s}$ ein Untergrundergebnis folgte und der Ortsverteilung von Myondurchgängen der gleichen Messung auf die kein Untergrundergebnis stattfand - a) zeigt die Ortsverteilung entlang der projizierten Fläche oberhalb des Spektrometers (x_t), b) die Verteilung entlang der Fläche unterhalb des Tanks (x_b). Positive Ortswerte entsprechen der Detektor-seitigen Hälfte des Spektrometers. c) und d) zeigen die Winkelverteilungen der durchgehenden Myonen in gleicher Relation und Normierung wie die Ortsverteilungen (η_{a_q} und η_{a_d}). c) zeigt die Verteilung für Myonen die die Quell-seitige Hälfte des Spektrometers durchlaufen, d) gibt die gleiche Information für Detektor-seitig durchlaufende Myonen. Positive Winkel zeigen in Richtung des Detektors. Schwarz entspricht der Messung bei $B_P = 1.75 \text{ T}$, rot entspricht $B_P = 2.45 \text{ T}$, grün $B_P = 3.15 \text{ T}$.

mHz ($R_{K(3)} = 19.75 \pm 0.35 \text{ mHz}$ ⁶, das Maximum der Differenzzeit für korrelierte Ereignisse beträgt $t_{P(4)} = 1.18 \pm 0.02 \mu\text{s}$ ($t_{P(3)} = 1.20 \pm 0.02 \mu\text{s}$) in guter Übereinstimmung mit der Flugzeit von in der Mitte des Spektrometers erzeugten niederenergetischen Elektronen, die vom elektrischen Feld des Spektrometers auf den Detektor beschleunigt werden [Bon99b].

Es ist also eindeutig eine zeitliche Korrelation zwischen dem Durchgang kosmischer

⁶Dies entspricht $R_{K(4)4\pi} = 769 \pm 50 \text{ mHz}$ ($R_{K(3)4\pi} = 496 \pm 33 \text{ mHz}$) nach Korrektur auf den vollen Raumwinkel, vgl. Tab. 5.1.

Myonen und Untergrundereignissen im Mainzer Detektor gegeben. Die Messungen bei einem Pinch-Magnetfeld von 2.45 T und 3.15 T zeigen eine erwartete [Mue02] deutliche Reduktion aller Untergrundraten mit zunehmendem Magnetfeld, die Rate der zeitkorrelierten Ereignisse im 10 μ s-Fenster ist gegenüber der Gesamtuntergrundrate jedoch überproportional reduziert (vgl. Tab. 5.1).

Sektor 1-4:	$B_1=1.75$ T	$B_2=2.45$ T	$B_3=3.15$ T
Gesamtrate [mHz]	6390 \pm 19	3693 \pm 21	2953 \pm 17
Rate im 10 μ s-Fenster [mHz]	30.65 \pm 0.43	15.36 \pm 0.31	4.02 \pm 0.16
Rate im 10 μ s-Fenster korrigiert auf vollen Raumwinkel [mHz]	769 \pm 50	386 \pm 26	101 \pm 8
Peak Position [μ s]	1.18 \pm 0.02	1.33 \pm 0.02	1.36 \pm 0.03
Sektor 1-3:			
Gesamtrate [mHz]	4842 \pm 19	2378 \pm 10	1685 \pm 13
Rate im 10 μ s-Fenster [mHz]	19.75 \pm 0.43	7.00 \pm 0.21	1.37 \pm 0.10
Rate im 10 μ s-Fenster korrigiert auf vollen Raumwinkel [mHz]	496 \pm 33	176 \pm 12	34 \pm 3
Peak Position [μ s]	1.20 \pm 0.02	1.38 \pm 0.04	1.36 \pm 0.06

Tabelle 5.1: Die Werte der Messung ohne Einschalten der Drahtelektrode für alle vier aufgezeichneten Sektoren des Mainzer Halbleiterzählers ebenso wie für die drei inneren in Tritiummessungen berücksichtigten Sektoren bei Variation der Größe des Führungsmagnetfelds.

Eine aus den deutlich kleineren Zyklotronradien der entsprechenden Teilchen und den daraus folgenden verbesserten Adiabasie-Bedingungen resultierende Abschirmwirkung der stärkeren Magnetfelder auf in Elektrodennähe produzierte Elektronen ist somit deutlich beobachtbar.

Im Vergleich zu [Mue02] ist die für die Gesamtrate gemessene Reduktion geringer (etwa 60%), für die korrelierte, Myon-induzierte Rate jedoch größer (etwa 90%) als die Reduktion der dort gemessenen Rate (etwa 80%)⁷. Dies lässt zum einen auf eine Änderung der Zusammensetzung des spektrometerintrinsischen Untergrunds bei den Myon-Messungen aufgrund eines anderen Zustands des Spektrometers schließen. Dies ist denkbar, da das Experiment zwischenzeitlich mehrfach 'ein- und ausgeschaltet', aufgewärmt und wieder abgekühlt wurde. Darüberhinaus ist zu beachten, dass der Myon-induzierte Untergrund außerhalb des magnetischen Fluss Schlauchs - also nicht im zentralen Volumen des Spektrometers - liegt.

⁷Die Messungen bei $B_P = 3.15$ T (hier) und $B_P = 3.4$ T [Mue02] werden als in etwa gleichartig angenommen.

Die Ortsverteilung zeigt eine eindeutige Bevorzugung der Detektor-seitigen Hälfte des Spektrometers. Dies entspricht der Erwartung, da die mit niedriger Energie produzierten Elektronen auf der Seite des Halbleiterdetektors entlang des Potentialgefälles in Richtung des Detektors beschleunigt werden und so dort nachgewiesen werden können, quell-seitig produzierte Elektronen hingegen primär entlang des Potentialgefälles zur Quelle hin beschleunigt werden.

Die Ortsverteilungen bei den höheren Magnetfeldern zeigen das gleiche Verhalten wie für das Standardmagnetfeld.

Bei der Messung mit $B_P = 1.75$ T zeigen die Richtungsvektoren von Myonen mit korreliertem Ereignis, die die quell-seitige Hälfte des Spektrometers durchlaufen, in der Mehrheit zum Detektor hin. Die Vektoren der detektor-seitig gerichteten Myonen zeigen mehrheitlich in Richtung der Quelle. Die Winkelverteilungen zeigen auch bei stärkeren Magnetfeldern eine gewisse Symmetrie relativ zur Analysierebene in der Spektrometermitte, die bevorzugte Durchgangsrichtung kehrt sich allerdings von $B_P = 1.75$ T zu $B_P = 3.15$ T hin um. Dieses Verhalten lässt sich bisher nicht in einfacher Weise erklären, ein stärkeres Magnetfeld erschwert jedoch das Eindringen sehr niedereenergetischer Elektronen in den magnetischen Flussschlauch aufgrund ihrer deutlich kleineren Zyklotronradien. Die Eigenschaften der produzierten Elektronen wie beispielsweise ihre initiale Winkelverteilung relativ zur Richtung des produzierenden Myons sind abhängig von der Energie der jeweiligen Elektronen. Ebenso ändern sich die Abbildungseigenschaften des Spektrometers bei verschiedenen Magnetfeldern, so dass dies eine mögliche Ursache der Änderungen der gemessenen Winkelverteilung sein kann.

Im Differenzzeitspektrum zeigt die Position des korrelierten Peaks bei stärkeren Magnetfeldern eine leichte Verschiebung hin zu größeren Zeiten. Bei höheren Magnetfeldern ändern sich die jeweiligen Anteile (Wirkungsquerschnitte) und möglicherweise die Zeitkonstanten der Prozesse (Stöße etc.), die zum Eindringen von höherenergetischen δ -Elektronen in den magnetischen Flussschlauch führen. Dies kann die beobachtete Verschiebung der Peakposition erklären.

Abschließend wurde das Impulsspektrum der korrelierten Untergrundereignisse im Halbleiterdetektor untersucht, um eventuelle Unterschiede zu dem Impulsspektrum der unkorrelierten Untergrundereignisse festzustellen. Die Impulsverteilungen zeigen bei keiner der untersuchten Magnetfeldeinstellungen einen signifikanten Unterschied. Korrelierte und unkorrelierte Ereignisse sind im Rahmen der Statistik und gegebenen Energieauflösung gleichartig im Messfenster von 12 - 24 keV verteilt.

Messungen mit einem Abschirmpotential von 175V

Die Messungen mit eingeschalteter Drahtelektrode (d.h. einem Potential von $U_{MP} = +175$ V der Zentralelektrode gegenüber dem Potential der weiteren Elektroden und der Drahtelektrode) zeigen eine Reduktion des Untergrunds um etwa zwei Größen-

ordnungen (vgl. Tab. 5.2), deutlich mehr als die Reduktion des Untergrunds durch stärkere Pinch-Magnetfelder. Die Drahtelektrode ist in der Lage, sowohl den Gesamtuntergrund als auch den Myon-induzierten Untergrund für alle Magnetfeldstärken um $>96\%$ zu reduzieren, die Rate für den korrelierten Untergrund ist ebenso wie für stärkere Magnetfelder gegenüber der Gesamtrate überproportional reduziert. Diese Reduktion ist deutlich größer als der in [Mue02] gemessene Effekt⁸. Auch dies ist sehr wahrscheinlich auf den unterschiedlichen Zustand des Spektrometers bei [Mue02] und bei den hier durchgeführten Messungen zurückzuführen (vgl. oben). Die Reduktion des Untergrunds durch die Drahtelektrode ist deutlich größer als der

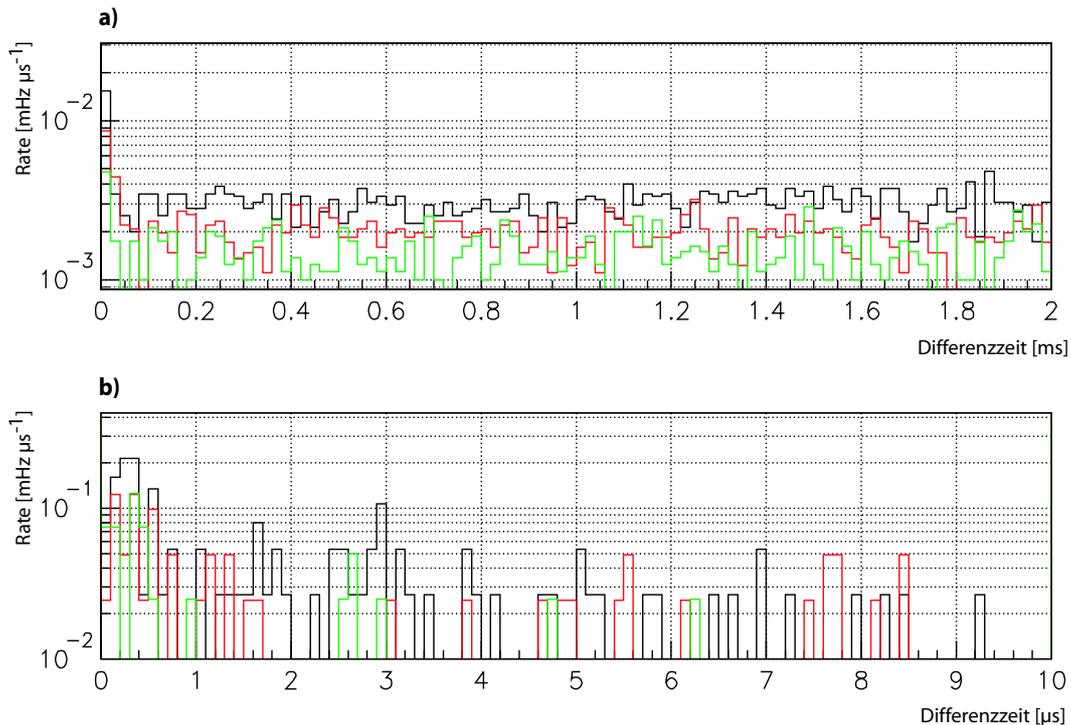


Abbildung 5.11: Die Differenzzeitspektren bei einem Abschirmpotential von $U_{MP} = +175 \text{ V}$ analog zu Abb. 5.9 a) und b). Das Spektrum zeigt auch bei eingeschaltetem Schirmgitter eine eindeutige Häufung von Untergrundereignissen für kurze Differenzzeiten von weniger als $10 \mu\text{s}$. Das Maximum ist im Vergleich zu den Messungen mit ausgeschalteter Drahtelektrode zu prompteren Zeiten hin verschoben (Unteres Bild).

Anteil der durch sie abgeschirmten Fläche an der Gesamtfläche (etwa 38%) erwarten lassen würde.

Hierfür gibt es zwei mögliche Interpretationen:

a) Ein großer Teil des Gesamtuntergrunds kommt aus dem Bereich der Zentralelektrode, da nur diese von der Drahtelektrode abgeschirmt wird. Dies ist zu verste-

⁸Die Reduktion dort betrug weniger als 50%

hen, da nur hier der auf dem Detektor abgebildete magnetische Fluss Schlauch über einen längeren Bereich hinweg dicht an der Oberfläche der Elektrode vorbeiläuft, also besonders 'anfällig' für das Eindringen von aus den Oberflächen austretendem Untergrund ist. Dies wird durch das Abschirmpotential der Drahtelektrode effektiv unterbunden.

b) Die Bauform der Drahtelektrode führt zu einem 'Durchgriff' des Potentials in Bereiche außerhalb der geometrischen Abdeckung der Elektrode (vgl. [San03]), so dass effektiv ein deutlich größerer Bereich abgeschirmt wird, als von der rein geometrischen Überdeckung der Drahtelektrode zu erwarten ist.

Eine Untersuchung dieser Effekte und ihrer jeweiligen Anteile an der Untergrundreduktion wird zurzeit mit einer neu konstruierten Elektrode am Mainzer Spektrometer durchgeführt (vgl. Kap. 7) [Fla04].

Die im Vergleich zum Gesamtuntergrund überproportionale Abschirmung des myon-induzierten Untergrundanteils ist zu verstehen, da diese Untergrundkomponente nahezu ausschließlich an den Oberflächen der Elektroden produziert wird, sie also durch die Abschirmung der Drahtelektrode deutlich besser unterbunden werden kann als der Gesamtuntergrund.

Der trotz der Abschirmung verbleibende Anteil der Myon-induzierten Komponente ist sehr wahrscheinlich auf hochenergetische δ -Elektronen zurückzuführen, die das Abschirm-Potential überwinden und somit in den Fluss Schlauch eindringen können. Dies erklärt auch die deutliche Verschiebung des korrelierten Peaks zu sehr kurzen Differenzzeiten (Abb. 5.11, vgl. dazu Abb. 5.9). Zur Untersuchung dieser Hypothese wurde eine Messung des Energiespektrums der Myon-korrelierten Elektronen durchgeführt (vgl. unten).

Die Orts- und Winkelverteilungen der Messung mit eingeschalteter Drahtelektrode besitzen keine ausreichende Statistik um eine Aussage über eine geometrieabhängige Abschirmwirkung zu treffen.

Die Untersuchung des korrelierten Energiespektrums ergab ebenso wie in der Messung mit ausgeschaltetem Monopol, im Rahmen der Statistik keine Auszeichnung gegenüber dem unkorrelierten Spektrum.

Untersuchung des Elektron-Energiespektrums

Die Untersuchung der Energieverteilung der aus den Oberflächen austretenden Myon-induzierten Elektronen wurde bei einem Magnetfeld der Pinch-Magnete von $B_P = 3.15$ T durchgeführt. Von der Oberfläche der Zentralelektrode kommende Elektronen werden auf den Detektor geführt und ihre Rate bei verschiedenen Potentialen der Zentralelektrode gemessen (vgl. oben). Abb. 5.13 zeigt das Verhalten der Elektronen-Rate als Funktion der Elektrodenspannung. Innerhalb der ersten 25 eV fällt die Rate des Gesamtuntergrunds wie auch des korrelierten Untergrunds um etwa eine Größenordnung ab, wobei wiederum die korrelierte Rate etwas stärker reduziert wird als

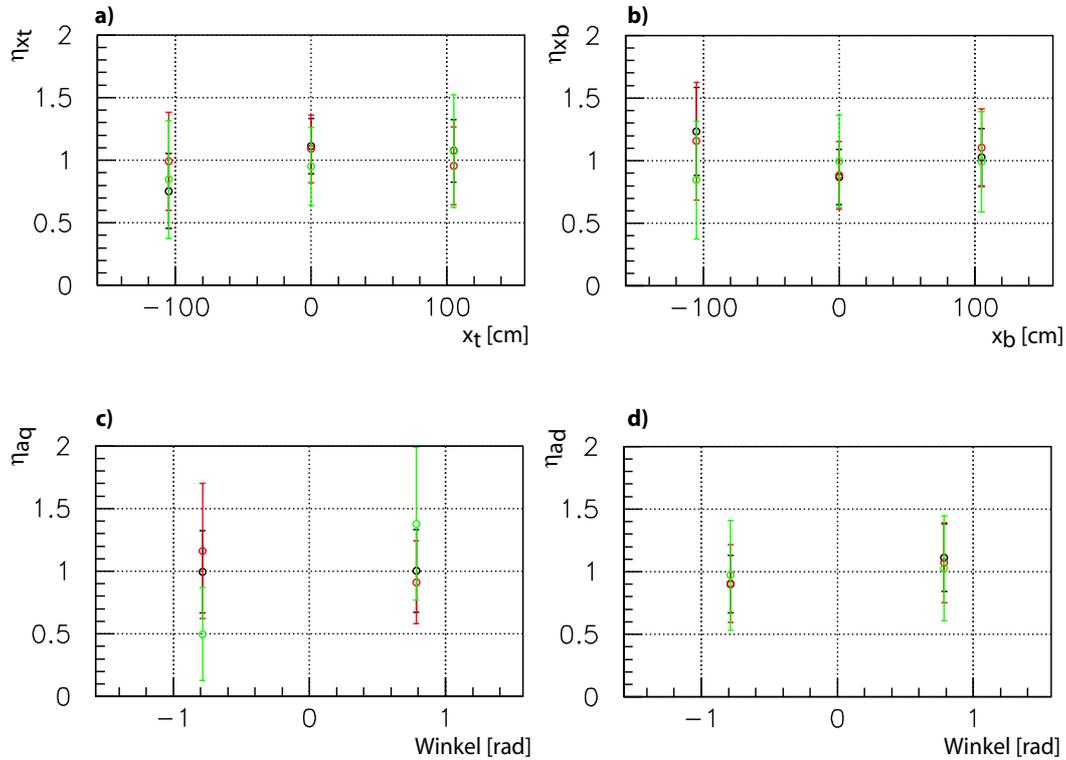


Abbildung 5.12: Orts- und Winkelverteilungen bei einem Abschirmpotential von $U_{MP} = +175$ V. Vgl. Abb. 5.10.

die Gesamtrate ($89.6\% \pm 0.5\%$ zu $86.0\% \pm 0.6\%$). Die aus der Oberfläche gelösten δ -Elektronen werden somit im Wesentlichen mit Energien unterhalb $E_{e^-} = 25$ eV produziert ($\simeq 85\%$), der verbleibende flache Ausläufer des Spektrums zeigt aber auch einen deutlichen Anteil hochenergetischer, das Abschirmpotential überwindender Elektronen. Hochenergetische Elektronen mit Impulsvektoren in Richtung des Detektors können in kurzer Zeit auf dem Detektor nachgewiesen werden [Bon99b], aus diesem Grund verschiebt sich der gemessene korrelierte Peak zu kurzen Differenzzeiten bei eingeschalteter Drahtelektrode.

Aus dem Material der Drahtelektrode selbst werden ebenfalls Elektronen ausgelöst. Diese erfahren aufgrund des Potentialdurchgriffs von etwa 18% [San03] eine Beschleunigung in Richtung des Spektrometervolumens. Bei einem Abschirmpotential von $U_{MP} = +175$ V entspricht dies einer Energiezunahme von $\Delta E_{e^-} \simeq 32$ eV. Es ist daher möglich, dass das nach Einschalten der Drahtelektrode verbleibende Spektrum auch durch solche Elektronen erzeugt wird, da diese durch den Potentialdurchgriff beschleunigt in das Spektrometervolumen eindringen können.

Sektor 1-4:	$B_1=1.75$ T	$B_2=2.45$ T	$B_3=3.15$ T
Gesamtrate [mHz]	138.2 ± 2.8	86.8 ± 2.2	70.1 ± 2.0
Rate im $10\mu\text{s}$ - Fenster [mHz]	0.24 ± 0.03	0.13 ± 0.02	0.07 ± 0.02
Rate im $10\mu\text{s}$ -Fenster korrigiert auf vollen Raumwinkel [mHz]	6.0 ± 0.8	3.3 ± 0.5	1.8 ± 0.5
Peak Position [μs]	0.26 ± 0.14	0.35 ± 0.40	0.26 ± 0.05
Sektor 1-3:			
Gesamtrate [mHz]	101.3 ± 2.4	64.9 ± 1.9	51.5 ± 1.7
Rate im $10\mu\text{s}$ - Fenster [mHz]	0.16 ± 0.02	0.09 ± 0.02	0.05 ± 0.01
Rate im $10\mu\text{s}$ -Fenster korrigiert auf vollen Raumwinkel [mHz]	4.0 ± 0.6	2.3 ± 0.5	1.3 ± 0.3
Peak Position [μs]	0.12 ± 0.24	0.16 ± 0.47	0.32 ± 0.37

Tabelle 5.2: Die Werte der Messung bei eingeschalteter Drahtelektrode (vgl. Text) für alle vier aufgezeichneten Sektoren des Mainzer Halbleiterzählers ebenso wie für die drei inneren in Tritiummessungen berücksichtigten Sektoren.

5.2.4 Zusammenfassung und Ergebnisse

Die hier vorgestellten Messungen mit dem Mainzer Experiment haben gezeigt, dass Teilchen der kosmischen Strahlung eine prompte, zeitkorrelierte Komponente der gemessenen Gesamtuntergrundrate erzeugen und somit zum Gesamtuntergrund des KATRIN-Experiments beitragen können.

Dieser korrelierte Untergrund wird deutlich reduziert für stärkere Magnetfelder der Spektrometer-Magneten. Dies erklärt sich durch die bessere 'magnetische' Abschirmung, die verbesserte Adiabasie der Teilchenbahnen und die kleineren Zyklotronradien der geführten Teilchen.

Die als Monopol geschaltete und innerhalb der Zentralelektrode liegende Drahtelektrode reduziert die gemessene Untergrundkomponente sehr effektiv um ein bis zwei Größenordnungen.

Sowohl das Benutzen stärkerer Magnetfelder als auch der Drahtelektrode führt zu einer überdurchschnittlichen Reduktion der Myon-korrelierten Untergrundkomponente im Vergleich zur Reduktion der Gesamtuntergrundrate. Dies bedeutet, dass die korrelierte Komponente tatsächlich ihren Ursprung nahe der Oberfläche der Spektrometer-Umwandlung hat. Die Erzeugung von δ -Elektronen in der Wand durch kosmische Strahlung ist somit eindeutig die Ursache für die gemessene Untergrundkomponente.

Die erzeugten und auf dem Detektor nachgewiesenen Elektronen besitzen zum größ-

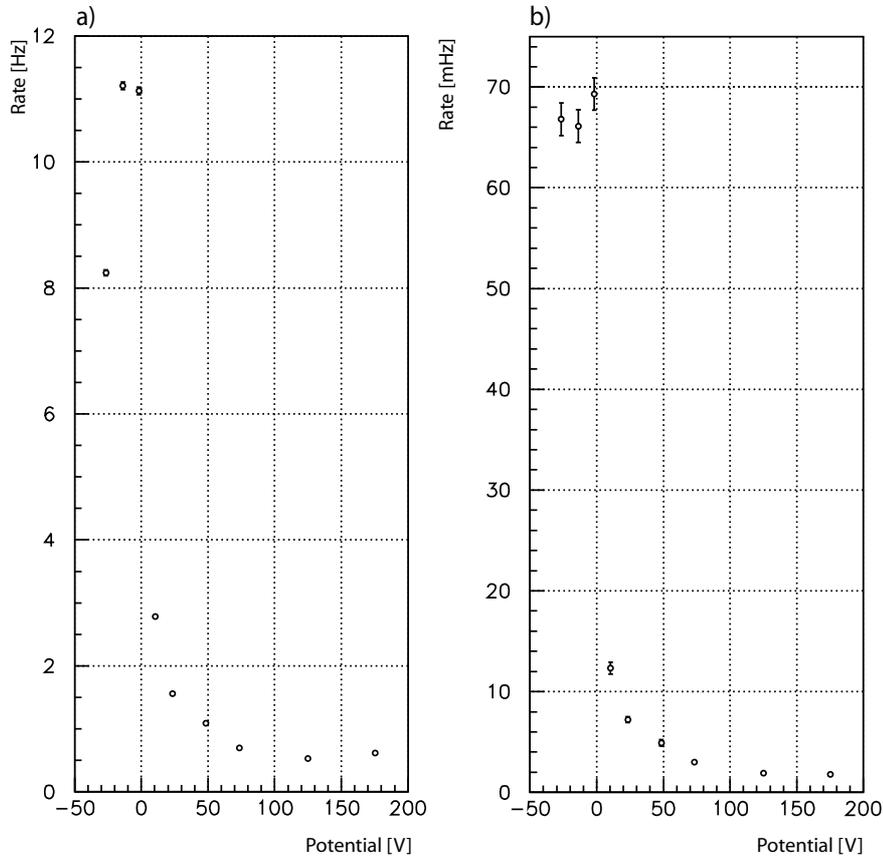


Abbildung 5.13: Verlauf der Untergrundrate als Funktion des Potentials der Zentralelektrode relativ zur Drahtelektrode und den weiteren Elektroden des Systems. a) Gesamtuntergrundrate (in Hz), b) Myon-korrelierte Untergrundrate im $10 \mu\text{s}$ Differenzzeitfenster (in mHz).

ten Teil Startenergien von $E_{e^-} < 25 \text{ eV}$, allerdings besitzt das Energiespektrum dieser Elektronen einen hochenergetischen Anteil mit Energien jenseits der durch das Potential gegebenen 'Abschirmgrenze' von 175 eV. Dies zeigt sich auch in der Verschiebung des korrelierten Peaks zu sehr kurzen Zeiten bei den Messungen mit 'eingeschalteter' Drahtelektrode. Die Impulsspektren zeigen im Rahmen der Statistik und der Energieauflösung keine Abweichung vom unkorrelierten Untergrund. Die Prozesse, die zum Eindringen der niederenergetischen Elektronen in den Flusschlauch führen, konnten bisher nicht geklärt werden. Mögliche Prozesse wie eine $E \times B$ -Drift der Elektronen oder Stoßprozesse mit Restgasionen besitzen Zeitkonstanten, die deutlich oberhalb der beobachteten Differenzzeiten liegen [Glu04]. Eine mögliche Interpretation ist, dass die Geometrie des magnetischen Flusschlauchs während der durchgeführten Messungen so stark deformiert war, dass aus den Elektrodenoberflächen austretende Elektronen nicht erst in den Flusschlauch eindringen

müssen und folglich direkt auf dem Detektor abgebildet werden. Dagegen spricht jedoch das Vorhandensein korrelierter Ereignisse in den inneren Sektoren des Detektors mit einer identischen Differenzzeitverteilung zu den Ereignissen in den äußeren Sektoren. Dies würde bedeuten, dass die Deformation derart stark ist, dass auch der innere Bereich des Flussschlauchs Oberflächenkontakt hat. Dies ist jedoch äußerst unwahrscheinlich. Hierdurch ebenso nicht zu erklären ist die Reduktion der korrelierten Rate durch größere Magnetfelder. Bildet der magnetische Flussschlauch die Oberflächen direkt auf dem Detektor ab, so kann sich ein stärkeres Magnetfeld nur minimal auf die Rate der ausgelösten Elektronen auswirken⁹.

Eine vergleichbare Messung des korrelierten Elektronenspektrums mit dem KATRIN-Vorspektrometer oder im neu umgebauten Mainzer Spektrometer kann weiteren Aufschluss über das Verhalten der verbleibenden korrelierten Rate bringen. Eine Variation der Abschirmpotentiale bis zu Werten deutlich über den in dieser Untersuchung maximalen $U_{MP} = 175$ V könnte beispielsweise mehr Information über die energetische Zusammensetzung der Komponente geben und die notwendige Höhe des Abschirmpotentials zur Reduktion dieses Untergrundanteils auf ein akzeptables Maß festlegen.

Eine einfache Skalierung der gemessenen Raten auf die Fläche der KATRIN-Spektrometertanks ist im Wesentlichen aufgrund des verschiedenen Aufbaus der Tanks und der Elektroden sowie des ebenfalls unterschiedlichen Verlaufs des Flussschlauchs nicht möglich. Auch eine Skalierung auf die Messbedingungen des Mainzer Neutrinoexperiments erscheint nicht sinnvoll, da die Myon-Messungen bewusst bei einem für Tritium-Messungen schlecht konditionierten Zustand des Spektrometers durchgeführt wurden. Dies war notwendig, um in akzeptabler Messzeit eine ausreichende Ereignismenge zu erreichen. Die anteilmäßige Verteilung der Untergrundkomponenten in einem gut konditionierten Zustand und einer entsprechend um drei Größenordnungen geringeren 'normalen' Gesamtuntergrundrate von 5-10 mHz kann sich somit von der gemessenen Verteilung unterscheiden.

Dennoch gilt auch für das KATRIN-Experiment, dass Myon-induzierter Untergrund durch eine Elektrodenkonfiguration in den Spektrometern unterdrückt werden kann. In den KATRIN-Spektrometern werden deshalb¹⁰ Drahtelektroden nahezu die gesamte Oberfläche des Tank-Inneren bedecken (vgl. Abb. 5.14) und somit Untergrund aus den Oberflächen nochmals deutlich effizienter unterbinden als dies bei der jetzigen Konfiguration und Größe der Drahtelektrode in Mainz der Fall ist. Eine zurzeit stattfindende Untersuchung der Eigenschaften des Mainzer Spektrometers nach Einbau einer nahezu vollständig die Oberflächen abdeckenden Drahtelektrode wird weiteren Aufschluss geben, insbesondere eine quantitative Aussage über die Abschirm-Wirkung bzw. die Eigenschaften eines vollständigen Drahtelektroden-Aufbaus ermöglichen (vgl. Kap.7) [Fla04].

Weiterhin werden die deutlich stärkeren Magnetfelder im KATRIN-Vorspektrometer

⁹Der Durchmesser des auf dem Detektor abgebildeten magnetischen Flussschlauchs ändert sich bei gleichartig veränderten Magnetfeldstärken der Pinch- und des Detektormagneten nicht.

¹⁰neben der Verbesserung der elektromagnetischen Eigenschaften und der HV-Stabilität

Aufbau zur Abschirmung beitragen, ebenso wie der im Vergleich zum Mainzer Experiment größere Abstand des auf den Detektor abgebildeten Fluss Schlauchs zu den Innenwänden der Spektrometer, insbesondere zur Wand des Hauptspektrometers.

Sollten diese verbesserten Eigenschaften des KATRIN-Aufbaus wider Erwarten

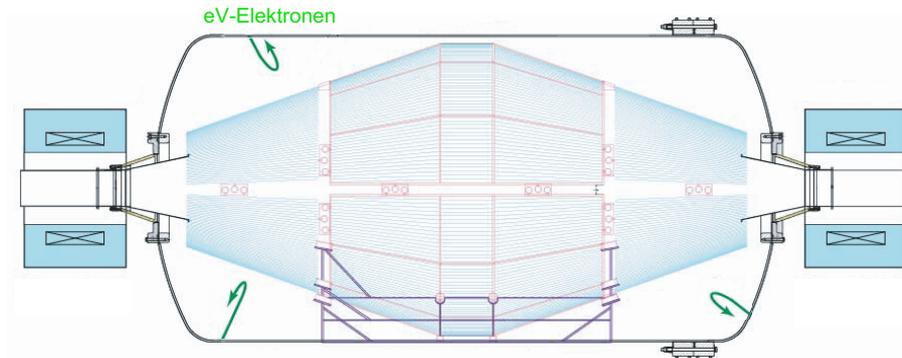


Abbildung 5.14: Drahtelektrodensystem des Vorspektrometers zur Abschirmung des Spektrometervolumens bzw. des magnetischen Fluss Schlauchs vor niederenergetischen Elektronen aus der Spektrometertank-Oberfläche.

nicht ausreichen, um die Myonen-induzierte Untergrundkomponente auf ein akzeptables Maß zu reduzieren, besteht die Möglichkeit, mit einem aktiven Veto-system analog zum hier durchgeführten Messaufbau Myon-korrelierte KATRIN-Detektorereignisse aus den Daten zu entfernen. Dies ist trotz der großen Fläche und der damit verbundenen hohen Myonen-Rate aufgrund der Pixelstruktur und der damit verbundenen Ortsauflösung des Detektors ohne große Totzeiten möglich. Ein Vermeiden dieser Option wäre jedoch aufgrund des großen finanziellen und technischen Aufwands für ein solches Veto wünschenswert.

Die durch kosmische Strahlung induzierte Untergrundkomponente des KATRIN-Experiments stellt somit einen ernstzunehmenden jedoch beherrschbaren Anteil des gesamten experimentellen Untergrunds dar.

Kapitel 6

Monte-Carlo-Untersuchungen des Detektoruntergrunds

In den bisherigen Neutrinomassenexperimenten in Mainz und Troitsk beträgt der Detektoruntergrund als Teil des Gesamtuntergrunds etwa 1 - 3mHz [Bor00, Zad04]. Da der Detektoruntergrund die Sensitivität des Experiments nicht wesentlich nachteilig beeinflussen soll, wird für KATRIN ein Untergrund von 1mHz aus dem Detektorbereich angestrebt.

Die sensitive Fläche des KATRIN-Detektors ist mit 78.5 cm^2 (Durchmesser des transportierten magnetischen Flusses: 10 cm) um einen Faktor 19.5 größer als die Fläche des Detektors des Mainz-Experiments und um einen Faktor 34.5 größer als die Fläche des Detektors des Troitsk-Experiments. Um den Untergrundbeitrag auf der gleichen Absolutrate zu halten, ist es daher notwendig, beim Design des KATRIN-Detektorbereichs und bei der Auswahl der zu verwendenden Materialien mit größter Sorgfalt vorzugehen.

Radioaktive Kontaminationen mit den Isotopen der natürlichen Zerfallsreihen von primordiales ^{238}U und ^{232}Th sowie ^{40}K in den verschiedenen Materialien sind der dominierende Anteil des Detektoruntergrunds in Low-Level-Messungen [Heu95]. ^{222}Rn in der Umgebungsluft sowie durch kosmische Strahlung erzeugte Isotope wie z.B. ^{26}Si im Detektor und Myonen und Neutronen aus der kosmischen Strahlung sind die weiteren wesentlichen Komponenten dieses Untergrunds (vgl. Abschn. 4.3.).

Eine frühzeitige quantitative Analyse dieser Beiträge zum Gesamtuntergrund des KATRIN-Experiments und die Identifikation möglicher Probleme des Designs des Detektorbereichs und in dieser Hinsicht kritischer Werkstoffe sind Aufgaben der nachfolgend beschriebenen Monte-Carlo-Simulation.

6.1 Untergrundquellen im Detektor und der Detektorumgebung

Der Detektoruntergrund lässt sich in verschiedene Komponenten unterteilen [Heu95]. Radioaktive Verunreinigungen der verschiedenen im Detektoraufbau verwendeten Materialien, insbesondere die natürlichen Zerfallsreihen von ^{238}U und ^{232}Th und das Isotop ^{40}K , bilden eine dieser Komponenten. Ihre Aktivität ist abhängig von verschiedenen Faktoren, der Herkunft der verschiedenen Grundstoffe (Erze etc.), der Herstellungsart der Werkstoffe als auch deren Lagerung. Eine sorgfältige Auswahl dieser Materialien, insbesondere durch Testmessungen in Low-Level-Laboratorien wie z.B. am Heidelberger Max-Planck-Institut für Kernphysik oder am Lawrence Berkeley National Laboratory in Kalifornien ist notwendig, um diesen Untergrundanteil zu minimieren.

Eine weitere Komponente des Detektoruntergrunds kann sich aus Oberflächenverunreinigungen, durch so genannte Anthropogene wie z.B. ^{137}Cs oder ^{90}Sr ergeben. Diese Isotope sind durch oberirdische Atomwaffentests und insbesondere der Reaktorunfall von Tschernobyl in die Atmosphäre gelangt und finden sich nun im Wesentlichen als Verunreinigungen auf Materialoberflächen. Eine sorgfältige Reinigung der Oberflächen, wie diese schon für die Ultrahochvakuum-Tauglichkeit des Detektoraufbaus gefordert wird, führt zu einer starken Reduktion dieser Komponente, so dass diese keine wesentliche Untergrundquelle darstellen wird.

^{222}Rn und seine Tochternuklide in der Umgebungsluft sind eine weitere Komponente, die nötigenfalls beispielsweise durch Spülen der Detektorumgebung mit hochreinem Stickstoff minimiert werden kann.

Durch einfache Maßnahmen oder sorgfältige Materialauswahl nicht reduzierbare Untergrundkomponenten sind so genannte kosmogene Aktivitäten, durch kosmische Strahlung erzeugte Isotope der in den zu verwendenden Materialien vorhandenen Elemente. Da KATRIN im Gegensatz zu den meisten Low-Level-Experimenten an der Erdoberfläche aufgebaut sein wird, wird dieser Untergrundanteil nicht durch den Zerfall der kosmogenen Isotope im Laufe der Zeit reduziert, sondern es werden durch die kosmische Strahlung kontinuierlich neue Isotope produziert, so dass sich eine Sättigungsaktivität des kosmogenen Untergrunds einstellt. Hierbei sind insbesondere im Detektormaterial selbst und in direkter Umgebung des Detektors erzeugte Aktivitäten von Interesse, da sich diese nicht abschirmen lassen und daher zum Gesamtuntergrund beitragen.

Ein weiterer nicht reduzierbarer Beitrag zum Detektoruntergrund entsteht durch Neutronen und Myonen aus der kosmischen Strahlung. Direkter Neutronen-induzierter Untergrund entsteht durch Wechselwirkungen der Neutronen durch inelastische Streuung und Einfangreaktionen (radiative capture) in Materialien der Detektorumgebung. Myon-induzierter Untergrund entsteht durch elektromagnetische Wechselwirkungen in den von Myonen durchquerten Materialien. Die Myonen wechselwirken im Wesentlichen durch Ionisation und erzeugen δ -Elektronen, des Weiteren durch

Bremsstrahlung und Elektron-Positron-Paar-Erzeugung (vgl. Abschn. 4.1.). Da diese Prozesse direkt zeitkorreliert sind, kann dieser Anteil des Myon-Untergrunds durch eine aktive Abschirmung, d.h. die Benutzung von Veto-Detektoren wie zum Beispiel Szintillatoren stark reduziert werden. Gestoppte Myonen zerfallen oder werden von Kernen eingefangen, die wiederum Neutronen emittieren. Dieser Untergrundanteil lässt sich aufgrund der großen Zeitkonstanten der Prozesse nicht abschirmen und geht somit direkt in den Gesamtuntergrund ein.

6.2 Simulation des Detektoruntergrunds

Die Rate des Detektor-Untergrunds ist abhängig vom Design und den verwendeten Materialien im Detektorbereich sowie der Effizienz der aktiven und passiven Abschirmmaßnahmen. Ein detailliertes Design für den KATRIN-Detektor und des ihn umgebenden Halterungssystems mit passiven und aktiven Abschirmungen und den dabei zu verwendenden Materialien in diesem Bereich ist noch nicht festgelegt. Dennoch bzw. gerade um diese Festlegungen treffen zu können, ist es notwendig, eine möglichst allgemeine quantitative Abschätzung des Untergrunds auf der Basis eines Grobdesigns des Detektorbereichs zu erstellen. Dies erfolgt durch eine Definition eines vorläufigen Referenzdesigns und der Simulation der zugehörigen Untergrundbeiträge in dem dadurch bestimmten Detektorbereich.

Die beitragenden Untergrundkomponenten sind bekannt (vgl. Abschnitt 6.1.) und werden entsprechend ihrer Aktivitäten in den Werkstoffen bei der Erstellung des Untergrundmodells berücksichtigt.

Als Basis für den simulierten KATRIN-Detektor wird das Design des Vorspektrometer-Detektors verwendet (vgl. Abschn. 6.2.4). Bewährt sich dieser Detektor in den Tests und Messungen, so ist eine Übernahme dieses Grunddesigns für den KATRIN-Detektor mit eventuellen Modifikationen aus den Erfahrungen der Vorspektrometer-Tests vorgesehen. Eine quantitative und aussagekräftige Simulation kann somit auf dieser Grundlage durchgeführt werden.

Der Vorspektrometer-Detektorbereich und die verwendeten Materialien sind im Hinblick auf intrinsische radioaktive Verunreinigungen nicht optimiert. Die Simulation ist jedoch in der Lage dieses Detektor-Design im Hinblick auf die Untergrundanforderungen des KATRIN-Experiments zu testen.

Sollte sich die untersuchte Detektor-Konzeption für das Vorspektrometer im Rahmen der Untersuchungen am Vorspektrometernaufbau als für das KATRIN-Experiment nicht optimal erweisen, so ist auf Grundlage der Ergebnisse dieser Arbeit eine Anpassung oder Erweiterung der Simulation des Detektors in kurzer Zeit möglich.

6.2.1 Aktivitäten der Beiträge in den einzelnen Materialien

Eine sorgfältige Materialauswahl für die Anfertigung der Detektorhalterungen und der Detektorumgebung des KATRIN-Detektors ist für ein Erreichen der geforderten Obergrenze für den Detektoruntergrund von 1mHz von sehr großer Bedeutung. Aktivitäten einzelner radioaktiver Verunreinigungen in gleichen Materialien verschiedener Hersteller unterscheiden sich um bis zu drei Größenordnungen [Arp02, Ree84]. Das Design des Vorspektrometer-Detektors und allgemeine Überlegungen zum Aufbau des Detektorbereichs (vgl. Abschnitt 6.2.4) führen zu 15 verschiedenen Werkstoffen, die im Detektorbereich Verwendung finden werden. Um quantitative Aussagen aus der Untergrundsimulation zu erhalten, dienen die in der Literatur zu findenden Aktivitäten dieser Materialien als Grundlage der Simulation. Im Anhang A finden sich in Tabellen die Werte aus der für die Simulation benutzten Literatur [Arp02, Bun85, Cal90, For03, Heu95, Jag93, Kno89, Koe03, Koe03b, Pla91, Ree84]. Die meisten vorgesehenen Materialien, wie beispielsweise Kupfer und Blei, werden in vielen Low-Level-Experimenten verwendet. Sie sind entweder im Vergleich zu anderen Materialien a priori schwach radioaktiv oder sind z.B. aufgrund speziell entwickelter Herstellungsverfahren mit reduzierten radioaktiven Kontaminationen erhältlich.

Im Rahmen der Entwicklung verschiedener Low-Level-Experimente war eine genaue Kenntnis intrinsischer Kontaminationen sehr wichtig, daher sind die Aktivitäten dieser Werkstoffe mehrfach unabhängig gemessen worden und es gibt zahlreiche Literaturquellen zu ihren Verunreinigungen.

Einige für KATRIN vorgesehene Materialien, insbesondere die Metall-Legierungen (vgl. Abb. 6.5), sind jedoch keine Standard-Werkstoffe für Low-Level-Experimente. Ihre Aktivitäten müssen von der Kollaboration selbst gemessen werden¹. Für die Simulation wurde angenommen, dass verschiedene Legierungen aus zwei Metallen in erster Näherung eine gleichartige Kontamination aufweisen. Dabei wurden Aktivitäten von in der Literatur untersuchter zweikomponentiger Legierungen zugrunde gelegt. Sobald es möglich wird, die tatsächlichen Aktivitäten zu messen, kann durch Einsetzen dieser Werte in die Analyse der Simulation eine einfache Anpassung der Simulationsergebnisse vorgenommen werden. Die im Anhang in den Tabellen angegebenen Aktivitäten von Elektronikbauteilen beruhen auf einer Messung von Bauteilen aus dem Jahr 1984 [Ree84]. Da in den letzten 20 Jahren insbesondere in der Miniatrisierung und in den Herstellungsprozessen solcher Bauteile enorme Fortschritte gemacht wurden, wird in der Bewertung der Untergrundbeiträge davon ausgegangen, dass die in der Veröffentlichung als minimal gefundenen Aktivitäten heute eine Obergrenze darstellen. Aus diesem Grund wird im Folgenden für die Erstellung des Untergrundmodells jeweils diese minimalen Aktivitätswerte benutzt.

¹Dies ist im Laufe der nächsten Jahre am Lawrence Berkeley National Laboratory vorgesehen

6.2.2 Erstellen eines Untergrundmodells mit Geant4

Zur Simulation des Detektor-Untergrunds wird das am CERN entwickelte Programmpaket für Monte-Carlo Simulationen Geant4 benutzt [Geant4].

Eigenschaften des Geant4 Programmpakets und Struktur der erstellten Simulation

Geant4² ist ein auf der objektorientierten Programmiersprache C++ basierender Monte-Carlo Code, der Nachfolger des FORTRAN Monte-Carlo Programmpakets Geant3 [Bru93] ist. Geant4 ist in der Lage verschiedenste physikalische Wechselwirkungen von Teilchen in Materie über große Energiebereiche zuverlässig zu simulieren. Wesentliche Veränderungen gegenüber Geant3 sind Erweiterungen der möglichen physikalischen Prozesse durch Berücksichtigung niederenergetischer ($E \ll 1$ MeV) Wechselwirkungen und eine Nutzbarkeit des Codes bis hin zu Energien unterhalb 1keV [Geant4a]. Der für die Messungen des KATRIN-Experiments interessante Energiebereich liegt zwischen 15 keV und 50 keV, abhängig von einer eventuellen Nachbeschleunigung der Tritium-Zerfallselektronen, den Elektronen-Energien zur Kalibration verwendeter Isotope und der ins Experiment integrierten Elektronenkanone. Daher ist Geant4 für Untersuchungen des Einflusses des Detektoruntergrunds auf die Messungen des KATRIN-Experiments besonders geeignet.

Für das Untergrundmodell dieser Arbeit wurde Geant4 in der Version 5.2 Patch 1 verwendet.

Abb. 6.1 zeigt ein vereinfachtes Schema des Programmaufbaus. Das Programm besteht aus vom Benutzer zu erstellenden Teilen (Klassen) und Teilen, die ohne weitere Modifikationen des Benutzers in das Programm eingebunden werden. Zentraler Teil der Simulation ist der *G4RunManager*, der den kompletten Programmablauf steuert und kontrolliert. Zur Initialisierung erhält er von den Programmteilen *DetSimDetectorConstruction* und *DetSimPhysicsList*, die vererbte Klassen der Basisklassen *G4VDetectorConstruction* und *G4VPhysicsList* sind, Informationen über den Aufbau der zu simulierenden Geometrie, die Zusammensetzung der verwendeten Materialien und die zu verwendenden physikalischen Prozesse bzw. Wechselwirkungen der beteiligten Teilchen (vgl. Tab. 6.1).

Die Klassen *DetSimDetectorSD* und *DetSimDetectorHit* legen fest, welche Teile der programmierten Geometrie als sensitive Detektorbereiche definiert werden bzw. wie Energieeinträge in diesen Bereichen behandelt werden sollen.

Im weiteren Programmablauf erzeugt die Klasse *DetSimPrimaryGeneratorAction*, vererbt von *G4VUserPrimaryGeneratorAction*, die zu simulierenden Teilchen und übergibt die Informationen über die Art der zu startenden Teilchen, ihre Energie, Emissionsrichtung und ihre Startposition an *G4RunManager*. Diese Eigenschaften der Teilchen werden mit Hilfe des Zufallszahlengenerators *RANLUX* [Jam94] innerhalb vorgegebener Parameter-Bereiche zufällig bestimmt. Das bedeutet, dass diese

²GEANT ist ein Akronym für 'GEometry ANd Tracking'

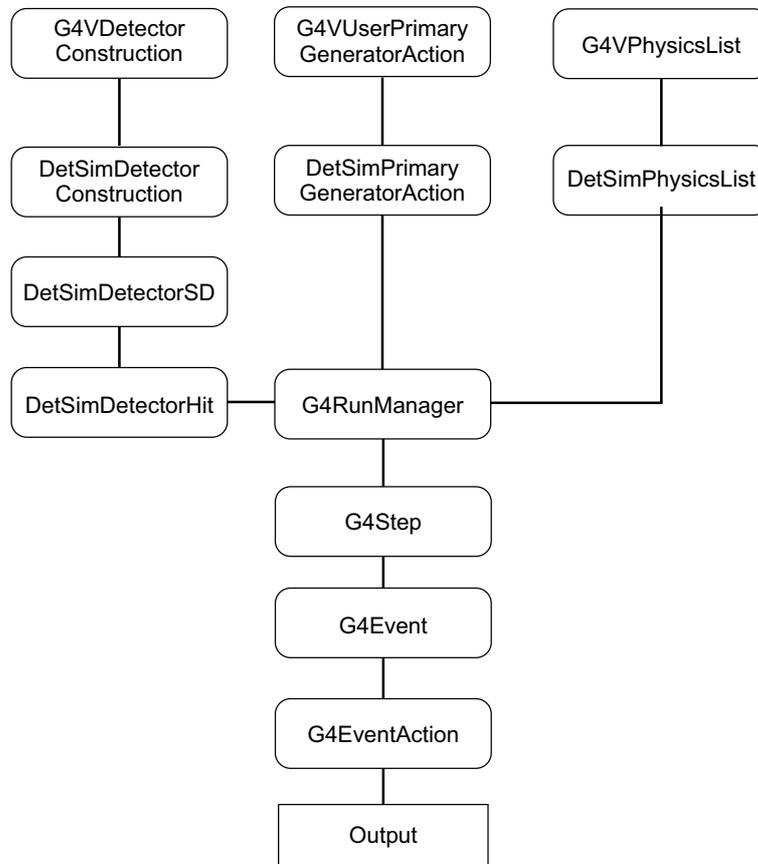


Abbildung 6.1: Schema des Programmaufbaus, vgl. Text.

Parameter der Teilchen abhängig von ihrem Ursprung und dem simulierten Prozess (z.B. Zerfall oder kosmische Strahlung) gesetzt bzw. 'ausgewürfelt' werden. Die schrittweise Durchführung des Transports und der Wechselwirkungen des Primär- und eventuell erzeugter Sekundärteilchen erfolgt mittels der Klasse *G4Step*. Trifft ein Teilchen auf einen sensitiven Geometriebereich, d.h. einen Detektor, werden *DetectorHit*-Informationen erzeugt. Diese und alle in *G4Step* enthaltenen Informationen werden in der Klasse *G4Event* gespeichert. Ist das Ende eines Events erreicht, d.h. haben das Primärteilchen und alle erzeugten Sekundärteilchen aufgrund verschiedener Wechselwirkungen Energien unterhalb einer Benutzer-definierten Energieschwelle, so liest die Klasse *G4EventAction* die Informationen von *G4Event* aus und schreibt diese in ein Ausgabefile. Daraufhin wird ein neues Primärteilchen gestartet. Diese Vorgänge wiederholen sich, bis die vorher angegebene Zahl an zu startenden Teilchen erreicht ist.

Teilchen	Prozesse	Teilchen	Prozesse
Photonen	Photoeffekt Compton-Streuung Rayleigh-Streuung Paar-Erzeugung	Myonen	Mehrfachstreuung Ionisation Bremsstrahlung Paar-Erzeugung μ^- -Einfang Zerfall
Elektronen	Mehrfachstreuung Ionisation Bremsstrahlung	Neutronen	Elastische Streuung Inelastische Streuung Neutroneneinfang Neutronenzerfall
Positronen	Mehrfachstreuung Ionisation Bremsstrahlung Paar-Vernichtung	Alphas	Mehrfachstreuung Ionisation Elastische Streuung Inelastische Streuung

Tabelle 6.1: Auflistung aller physikalischen Prozesse, die in der Simulation für die jeweiligen Teilchen berücksichtigt wurden.

6.2.3 Zuverlässigkeit der Simulation

Die Genauigkeit des Geant4 Simulationspakets wird von der Geant-Kollaboration mit 10% für Energien unterhalb von 1MeV angegeben [Geant4b].

In verschiedenen Publikationen angegebene Simulationsergebnisse reproduzieren experimentelle Messungen mit einer Genauigkeit von 5-20% [Mar03, Car03, Rod02, Man03]. Die Abweichungen sind jedoch in den meisten Fällen ein einfacher Offset der Simulationsdaten gegenüber den Messdaten, die durch Skalierung der Simulation ausgeglichen werden können.

Um die Genauigkeit der KATRIN-Detektor-Simulation zu überprüfen und sicherzustellen, dass sich die Abweichung der in dieser Arbeit durchgeführten Simulation nicht wesentlich von den publizierten Ergebnissen anderer Arbeitsgruppen unterscheidet, wurde ein Test des erstellten Programmcodes durchgeführt.

Hierfür wurde eine Messung mit einer Silizium-Drift-Diode der Firma KETEK (vgl. Abb. 6.2 bzw. Abschn. 3.2.4) und einer ^{133}Ba -Quelle ($A = 132 \pm 12$ kBq) durchgeführt. Die Strahlrichtung der Quelle wurde durch einen 11mm dicken Kupfer-Kollimator mit einer Bohrung von 3mm Durchmesser beschränkt, so dass im Wesentlichen das Beryllium-Fenster des Detektor-Gehäuses und der direkt dahinter liegende Detektor bestrahlt wurden. Eine derartige Messung spiegelt Untergrundprozesse im eigentlichen KATRIN-Detektor wider: Hochenergetische Teilchen deponieren durch Comptonstreuung, Fluoreszenz und andere Prozesse (vgl. Tab. 6.1) Energie im für

KATRIN interessanten Energiebereich und führen somit zu Untergrundereignissen im KATRIN-Messspektrum.

Begleitend zur Messung wurde eine detaillierte Simulation dieser Messung angefertigt (vgl. Abb 6.3). Hierbei sind alle Komponenten der Simulation mit Ausnahme der programmierten Detektor-Geometrie identisch zur eigentlichen Untergrund-Simulation des KATRIN-Detektors, so können Rückschlüsse auf die Zuverlässigkeit der zu überprüfenden Simulation gezogen werden.

Die Intensität des simulierten Energiespektrums wurde über die Dauer der Messung

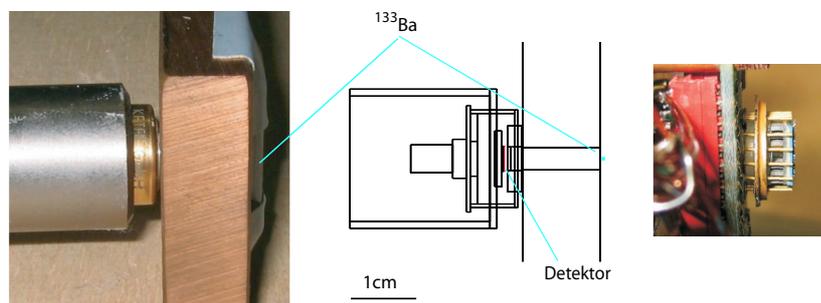


Abbildung 6.2: Links das Bild des Messaufbaus mit dem Kupfer-Kollimator und dem in einer Stahlhalterung befindlichen Detektorsystem; in der Mitte die simulierte Geometrie der Testmessung; rechts das Bild eines geöffneten baugleichen Detektors (vgl. Text). Alle drei Bilder sind in etwa dem gleichen Maßstab dargestellt.

und die bekannte Aktivität der Quelle auf das Messspektrum normiert. Abbildung 6.3 zeigt den Vergleich aus normiertem Simulations- und Messspektrum. Die Linienpositionen, relativen Linienverhältnissen und die Form des kontinuierlichen Spektrums stimmen gut überein. Allerdings wird die Intensität des kontinuierlichen Spektrums in der Simulation um 30-50% überschätzt, die Übereinstimmung der Intensität der Photolinien ist auf einen Faktor 2 gegeben. Diese Überschätzung kann erklärt werden durch die Unkenntnis zahlreicher Details des KETEK-Detektoraufbaus, die auch nicht durch Rücksprache mit der Firma KETEK in Erfahrung zu bringen waren [Gol03]. Durch Öffnen des Gehäuses eines bauartgleichen Detektors konnten folgende nicht spezifizierbare Komponenten (in Ausdehnung und Zusammensetzung) des Detektors festgestellt werden:

- Leiterbahnen und Elektronikbauteile auf der Detektorkeramik
- Kontaktstifte an den Seiten des Detektorhalters
- Klebelot zur Verbindung des Peltier-Kühlers mit dem Detektorträger

- Der Peltier-Kühler bzw. der zugehörige Kühlfinger
- Eine Kunststoffscheibe auf der Detektor-abgewandten Seite des Peltier-Kühlers

Des Weiteren ist die Aktivität, chemische Zusammensetzung und Ausdehnung der Barium-Quelle nicht hinreichend genau bekannt.

Eine weitere Abweichung der Simulation findet sich im Bereich zwischen 20 keV

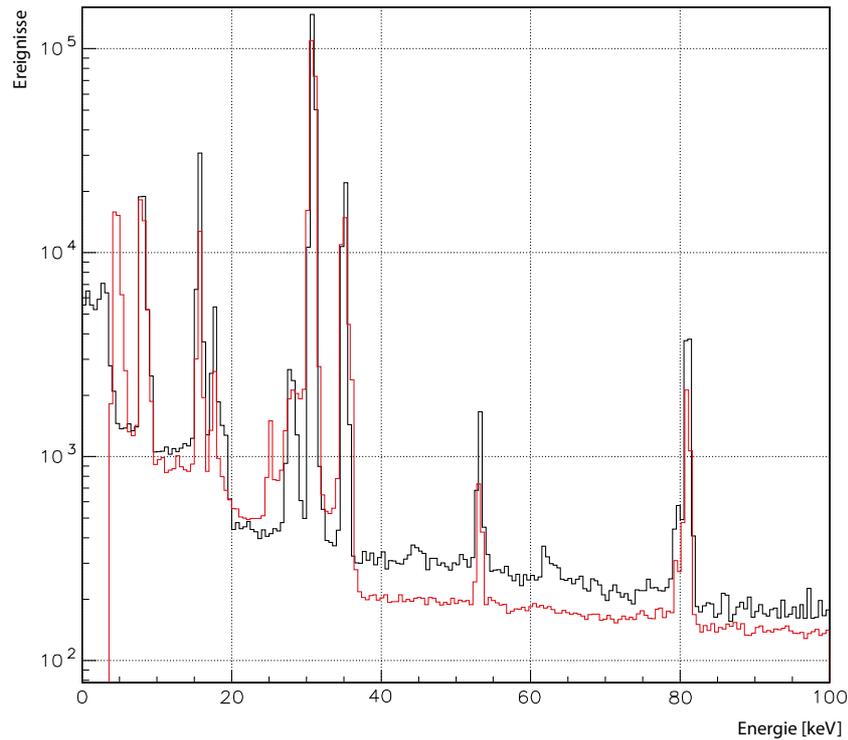


Abbildung 6.3: Vergleich des Mess- (rot) und des Simulationsspektrums (schwarz). Die Linien bei 53 keV und 81 keV sind γ -Linien des ¹³³Ba-Zerfalls, die weiteren Linien im Spektrum sind Cs-, Zr- und Cu-Röntgenfluoreszenzlinien. Im Bereich zwischen 20 keV und 35 keV liegen die K-Röntgenlinien von Silber (22.0 keV, 22.2 keV, 24.9 keV, 25.5 keV), Palladium (23.8 keV, 24.3 keV), Indium (24.0 keV, 24.2 keV, 27.2 keV, 27.3 keV, 27.9 keV), Zinn (25.0 keV, 25.3 keV, 28.4 keV, 28.5 keV, 29.1 keV) und Jod (28.3 keV, 28.6 keV, 32.2 keV, 32.3 keV, 33.0 keV). Der Peak im Simulationsspektrum zwischen 25 keV und 30 keV ist eine Überlagerung mehrerer Fluoreszenzlinien aus der angenommenen Lot-/Leiterbahnen-Schicht (vgl. Text).

und 35 keV. Hier unterschätzt die Simulation das Messspektrum. Dieses Verhalten erklärt sich ebenfalls über die unbekanntes Detektorkomponenten. Speziell das Klebelot und der auch aus Lot bestehende Kühlfinger sind in ihrer Zusammensetzung unbekannt³. Oft verwendete Metalle in Lot-Legierungen sind unter anderem

³KETEK gab diese Lote als 'sehr wahrscheinlich ohne Blei-Anteil' an [Gol03]

Zinn, Silber und Indium. Ergänzend können die Leiterbahnen und Teile der Elektronikbauteile aus Silber-Palladium bestehen. All diese Elemente besitzen Röntgen-Fluoreszenz-Linien im von der Simulation unterschätzten Energiebereich (vgl. Abb. 6.3) und sind als eine aus Zinn, Indium, Silber und Palladium in willkürlichen Anteilen zusammengesetzten dünnen Schicht auf der Detektor-abgewandten Seite der Halter-Keramik in der Simulation berücksichtigt.

Weiterhin besteht ein radioaktives Präparat meist aus einem Salz des verwendeten Elements, oftmals dem zugehörigen Chlorid [Dol03]. Ein evtl. vorhandener geringer Jodid-Anteil in diesem Salz führt zu Jod-Fluoreszenz-Linien mit Energien von 28.3 keV und 28.6 keV und von 32.2 keV bis 33.1 keV im Messspektrum.

Unter Berücksichtigung dieser nicht bekannten Variablen der Simulation kann davon ausgegangen werden, dass die Ergebnisse der Simulation in allen wesentlichen Punkten, innerhalb des Geant üblichen Fehlers von bis zu 20%, der physikalischen Realität entsprechen.

6.2.4 Simulierte Geometrie

Die simulierte Geometrie orientiert sich an der existierenden Vorgabe des Aufbaus des Vorspektrometer-Detektors. Das Vorspektrometer-Detektorsystem besteht aus einer 64 Pixel PIN-Diode, einer Haltekeramik, auf der sich auch die erste Stufe des Vorverstärkers befindet, einem LN₂ gekühlten Kühlring, einem Kontaktierungssystem zur Weiterleitung der Detektorsignale aus dem Vakuum, und einem Halterungssystem des Aufbaus (vgl. Abb. 6.4). Bewährt sich das Design des Vorspektrometer-Detektors in den Messungen am Vorspektrometer, so ist eine Übernahme dieser Designelemente in das endgültige Detektordesign geplant. Diese wesentlichen Elemente des Vorspektrometer-Detektoraufbaus dienen aus diesem Grund als Basis der simulierten Geometrie. Sie wurden - soweit möglich und sinnvoll - skaliert auf die Größe des KATRIN-Detektors und in das Design des simulierten Detektorsystems implementiert.

Die Konzeption des Vorspektrometer-Detektors folgt den Anforderungen an das Detektorsystem insbesondere im Hinblick auf die angestrebte Energieauflösung und Vakuumtauglichkeit. Eine besondere Untergrund-Optimierung bezüglich der Low-Level-Anforderungen fand für dieses System hingegen nicht statt. Aus diesem Grund wurden im Vorspektrometer-Detektorbereich verwendete Materialien in der Simulation so weit möglich durch in Untergrund-Experimenten bewährte Materialien ersetzt. Insbesondere die Metallteile wurden als ausschließlich aus Elektrolyse-Kupfer bestehend angenommen, alle Kunststoff- bzw. Isolatorteile durch Polyimid (Kapton, Vespel) ersetzt. Insgesamt wurden 15 verschiedene Materialien im Detektorbereich verwendet.

In der Konzeption des Vorspektrometer-Detektorbereichs ist bisher keine aktive oder passive Abschirmung des Detektors vorgesehen. Für den KATRIN-Detektor ist diese jedoch notwendig und wurde somit in der Form einer Blei- und Kupferabschirmung

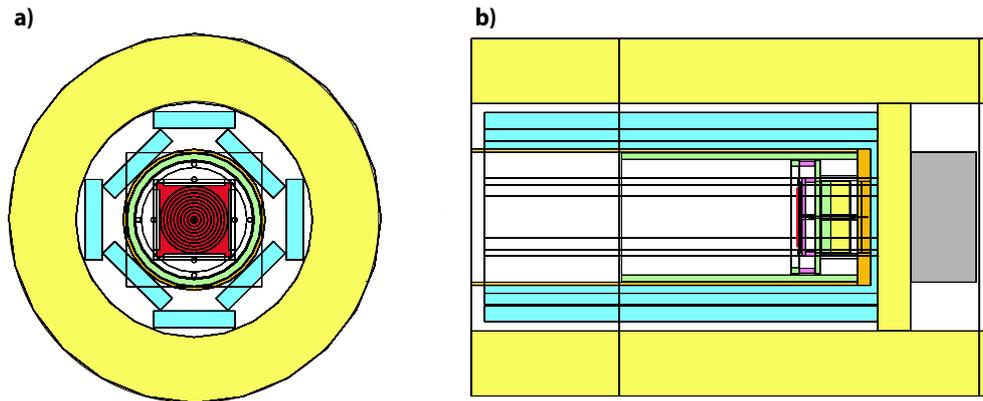


Abbildung 6.4: a) Front- und b) Seitenansicht der simulierten Geometrie. In gelb ist die an den Seiten 10 cm, hinter dem Detektor 5 cm starke Bleiabschirmung zu sehen, weiterhin der Blei-Teil der Abschirmung zwischen Detektor und Vakuumdurchführung (3 cm Dicke). Blau eingezeichnet sind die Szintillatoren der aktiven Abschirmung mit einer Dicke von 2.5 cm, orange das Strahlrohr aus Stahl und der Stahlflansch der Vakuumdurchführung. Grün sind die Kupferteile der Abschirmung (1cm Dicke am Strahlrohr, 1.5 cm hinter dem Detektor) und des Detektorhalters. In violett sind die Polyimidteile des Aufbaus, in rot ist der Detektorchip (Dicke: 300 μm ; Durchmesser der als aktiv angenommenen Fläche: 100 mm) zu sehen. Grau eingezeichnet ist die 'Black Box' der zweiten Stufe der Ausleseelektronik.

und einer den Detektor umgebenden Anordnung von Plastiksintillatoren in die Simulation integriert.

Die simulierte Geometrie besteht aus mehr als 17800 Einzelstrukturen. Die Komplexität ergibt sich aus der genauen geometrischen Beschreibung des Bereichs unmittelbar 'hinter' dem Detektor (d.h. die dem Strahlrohr abgewandte Seite) und hierbei insbesondere der 480 Kontaktnadeln bzw. Signalleitungen im Aufbau. Diese Detailtreue ist notwendig, da dieser Bereich aufgrund der Vielzahl der verwendeten Werkstoffe in unmittelbarer Nähe des Detektors potenzieller Ursprung eines großen Teils des Detektoruntergrunds ist.

Die Abbildungen 6.4 und 6.5 zeigen die simulierte Detektorgeometrie und eine Fotografie des Prototyps des Vorspektrometer-Detektors als Vergleich. Eine Beschreibung der Details des Aufbaus findet sich in den Bildunterschriften.

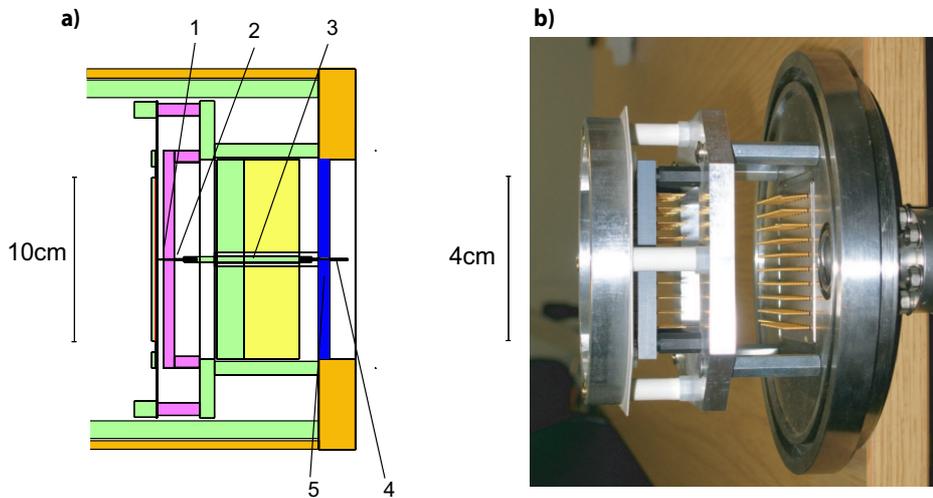


Abbildung 6.5: a) *Detaildarstellung des Detektorbereichs. Zu sehen sind die Trägerkeramik (1) des Detektors mit den Elektronikbauteilen und Leiterbahnen aus Silber-Palladium und Gold in braun, sowie die Struktur der der Signalübertragung dienenden 480 Kontaktnadeln bzw. -stifte, die aus Gründen der Übersichtlichkeit auf nur eine Nadel reduziert wurden. Die einzelnen Bauteile der Kontaktnadeln und Signalleitungsstifte bzw. Vakuumdurchführungen bestehen aus verschiedenen Legierungen: Die Nadelteile direkt an der Trägerkeramik (1) sind aus Beryllium-Kupfer und Phosphor Bronze, der Haltestift der Nadel (2) aus so genanntem Nickelsilber. Die Kontaktstifte aus Kupfer (3) sind mittels Kontakttöpfen aus Bronze an den Nadeln auf der einen und den Vakuumdurchführungen (4) auf der anderen Seite befestigt. Die Vakuumdurchführungen bestehen aus Nickel-Eisen und sind mit Lötunkten aus Silber-Kupfer in der Flanschkeramik (5) befestigt. b) zeigt zum Vergleich eine Photographie des Prototyps des Vorspektrometer-Detektors (vgl. auch Abb. 3.7). Die simulierte Geometrie ist aus insgesamt mehr als 17800 Einzelkomponenten zusammengefügt.*

6.2.5 Simulierte Untergrundbeiträge

Für das Verständnis des zu erwartenden Detektoruntergrunds ist es notwendig ein detailliertes Untergrundmodell zu erstellen. Im Rahmen der Simulation wurden daher die Zerfälle aller beitragenden Isotope in allen Materialien des implementierten Detektorbereichs simuliert. Die Summe dieser Einzelsimulationen ergibt das vollständige Untergrundmodell.

Die möglichen Aktivitäten der einzelnen Komponenten erstrecken sich über bis zu drei Größenordnungen. Aus diesem Grund werden im Folgenden die Simulationsergebnisse der Untergrundbeiträge jeweils für drei verschiedene Aktivitäten angegeben: Für den kleinsten in der Literatur zu findenden Aktivitätswert der Materialien (in

den Tabellen: Min. Aktivität), für den durchschnittlichen Aktivitätswert (Mittl. Aktivität) und, für den so genannten 'worst case' des Untergrundbeitrags, den höchsten referierten Aktivitätswert plus drei Standardabweichungen (d.h. 99% C.L.⁴). Weiterhin werden für die Auswertung mit letztgenanntem Größtwert die Resultate der Einzelsimulationen um drei Standardabweichungen erhöht, um statistische Effekte zu minimieren (In den Tabellen: Max. Akt. 99%C.L.). Diese Maximalbetrachtung ermöglicht, dass die nur geringfügig (unter 0.01 mHz) beitragenden Materialien nicht aufwendig experimentell auf ihre tatsächliche Aktivität getestet werden müssen, da ein größerer Untergrundbeitrag als in dieser Betrachtung im realen Experiment als sehr unwahrscheinlich angesehen werden kann.

Die Auswertung des Untergrundbeitrags bei einer durchschnittlichen Aktivität des Materials wurde sowohl mit dem direkten Ergebnis der Simulation als auch mit dem in der Maximalbetrachtung benutzten 99% -C.L.-Ergebnis durchgeführt (Mittl. Aktivität 99%C.L.).

Ein wesentlicher Bestandteil der hier durchgeführten Simulationen war es, zu untersuchen, ob die zu messenden Tritium-Zerfallselektronen durch ein elektrostatisches Feld nachbeschleunigt werden sollen, um das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu verbessern (vgl. Abschn. 3.2.4). Um den Nutzen einer solchen Nachbeschleunigung zu untersuchen und einen sinnvollen Wert für die Beschleunigungsspannung einzugrenzen, wurden die resultierenden Untergrundspektren der Simulation in drei Energieintervallen entsprechend der projizierten Energieauflösung des Detektors ausgewertet: Im 'Standard'-Intervall zwischen 15.9 keV und 19.4 keV, d.h. dem Auswertintervall für nicht nachbeschleunigte Messelektronen, zwischen 36.9 keV bis 39.5 keV (für eine Nachbeschleunigungsspannung von 20 kV) und zwischen 47.1 keV bis 49.5 keV (für eine Spannung von 30 kV). Diese Intervalle entsprechen jeweils einer Nachweiseffizienz von 95% des Messelektronensignals.

Aus Gründen der Übersichtlichkeit und des durch die Simulation bestätigten positiven Effekts der Nachbeschleunigung (vgl. Abschn. 6.2.6) werden in den folgenden Tabellen nur die Größe der Beiträge im Intervall zwischen 47.1 keV und 49.5 keV angegeben, im Anhang finden sich die vollständigen Tabellen für alle betrachteten Intervalle.

Die nachfolgenden Abbildungen für die jeweiligen Einzelkomponenten zeigen die Spektren der Beiträge im Energiebereich bis 100 keV und bis 1 MeV bei einer durchschnittlichen Aktivität und der 99%-C.L.-Maximalbetrachtung der Simulation.

Die Zerfälle der einzelnen Isotope wurden auf der Grundlage der Informationen (Verzweigungsverhältnisse, Energieniveaus usw.) in [Fir96] simuliert.

⁴C.L. bedeutet 'confidence level' - Vertrauensbereich.

Die natürlichen Zerfallsreihen und ^{210}Pb

Die Zerfälle der natürlichen Zerfallsreihen von ^{238}U und ^{232}Th sind zusammen mit ^{40}K wesentlicher Untergrundbeitrag von Low-Level-Experimenten. Sie sind Teil der primordialen natürlichen Radioaktivität mit Halbwertszeiten der Mutternuklide von $4.47 \cdot 10^9$ Jahren für ^{238}U und $1.41 \cdot 10^{10}$ Jahren für ^{232}Th [Fir96]. Die in der Literatur zu findenden Aktivitäten der natürlichen Zerfallsreihen in den verschiedenen Materialien erstrecken sich über mehr als zwei Größenordnungen (vgl. Tabellen A.1 ff.). In der Simulation wurden alle Isotope der Zerfallsreihen in den jeweiligen Mate-

Material	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
Blei	0	0	0.053	0.105
Kupfer	0	0.034	0.215	0.574
Stahl	$4 \cdot 10^{-5}$	0.006	0.136	0.965
Silizium	$4 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$
Al_2O_3	0.018	0.387	0.934	3.341
Al_2O_3 Black Box	0	0	0.032	0.115
Lot	$3 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-5}$	0.0002	0.002
Beryllium-Kupfer und Phosphor Bronze	0	0.001	0.006	0.011
Nickelsilber (Ni-Cu-Zn)	0	0.0008	0.011	0.020
Plastikszintillator	0.0003	0.020	0.048	0.230
Bronze	0	0.002	0.033	0.062
Silber-Palladium und Gold	0.0006	0.088	0.551	1.590
Polyimid	0.0004	0.025	0.045	0.219
Nickel-Eisen	0	0	0.013	0.024
Silber-Kupfer	0	0	0.012	0.023
Elektronikbauteile	0.131			
Gesamtuntergrund der Reihe [mHz]:	0.150	0.695	2.221	7.415

Tabelle 6.2: *Untergrundbeiträge der ^{238}U -Reihe in den verschiedenen Materialien bei einer Nachbeschleunigung von 30 kV (Auswertintervall: 47.1 keV-49.5 keV). Die Ergebnisse der anderen Energieintervalle finden sich in Anhang B. Der statistische 3σ -Fehler der Simulation lässt sich direkt aus der Differenz der Untergrundbeiträge bei mittlerer Aktivität und mittlerer Aktivität mit 99%C.L. Obergrenze (entsprechend 3σ) der Simulation ablesen. Eine eingehende Diskussion aller Fehler der Simulation findet sich in Abschn. 6.2.7*

rialien als gleichverteilt und im radioaktiven Gleichgewicht befindlich angenommen. Die Simulation ergab die in den Tabellen 6.2 und 6.3 aufgelisteten Beiträge der

Material	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
Blei	0	0.0005	0.004	0.008
Kupfer	0	0.002	0.007	0.009
Stahl	$2 \cdot 10^{-5}$	0.007	0.049	0.207
Silizium	$6 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-7}$
Al ₂ O ₃	0.009	0.145	0.305	1.121
Al ₂ O ₃ Black Box	0	0	0.019	0.069
Lot	0	0.0001	0.0007	0.004
Beryllium-Kupfer und Phosphor Bronze	0	0.0001	0.0003	0.0006
Nickelsilber (Ni-Cu-Zn)	0	0.0002	0.0005	0.001
Plastikszintillator	0.0005	0.020	0.043	0.116
Bronze	0	0.0003	0.001	0.003
Silber-Palladium und Gold	0.0002	0.030	0.207	0.572
Polyimid	0.0003	0.014	0.020	0.047
Nickel-Eisen	0	$1 \cdot 10^{-7}$	0.0008	0.002
Silber-Kupfer	0	$8 \cdot 10^{-6}$	0.0008	0.002
Elektronikbauteile	0.048			
Gesamtuntergrund der Reihe [mHz]:	0.058	0.267	0.706	2.210

Tabelle 6.3: Untergrundbeiträge der ²³²Th-Reihe in den verschiedenen Materialien. Für die angegebenen Werte gilt das gleiche wie in Tab. 6.2.

Kontaminationen in den einzelnen Werkstoffen zu diesem Untergrundanteil.

Das Isotop ²¹⁰Pb und seine Tochternuklide ²¹⁰Bi und ²¹⁰Po aus der ²³⁸U-Zerfallsreihe finden sich in zum Teil sehr hohen Konzentrationen in blei- und zinnhaltigen Loten [Bun85]. Aus diesem Grund wurde diese Aktivität gesondert ausgewertet. Der Beitrag dieser Komponente zum Untergrund findet sich in Tabelle 6.4. Er ist einer der dominierenden Beiträge zum Gesamtuntergrund. Die Werte für die gemessenen Aktivitäten in Loten sind jedoch etwa 20 Jahre alt. Es ist davon auszugehen, dass diese Werte, insbesondere durch die Anforderungen für Low-Level-Experimente in den vergangenen Jahrzehnten deutlich unterschritten werden können. Ebenso zeigte sich in [Bun85], dass später (nach 1983) hergestellte Lote in dieser Untersuchung geringere Aktivitäten aufwiesen. Dieser Untergrundbeitrag wird für den Gesamtuntergrund vernachlässigbar, wenn sichergestellt ist, dass ausschließlich Lote ohne größere Blei- oder Zinn-Anteile und mit entsprechend geringen Aktivitäten in der direkten Umgebung des Detektors Verwendung finden.

Nuklid	Untergrundbeitrag [mHz] bei:					
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Mittl. Akt. nach 1983	Mittl. Akt. nach 1983 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
^{210}Pb	0	0	0.111	0	0.016	0.650
^{210}Bi	0.030	0.586	1.338	0.086	0.197	7.790
^{210}Po	0	0	0.192	0	0.031	1.260
Gesamtaktivität [mHz]:	0.030	0.586	1.642	0.086	0.243	9.699

Tabelle 6.4: *Untergrundbeiträge von ^{210}Pb und seinen Tochternukliden im Lot. Für die angegebenen Werte gilt das gleiche wie in Tab. 6.2.*

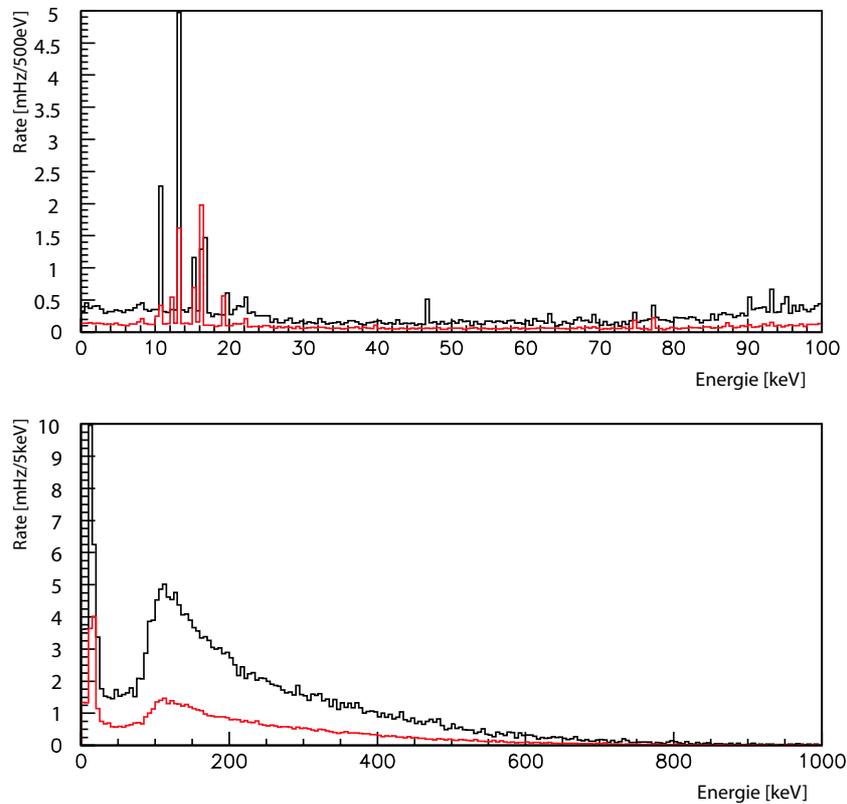


Abbildung 6.6: *Die Beiträge der natürlichen Zerfallsreihen zum Gesamtuntergrund. In schwarz die ^{238}U -Reihe, in rot die ^{232}Th -Reihe*

Beiträge von ^{40}K

Ein weiteres in den meisten Materialien zu findendes natürliches radioaktives Isotop ist ^{40}K . Dieses Isotop ist ebenso wie die Uran- und Thorium-Zerfallsreihen Teil

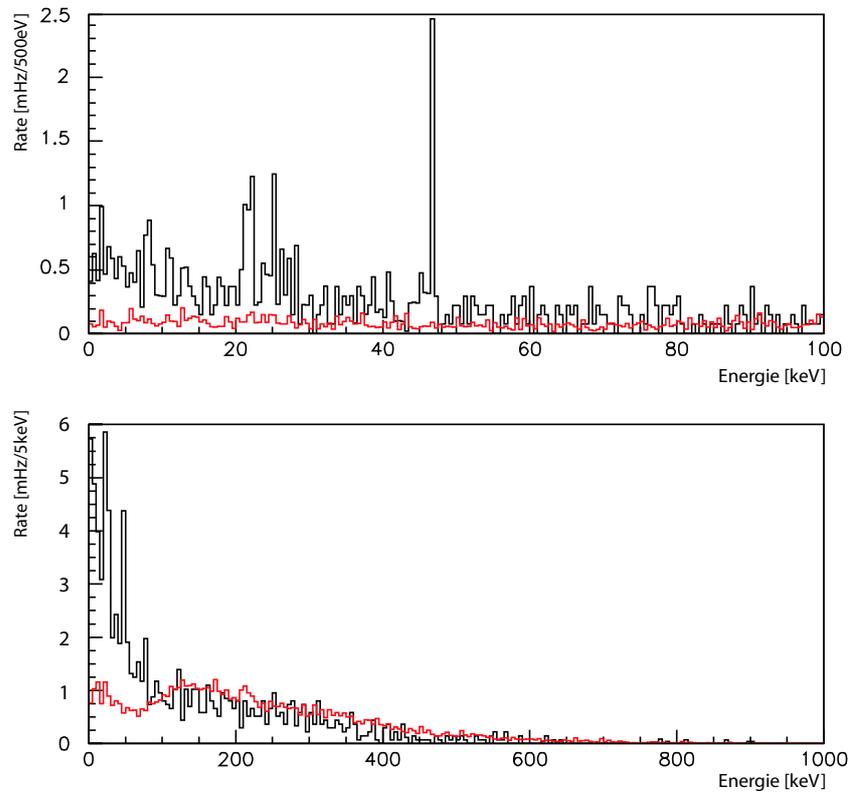


Abbildung 6.7: Der Untergrundbeitrag von ^{40}K (rot) in den Materialien und ^{210}Pb und seiner Tochternuklide (schwarz) im Lot

der natürlichen primordialen Radioaktivität. Es zerfällt mit einer Halbwertszeit von $1.28 \cdot 10^9$ Jahren über einen β^- -Zerfall in ^{40}Ca (89.3%) und über Elektroneneinfang und anschließender γ -Abregung in ^{40}Ar (10.7% , β^+ -Zerfall zu 0.001%). Seine Konzentration in verschiedenen Werkstoffen erstreckt sich wie die Aktivitäten der natürlichen Zerfallsreihen ebenfalls über mehr als zwei Größenordnungen. Der ^{40}K Anteil am Gesamtuntergrund ist in Tabelle 6.5 aufgelistet und in Abbildung 6.7 zu sehen.

Radon in der Umgebungsluft und ^{137}Cs als Oberflächenverunreinigung

Das Isotop ^{222}Rn der ^{238}U -Reihe diffundiert aus zahlreichen Materialien, wie zum Beispiel Granit oder Beton der Laboratoriumswände und findet sich so zusammen mit seinen Tochternukliden in der Umgebungsluft.

Ein wesentlicher Beitrag dieser Komponente zum Gesamtuntergrund würde ein

Material	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
Blei	0 0.0007	0.003	0.006	
Kupfer	0	0.004	0.012	0.015
Stahl	$7 \cdot 10^{-6}$	0.002	0.047	0.309
Silizium	0	0	0	0
Al ₂ O ₃	0.015	0.090	0.123	0.744
Al ₂ O ₃ Black Box	0	0	0.0006	0.004
Lot	$1 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$	0.0004	0.001
Beryllium-Kupfer und Phosphor Bronze	0	$7 \cdot 10^{-5}$	0.0008	0.002
Nickelsilber (Ni-Cu-Zn)	0	0.0001	0.002	0.004
Plastikszintillator	0.0009	0.005	0.011	0.027
Bronze	0	$2 \cdot 10^{-5}$	0.006	0.011
Silber-Palladium und Gold	0.0001	0.004	0.011	0.031
Polyimid	0.002	0.013	0.024	0.057
Nickel-Eisen	0	$2 \cdot 10^{-5}$	0.006	0.012
Silber-Kupfer	0	$3 \cdot 10^{-6}$	0.006	0.011
Elektronikbauteile	0.040			
Gesamtuntergrund von ⁴⁰K [mHz]:	0.058	0.159	0.293	1.273

Tabelle 6.5: *Untergrundbeiträge von ⁴⁰K in den verschiedenen Materialien. Für Silizium wurde in der Literatur keine gemessene Aktivität gefunden. Der Beitrag wird daher als Null angegeben. Für die angegebenen Werte gilt das gleiche wie in Tab. 6.2.*

‘Spülen’ des äußeren Detektorbereichs durch beispielsweise hochreinen Stickstoff nötig machen. Das Simulationsergebnis zeigt, dass dies für das KATRIN-Experiment nicht durchgeführt werden muss (vgl. Tabelle 6.6).

Anthropogene finden sich primär als Oberflächenverunreinigungen, eine Aktivität im Volumen der Materialien ist jedoch ebenso möglich, da ursprüngliche Oberflächenverunreinigungen durch die Herstellungsverfahren der verschiedenen Werkstoffe in das Materialvolumen gelangt sein können. In der Literatur finden sich nur wenige Angaben zur Aktivität und Zusammensetzung dieser Kontaminationen. Für diese Simulation wurden die Kontaminationswerte des Heidelberg-Moskau- [Die99] bzw. des HDMS-Experiments [Sch99] zugrundegelegt und als wesentlicher Kontaminationsbeitrag ¹³⁷Cs angenommen (vgl. Tabelle 6.7).

Nuklid	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
^{214}Pb	0.0001	0.0004	0.0008	0.001
^{214}Bi	0.0002	0.0005	0.001	0.002
^{210}Pb	0	0	$1 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$
Gesamtuntergrund [mHz]:	0.0003	0.0009	0.002	0.003

Tabelle 6.6: *Untergrundbeiträge von ^{222}Rn und seinen Tochternukliden in der Umgebungsluft. Es wurden nur die γ -Zerfälle der entsprechenden Nuklide simuliert. Die β - und α -Aktivitäten können aufgrund ihrer mittleren freien Weglängen die passive Abschirmung nicht überwinden und somit hier vernachlässigt werden. Daher trägt auch ^{222}Rn als reiner α -Emitter nicht zum Detektoruntergrund bei. Für die angegebenen Werte gilt das gleiche wie in Tab. 6.2.*

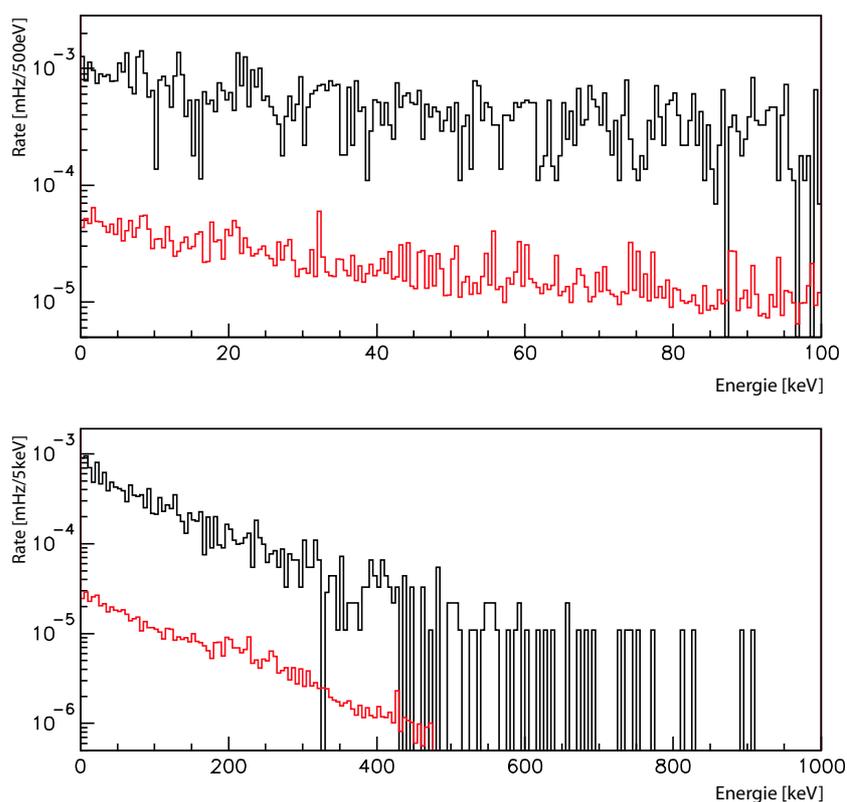


Abbildung 6.8: *In schwarz der Beitrag von Radon und seiner Tochternuklide aus der Umgebungsluft, in rot der Beitrag von ^{137}Cs .*

Material	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
Blei	$2 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-5}$	0.0002
Kupfer	$3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-5}$	0.0002
Stahl	$2 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-5}$
Silizium	$8 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-5}$
Al ₂ O ₃	$1 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-6}$
Al ₂ O ₃ Black Box	0	0	$9 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-7}$
Lot	$1 \cdot 10^{-8}$	$7 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-6}$
Beryllium-Kupfer und Phosphor Bronze	$1 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-7}$
Nickelsilber	$1 \cdot 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-6}$
Plastikszintillator	$2 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$
Bronze	$2 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$7 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-6}$
Silber-Palladium und Gold	$8 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$
Polyimid	$2 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-6}$
Nickel-Eisen	$1 \cdot 10^{-9}$	$9 \cdot 10^{-9}$	$6 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$
Silber-Kupfer	0	0	$5 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$
Elektronikbauteile	$3 \cdot 10^{-6}$			
Gesamtuntergrund von ¹³⁷Cs [mHz]:	$9 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-5}$	0.0001	0.0006

Tabelle 6.7: Untergrundbeiträge von ¹³⁷Cs in den verschiedenen Materialien. Für die angegebenen Werte gilt das gleiche wie in Tab. 6.2.

Kosmogene und weitere Aktivitäten in den Materialien

Neben den oben genannten Untergrundkomponenten tragen auch kosmogene, d.h. durch kosmische Strahlung in den verschiedenen Werkstoffen produzierte Isotope zum Gesamtuntergrund bei. Um die Größenordnung dieses Beitrags feststellen zu können, wurde an der University of Washington, Seattle, mittels des Programms COSMO [For03] simuliert, welche Radioisotope in welchen Aktivitäten im Detektor und in den direkt den Detektor umgebenden Materialien erzeugt werden (vgl. Tab. A.4). Isotope deren Aktivitäten in der Summe mehr als 90% der Gesamtaktivität im Material darstellen, wurden in der Simulation berücksichtigt.

Im Stahl des Strahlrohrs und des Vakuumflanschs kann eine Aktivität von ⁶⁰Co nicht ausgeschlossen werden [Arp02, Koe03, Koe03b], da die Verwendung von Stahlschrott ein in der Stahlproduktion übliches Verfahren ist. Kontaminierter Stahl aus zum Beispiel Atomkraftwerken, kann ohne weitere Genehmigungsverfahren direkt in der Stahlproduktion wiederverwertet werden, wenn seine Aktivität weniger als 100 Bq kg⁻¹ beträgt [EU96].

^{32}Si im Silizium des Detektors ist eine weitere Untergrundkomponente. Es entsteht durch Wechselwirkungen der kosmischen Strahlung mit Argon in der Atmosphäre und findet sich daher insbesondere in Silizium, das aus Oberflächensand gewonnen wurde [Cal90].

Beide Isotope wurden in ihren jeweiligen Materialien simuliert (vgl. Tab. 6.8 und Abb. 6.9).

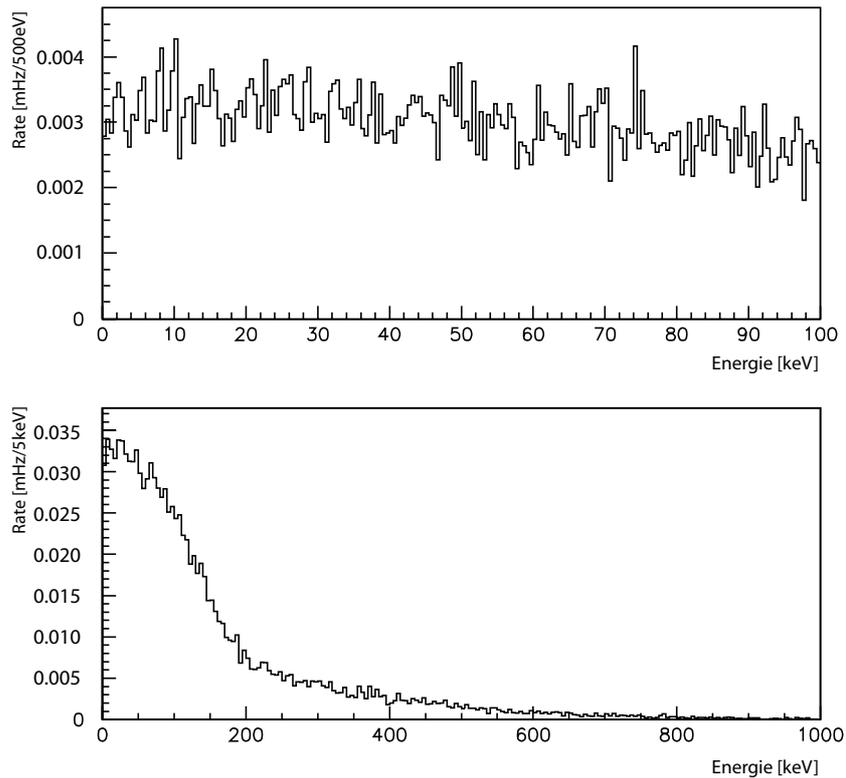


Abbildung 6.9: Der Beitrag der kosmogenen Aktivitäten mit ^{32}Si in Silizium und ^{60}Co in Stahl.

Myonen- und Neutronenuntergrund

Untergrundbeiträge durch direkte Wechselwirkungen von kosmischen Myonen und Neutronen mit den Materialien des Detektorbereichs sind weiterer Teil der Simulation.

Kosmische Myonen wurden unter Berücksichtigung ihrer Energie- und Winkelverteilung simuliert. Zur Vereinfachung der Simulation wurde eine $\cos^2\Theta$ -Verteilung der Impulsrichtung angenommen, die Energieverteilung wurde abhängig vom ausgewürfelten Winkel relativ zur Erdoberfläche in neun Intervallen zwischen 200 MeV und 250 GeV entsprechend der Angaben in [All75] approximiert.

Material	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
Kupfer	0.0005	0.0005	0.0008	0.0008
Stahl	0.0003	0.0003	0.001	0.001
Silizium	0.001	0.001	0.001	0.001
Al ₂ O ₃	0.0001	0.0001	0.0002	0.0002
Nuklid				
³² Si in Silizium	0.0006	0.012	0.015	0.056
⁶⁰ Co in Stahl	0.0003	0.002	0.006	0.016
Gesamtuntergrund [mHz]:	0.003	0.016	0.024	0.075

Tabelle 6.8: Untergrundbeiträge der kosmogenen Aktivitäten, ³²Si in Silizium und ⁶⁰Co im Stahl. Es wird der Aktivitätswert der COSMO-Simulation [For03] verwendet. Aus diesem Grund unterscheiden sich die kosmogenen Untergrundbeiträge nur für das direkte bzw. 99%C.L. Simulationsergebnis. Für die angegebenen Werte gilt das gleiche wie in Tab. 6.2.

In einem zweiten Teil der Myon-Simulation wird der Beitrag des Zerfalls im Detektoraufbau gestoppter Myonen getrennt untersucht. An der Position gestoppter Myonen wurden Elektronen mit einem Michel-Energiespektrum isotrop gestartet.

Die Energieverteilung der simulierten Neutronen entspricht den Ergebnissen für die Energieverteilung kosmischer Neutronen auf Meereshöhe in [Yam66]. Die Winkelverteilung der Neutronen wurde als identisch zu der von kosmischen Myonen angenommen.

Die Ergebnisse dieses Simulationsteils finden sich in Tabelle 6.9. Die Tabelle zeigt weiterhin den Effekt von Plastikszintillatoren als Myon-Veto. Die scheinbar geringe Auswirkung der Veto-Detektoren auf diesen Untergrundbeitrag ist begründet durch die sehr geringe Statistik im Auswertintervall. Die Effizienz des aktiven Vetos lässt sich dennoch abschätzen. Die Zahl der Ereignisse im gesamten Energiespektrum ist durch das Veto um etwa einen Faktor 13.5 reduziert. Dieser Wert lässt sich durch eine vollständigere Abdeckung des Raumwinkels um den Detektor noch verbessern.

6.2.6 Resultierendes Untergrundmodell

Die Summe aller im vorherigen Abschnitt aufgelisteten Einzelkomponenten ergibt das vollständige zu erwartende Untergrundspektrum des KATRIN-Detektors für im Detektorbereich beitragende Untergrundkomponenten.

Komponente:	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
Myonen ohne Vetodetektoren	0.172	0.172	0.724	0.724
Myonen mit Vetodetektoren	0.018	0.018	0.419	0.419
Neutronen	0	0	0.187	0.187
Gesamtuntergrund mit Veto [mHz]:	0.018	0.018	0.606	0.606

Tabelle 6.9: *Untergrundbeiträge der Myonen und Neutronen. Der Fluss der Neutronen beträgt etwa $64 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [RPM87], der Fluss der Myonen etwa $190 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Für die angegebenen Werte gilt das gleiche wie in Tab. 6.2.*

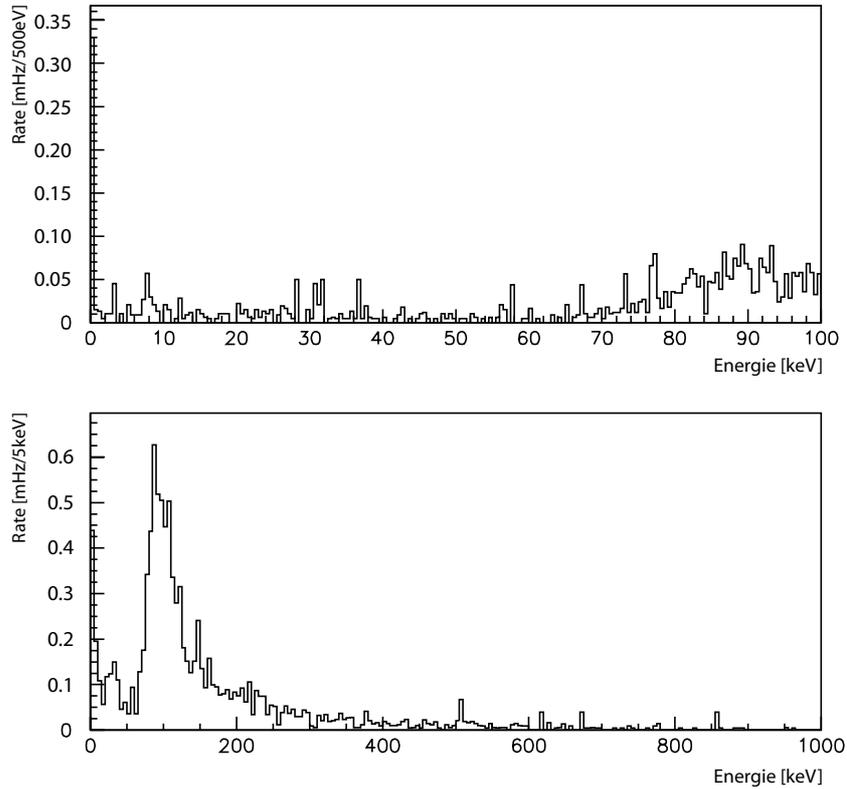


Abbildung 6.10: *Der Beitrag der Myonen und Neutronen zum Gesamtuntergrund*

Tabelle 6.10 zeigt die Summe der einzelnen Beiträge in den jeweiligen Materialien, Tabelle 6.11 die Summe der einzelnen Materialien für die jeweiligen Beiträge, je bei einer mittleren Aktivität und der 99%C.L. Obergrenze der Simulation (Die Werte für die verbleibenden Aktivitäten finden sich in Anhang C). In Abb. 6.12 sind

nochmals die wichtigsten Beiträge zum Detektoruntergrund nach ihrer Herkunft aufgeschlüsselt⁵. In Tabelle 6.12 findet sich die Gesamtsumme der Untergrundbeiträge abhängig von der angenommenen Aktivität und dem angenommenen Auswertintervall.

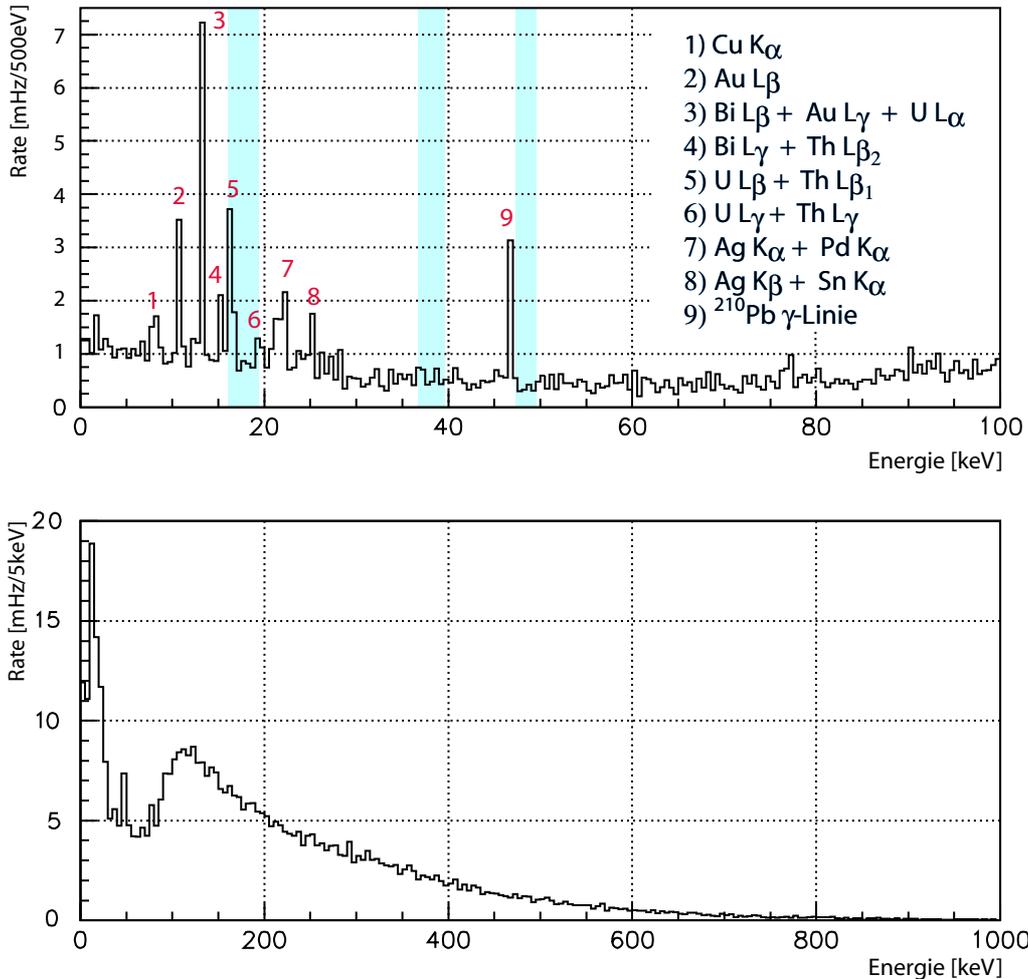


Abbildung 6.11: Das resultierende Gesamtspektrum des Detektoruntergrunds im Energiebereich zwischen 0-100 keV und 0-1000 keV. In blau sind die drei untersuchten Auswertintervalle zu sehen. Deutlich zu erkennen sind die erzeugten Fluoreszenzlinien und die 46.5 keV γ -Linie von ^{210}Pb .

Wesentliche Ergebnisse der Tab. 6.12 sind die deutliche Reduktion des Untergrunds bei allen angenommenen Aktivitäten aufgrund der Nachbeschleunigung der Elektronen und insbesondere die Ergebnisse für den Gesamtuntergrund bei mittleren Aktivitäten.

⁵Exemplarisch für um 30keV nachbeschleunigte Elektronen und mittlere Aktivität mit 99% C.L. Obergrenze der Simulation.

Material:	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Gesamt- spektrum	15.9 keV -19.4 keV	36.9 keV -39.5 keV	47.1 keV -49.5 keV
Blei	0.924	0.095	0.064	0.060
Kupfer	5.888	0.290	0.172	0.235
Stahl	2.424	0.244	0.171	0.239
Silizium	0.882	0.020	0.016	0.017
Al ₂ O ₃	284.764	7.249	1.464	1.362
Al ₂ O ₃ Black Box	0.119	0.056	0.052	0.052
Lot	101.052	3.486	2.679	1.643
Beryllium-Kupfer und Phosphor Bronze	0.246	0.010	0.005	0.007
Nickelsilber (Cu-Ni-Zn)	0.161	0.015	0.008	0.013
Plastikszintillator	4.559	0.182	0.144	0.102
Bronze	0.228	0.037	0.022	0.040
Silber-Palladium und Gold	29.367	1.121	0.674	0.769
Polyimid	12.669	0.313	0.097	0.090
Nickel-Eisen	0.028	0.020	0.020	0.020
Silber-Kupfer	0.020	0.019	0.019	0.019
Elektronikbauteile	83.507	1.343	1.138	0.219
Luft	0.094	0.003	0.002	0.002

Tabelle 6.10: Gesamtuntergrundbeiträge der einzelnen Materialien im Detektorbereich und der Umgebungsluft abhängig vom Auswertintervall für eine durchschnittliche Aktivität der Komponenten und 99% C.L. der Simulation. Die Beiträge der Myonen und Neutronen sind materialunabhängig und bleiben somit in dieser Tabelle unberücksichtigt. Die Tabellen für die weiteren Aktivitätswerte finden sich in Anhang C.

Bei einer nicht zu intensiv betriebenen Materialauswahl erscheinen diese durchschnittlichen Aktivitäten als plausibel zu erwartende Werte. Die Ergebnisse bei mittlerer Aktivität mit einem 99% Vertrauensbereich in der Statistik können somit als realistische Obergrenze des Detektoruntergrunds angesehen werden.

Mit Ausnahme des Untergrunds bei insgesamt minimalen Aktivitäten in den Materialien wird das angestrebte Ziel von 1 mHz Gesamtrate aus dem Detektorbereich in der simulierten Konfiguration nicht erreicht. Da die Simulation jedoch zeigt, dass mehr als 80% des Gesamtuntergrunds aus nur einem Teil des Aufbaus, der Detektorhalterung aus Keramik und der auf ihr befindlichen elektronischen Bauteile und Leiterbahnen bzw. dem dort verwendeten Lötzinn stammen, kann durch eine sorgfältige Auswahl und Tests dieser Materialien (zum Beispiel die Verwendung einer nicht auf Al₂O₃ basierenden Keramik und eines bleifreien und zinnreduzierten Lotes) die angestrebte Untergrundrate erreicht werden.

Komponente:	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Gesamt- spektrum	15.9 keV -19.4 keV	36.9 keV -39.5 keV	47.1 keV -49.5 keV
²³⁸ U-Reihe	247.878	5.933	1.970	2.221
²³² Th-Reihe	81.649	3.705	0.820	0.706
²¹⁰ Pb etc. in Lot	101.010	3.484	2.678	1.642
⁴⁰ K	95.116	1.348	1.253	0.293
¹³⁷ Cs	0.004	0.0002	0.0001	0.0001
²²² Rn etc. in Luft	0.094	0.003	0.002	0.002
Kosmogene, ³² Si u. ⁶⁰ Co	1.179	0.029	0.024	0.025
Myonen	11.667	0.731	0.432	0.419
Neutronen	1.781	0.187	0.187	0.187

Tabelle 6.11: Die Beiträge aller simulierten Untergrundkomponenten abhängig vom Auswertintervall für eine durchschnittliche Aktivität der Komponenten und 99% C.L. der Simulation. Die Tabellen für die anderen Aktivitäten finden sich in Anhang C.

Aktivität:	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Gesamt- spektrum	15.9 keV -19.4 keV	36.9 keV -39.5 keV	47.1 keV -49.5 keV
Minimale Aktivität	117.666	1.979	1.270	0.318
Durchschnittliche Aktivität	511.095	10.504	3.589	1.742
Durchschnittliche Aktivität 99% C.L.	540.377	15.420	7.366	5.494
Maximale Aktivität 99% C.L.	1972.465	57.173	27.819	21.281

Tabelle 6.12: Die Summe aller simulierter Untergrundbeiträge abhängig vom Auswertintervall und der angenommenen Aktivitäten der Beiträge.

Dominante Verunreinigung in den Materialien ist die ²³⁸U-Zerfallsreihe mit einem Anteil von etwa 27%-46% am Gesamtuntergrund. Es folgen die ²³²Th-Zerfallsreihe mit etwa 11%-24% Anteil und ⁴⁰K mit etwa 5%-18%. Als Verunreinigung in einem einzelnen Material sind ²¹⁰Pb und seine Tochternuklide im Lot des Aufbaus weiterer dominanter Anteil am Gesamtuntergrund. Dieser Beitrag kann jedoch durch sorgsame Auswahl des zu verwendenden Lots (vgl. Abschnitt 6.2.5) deutlich reduziert werden.

In der Simulation wurde eine Dicke des Detektors von 300 μm angenommen. Dies entspricht der üblichen Dicke von Silizium-Wafern in der Halbleiterindustrie. Die

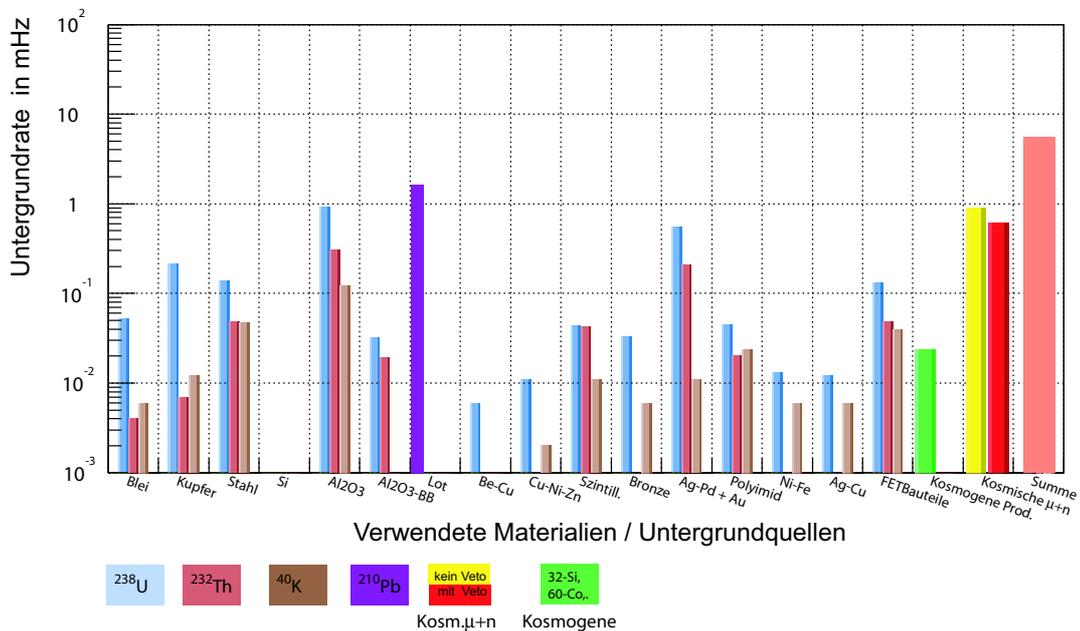


Abbildung 6.12: Graphische Darstellung der wichtigsten Beiträge zum Detektoruntergrund, aufgeschlüsselt nach ihrer Herkunft (vgl. Text).

Verwendung eines speziell angefertigten dünneren Detektors von beispielsweise 100 μm Dicke ist möglich - bei geringerer mechanischer Stabilität - und führt zu einer geringeren Nachweiswahrscheinlichkeit von γ -Teilchen des Untergrunds.

Eine genaue quantitative Bestimmung der hierdurch folgenden Reduktion des Detektoruntergrunds ist im Rahmen dieser Untersuchung nicht möglich, die Simulation zeigt jedoch, dass γ -Ereignisse zu etwa einem Drittel zum simulierten Untergrund beitragen. Unter der Annahme, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit etwa linear zur Dicke des Detektors skaliert, wird die Verwendung eines 100 μm dicken Detektors zu einer Reduktion des Detektoruntergrunds um etwa 20% führen.

Insgesamt zeigt die Simulation, dass die bisherige Konzeption des Detektorbereichs keine unüberwindbaren Probleme in der Kontrolle des Detektoruntergrunds aufwirft. Eine sorgfältige Materialauswahl und Low-Level-Tests der Materialien vor ihrer Verwendung zusammen mit einer Nachbeschleunigung der Messelektronen sollten ausreichen, das Untergrundniveau des Detektorbereichs unterhalb der angestrebten 1 mHz zu erreichen.

6.2.7 Fehlerbetrachtung

In der Diskussion der Zuverlässigkeit der Simulation in Abschnitt 6.2.3 findet sich eine erste Betrachtung einer der verschiedenen Fehlerquellen der Simulation. Die

programmierte Geant4-Simulation überschätzt die kontinuierlichen Teile des Spektrums um bis zu 50%, die Peaks der γ - und Röntgenfluoreszenzlinien werden um bis zu einem Faktor 2 überschätzt.

In den Energieintervallen bei Nachbeschleunigungen von 20 kV und 30 kV liegen keine für den Detektor-Aufbau relevanten Photopeaks, so dass hier von einem relativen Fehler in der Bestimmung der Untergrundrate von 50% ausgegangen werden kann. Im Intervall zwischen 15.9 keV und 19.4 keV bzw. dicht an den Intervallgrenzen liegen die Fluoreszenzlinien von Molybdän, das in Stahllegierungen vorhanden sein kann und im für KATRIN vorgesehenen Stahl und somit im den Detektor umgebenden Strahlrohr zu etwa 3% enthalten ist. Diese Linien sind jedoch im simulierten Spektrum nicht signifikant auffindbar, daher wird in diesem Intervall ebenso ein Fehler von 50% angenommen.

Mögliche Abweichungen der programmierten Geometrie von der tatsächlichen Konstruktion des KATRIN-Detektorbereichs können in der Simulation nicht berücksichtigt werden und sind deshalb als Fehler schwer zu quantifizieren. Einfache Änderungen im tatsächlichen Design des Detektors lassen sich in die vorhandene Simulation einfügen, prinzipielle Änderungen des Aufbaus machen eine Wiederholung der Simulation notwendig, die auf Grundlage dieser Arbeit jedoch in kurzer Zeit durchgeführt werden kann.

Die Untersuchung der Möglichkeit einiger Vereinfachungen der simulierten Geometrie, insbesondere in der Detailtiefe der Kontaktierungsnadeln des Detektors haben gezeigt, dass vergleichsweise kleine Veränderungen⁶ in der Geometrie eine Veränderung der Untergrundrate aus diesem Bereich um bis zu 40% bedeuten können (vgl. Abschnitt 6.2.4).

In der Simulation wird von einer räumlich homogenen Verteilung der Verunreinigungen in den jeweiligen Materialien ausgegangen. Dies ist nicht immer gewährleistet, es können zum Beispiel lokale Anhäufungen, so genannte 'Hot Spots' auftreten. Diese Effekte konnten in der Simulation nicht berücksichtigt werden und tragen somit auch zum Gesamtfehler der Simulation bei.

Wesentliche Zahlenwerte der Simulation sind die Ergebnisse für eine mittlere und eine maximale Aktivität in den Materialien bei einem 99% Vertrauensbereich entsprechend des statistischen Fehlers der Simulation. Die Größe des statistischen Fehlers lässt sich in den Tabellen aus den Unterschieden der Ergebnisse bei mittlerer Aktivität (mit und ohne Berücksichtigung von 3 Standardabweichungen der Simulation) ablesen. Der Fehler bei niedrigen Zählraten wurde entsprechend den Werten aus [Fel98] gemäß dem 'Unified Approach' bestimmt.

Eine weitere Fehlerquelle ergibt sich aus dem Vernachlässigen des Magnetfelds. Dies wird aufgrund der möglichen Bedeutung für das Untergrundmodell im nächsten Abschnitt gesondert diskutiert.

⁶z.B. ein Ersetzen der Einzelnadeln durch einen Quader mit entsprechend geringerer Dichte

Einfluss des Magnetfelds

Generell ist das Simulationspaket GEANT4 in der Lage physikalische Prozesse in starken Magnetfeldern zu simulieren. Ein 'Einschalten' des Magnetfelds im Detektorbereich führte jedoch zu einem Absturz des erstellten Simulationsprogramms bei einer nicht reproduzierbaren, aber kleinen Zahl (< 1000) simulierter Ereignisse. Eine Untersuchung dieses Effekts ergab, dass die Art des geometrischen Aufbaus des Detektorbereichs, insbesondere die Definition der Kontaktnadeln bzw. Signalleitungen durch so genannte 'Replicas', bei bestimmten Trajektorien der simulierten Teilchen zu einer Unendlichkeitsschleife führen kann. Alternativen zu dieser Definitionart waren nicht möglich, da andere Definitionen zu Speicherüberläufen während der Kompilierung der Simulationsroutinen führten. Approximationen des 'Nadelbereichs' ergaben, wie im vorigen Abschnitt beschrieben, in Tests keine zur detaillierten Simulation vergleichbaren Resultate. Eine Vereinfachung der Geometrie zur Ermöglichung einer Simulation mit 'eingeschaltetem' Magnetfeld war daher nicht ratsam.

Die Simulation ergab, dass zwischen 95.0% und 98.8% des Untergrunds aus β -

Energieintervall	β -Anteil am Untergrund	β -Anteil 'hinter' dem Detektor	β -Anteil 'hinter' dem Detektor im Flussschlauch	Fehler der Untergrundrate
Gesamt	77.5%	98.8%	76.0%	19.3%
15.9-19.4 keV	21.8%	95.7%	67.5%	7.7%
36.9-39.5 keV	55.8%	95.0%	73.1%	17.0%
47.1-49.5 keV	59.0%	97.6%	72.9%	17.0%

Tabelle 6.13: *Der Einfluss des in der Simulation nicht berücksichtigten Magnetfelds auf den Anteil der β -Zerfälle am Gesamtspektrum bzw. der dadurch entstandene Fehler auf das Simulationsergebnis. 'Hinter dem Detektor' meint die Strahl-abgewandte Seite des Detektors.*

Quellen seinen Ursprung im Bereich unmittelbar angrenzend an die Strahl-abgewandte Seite des Detektors hat. Weiterhin beträgt der Anteil des β -induzierten Untergrunds an der Summe der Untergrundbeiträge zwischen 21.8% und 77.5% abhängig vom betrachteten Energieintervall⁷ (vgl. Tab. 6.13).

Dieser Anteil liegt mit einem relativen Anteil von 67.5% - 76.0% im magnetischen Flussschlauch und erreicht daher in dieser Größenordnung auch mit eingeschaltetem Magnetfeld den Detektor. Dies ergab eine Testsimulation, in der die entsprechenden β -Zerfälle ausschließlich in im Flussschlauch liegenden Materialien gestartet wurden. Die Überschätzung des Untergrunds durch die Simulation aufgrund des fehlenden Magnetfelds beträgt somit zwischen 7.7% bis 19.3% der Gesamtsumme des Untergrunds abhängig vom betrachteten Energieintervall (vgl. Tab. 6.13).

Deutlich höhere Beiträge zum Gesamtuntergrund von Beta-Quellen außerhalb des

⁷Das Intervall von 15.9-19.4keV enthält Konversions-Röntgenlinien von U und Th, aus diesem Grund überwiegt hier der γ -induzierte Untergrundanteil.

magnetischen Flussschlauchs hätten es unter Umständen notwendig gemacht, alle relevanten Beta-Beiträge nochmals in einer vereinfachten Geometrie mit eingeschaltetem Magnetfeld zu simulieren. Aufgrund der eindeutigen Lokalisierung des dominanten Teils der Beiträge in unmittelbarer Nähe des Detektors und im magnetischen Flussschlauch ist dies nicht notwendig.

6.2.8 Ergebnisse der Simulation

Die Simulation des zu erwartenden Detektoruntergrunds mit dem Monte-Carlo-Simulationspaket Geant4 hat gezeigt, dass der angestrebte Untergrundbeitrag von 1 mHz aus dem Detektorbereich eine realistische und umsetzbare Anforderung darstellt.

Unter Annahme des Mittelwertes von in der Literatur angegebenen Werten für die verschiedenen Aktivitäten radioaktiver Verunreinigungen in den Materialien des Detektors und der Detektorumgebung ergibt sich für die Gesamtaktivität bei Betrachtung der 99%-C.L.-Obergrenze der Simulation ein Ergebnis (5.5 mHz bzw. 7.4 mHz für nachbeschleunigte Elektronen) in der gleichen Größenordnung wie die angestrebte Höchstgrenze (vgl. Abschn. 6.2.6 und Tab. 6.12). Eine Nachbeschleunigung der Messelektronen ist nach dem Ergebnis dieser Simulation jedoch unumgänglich. Nicht oder nur schwer reduzierbare Beiträge wie kosmische Myonen, Neutronen und kosmogen produzierte Isotope in den Materialien sind in ihrer Summe in allen drei betrachteten Energieintervallen unter 1mHz, allerdings ist hierzu eine aktive Abschirmung der Myonen durch Veto-Detektoren notwendig.

Die wesentlichen Untergrundbeiträge sind stark lokalisiert, d.h. sie haben ihren Ursprung in nur wenigen Bauteilen bzw. Materialien, insbesondere in der Trägerkeramik des Detektors und der darauf befindlichen elektronischen Schaltkreise und Elektronikkomponenten sowie dem zur Kontaktierung benutzten Lötzinn. Diese Beiträge können daher durch eine sorgfältige Materialauswahl und eingehende Low-Level-Messungen der zu verwendenden Materialien in diesen Bauteilen in einem Maße reduziert werden, dass eine Gesamtrate von 1 mHz nicht überschritten wird.

Die im Rahmen der Testmessung zu Tage getretene Überschätzung der Beiträge in der Simulation ebenso wie das Benutzen der 99%-C.L.-Werte der Simulationsergebnisse bei mittlerer bzw. maximaler Aktivität führen dazu, dass die Simulation als Obergrenze bei einer gegebenen Aktivität einer radioaktiven Verunreinigung angesehen werden kann.

Größte Unsicherheit im Untergrundmodell sind die unbekanntes Aktivitäten der einzelnen Radioisotope in den Werkstoffen. Einschränkungen des aus der Literatur bekannten Bereichs der möglichen Aktivität durch Messungen dieser Aktivitäten in zu verwendenden Werkstoffen können anstelle der bisher benutzten Aktivitätsbereiche in die Analysesoftware dieser Simulation eingefügt werden und führen direkt, ohne die Notwendigkeit einer neuen Simulation, zur Größe der jeweiligen Untergrundbeiträge bei dieser gemessenen Aktivität. Die Präzision der Simulation wird

somit im Laufe des Konstruktionsprozesses der KATRIN-Detektorumgebung durch die Gewinnung solcher Informationen kontinuierlich verbessert werden.

Ein Erreichen der geforderten Obergrenze von 1mHz Untergrund aus dem Detektorbereich ist nach den Ergebnissen dieser Simulation realistisch. Einer Variation bzw. Skalierung der Konzeption des Vorspektrometer-Detektors für den Detektor des KATRIN-Experiments steht nach den hier diskutierten Ergebnissen von Seiten der Größe des Untergrunds des Detektorbereichs in diesem Design nichts entgegen.

Kapitel 7

Weitere Untergrunduntersuchungen

Untersuchungen zu den verschiedenen Untergrundbeiträgen im KATRIN-Experiment haben einen großen Stellenwert in den aktuellen Forschungs- und Entwicklungsarbeiten. In diesem Rahmen wurden und werden verschiedene innovative Ansätze zur Untergrundminimierung entwickelt und getestet sowie qualitative Abschätzungen der verschiedenen Untergrundbeiträge durch quantitative Messungen ersetzt.

Außer den in Kapitel 5 und 6 beschriebenen Untergrunduntersuchungen finden in den verschiedenen Gruppen und 'Task Groups' innerhalb der KATRIN-Kollaboration weitere Studien und Experimente zum Verständnis und der Minimierung der Untergrundbeiträge im KATRIN-Experiment statt.

Tritium-Moleküle können unter bestimmten Umständen aus der Quelle in den Spektrometertank gelangen. Wesentliche technische Komponente zur Reduktion dieser Moleküle entlang des Strahlrohrs, ist die sich an die Quelle in Richtung der Spektrometer anschließende Pumpstrecke. Sie besteht aus zwei differentiellen Pumpstrecken und zwei Kryo-Pumpstrecken, die den Gasfluss von $0.14 \text{ mbar l s}^{-1}$ am Übergang von der Quelle in die erste differentielle Pumpstrecke auf $< 2.5 \cdot 10^{-11} \text{ mbar l s}^{-1}$ nach der zweiten Kryo-Pumpstrecke und somit am 'Eingang' des Vorspektrometers reduziert. Die Kryo-Pumpstrecke basiert auf der Grundlage der Kryo-Sorption. Gas-Moleküle werden auf kalten Oberflächen bestimmter Feststoffe oder gefrorener Gase gebunden, der Gasfluss in einem System wird dadurch reduziert.

Bei der Sorption eines radioaktiven Gases wie Tritium ist es möglich, dass durch die Energie eines radioaktiven Zerfalls mehrere der bereits sorbierten Moleküle wieder in das Strahlrohr gelangen. Eine Abfolge von mehreren dieser Prozesse könnte trotz der Effizienz der Pumpstrecke dazu führen, dass Tritiummoleküle in das Spektrometervolumen gelangen und dort zu Untergrundprozessen führen.

Eine Untersuchung der Effizienz der für das KATRIN-Experiments vorgesehenen Kryo-Pumpen, insbesondere im Hinblick auf diese Prozesse findet aus diesem Grund zurzeit mit Hilfe einer Testapparatur (TRAP) am Tritiumlabor (TLK) des For-

schungszentrums Karlsruhe statt [Eic04].

Untersuchungen zu Untergrundbeiträgen aus den Spektrometertanks unterteilen sich in Untersuchungen zur Vermeidung von Untergrund, der durch das Auslösen von δ -Elektronen aus den Elektroden- und Spektrometertankoberflächen erzeugt wird, sowie Untersuchungen zur Vermeidung und dem 'Leeren' von Teilchenfallen.

In Ergänzung zu den in Kapitel 5 beschriebenen Messungen fanden in Mainz verschiedene Untersuchungen zu in den Tank- und Elektrodenmaterialien erzeugten δ -Elektronen statt [Ulr00, Sch01, Mue02, Fla04].

Messungen mit einer ^{22}Na -Quelle [Sch01, Mue02] haben nachgewiesen, dass die Anwesenheit einer radioaktiven Quelle im Bereich des Experiments einen signifikanten Einfluss auf die gemessene Untergrundrate hat, also im Detektor nachweisbare Elektronen im Spektrometervolumen erzeugt. Im Anschluss an die im Rahmen dieser Arbeit beschriebenen Myon-Messungen wurden am Mainzer Spektrometer Messungen mit einer starken Röntgenröhre durchgeführt [Fla04]. Großer Vorteil dieser Messungen war die hohe Statistik an Untergrundereignissen, die durch Nutzung der Röntgenröhre erreicht werden konnte. Untersucht wurden die Abschirmeigenschaften des Schirmgitters in verschiedenen Schaltkonfigurationen des Elektrodenystems, die Druckabhängigkeit des induzierten Untergrundanteils, sowie die spektrale Form dieses Untergrunds.

Die Messungen bestätigten die grundlegende Abschirmwirkung der Drahtelektrode und die Reduktion der Untergrundrate durch stärkere Magnetfelder, sowie die Unabhängigkeit dieser Untergrundkomponente von der Höhe des Vakuums¹ im Spektrometertank.

Zurzeit wird am Mainzer Spektrometer eine völlig neu konstruierte Drahtelektrode getestet, die das gesamte Elektrodenystem überdeckt. Diese Konfiguration ist der für das KATRIN-Experiment vorgesehenen Konfiguration, sowohl für das Vorals auch für das Hauptspektrometer, ähnlich. Erste Ergebnisse der Mainzer Gruppe zeigen eine deutlich Reduktion des aus dem Spektrometertank kommenden Untergrunds. Erstmals wurde ein Untergrundniveau gemessen, das vergleichbar zum Detektoruntergrund am Mainzer Experiment ist die Details dieser Messungen werden in [Fla04] veröffentlicht, zeigen aber die Notwendigkeit einer Minimierung der Untergrundrate im Detektorbereich.

Parallele Untersuchungen zu Teilchenfallen wurden von den Gruppen in Mainz und Bonn durchgeführt.

In [Mue02] wurde gezeigt, dass ein in [Thu02] vorgeschlagenes gepulstes Dipolfeld in Teilchenfallen gespeicherte Teilchen mittels der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift effizient aus dem Spektrometervolumen entfernt.

Eine Untersuchung der Eigenschaften des durch gespeicherte Elektronen induzierten Untergrunds durch Konversionselektronen von ^{83m}Kr wurde ebenfalls im Rahmen von [Fla04] angefertigt.

Aufgrund der Nutzung eines Vor- und eines Hauptspektrometers im KATRIN-Ex-

¹Innerhalb eines Druckbereichs von 10^{-10} mbar $\leq p \leq 3.5 \cdot 10^{-9}$ mbar

periment ist eine weitere Möglichkeit zur Bildung von Teilchenfallen gegeben. Durch den Potentialverlauf zwischen Vor- und Hauptspektrometer wird zwischen den Spektrometern eine Penning-Falle erzeugt. In [Ess03] wurde gezeigt, dass in diesen Fallen gespeicherte Elektronen zu einer signifikanten Zahl von Untergründereignissen führen können. Es ist daher notwendig diese Fallen aktiv zu entleeren. Mögliche Mechanismen hierfür müssen jedoch noch getestet werden.

Schließlich wurden in [Kep02] die Untergründeigenschaften eines SDD-Detektors untersucht. Auf der Grundlage der Ergebnisse der in Kapitel 6 beschriebenen Untergründsimulation sind im Laufe der nächsten Jahre verschiedene Aktivitätsmessungen von Materialien insbesondere unter Beteiligung der Gruppe aus Seattle vorgesehen.

Mit Ausnahme der noch näher zu untersuchenden Penning Falle zwischen Vor- und Hauptspektrometer sind damit alle bisher untersuchten Komponenten des Experimentuntergrunds in der Größe ihres Beitrags so, dass sie die projizierte Sensitivität des KATRIN-Experiments von $m_{\bar{\nu}_e} < 0.2 \text{ eV c}^{-2}$ (90% C.L.) basierend auf einer Gesamtuntergrundrate von 10 mHz nicht limitieren.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Das KATRIN-Experiment ist ein wichtiges Projekt innerhalb der Neutrinophysik mit großer Bedeutung für die Teilchenphysik, die Astrophysik und die Kosmologie. Eine direkte und modellunabhängige Information über die Ruhemasse des Neutrinos durch die Ergebnisse des Experiments hat in diesen Forschungsfeldern der Physik das Potenzial die Zahl der über das Standardmodell der Teilchenphysik hinausgehenden theoretischen ν -Massen-Modelle stark einzuschränken und somit ein Fenster zu neuer Physik öffnen.

Das Experiment befindet sich zurzeit in der Forschungs- und Entwicklungsphase, erste Experimentkomponenten wie beispielsweise der Vorspektrometertank sind bereits im Aufbau und werden ersten Tests unterzogen.

Für das Erreichen der beabsichtigten Sensitivität des KATRIN-Experiments von $0.2 \text{ eV } c^{-2}$ (90% C.L.) ist unter anderem ein sehr gutes Verständnis und eine effiziente Minimierung des Experiment-Untergrunds von großer Wichtigkeit. Aus diesem Grund finden verschiedene Untersuchungen des Untergrunds statt, im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei spezifische Komponenten des Gesamtuntergrunds untersucht.

Die erstmalige Messung von durch kosmische Strahlung im Spektrometerbereich induziertem Untergrund am Mainzer Spektrometer hat etabliert, dass eine prompte eindeutig zuordenbare Untergrundkomponente existiert und zum Gesamtuntergrund beiträgt. Hierzu wurde im Rahmen dieser Arbeit das Mainzer Neutrinospektrometer durch Szintillator-Detektoren erweitert und eine Datenaufnahme zur kombinierten Messung von Ereignissen in diesen Detektoren und dem Halbleiter-Detektor des Mainzer Experiments erstellt.

Im Rahmen der Messungen wurden verschiedene Abschirmkonfigurationen des Spektrometervolumens untersucht. Zum einen wurde die Stärke des Magnetfelds in der Analyseebene variiert bzw. wurde der Flussschlauch auf die Elektrodenoberfläche gelenkt. Als weitere wichtige Abschirmung diente eine Drahtelektrode mit einem relativ zur Umgebung negativem Potenzial. In beiden Fällen konnte (bei höherem B-Feld, Einschalten der Drahtelektrode) der kosmisch induzierte Untergrundanteil stark reduziert werden. Diese Reduktion beträgt einen Faktor 7.6 ± 0.3 ($86.9 \pm 0.6\%$)

im Vergleich von Messungen mit eingestellten Pinchmagnetfeldern von $B_P = 1.75$ T relativ zu Messungen mit $B_P = 3.15$ T. Die durch das Schirmgitter der Drahtelektrode hervorgerufene Reduktion dieses Untergrundanteils beträgt $99.3 \pm 0.1\%$ bei einem Abschirmpotential von 175 V in der in Kap. 5 beschriebenen Schaltung.

Die Kombination der magnetischen Abschirmung mit dem Abschirmpotential der Drahtelektrode führt zu einer Reduktion der Untergrundrate um $99.8 \pm 0.2\%$ gegenüber der ursprünglichen Konfiguration.

Kosmisch induzierte Untergrundereignisse aus dem Spektrometerbereich tragen somit zwar zum Gesamtuntergrund bei, sie sind jedoch durch gezielte Maßnahmen, insbesondere durch ein sorgfältiges elektromagnetisches Design und dem Einbau von Drahtelektroden, in ihrer Auswirkung minimierbar.

Der Beitrag des im Detektorbereich entstehenden Untergrunds wurde im Rahmen einer detaillierten Monte-Carlo-Simulation untersucht.

Das Ergebnis dieser Simulation identifiziert eindeutig die kritischen Komponenten im Detektoraufbau. Ausgehend von den über alle Literaturinformationen gemittelten Aktivitäten und der detaillierten Geometrie des Detektoraufbaus zeigte sich, dass die Trägerkeramik des Detektors und die auf ihr befindlichen Elektronikteile den größten Anteil zum Detektoruntergrund beitragen. Abhängig vom gewählten Energiefenster beträgt der Beitrag dieser Bauteile zu dieser Untergrundkomponente bis zu 95.6%. Eine sorgfältige Auswahl insbesondere dieser Komponenten im Hinblick auf ihre Low-Level-Eignung im Vorfeld des Detektoraufbaus kann somit die Gesamtuntergrundrate aus dem Detektorbereich deutlich senken.

Die Analyse der Simulation erfolgte für verschiedene Aktivitäten der radioaktiven Verunreinigungen, wie auch für verschiedene diskutierte Einstellungen einer Nachbeschleunigung der Zerfallselektronen (vgl. Abschn. 3.2.4).

Die Analyse bei einer mittleren Aktivität der verschiedenen Verunreinigungen, einer statistischen 'Glättung' der Simulationsergebnisse durch Benutzen der um drei Standardabweichungen erhöhten simulierten Raten und in einem Energiefenster, das einem Analysefenster des KATRIN-Experiments bei um 30 kV nachbeschleunigten Zerfallselektronen entspricht, führt zu einer Untergrundrate von 5.5 mHz aus dem Detektorbereich. Der Fehler auf dieses Ergebnis beträgt im Rahmen der in Abschnitt 6.2.7 diskutierten Einflüsse etwa einen Faktor 2. Diese Rate kann als realistische Abschätzung für den zu erwartenden Detektoruntergrund bei Verzicht auf eine besondere Auswahl der verwendeten Materialien angesehen werden.

Das Ergebnis ist somit schon im Bereich der angestrebten Maximalrate aus dem Detektorbereich von 1 mHz. Bei der Verwendung von getesteten Materialien geringer Aktivität, vor allem in unmittelbarer Nähe des Detektorchips, kann die angestrebte Rate erreicht werden.

Die Simulation kann weiterhin als Test des im Vorspektrometer-Detektoraufbau umgesetzten Detektorkonzepts angesehen werden. Sie zeigt, dass dieser Aufbau, auf die Erfordernisse des KATRIN-Detektors skaliert, im Hinblick auf seinen Untergrundbeitrag sehr gut als Grundlage für das Design des KATRIN-Detektorbereichs geeignet ist.

Im weiteren Verlauf der Detektorentwicklung in den nächsten Jahren werden die Ergebnisse der im Rahmen dieser Arbeit angefertigten Simulation als Grundlage zur Beantwortung von Fragestellungen zu den Eigenschaften des Untergrunds des Detektoraufbaus dienen können. Ebenso ist es möglich im Laufe der Detektorentwicklung weitere Simulationen auf Basis der erstellten Simulationssoftware durchzuführen.

Die Untersuchung der zum Gesamtuntergrund des KATRIN-Experiments beitragenden Komponenten ist ein bedeutender Teil der Forschungs- und Entwicklungsarbeit für das Experiment. Zum Erreichen der projektierten Sensitivität des KATRIN-Experiments von $m_{\bar{\nu}_e} < 0.2 \text{ eV } c^{-2}$ (90% C.L.) ist es notwendig, bei der Entwicklung der verschiedenen Experimentkomponenten in jeder Phase auf eine Minimierung von Untergrundquellen zu achten. Dies impliziert, dass das Verständnis der Untergrundquellen auch weiterhin zu vertiefen ist. Aus diesem Grund sind Untergrundstudien auch wichtige aktuelle und zukünftige Aufgabe für verschiedene Gruppen der KATRIN-Kollaboration. Die Ergebnisse dieser Arbeit haben aber auch gezeigt, dass die untersuchten Untergrundkomponenten einen kontrollierbaren Anteil zu Gesamtuntergrund beitragen, dass dieser Untergrund durchaus 'beherrschbar' ist, und somit für das KATRIN-Experiment keine wesentliche, sensitivitätslimitierende Rolle spielen wird.

Die Datennahme des KATRIN-Experiments wird im Jahr 2008 beginnen, es wird dann möglich sein im Rahmen einer dreijährigen Messphase die astroteilchenphysikalisch wichtige Absolut-Masse der Neutrinos in einer modellunabhängigen Messmethode mit einer Sub-eV-Sensitivität zu untersuchen.

Anhang A

Aktivitäten in den Materialien

Auf den folgenden Seiten finden sich Tabellen mit den einzelnen Aktivitäten der verschiedenen Radionuklide in den Materialien entsprechend der Erläuterungen in Kapitel 6.

Nuklid bzw. Zerfallsreihe	Material	Minimale Aktivität [Bq kg ⁻¹]	Durchschnittliche Aktivität [Bq kg ⁻¹]	Maximale Aktivität [Bq kg ⁻¹]
²³⁸ U	Pb	0	0.056	<0.111
	Kupfer	0	0.092	<0.247
	Stahl	0.0006 ± 0.0002	0.085 ± 0.005	<0.6
	Silizium	1.2·10 ⁻⁵ ± 1·10 ⁻⁶	1.2·10 ⁻⁵ ± 1·10 ⁻⁶	1.5·10 ⁻⁵
	Al ₂ O ₃	0.617 ± 0.247	13.46 ± 0.33	48.14
	Lot	0.0133 ± 0.001	0.020 ± 0.027	0.186
	Beryllium-Kupfer und Phosphor Bronze	0	0.531	<1.0
	Nickelsilber (Ni-Cu-Zn)	0	0.531	<1.0
	Plastikszintillator	0.012 ± 0.001	0.739 ± 0.144	3.560
	Bronze	0	0.531	<1.0
	Silber-Palladium und Gold	0.170 ± 0.060	23.1 ± 0.2	66.67
	Polyimid	0.012 ± 0.001	0.739 ± 0.144	3.560
	Nickel-Eisen	0	0.531	<1.0
	Silber-Kupfer	0	0.531	<1.0
	Elektronikbauteile (Werte hier: Bq/Bauteil)	0.067 ± 0.007	1.083 ± 0.100	4.0

Tabelle A.1: Aktivitäten der Zerfallsreihe von ²³⁸U. Angaben ohne Fehler bedeuten, dass in der Literatur nur Obergrenzen angegeben waren. In diesen Fall wird ebenso die minimale Aktivität als Null angenommen. Die angegebene maximale Aktivität ist entweder die in der Literatur gegebene Obergrenze oder der Messwert plus drei Standardabweichungen. Aktivitätswerte für spezielle Legierungen sind in der vorhandenen Literatur nur vereinzelt angegeben. Aus diesem Grund werden für alle im Aufbau benutzten Legierungen die gleichen Aktivitätsbereiche angenommen. Diese ergeben sich aus Aktivitätsmessungen verschiedener Legierungstypen in der Literatur. Die Werte für Polyimid und den Plastikszintillator sind eine Kombination aus Aktivitätsangaben für verschiedene Kunststoffe und Vespel. Bei Messwert-Angaben in der Literatur ohne Fehlerangabe, z.B. in [Cal90] "a rate of about 300 counts/kg/d", wurde ein Fehler von 10% angenommen.

Nuklid bzw. Zerfallsreihe	Material	Minimale Aktivität [Bq kg ⁻¹]	Durchschnittliche Aktivität [Bq kg ⁻¹]	Maximale Aktivität [Bq kg ⁻¹]
²³² Th	Pb	0	0.0022	<0.0041
	Kupfer	0	0.0037	<0.005
	Stahl	0.0002 ± 0.0001	0.071 ± 0.001	0.3
	Silizium	3·10 ⁻⁶ ± 3·10 ⁻⁷	3·10 ⁻⁶ ± 3·10 ⁻⁷	3·10 ⁻⁶ ± 3·10 ⁻⁷
	Al ₂ O ₃	0.31 ± 0.06	4.91 ± 0.15	18.05
	Lot	0	0.053 ± 0.031	0.284
	Beryllium-Kupfer und Phosphor Bronze	0	0.0394	<0.0980
	Nickelsilber (Ni-Cu-Zn)	0	0.0394	<0.0980
	Plastikszintillator	0.0081 ± 0.0008	0.331 ± 0.032	0.894
	Bronze	0	0.0394	<0.0980
	Silber-Palladium und Gold	0.08 ± 0.04	12.07 ± 0.30	33.33
	Polyimid	0.0081 ± 0.0008	0.331 ± 0.032	0.894
	Nickel-Eisen	0	0.0394	<0.0980
	Silber-Kupfer	0	0.0394	<0.0980
	Elektronikbauteile (Werte hier: Bq/Bauteil)	0.040 ± 0.005	0.91 ± 0.09	2.67

Tabelle A.2: Aktivitäten der Zerfallsreihe von ²³²Th. Für die angegebenen Werte gilt das gleiche wie in Tab. A.1.

Nuklid bzw. Zerfallsreihe	Material	Minimale Aktivität [Bq kg ⁻¹]	Durchschnittliche Aktivität [Bq kg ⁻¹]	Maximale Aktivität [Bq kg ⁻¹]
⁴⁰ K	Pb	0	0.05	<0.1
	Kupfer	0	0.167	<0.2
	Stahl	0.0018 ± 0.0002	0.504 ± 0.012	3.3
	Silizium	siehe Text	siehe Text	siehe Text
	Al ₂ O ₃	2.5	14.67 ± 0.45	89.1
	Lot	0.2 ± 0.02	0.25 ± 0.10	0.9
	Beryllium-Kupfer und Phosphor Bronze	0	1.65	<3.3
	Nickelsilber (Ni-Cu-Zn)	0	1.65	<3.3
	Plastiksintillator	0.6 ± 0.1	3.7 ± 0.1	8.6
	Bronze	0	1.65	<3.3
	Silber-Palladium und Gold	0.77 ± 0.36	23.43 ± 2.26	66.70
	Polyimid	0.6 ± 0.1	3.7 ± 0.1	8.6
	Nickel-Eisen	0	1.65	<3.3
	Silber-Kupfer	0	1.65	<3.3
Elektronikbauteile (Werte hier: Bq/Bauteil)	0.005 ± 0.001	0.037 ± 0.003	0.133	
¹³⁷ Cs	Alle Materialien	1.8·10 ⁻⁵ ± 2·10 ⁻⁶	0.000125 ± 2·10 ⁻⁶	0.0005
³² Si	In Silizium	0.00347 ± 0.0003	0.0727	<0.2662
⁶⁰ Co	In Stahl	0.0028	0.0204	0.0550
²¹⁰ Pb	In Lot	500	9792	57000
²²² Rn	In Luft	10 Bq m ⁻³	26.7 Bq m ⁻³	40 Bq m ⁻³

Tabelle A.3: Aktivitäten des Isotops ⁴⁰K und verschiedener Nuklide in einzelnen Materialien. Für die angegebenen Werte gilt das gleiche wie in Tab. A.1. Zur ⁴⁰K-Aktivität in Silizium ist in der vorhandenen Literatur keine Angabe vorhanden. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, dass sie vergleichbar mit den Aktivitäten der natürlichen Zerfallsreihen ist, also in der Größenordnung einiger 10 μBq kg⁻¹ liegt und somit für den Gesamtuntergrund vernachlässigbar ist. Werte für die Aktivität von ¹³⁷Cs für verschiedene Materialien sind in der gegebenen Literatur nicht vorhanden. Die verwendeten Aktivitäten für alle Materialien entsprechen den Resultaten der Untergrundmodelle des Heidelberg-Moscow- und des HDMS-Experiments [Die99, Sch99]. Die durchschnittliche Aktivität von ²¹⁰Pb in den Lot-Proben nach 1983 beträgt 1438 Bq kg⁻¹.

Kupfer:		Stahl:	
Nuklid	Aktivität [Bq kg ⁻¹]	Nuklid	Aktivität [Bq kg ⁻¹]
⁸ Li	9.11343·10 ⁻⁵	⁴⁶ Sc	0.00067
¹² B	0.000157523	⁵⁴ Mn	0.00103
⁵⁴ Mn	0.000201968	⁵⁶ Co	0.00108
⁵⁷ Co	0.000376042	⁵⁷ Co	0.000285
⁵⁸ Co	0.000706528	⁵⁸ Co	0.00289
⁶⁰ Co	0.000619444		

Silizium:		Al₂O₃:	
Nuklid	Aktivität [Bq kg ⁻¹]	Nuklid	Aktivität [Bq kg ⁻¹]
²⁶ Si	0.00336	¹¹ C	0.00037
²⁷ Si	0.00347	¹⁴ O	0.002859
²⁷ Mg	0.000931	¹⁵ C	0.000816
²⁸ Al	0.001135	¹⁵ O	0.00294
		¹⁶ N	0.000784
		²² Na	0.000373
		²⁵ Al	0.001904
		²⁶ Na	0.000543
		²⁶ Al	0.00193
		²⁷ Mg	0.000551

Tabelle A.4: Kosmogene Aktivitäten in Kupfer, Stahl, Silizium und Al₂O₃. Die hier angegebenen Aktivitäten sind Ergebnisse von Monte-Carlo-Simulationen mit dem Programm COSMO, die an der University of Washington, Seattle, durchgeführt wurden [For03]. Angegeben und in der Simulation berücksichtigt sind die größten Beiträge, die in ihrer Summe mindestens 90% der Gesamtaktivität ausmachen. Die in den vorangehenden Tabellen nicht aufgeführten Neutronen- und Myonenflüsse finden sich in Kap. 5 bzw. in Abschnitt 6.2.5 bei der Diskussion der entsprechenden Untergrundbeiträge.

Anhang B

Untergrundbeiträge in den verschiedenen Energieintervallen

Auf den folgenden Seiten finden sich die Untergrundbeiträge der einzelnen Komponenten in den untersuchten Energieintervallen von 15.9 keV-19.4 keV und von 36.9 keV-39.5 keV (entspricht 0 kV und 20 kV Nachbeschleunigungsspannung) in Ergänzung zu den in Kapitel 6 angegebenen Tabellen für das Energieintervall von 47.1 keV-49.5 keV (30 kV Nachbeschleunigungsspannung).

Material	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
Blei	0	0.017	0.085	0.169
Kupfer	0	0.090	0.253	0.676
Stahl	0.0001	0.018	0.126	0.893
Silizium	$9 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$
Al ₂ O ₃	0.154	3.369	4.188	14.977
Al ₂ O ₃ Black Box	0	0	0.032	0.115
Lot	0.0001	0.0002	0.0004	0.004
Beryllium-Kupfer und Phosphor Bronze	0	0.004	0.008	0.015
Nickelsilber (Cu-Ni-Zn)	0	0.004	0.012	0.023
Plastikszintillator	0.0007	0.044	0.082	0.393
Bronze	0	0.004	0.030	0.056
Silber-Palladium und Gold	0.002	0.209	0.693	1.999
Polyimid	0.002	0.131	0.157	0.758
Nickel-Eisen	0	$9 \cdot 10^{-5}$	0.013	0.025
Silber-Kupfer	0	0	0.012	0.023
Elektronikbauteile	0.242			
Gesamtuntergrund der Reihe [mHz]:	0.401	4.133	5.933	20.368

Tabelle B.1: *Untergrundbeiträge der ²³⁸U-Reihe in den verschiedenen Materialien ohne Nachbeschleunigung (Auswertintervall: 15.9 keV-19.4 keV). Für die angegebenen Werte gilt mit Ausnahme der Nachbeschleunigung das gleiche wie in Tab. 6.2.*

Material	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
Blei	0	0	0.053	0.105
Kupfer	0	0.051	0.150	0.402
Stahl	$4 \cdot 10^{-5}$	0.005	0.064	0.456
Silizium	$4 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-6}$
Al ₂ O ₃	0.021	0.451	0.966	3.454
Al ₂ O ₃ Black Box	0	0	0.032	0.115
Lot	$2 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-5}$	0.0002	0.002
Beryllium-Kupfer und Phosphor Bronze	0	0.001	0.004	0.007
Nickelsilber (Cu-Ni-Zn)	0	0.001	0.006	0.011
Plastikszintillator	0.0006	0.037	0.070	0.336
Bronze	0	0.001	0.016	0.029
Silber-Palladium und Gold	0.0004	0.059	0.448	1.293
Polyimid	0.0005	0.029	0.046	0.223
Nickel-Eisen	0	0.0001	0.013	0.025
Silber-Kupfer	0	0	0.012	0.023
Elektronikbauteile	0.089			
Gesamtuntergrund der Reihe [mHz]:	0.111	0.724	1.970	6.572

Tabelle B.2: Untergrundbeiträge der ²³⁸U-Reihe in den verschiedenen Materialien mit einer Nachbeschleunigung von 20 kV (Auswertintervall: 36.9 keV-39.5 keV). Für die angegebenen Werte gilt mit Ausnahme der Nachbeschleunigung das gleiche wie in Tab. 6.2.

Material	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
Blei	0	0.0009	0.005	0.009
Kupfer	0	0.006	0.011	0.014
Stahl	$5 \cdot 10^{-5}$	0.017	0.062	0.262
Silizium	$4 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$
Al ₂ O ₃	0.164	2.599	2.887	10.615
Al ₂ O ₃ Black Box	0.0001	0.002	0.023	0.083
Lot	0	0.0004	0.001	0.005
Beryllium-Kupfer und Phosphor Bronze	0	0.0003	0.0005	0.001
Nickelsilber (Cu-Ni-Zn)	0	0.0004	0.0008	0.002
Plastikszintillator	0.001	0.048	0.080	0.215
Bronze	0	0.0005	0.002	0.004
Silber-Palladium und Gold	0.001	0.166	0.388	1.072
Polyimid	0.003	0.111	0.123	0.286
Nickel-Eisen	0	$2 \cdot 10^{-5}$	0.0009	0.002
Silber-Kupfer	0	0	0.0008	0.002
Elektronikbauteile	0.121			
Gesamtuntergrund der Reihe [mHz]:	0.290	3.073	3.705	12.695

Tabelle B.3: *Untergrundbeiträge der ²³²Th-Reihe in den verschiedenen Materialien ohne Nachbeschleunigung (Auswertintervall: 15.9 keV-19.4 keV). Für die angegebenen Werte gilt mit Ausnahme der Nachbeschleunigung das gleiche wie in Tab. 6.3.*

108 ANHANG B. UNTERGRUND IN DEN VERSCH. ENERGIEINTERVALLEN

Material	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
Blei	0	0.002	0.006	0.012
Kupfer	0	0.003	0.008	0.010
Stahl	$3 \cdot 10^{-5}$	0.010	0.053	0.222
Silizium	$7 \cdot 10^{-7}$	$7 \cdot 10^{-7}$	$9 \cdot 10^{-7}$	$9 \cdot 10^{-7}$
Al ₂ O ₃	0.013	0.198	0.373	1.372
Al ₂ O ₃ Black Box	0	0	0.019	0.069
Lot	0	0.0002	0.0007	0.004
Beryllium Kupfer und Phosphor Bronze	0	0.0001	0.0003	0.0007
Nickelsilber (Ni-Cu-Zn)	0	0.0005	0.001	
Plastiksintillator	0.0008	0.031	0.058	0.158
Bronze	0	0.0003	0.001	0.003
Silber-Palladium und Gold	0.0002	0.034	0.213	0.588
Polyimid	0.0004	0.016	0.022	0.052
Nickel-Eisen	0	$2 \cdot 10^{-5}$	0.0009	0.002
Silber-Kupfer	0	0	0.0008	0.002
Elektronikbauteile	0.063			
Gesamtuntergrund der Reihe [mHz]:	0.077	0.357	0.820	2.560

Tabelle B.4: *Untergrundbeiträge der ²³²Th-Reihe in den verschiedenen Materialien mit einer Nachbeschleunigung von 20 kV (Auswertintervall: 36.9 keV-39.5 keV). Für die angegebenen Werte gilt mit Ausnahme der Nachbeschleunigung das gleiche wie in Tab. 6.3.*

Material	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
Blei	0	0.002	0.005	0.010
Kupfer	0	0.013	0.025	0.030
Stahl	$1 \cdot 10^{-5}$	0.003	0.049	0.319
Silizium	0	0	0	0
Al ₂ O ₃	0.023	0.133	0.174	1.052
Al ₂ O ₃ Black Box	0	0	0.0006	0.004
Lot	$8 \cdot 10^{-5}$	0.0001	0.0005	0.002
Beryllium-Kupfer und Phosphor Bronze	0	0.0004	0.002	0.003
Nickelsilber (Ni-Cu-Zn)	0	0.0002	0.002	0.004
Plastikszintillator	0.002	0.012	0.020	0.047
Bronze	0	$6 \cdot 10^{-5}$	0.006	0.011
Silber-Palladium und Gold	0.0008	0.025	0.040	0.114
Polyimid	0.003	0.020	0.033	0.077
Nickel-Eisen	0	$5 \cdot 10^{-5}$	0.006	0.012
Silber-Kupfer	0	$4 \cdot 10^{-6}$	0.006	0.011
Elektronikbauteile	0.980			
Gesamtuntergrund der Reihe [mHz]:	1.009	1.190	1.348	2.677

Tabelle B.5: *Untergrundbeiträge des Nuklids ^{40}K in den verschiedenen Materialien ohne Nachbeschleunigung (Auswertintervall: 15.9 keV-19.4 keV). Für die angegebenen Werte gilt mit Ausnahme der Nachbeschleunigung das gleiche wie in Tab. 6.5.*

110 ANHANG B. UNTERGRUND IN DEN VERSCH. ENERGIEINTERVALLEN

Material	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
Blei	0	0.002	0.005	0.009
Kupfer	0	0.005	0.013	0.015
Stahl	$9 \cdot 10^{-6}$	0.003	0.048	0.313
Silizium	0	0	0	0
Al ₂ O ₃	0.015	0.091	0.124	0.753
Al ₂ O ₃ Black Box	0	0	0.0006	0.004
Lot	$1 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$	0.0004	0.001
Beryllium-Kupfer und Phosphor-Bronze	0	0.0002	0.001	0.002
Nickelsilber (Ni-Cu-Zn)	0	0.0001	0.002	0.004
Plastikszintillator	0.001	0.009	0.016	0.038
Bronze	0	$3 \cdot 10^{-5}$	0.006	0.011
Silber-Palladium und Gold	0.0002	0.005	0.013	0.036
Polyimid	0.003	0.016	0.028	0.066
Nickel-Eisen	0	$3 \cdot 10^{-5}$	0.006	0.012
Silber-Kupfer	0	$2 \cdot 10^{-6}$	0.006	0.011
Elektronikbauteile	0.986			
Gesamtuntergrund der Reihe [mHz]:	1.005	1.115	1.253	2.261

Tabelle B.6: *Untergrundbeiträge des Nuklids ⁴⁰K in den verschiedenen Materialien mit einer Nachbeschleunigung von 20 keV (Auswertintervall: 36.9 keV-39.5 keV). Für die angegebenen Werte gilt mit Ausnahme der Nachbeschleunigung das gleiche wie in Tab. 6.5.*

Material	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
Blei	$3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-5}$	0.0003
Kupfer	$6 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-5}$	0.0003
Stahl	$1 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-5}$	0.0001
Silizium	$1 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$
Al ₂ O ₃	$2 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$
Al ₂ O ₃ Black Box	0	0	$9 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-7}$
Lot	$2 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$
Beryllium-Kupfer und Phosphor Bronze	$2 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$9 \cdot 10^{-7}$
Nickelsilber (Cu-Ni-Zn)	$2 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$
Plastikszintillator	$5 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-5}$
Bronze	$4 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$9 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-6}$
Silber-Palladium und Gold	$1 \cdot 10^{-8}$	$7 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$
Polyimid	$3 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$
Nickel-Eisen	$3 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$6 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$
Silber-Kupfer	0	0	$5 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$
Elektronikbauteile	$4 \cdot 10^{-6}$			
Gesamtuntergrund der Reihe [mHz]:	$2 \cdot 10^{-5}$	$9 \cdot 10^{-5}$	0.0002	0.0008

Tabelle B.7: *Untergrundbeiträge des Nuklids ^{137}Cs den verschiedenen Materialien ohne Nachbeschleunigung (Auswertintervall: 15.9 keV-19.4keV). Für die angegebenen Werte gilt mit Ausnahme der Nachbeschleunigung das gleiche wie in Tab. 6.7.*

112 ANHANG B. UNTERGRUND IN DEN VERSCH. ENERGIEINTERVALLEN

Material	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
Blei	0	0	$3 \cdot 10^{-5}$	0.0001
Kupfer	$4 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$	0.0002
Stahl	$7 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-5}$
Silizium	$9 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-5}$
Al ₂ O ₃	$1 \cdot 10^{-7}$	$7 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-6}$
Al ₂ O ₃ Black Box	0	0	$9 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-7}$
Lot	$1 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-6}$
Beryllium-Kupfer und Phosphor-Bronze	$1 \cdot 10^{-8}$	$7 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-7}$
Nickelsilber (Cu-Ni-Zn)	$2 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-6}$
Plastiksintillator	$4 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-5}$
Bronze	$3 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-6}$
Silber-Palladium und Gold	$1 \cdot 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$
Polyimid	$2 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-6}$
Nickel-Eisen	$3 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-8}$	$6 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$
Silber-Kupfer	0	0	$5 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$
Elektronikbauteile	$2 \cdot 10^{-6}$			
Gesamtuntergrund der Reihe [mHz]:	$8 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-5}$	0.0001	0.0005

Tabelle B.8: *Untergrundbeiträge des Nuklids ¹³⁷Cs in den verschiedenen Materialien mit einer Nachbeschleunigung von 20 kV (Auswertintervall: 36.9 keV-39.5 keV). Für die angegebenen Werte gilt mit Ausnahme der Nachbeschleunigung das gleiche wie in Tab. 6.7.*

Material	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
Kupfer	0.0009	0.0009	0.001	0.001
Stahl	0.001	0.001	0.002	0.002
Silizium	0.001	0.001	0.002	0.002
Al ₂ O ₃	0.0003	0.0003	0.0004	0.0004
Nuklid				
³² Si				
in Silizium	0.0007	0.014	0.018	0.067
⁶⁰ Co				
in Stahl	0.0003	0.002	0.005	0.015
Gesamtuntergrund [mHz]:	0.004	0.019	0.028	0.087

Tabelle B.9: *Untergrundbeiträge der kosmogenen Aktivitäten, ³²Si in Silizium und ⁶⁰Co im Stahl ohne Nachbeschleunigung (Auswertintervall: 15.9 keV-19.4 keV). Für die angegebenen Werte gilt mit Ausnahme der Nachbeschleunigung das gleiche wie in Tab. 6.8.*

Material	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
Kupfer	0.0006	0.0006	0.0009	0.0009
Stahl	0.0009	0.0009	0.002	0.002
Silizium	0.001	0.001	0.001	0.001
Al ₂ O ₃	0.0002	0.0002	0.0003	0.0003
Nuklid				
³² Si				
in Silizium	0.0005	0.011	0.015	0.055
⁶⁰ Co				
in Stahl	0.0002	0.001	0.004	0.012
Gesamtuntergrund [mHz]:	0.003	0.015	0.023	0.071

Tabelle B.10: *Untergrundbeiträge der kosmogenen Aktivitäten, ³²Si in Silizium und ⁶⁰Co im Stahl mit einer Nachbeschleunigung von 20 kV (Auswertintervall: 36.9 keV-39.5 keV). Für die angegebenen Werte gilt mit Ausnahme der Nachbeschleunigung das gleiche wie in Tab. 6.8.*

114 ANHANG B. UNTERGRUND IN DEN VERSCH. ENERGIEINTERVALLEN

Nuklid	Untergrundbeitrag [mHz] bei:					
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Mittl. Akt. nach 1983	Mittl. Akt. nach 1983 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
^{210}Pb	0.0003	0.007	0.267	0.001	0.039	1.554
^{210}Bi	0.097	1.904	3.484	0.280	0.444	17.610
^{210}Po	0	0	0.192	0	0.031	1.260
Gesamtuntergrund [mHz]:	0.098	1.911	3.484	0.281	0.514	20.424

Tabelle B.11: *Untergrundbeiträge von ^{210}Pb und seinen Tochternukliden im Lot ohne Nachbeschleunigung (Auswerteintervall: 15.9 keV-19.4 keV). Für die angegebenen Werte gilt mit Ausnahme der Nachbeschleunigung das gleiche wie in Tab. 6.4.*

Nuklid	Untergrundbeitrag [mHz] bei:					
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Mittl. Akt. nach 1983	Mittl. Akt. nach 1983 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
^{210}Pb	0.002	0.032	0.156	0.005	0.023	0.910
^{210}Bi	0.067	1.318	2.330	0.194	0.342	13.563
^{210}Po	0	0	0.192	0	0.031	1.260
Gesamtuntergrund [mHz]:	0.069	1.350	2.678	0.198	0.396	15.733

Tabelle B.12: *Untergrundbeiträge von ^{210}Pb und seinen Tochternukliden im Lot mit einer Nachbeschleunigung von 20 kV (Auswerteintervall: 36.9 keV-39.5 keV). Für die angegebenen Werte gilt mit Ausnahme der Nachbeschleunigung das gleiche wie in Tab. 6.4.*

Nuklid	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
^{214}Pb	0.0003	0.0008	0.001	0.002
^{214}Bi	0.0004	0.001	0.002	0.003
^{210}Pb	0	0	$1 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$
Gesamtuntergrund [mHz]:	0.0007	0.002	0.003	0.005

Tabelle B.13: *Untergrundbeiträge von ^{222}Rn und seinen Tochternukliden in der Umgebungsluft ohne Nachbeschleunigung (Auswerteintervall: 15.9 keV-19.4 keV). Für die angegebenen Werte gilt mit Ausnahme der Nachbeschleunigung das gleiche wie in Tab. 6.6.*

Nuklid	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
^{214}Pb	0.0001	0.0004	0.0008	0.001
^{214}Bi	0.0002	0.0007	0.001	0.002
^{210}Pb	0	0	$1 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$
Gesamtuntergrund [mHz]:	0.0004	0.001	0.002	0.003

Tabelle B.14: *Untergrundbeiträge von ^{222}Rn und seinen Tochternukliden in der Umgebungsluft mit einer Nachbeschleunigung von 20 kV (Auswerteintervall: 36.9 keV-39.5 keV). Für die angegebenen Werte gilt mit Ausnahme der Nachbeschleunigung das gleiche wie in Tab. 6.6.*

Komponente:	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
Myonen ohne Vetodetektoren	0.253	0.253	0.866	0.866
Myonen mit Vetodetektoren	0.176	0.176	0.731	0.731
Neutronen	0	0	0.187	0.187
Gesamtuntergrund mit Veto [mHz]:	0.176	0.176	0.918	0.918

Tabelle B.15: *Untergrundbeiträge der Myonen und Neutronen ohne Nachbeschleunigung (Auswerteintervall: 15.9 keV-19.4 keV). Für die angegebenen Werte gilt mit Ausnahme der Nachbeschleunigung das gleiche wie in Tab. 6.9.*

Komponente:	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Min. Aktivität	Mittl. Aktivität	Mittl. Akt. 99%C.L.	Max. Akt. 99%C.L.
Myonen ohne Vetodetektoren	0.180	0.180	0.737	0.737
Myonen mit Vetodetektoren	0.026	0.026	0.432	0.432
Neutronen	0	0	0.187	0.187
Gesamtuntergrund mit Veto [mHz]:	0.026	0.026	0.619	0.619

Tabelle B.16: *Untergrundbeiträge der Myonen und Neutronen mit einer Nachbeschleunigung von 20 kV (Auswerteintervall: 36.9 keV-39.5 keV). Für die angegebenen Werte gilt mit Ausnahme der Nachbeschleunigung das gleiche wie in Tab. 6.9.*

Anhang C

Tabellen der Gesamtuntergrundbeiträge

Material:	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Gesamtspektrum	15.9 keV-19.4 keV	36.9 keV-39.5 keV	47.1 keV-49.5 keV
Blei	$7 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-6}$	0	$2 \cdot 10^{-6}$
Kupfer	0.059	0.0009	0.0006	0.0005
Stahl	0.058	0.002	0.001	0.0007
Silizium	0.106	0.002	0.002	0.002
Al ₂ O ₃	17.672	0.341	0.049	0.042
Al ₂ O ₃ Black Box	0.003	0.0001	0	0
Lot	4.744	0.098	0.069	0.030
Beryllium-Kupfer und Phosphor Bronze	$1 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-8}$
Nickelsilber (Cu-Ni-Zn)	$1 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-8}$
Plastikszintillator	0.189	0.004	0.003	0.002
Bronze	$2 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-8}$
Silber-Palladium und Gold	0.212	0.003	0.0008	0.001
Polyimid	0.737	0.008	0.003	0.003
Nickel-Eisen	$5 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-9}$
Silber-Kupfer	$5 \cdot 10^{-8}$	0	0	0
Elektronikbauteile	83.507	1.343	1.138	0.219
Luft	0.032	0.0007	0.0004	0.0004

Tabelle C.1: Gesamtuntergrundbeiträge der einzelnen Materialien abhängig vom Auswertintervall für eine minimale Aktivität der Komponenten. Es gelten die Angaben von Tab 6.10.

Material:	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Gesamtspektrum	15.9 keV-19.4 keV	36.9 keV-39.5 keV	47.1 keV-49.5 keV
Blei	0.710	0.020	0.003	0.001
Kupfer	5.153	0.110	0.059	0.042
Stahl	1.930	0.041	0.019	0.018
Silizium	0.850	0.016	0.012	0.013
Al ₂ O ₃	273.683	6.102	0.740	0.622
Al ₂ O ₃ Black Box	0.041	0.002	0	0
Lot	92.217	1.912	1.350	0.586
Beryllium-Kupfer und Phosphor Bronze	0.220	0.005	0.002	0.001
Nickelsilber (Cu-Ni-Zn)	0.136	0.004	0.002	0.001
Plastiksintillator	4.150	0.105	0.077	0.045
Bronze	0.167	0.005	0.002	0.002
Silber-Palladium und Gold	25.726	0.401	0.097	0.121
Polyimid	12.164	0.262	0.061	0.052
Nickel-Eisen	0.007	0.0002	0.0002	2·10 ⁻⁵
Silber-Kupfer	0.0006	4·10 ⁻⁶	2·10 ⁻⁶	1·10 ⁻⁵
Elektronikbauteile	83.507	1.343	1.138	0.219
Luft	0.086	0.003	0.001	0.0009

Tabelle C.2: Gesamtuntergrundbeiträge der einzelnen Materialien abhängig vom Auswertintervall für eine durchschnittliche Aktivität der Komponenten. Es gelten die Angaben von Tab 6.10.

Material:	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Gesamtspektrum	15.9 keV-19.4 keV	36.9 keV-39.5 keV	47.1 keV-49.5 keV
Blei	1.826	0.189	0.127	0.120
Kupfer	13.844	0.722	0.429	0.599
Stahl	12.924	1.490	1.005	1.498
Silizium	3.039	0.068	0.056	0.057
Al ₂ O ₃	1107.661	26.645	5.579	5.207
Al ₂ O ₃ Black Box	0.443	0.202	0.188	0.188
Lot	590.129	20.435	15.740	9.706
Beryllium-Kupfer und Phosphor Bronze	0.477	0.020	0.010	0.013
Nickelsilber (Cu-Ni-Zn)	0.315	0.029	0.016	0.025
Plastiksintillator	15.555	0.656	0.531	0.373
Bronze	0.446	0.071	0.043	0.076
Silber-Palladium und Gold	83.618	3.185	1.917	2.192
Polyimid	44.996	1.121	0.341	0.323
Nickel-Eisen	0.055	0.039	0.039	0.038
Silber-Kupfer	0.038	0.037	0.037	0.037
Elektronikbauteile	83.507	1.343	1.138	0.219
Luft	0.141	0.005	0.003	0.003

Tabelle C.3: Gesamtuntergrundbeiträge der einzelnen Materialien abhängig vom Auswerteintervall für eine maximale Aktivität der Komponenten. Es gelten die Angaben von Tab 6.10.

Komponente:	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Gesamtspektrum	15.9 keV-19.4 keV	36.9 keV-39.5 keV	47.1 keV-49.5 keV
²³⁸ U-Reihe	30.962	0.401	0.089	0.150
²³² Th-Reihe	10.501	0.290	0.077	0.058
²¹⁰ Pb etc. in Lot	4.735	0.098	0.069	0.030
⁴⁰ K	6.329	0.029	0.020	0.018
¹³⁷ Cs	0.0005	1·10 ⁻⁵	6·10 ⁻⁶	6·10 ⁻⁶
²²² Rn etc. in Luft	0.032	0.0007	0.0004	0.0003
Kosmogene, ³² Si u. ⁶⁰ Co	0.262	0.004	0.003	0.003
Myonen	9.207	0.176	0.026	0.018
Neutronen	1.142	0	0	0

Tabelle C.4: Die Beiträge aller simulierten Untergrundkomponenten zum Gesamtspektrum, abhängig vom Auswerteintervall für eine minimale Aktivität der Komponenten.

Komponente:	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Gesamtspektrum	15.9 keV-19.4 keV	36.9 keV-39.5 keV	47.1 keV-49.5 keV
²³⁸ U-Reihe	235.783	4.133	0.724	0.695
²³² Th-Reihe	70.888	2.952	0.295	0.219
²¹⁰ Pb etc. in Lot	92.181	1.911	1.350	0.586
⁴⁰ K	39.466	0.210	0.129	0.119
¹³⁷ Cs	0.004	9·10 ⁻⁵	4·10 ⁻⁵	5·10 ⁻⁵
²²² Rn etc. in Luft	0.086	0.002	0.001	0.0009
Kosmogene, ³² Si u. ⁶⁰ Co	1.125	0.020	0.015	0.016
Myonen	9.207	0.176	0.026	0.018
Neutronen	1.142	0	0	0

Tabelle C.5: Die Beiträge aller simulierten Untergrundkomponenten zum Gesamtspektrum abhängig vom Auswertintervall für eine durchschnittliche Aktivität der Komponenten.

Komponente:	Untergrundbeitrag [mHz] bei:			
	Gesamtspektrum	15.9 keV-19.4 keV	36.9 keV-39.5 keV	47.1 keV-49.5 keV
²³⁸ U-Reihe	822.349	20.368	6.572	7.415
²³² Th-Reihe	268.172	12.695	2.560	2.210
²¹⁰ Pb etc. in Lot	589.887	20.424	15.733	9.699
⁴⁰ K	274.861	2.677	2.261	1.273
¹³⁷ Cs	0.015	0.0008	0.0005	0.0006
²²² Rn etc. in Luft	0.141	0.005	0.003	0.003
Kosmogene, ³² Si u. ⁶⁰ Co	3.591	0.087	0.071	0.075
Myonen	11.667	0.731	0.432	0.419
Neutronen	1.781	0.187	0.187	0.187

Tabelle C.6: Die Beiträge aller simulierten Untergrundkomponenten abhängig vom Auswertintervall für eine maximale Aktivität der Komponenten und 99% C.L. der Simulation.

Literaturverzeichnis

- [Aal02] C.E. Aalseth et al., Mod. Phys. Lett. A 17 (2002) 1475-1478
- [Abd95] J.N. Abdurashitov et al., Nucl. Phys. Rev. B Proc. Suppl. 38 (1995) 60
- [Agl87] M. Aglietta et al, Europhys. Lett. 3 (1987) 1315
- [Ahm01a] Q.R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 071301
- [Ahm01b] Q.R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011301 u. 011302
- [Ahm04] S.N. Ahmed et al., Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 181301
- [Ahn03] M.H. Ahn et al., Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 041801
- [Ale87] E.N. Alekseev et al., JETP Lett. 45 (1987) 589
- [Ale99a] A. Alessandrello et al., Phys. Lett. B 457 (1999) 253
- [Ale99b] A. Alessandrello et al., J. Phys. D:Appl. Phys. 32 (1999) 3099
- [All75] O.C. Allkofer, Introduction to Cosmic Radiation, Verlag K. Thiemig, München, 1975
- [All03] S.W. Allen, R.W. Schmidt, S.L. Bridle, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 346 (2003) 593
- [Ans95] P. Anselmann et al, Phys. Lett. B 342 (1995) 237
- [Arm04] T. Armbrust, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 2004
- [Arn83] G. Arnison et al., Phys. Lett. 122B (1983) 103
- [Arn03] C. Arnaboldi et al., Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 161802
- [Arp02] C. Arpesella, Astrop. Phys. 18 (2002) 1
- [Bah92] J.N. Bahcall, M.H. Pinsonneault, Rev. Mod. Phys. 64 (1992) 885
- [Bah95] J.N. Bahcall, M.H. Pinsonneault, Rev. Mod. Phys. 67 (1995) 781

- [Ban83] M. Banner et al., Phys. Lett. 122B (1983) 476
- [Bar98] R. Barate et al., Eur. Phys. Jour. C 2 (1998) 395
- [Bee02] J. Beeman et al., Proc. of the 9th Int. Workshop on Low Temp. Detectors, Ed. F.S. Porter, AIP Conf. Proc. 65 (2002) 212
- [Ben03] C.L. Bennett et al., ApJ 583 (2003) 1
- [Bio87] R.M. Bionta et al., Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1494
- [Boe92] F. Boehm, P. Vogel, Physics of Massive Neutrinos, 2nd edition, Cambridge University Press, 1992
- [Bon99a] J. Bonn et al., Nucl. Phys. B Proc. Suppl. 91 (2001) 273
- [Bon99b] J. Bonn et al, NIM A 421 (1999) 256
- [Bor00] B. Bornschein, Dissertation, Universität Mainz, 2000
- [Bor02] L. Bornschein, Dissertation, Universität Mainz, 2002
- [Bor03] B. Bornschein et al., Journ. Low Temp. Phys. 131 No.1/2 (2003)
- [Bru93] R. Brun et al, GEANT - Detector Description and Simulation Tool, CERN, Geneva, 1993
- [Bun85] K. Bunzl et al, NIM A 238 (1985) 191
- [Cal90] D.O. Caldwell et al, Phys. Rev. Lett. 65 11 (1990) 1305
- [Car03] J.F. Carrier 8th Geant4 Workshop, 2003, TRIUMF, Vancouver, www.triumf.ca/geant4-03
- [Chr96] J. Christensen-Dalsgaard, Nucl. Phys B Proc. Suppl. 48 (1996) 325
- [Con04] Constellation-X Homepage, constellation.gsfc.nasa.gov
- [Dan62] G. Danby et al, Phys. Rev. Lett. 9 (1962) 36
- [Dav64] R. Davis, Phys. Rev. Lett. 12 (1964) 303
- [Dav96] R. Davis, Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 48 (1996) 284
- [deM00] P. de Moor et al., NIM A 444 (2000) 368
- [Die99] A. Dietz, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1999
- [Dol03] Paul Doll, FZ Karlsruhe, private Mitteilung 2003
- [DON01] DONUT-Collaboration, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. 98 (2001) 43

- [Egu03] K. Eguchi et al., Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 021802
- [Eic04] F. Eichelhardt, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, in Vorbereitung
- [Eit04] K. Eitel, FZ Karlsruhe, private Mitteilung 2004
- [Ell87] S.R. Elliot et al., Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 2020
- [Ess03] K. Essig, Diplomarbeit, Universität Bonn, 2003
- [EU96] European Commission, 1996, Council Directive 96/29/EURATOM, Off. J. of EC, Series L, No. 159
- [Fel98] G.J. Feldman and R.D. Cousins, Phys. Rev. D 57 (1998) 3873
- [Fer34] E. Fermi, Z. Phys. 88 (1934) 161
- [Fer02] F. Feruglio et al., Nucl. Phys. B 637 (2002) 345-377
- [Fey58] R.P. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109-1 (1958) 193
- [Fir96] R.B. Firestone et al., 'Table of Isotopes', Wiley, New York, 1996
- [Fla04] B. Flatt, Dissertation in Vorbereitung, Universität Mainz, 2004
- [Fle00a] L. Fleischmann, J. Bonn, B. Degen, M. Przyrembel, E.W. Otten, C. Weinheimer, P. Leiderer, J. Low Temp. Phys. 119 (2000) 615
- [Fle00b] L. Fleischmann, J. Bonn, B. Bornschein, P. Leiderer, E.W. Otten, M. Przyrembel, C. Weinheimer, Euro Phys. J. B16 (2000) 521
- [For03] J. Formaggio, University of Washington, Seattle, private Mitteilung 2003
- [Fuk96] Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1683
- [Fuk98] Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562
- [Geant4] Geant4 Collaboration, Geant4 Release 4.5.2.p01, wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/index.html
- [Geant4a] Geant4 Collaboration, Geant4 Physics Reference Manual, wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/G4UsersDocuments/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/html/PhysicsReferenceManual.html
- [Geant4b] Geant4 Low Energy Working Group, www.ge.infn.it/geant4/lowE/results
- [Gel78] M. Gell-Mann, P. Ramond, R. Slansky in 'Supergravity', Herausgeber F. van Nieuwenhuizen and D. Freedman, North Holland 1978, S.315
- [Giu02] A. Giuliani, INFN Milano, private Mitteilung 2002
- [Giu03] C. Giunti and M. Laveder, hep-ph/0310238

- [Glu04] F. Glück, Universität Mainz, private Mitteilung 2004
- [Gol03] P. Goldstraß, KETEK, private Mitteilung 2003
- [Gun97] M. Günther et al., Phys. Rev. D 55 (1997) 54
- [Hag02] K. Hagiwara et al., Phys. Rev. D 66 (2002) 010001
- [Han03] S. Hannestad, JCAP 0305 (2003) 004
- [Har96] J.W. Harvey et al., Science 272 (1996) 1284
- [Heu95] G. Heusser, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 45 (1995) 543
- [Hir87] K.S. Hirata et al., Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1490
- [Hir91] K.S. Hirata et al., Phys. Rev. D 44 (1991) 2241
- [Hir92] K.S. Hirata et al., Phys. Rev. D 45 (1992) 2170
- [Ish04] M. Ishitsuka, Talk at NOON, Neutrino Oscillations and their Origin, Tokyo 2004
- [Jac98] J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, Wiley Text Books, 1998
- [Jag93] P. Jagam and J.J. Simpson, NIM A 324 (1993) 389
- [Jam94] F. James, Comput. Phys. Commun. 79 (1994) 11
- [KAT01] KATRIN Kollaboration, KATRIN - A next generation Tritium- β -decay experiment with sub-eV sensitivity for the electron neutrino mass, hep-ex/0109033; Forschungszentrum Karlsruhe FZKA Report 6691, 2001
- [KAT02] KATRIN Kollaboration, Addendum to the Letter of Intent, interner Report 2002
- [Kep02] T. Kepcija, Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe, 2002
- [Ketek] T. Eggert, 'Der Ketek Silizium Driftdetektor: Grundlagen, Anwendungen, Funktionsprinzip', 6.12.2002, www.ketek.net/layer2/publications/papers.htm
- [Kla01a] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al., Eur. Phys. J. A 12 (2001) 147
- [Kla01b] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al., Mod. Phys. Lett. A, 16-37 (2001) 2409
- [Kla04a] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al., NIM A 522 (2004) 371
- [Kla04b] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al., Phys. Lett. B 586 (2004) 198
- [Kno89] G.F. Knoll, Radiation Detection & Measurement, 2nd ed., Wiley 1989

- [Koe03] M. Köhler et al, wird veröffentlicht in Proceedings of ICRM Conf. on Low-Level Radioactivity measurement Techniques, Vienna, 2003
- [Koe03b] M. Köhler and M. Saupe, wird veröffentlicht in Journ. Radioanal. Nucl. Chemistry (Proceedings of the 6th International Conf. on Methods and Application of radioanalytical Chemistry, Hawaii, 2003)
- [Kra03] C. Kraus, Dissertation, Universität Mainz, 2003
- [Lee94] D.G. Lee, R.N. Mohapatra, Phys. Lett. B 329 (1994) 963
- [Lob85] V.M. Lobashev, NIM A 240 (1985) 305
- [Lob99] V.M. Lobashev et al., Phys.Lett B 460 (1999) 227
- [Lob03] V.M. Lobashev, Nucl. Phys. A 719 (2003) 153c
- [Maj37] E. Majorana, Nuovo Cim. 14(1937)171
- [Man03] A. Mantero et al, 2003 IEEE NSS_MIC Conference, Portland
- [Mar03] J.W. Martin et al., Phys. Rev. C 68 (2003) 055503
- [Mon00] A. Monfardini et al., Nucl. Phys. B Proc Suppl. 85 (2000) 280
- [Mue02] B. Müller, Diplomarbeit, Universität Mainz, 2002
- [Pau30] Brief an die Physikalische Gesellschaft in Tübingen vom 4.12.1930, veröffentlicht z.B. in L.M. Brown, Phys. Today 31 (1978) 23
- [PDG03] Particle Data Group 2003, off-year update for the 2004 edition, pdg.lbl.gov
- [Pea01] J. Peacock et al., Nature 410 (2001) 169
- [Pet94] S.T. Petcov, A.Y. Smirnov, Phys. Lett. B 322(1994)109
- [Pic92] A. Picard et al., NIM B 63 (1992) 345
- [Pla91] R. Plaga, NIM A 309 (1991) 598
- [Ree84] J.H. Reeves et al, IEEE Trans. Nucl. Sci. Ns-31.1 (1984) 697
- [Rei59] F. Reines, C.L. Cowan, Phys. Rev. 113 (1959) 273
- [Rei97] J. Reichenbacher, Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe, 1997
- [Rob91] R.G.H. Robertson et al., Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 957
- [Rod02] P. Rodrigues et al., 7th Geant4 Workshop, 2002, CERN, geant4.cern.ch/geant4/collaboration/workshop2002

- [RPM87] National Council on Radiation Protection and Measurement, Rep. No. 94, Bethesda, MD, 1987
- [Saj04] C. Saji, Talk at NOON, Neutrino Oscillations and their Origin, Tokyo 2004
- [San03] S. Sanchez, Diplomarbeit, Universität Mainz, 2003
- [Sch97] N. Schmitz, Neutrinophysik, Teubner Studienbücher, 1997
- [Sch99] F. Schwamm, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1999
- [Sch01] J.-P. Schall, Diplomarbeit, Universität Mainz, 2001
- [Smy04] M.B. Smy et al, Phys. Rev. D 69 (2004) 011104
- [Spe03] D.N. Spergel et al., Astroph. J. Suppl. 148 (2003) 175
- [Swi97] A.M. Swift et al., Nuc. Phys. B 86 (1997) 247
- [Teg04] M. Tegmark et al., Astroph. J 606 (2004) 702
- [Thu02] T. Thümmler Diplomarbeit, Universität Mainz, 2002
- [Tit04] N. Titov, INR Troitsk, private Mitteilung 2004
- [Ulr00] H. Ulrich, Diplomarbeit, Universität Mainz, 2000
- [Wu57] C.S. Wu et al., Phys. Rev. 105 (1957) 1413
- [Yam66] M. Yamashita et al, J. of Geoph. Research 71.16 (1966) 3817
- [Yan78] T. Yanagida, Prog. Theor. Phys. B 135 (1978) 66
- [Zad04] S. Zadorozhny, INR Troitsk, private Mitteilung 2004

