

Kalibration und Entwicklung von Komponenten für das KATRIN-Präzisions-Hochspannungs-System

Diplomarbeit von

Marcel Kraus

An der Fakultät für Physik Institut für Experimentelle Kernphysik (IEKP)

Erstgutachter: Zweitgutachter: Betreuender Mitarbeiter: Dr. Thomas Thümmler

Prof. Dr. Guido Drexlin Prof. Dr. Michael Feindt

Bearbeitungszeit: 15. Juni 2011 – 14. Juni 2012

Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt und Zitate an entsprechenden Stellen kenntlich gemacht zu haben.

> Marcel Kraus Karlsruhe, 14. Juni 2012

Inhaltsverzeichnis

Einleitung									
1	Neu	trinos	1						
	1.1	1 Das Standardmodell der Teilchenphysik							
	1.2	Neutrinoquellen	3						
		1.2.1 Natürliche Neutrinoquellen	4						
		1.2.2 Künstliche Neutrinoquellen	7						
	1.3	Neutrinooszillationen	8						
	1.4	Bestimmung der Neutrinomasse	11						
		1.4.1 Aus dem neutrinolosen doppelten Betazerfall	12						
		1.4.2 Aus dem Betazerfall des Tritiums	15						
2	Das	KATRIN Experiment	19						
_	2.1	MAC-E Filter	19						
	$\frac{-1}{2.2}$	Aufbau des KATRIN Experiments	21						
		2.2.1 Quellbereich und Transportstrecke	21						
		2.2.2 Spektrometer und Detektor	$\frac{-1}{22}$						
		2.2.2 Spontromotor and Dotontor TTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTT							
3	Hoc	hspannungslayout und Verteilung des Retardierungspotenzials	25						
	3.1	Hochspannungslayout	26						
		3.1.1 Allgemeiner Aufbau	26						
		3.1.2 Einbindung des Voltmeters am Monitorspektrometer	29						
	3.2	Konzept und Aufbau der Hochspannungsverteilung	30						
		3.2.1 Verteilung der Potenziale für die Drahtelektroden	30						
		3.2.1.1 Aufbau des Hochspannungsschranks	30						
		3.2.1.2 Überwachung der Drahtelektroden	31						
		3.2.2 Anbindung der Rezipienten an die Filterspannung	34						
	3.3	Aufbau und Tests der Hochspannungsverteiler	36						
		3.3.1 Gehäuse	36						
		3.3.2 Steuerung der Schaltszenarien mit Relais	38						
		3.3.3 Komparatorschaltungen	38						
		3.3.3.1 Funktionsweise	39						
		3.3.3.2 Testmessungen	41						
		3.3.4 Funktions- und Hochspannungstests der Verteiler	42						
4	Stat	oilität und Kalibrationskonzept der Hochspannung	45						
	4.1	Statistische und systematische Unsicherheiten	45						
		4.1.1 Einfluss von Störungen auf die Transmissionsfunktion	46						
		4.1.2 Einfluss von Störungen auf die Neutrinomasse	50						
	4.2	Das Kalibrationskonzept des Retardierungspotenzials	52						
		4.2.1 Die KATRIN Spannungsteiler	53						
		4.2.2 Voltmeter und Spannungsreferenzen	55						
		4.2.3 Kalibration mit nuklearem Standard	56						

		4.2.3.1	Kalibrationsquellen	57					
		4.2.3.2	Das Monitorspektrometer	58					
5	Kalibrationsmessungen								
	5.1	Niedervoltkalibi	ration der Voltmeter	63					
	5.2	Messung der M	aßstabsfaktoren der KATRIN Spannungsteiler	66					
	5.3	Kalibration der	Hochspannung mit dem Monitorspektrometer	69					
6	Zusammenfassung								
Anhang									
	Α	Kalibrationsdat	en der Voltmeter	75					
	В	Schaltpläne		80					
Literaturverzeichnis									
Ab	Abbildungsverzeichnis								
Та	Tabellenverzeichnis								

Einleitung

Das Feld der Neutrinoforschung hat seit ihrer Postulierung durch Pauli enorme Fortschritte gemacht. Während Neutrinos im Standardmodell als masselose Teilchen beschrieben werden, konnte die Beobachtung von Neutrinooszillationen zeigen, dass sie eine Masse besitzen müssen. Trotz ihrer geringen Ruhemasse können die Neutrinos maßgeblich zur Strukturbildung im Universum beigetragen haben und spielen auch heute noch in vielen astrophysikalischen Prozesse eine wichtige Rolle. So ist es unabdingbar die Eigenschaften der Neutrinos genauestens zu kennen, um das Verständnis des Universums voranzubringen.

Eine ganze Reihe an Experimenten zur Bestimmung der Neutrinomasse wurden schon durchgeführt, weitere sind im Aufbau. Wegen ihrer seltenen Wechselwirkung mit anderer Marterie sind Neutrinos nur schwer zur detektieren und stellen große Anforderungen an die Experimente. Zudem sind viele verwendete Methoden sind modellabhängig. Mit der Untersuchung des Betazerfalls des Tritiums kann die Neutrinomasse aus rein kinematischen Größen und damit modellunabhängig untersucht werden. In bisherigen Experimenten die den Zerfall des Tritiums untersuchen konnten dennoch nur Obergrenze angegeben werden. Zu ihnen gehört das Mainzer Neutrinomassen-Experiment, dessen Messungen eine experimentelle Obergrenze von $m_{\nu} < 2, 3 \text{ ev} (95\% \text{C.L.})$ ergaben.

Als Neutrinomassen-Experiment der nächsten Generation, ist es das Ziel des **KA**rlsruher **TRI**tium Neutrino-Experiments die Neutrinomasse mit einer Sensitivität von 0,2 eV (90% C.L.) zu messen. Wie das Mainzer Experiment verwendet auch das KATRIN Experiment Spektrometer nach MAC-E-Filter Prinzip.

Eine Verbesserung der Sensitivität um den Faktor 10 bedeutet eine Verbesserung der maßgebenden Parameter um den Faktor 100. Da die Energieselektion der Elektronen durch das elektrostatische Feld in der Analysierbene des Spektrometers geschieht, gehört auch die felderzeugende Hochspannung zu diesen Parametern. Jede unbekannte Hochspannungsfluktuation σ verursacht eine systematische Unsicherheit bei der Bestimmung der Neutrinomasse von $\Delta m_{\nu}^2 = 2\sigma^2$. Um die angestrebte Sensitivität zu erreichen, muss die verwendete Hochspannung U₀ = -18, 6 kV mit der Präzision von 3,3 ppm überwacht werden. Nur dann werden die gestellten Anforderungen erfüllt und Unsicherheiten der Hochspannung tragen nicht mehr als $mathrm\Delta m_{\nu}^2 \leq 0,0075 \ eV^2$ zur gesamten systematischen Unsicherheit des Experiments bei.

Zur Überwachung der Hochspannung wurde ein mehrgliedriges und hochpräzises Überwachungskonzept entwickelt. Es besteht aus den eigens entwickelten KATRIN Spannungsteilern K35 und K65, sowie dem Monitorspektrometer. Die Spannungsteiler ermöglichen Hochspannungsmessungen im sub-ppm Bereich und sind damit weltweit führend. Mit dem Monitorspektrometer kann die Hochspannung mit einem nuklearen Standard verglichen werden. In dieser Arbeit werden die nötigen Kalibrationen der einzelnen Komponenten durchgeführt und die Verteilung des hochpräzisen Retardierungspotenzials zwischen ihnen ermöglicht.

1. Neutrinos

Das Neutrino war das erste Teilchen, das noch vor seinem experimentellen Nachweis aus theoretischen Gründen vorhergesagt wurde. Es galt nach seiner Postulierung durch Pauli im Jahr 1930 [Pau78] lange als 'Geisterteilchen' und konnte erst 26 Jahre später im Cowan-Reines Experiment nachgewiesen werden $[C^+56]$.

Am Anfang des 20. Jahrhunderts war das heutige Standardmodell der Teilchenphysik noch nicht formuliert, die innere Struktur von Nukleonen und auch das Neutrino waren noch unbekannt. Als einzige, bei Zerfallsprozessen radioaktiver β -Strahler, emittierten Teilchen galten damals die Elektronen. Für Kernzerfälle dieser Art wurde erwartet, dass ein Neutron aus dem Kern in ein Proton und ein Elektron zerfällt¹:

$$n \longrightarrow p + e^-$$
 (1.1)

Als Zweikörperzerfall, sollte die zur Verfügung stehende Energie fast vollständig auf das Elektron übergehen. Inbesondere erwartete man also ein diskretes Energiespektrum der Elektronen mit einem Peak, der gerade der überschüssigen Energie aus dem Zerfall entsprechen sollte. Tatsächlich sahen die experimentellen Beobachtungen völlig anders aus, denn das Spektrum der Elektronen war gegen alle Erwartungen kontinuierlich.

Energie-, Impuls- und Drehimpulserhaltung waren und sind auch heute noch wohl gesicherte Konzepte der Physik. Um diese fundamentalen Prinzipien nicht verletzen zu müssen postulierte Pauli das Neutrino als neues Teilchen [Pau78].

$$n \longrightarrow p + e^- + \overline{\nu}_e \tag{1.2}$$

Auch hinsichtlich der Eigenschaften des Neutrinos konnte Pauli einige Annahmen treffen. In den Detektoren wurde kein zusätzliches Teilchen gefunden. Dementsprechend musste das Teilchen schwer nachweisbar sein, große Massen waren damit ausgeschlossen. Geladene Teilchen wären ebenso gefunden worden, aus der Ladungserhaltung und dieser Tatsache folgte, dass das neu postulierte Teilchen keine elektrische Ladung besitzen durfte. Zudem musste es aus Gründen der Drehimpulserhaltung den Spin 1/2 tragen. Eine damals nicht ersichtliche Eigenschaft war natürlich die Zuordnung des Neutrinos und des Elektrons in eine Generation. Auch seine Bezeichnung als Antiteilchen erhielt es erst später.

Seit der Postulierung des Neutrinos wurden große Erfolge bei der Untersuchung und Beschreibung seiner Eigenschaften gemacht. Im Jahr 1934 wurde der Betazerfall theoretisch

¹Neutronen kannte man noch nicht, stattdessen wurde zwischen Mutter- und Tochterkern unterschieden

Beschrieben [Fer]. Schon damals war der Einfluss, den die Neutrinomasse auf das Spektrum hat, erkennbar. Der erste experimentelle Nachweis von Neutrinos gelang 1956 im Cowan-Reines Experiment [C⁺56]. Als einer der Projektleiter erhielt Reines den Nobelpreis für diese Entdeckung. Mit der Entdeckung von Neutrino-Oszillationen wurde gezeigt, dass Neutrinos eine Ruhemasse ungleich Null besitzen müssen (siehe Abschnitt 1.3). Sie spielen deshalb in vielen Bereichen der Physik eine wichtige Rolle. So können sie beispielsweise, abhängig von ihrer Masse, wesentlich zur Strukturentwicklung im Universum beitragen. In diesem Kapitel werden die wichtigsten Eigenschaften der Neutrinos und ihre heutige Beschreibung kurz zusammengefasst.

1.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Als quantenfeldtheoretisches Modell umfasst das Standardmodell der Teilchenphysik alle bekannten Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen. Tabelle 1.1 zeigt die im Standardmodell enthaltenen Quarks und Leptonen. In dieser Darstellungen entsprechen sie den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung. Die insgesamt sechs Quarks werden als up, down, strange, charme, top und bottom Quark bezeichnet. Die Leptonen werden Elektron, Myon und Tau genannt, wobei jedes dieser drei noch ein entsprechendes Neutrino zugeordnet bekommt. Die insgesamt 12 Teilchen lassen sich paarweise in drei Generationen unterteilen. Zudem hat jedes dieser Teilchen noch ein Antiteilchen mit entgegengesetzter Ladung. Dabei nehmen die Neutrinos eine spezielle Rolle ein, sie sind möglicherweise ihre eigenen Antiteilchen. Dazu später mehr.

Die uns umgebende Materie ist im Wesentlichen aus den Elektronen und den Quarks der ersten Familie aufgebaut. Wegen ihrer größeren Ruhemasse zerfallen die anderen Quarks und Leptonen über kurz oder lang zu ihren leichteren, stabilen Verwandten. Sollen die schweren Teilchen untersucht werden sind Teilchenbeschleuniger oder die Beobachtung kosmischer Strahlung notwendig.

Abgesehen von der elektrischen Ladung tragen alle dieser Fermionen schwache Ladung und die Quarks zusätzlich noch die sogenannte Farbladung. Gleichsam dem Elektrischen Feld, das an die elektrische Ladung koppelt, gibt es noch andere Kräfte, welche an die anderen Ladungen koppeln.

In der Teilchenphysik sind vier fundamentale Wechselwirkungen bekannt. Sie bestehen aus elektromagnetischer, gravitativer, schwacher- und starker Kernkfraft. Ihre theoretische Beschreibung erfolgt durch lokale Eichsymmetrien der Lagrangedichte. Dabei entzieht sich die Gravitation bisherigen Bemühungen feldtheoretisch beschrieben zu werden. Angesichts der Tatsache, dass ihre Kopplungsstärke viele Größenordnungen unter denen der anderen Wechselwirkungen liegt, kann man sie aber in den meisten Streuprozessen vernachlässigen.

Während die Quarks und Leptonen alle den Spin 1/2 tragen werden die Wechselwirkungen zwischen ihnen durch Bosonen mit Spin 1 vermittelt. Bei der elektromagnetischen Wechselwirkung sind diese Photonen. Ebenso wie Photonen sind die Eichbosonen der starken Wechselwirkung masselos. Dennoch sind die Unterschiede erheblich. Die starke Wechselwirkung hat drei unterschiedliche Farbladungen und im Gegensatz zum ungeladenen Photon tragen ihre Eichbosonen, die sogenannten Gluonen, selbst von dieser Ladung. Genau gesagt handelt es sich dabei immer um eine Farb- und eine Antifarbladung. Von den Gluonen gibt es acht verschiedene Varianten, welche als Träger der Farbladung auch untereinander wechselwirken.

Die für den Betazerfall verantwortliche Wechselwirkung ist die schwache Kernkraft. Ihre Eichbosenen sind die W^{\pm} und das Z⁰. Anhand der Unschärferelation

$$\Delta E \,\Delta t \ge \frac{\hbar}{2} \tag{1.3}$$

und der großen Massen dieser Bosonen wird klar, dass sie nur für einen kurzen Zeitraum bestehen dürfen und die Reichweite der Wechselwirkung extrem eingrenzen. Da Neutrinos nur schwach wechselwirken liegt hier der Grund für ihre schwere Nachweisbarkeit.

Es gibt eine ganze Zahl von Erhaltungsgrößen, die bei Streu- und Zerfallsprozessen berücksichtigt werden müssen. Als Beispiele seien hier die Baryonenzahl und Leptonenzahl genannt. Die zweitgenannte kann für alle Leptonen als +1 und ihre Antiteilchen zu -1gewählt werden. Das Vorzeichen und die Größe der Zahl ist aber reine Definitionssache, solange Teilchen und Antiteilchen entgegengesetzte Vorzeichen und den gleichen Betrag der Leptonenzahl erhalten. Innerhalb des Standardmodels sind nur, die Leptonzahl erhaltende, Prozesse zu erwarten. Eine Verletzung dieses Erhaltungssatzes wäre Evidenz für Physik jenseits des Standardmodels und ist im vornherein nicht auszuschließen, da der Leptonzahl keine bekannte fundamentale Symmetrie zugrunde liegt.

Im Standardmodell werden Neutrinos als masselose Teilchen beschrieben. Mit dem Nachweis von Neutrinooszillationen konnte aber gezeigt werden, dass sie eine Masse ungleich 0 besitzen müssen. Eine große Anzahl physikalischer Modelle, welche die Masse von Neutrinos zulassen oder sogar quantitative Vorhersagen über sie treffen, wurde vorgeschlagen. Die bisher rein theoretischen Modelle können nur mit dem Experiment überprüft werden.

Tabelle 1.1.: Quarks und Leptonen des Standardmodels. Alle Quarks und Leptonen sind Fermionen. Sie sind paarweise in drei Generationen unterteilt. Die Massen der geladenen Teilchen werden nach rechts größer, während die Massen der Neutrinos noch bestimmt werden müssen. Die hier aufgelisteten Quarks sind als Eigenzustände der starken Wechselwirkung zu verstehen

	Charge		Generation		Interaction
		Ι	II	III	
Quarks	+2/3 -1/3	$\left(\begin{array}{c} u \\ d \end{array}\right)$	$\left(\begin{array}{c}c\\s\end{array}\right)$	$\left(\begin{array}{c}t\\b\end{array}\right)$	$electromagnetic, weak, strong\\ electromagnetic, weak, strong$
Leptonen	$\begin{array}{c} 0 \\ -1 \end{array}$	$\left(\begin{array}{c}\nu_e\\e\end{array}\right)$	$\left(egin{array}{c} u_\mu \\ \mu \end{array} ight)$	$\left(\begin{array}{c} \nu_{\tau} \\ \tau \end{array}\right)$	weak electromagnetic, weak

1.2. Neutrinoquellen

In der Natur gehören Neutrinos zu den am häufigsten vorkommenden Teilchen. Wegen ihrer sehr kleinen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit, können sie auch große Anhäufungen anderer Materie quasi ungehindert durchqueren. Aus experimenteller sicht bedeutet dies einerseits hohe Ansprüche an die verwendeten Detektoren. Andererseits gewinnt man aber auch die Möglichkeit Neutrinos als Sonden, die in sonst unzugängliche Bereiche dringen können, einzusetzen.

Ihr Wirkungsquerschnitt wird mit zunehmender Energie größer. Will man die Eigenschaften von Neutrinos näher untersuchen sind also Quellen mit hohen Energien und hohen Teilchenflüssen zu favorisieren.

Abbildung 1.1 zeigt die Abhängigkeit des Neutrinoflusses von ihrer Energie für verschiedene Produktionsstätten. Man unterscheidet dabei zwischen natürlichen Quellen, deren Energiebereich sich über viele Großenordnungen erstreckt, und künstlichen Neutrinoquellen. Der folgende Abschnitt erläutert diese Quellen etwas näher.



Abbildung 1.1.: Neutrinofluss einiger Quellen. Auf der Abbildung ist der von der Energie abhängige Neutrinofluss verschiedener Produktionsstätten für Neutrinos zu sehen. Es handelt sich dabei um natürliche und künstliche Quellen. Die natürlichen Quellen überragen dabei die künstlichen in Energie, sowie Fluss um mehrere Größenordnungen. Zur Erläuterung der Benennung der Einzelspektren siehe Text. Abbildung aus [Neu12]

1.2.1. Natürliche Neutrinoquellen

Primordiale Neutrinos

Kurz nach dem Urknall herrschten enorm hohe Temperaturen und Energiedichten. Zu dieser Zeit war die Reaktionsrate Γ der schwachen Wechselwirkung wesentlich größer als die Hubbel-Expansionsrate H. Über

$$p + e^- \longleftrightarrow n + \nu_e$$
 (1.4)

$$p + \overline{\nu}_e \longleftrightarrow n + e^- \tag{1.5}$$

$$p + e^- + \overline{\nu}_e \longleftrightarrow n \tag{1.6}$$

standen Neutronen und Protonen über die schwache Wechselwirkung im chemischen und thermischen Gleichgewicht. Aufgrund der Expansion des Universums kühlte das Universum ab, wobei die schwache Wechselwirkunsrate schnell mit sinkender Temperatur abnahm. Schließlich war die Rate bei Energien von etwa 1 MeV soweit gesunken, dass kein thermisches Gleichgewicht mehr vorlag. Die schwache Wechselwirkung und damit auch die Neutrinos entkoppelten. Dieser Vorgang wird auch Ausfrieren genannt und fand etwa eine Sekunde nach dem Urknall statt.

Die entkoppelten Neutrinos sind noch heute als Hintergrundstrahlung mit einer Temperatur von 1,95 K, oder in anderen Einheiten ausgedrückt im μ eV-Bereich, vorhanden. Durch ihre kleine Energie entziehen sie sich bisher aber einem epxerimentellen Nachweis.

Allein durch diesen Produktionsmechanismus beträgt die Teilchendichte der Neutrinos heute $336 \frac{1}{\text{cm}^3}$. Diese hohe Dichte ist der Grund dafür, dass die Neutrinos maßgeblich an der Strukturbildung im Universum beteiligt gewesen sein können. Es ist deshalb unerlässlich ihre Masse zu kennen.

Atmosphärische Neutrinos

Im Universum gibt es viele kosmische Objekte, die Teilchen auf große Geschwindigkeiten beschleunigen können. Diese Partikel werden dann als kosmische Strahlung bezeichnet. Streuen solche hochenergetische Teilchen der kosmischen Strahlung an Kernen der Erdatmosphöre lösen sie eine Kaskade aus sekundären Teilchen, unter anderem auch Neutrinos, aus.

Die kosmische Strahlung besteht bei hohen Energien zum größten Teil aus Hadronen. Sie machen etwa 99% der gesamten Strahlung aus. Elektronen und Photonen tragen dazu nur etwa 1-, beziehungsweise etwa 0,01-Prozent bei. Der hadronische Anteil der Strahlung wird wiederum von Protonen dominiert. Stößt ein Proton in den oberen Schichten der Erdatmosphäre beispielsweise an einem Stickstoff-Kern,

$$p + N \longrightarrow \pi^{\pm}, K^{\pm}$$
 (1.7)

so entstehen Pionen und Kaonen. Für hohe Energien können diese einen breit gefächerten, kaskadenartigen Luftschauer auslösen. Haben die Kaonen und Pionen des Schauers nicht mehr genug Energie weitere Sekundärreaktionen auszulösen zerfallen sie gemäß

$$\pi^{\pm}, K^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}/\overline{\nu}_{\mu}$$
 (1.8)

Bei dem Zerfall entstehen Myonen und Myon-Neutrinos. Wie im Abschnitt 1.1 beschrieben, sind auch die Myonen nicht stabil und Zerfallen in einem weiteren Prozess zu

$$\mu^{\pm} \longrightarrow e^{\pm} + e_{\nu}/\bar{e}_{\nu} + \bar{\nu}_{\mu}/\nu_{\mu} \tag{1.9}$$

Man beachte hierbei die vertauschte Reihenfolge der Myonneutrinos. Die Erhaltung der Leptonenzahl verlangt bei dem Zerfall des μ^+ ein Myon-Antineutrino im Endzustand und umgekehrt. Im vorigen Prozess ist die Leptonzahl gleich null, deswegen entstehen dort Myon und Myon-Antineutrino. Niederenergetische Myonen zerfallen bis zu ihrer Ankunft an der Erdoberfläche vollständig, es ergibt sich das Verhältnis von Myon- zu Elektron-Neutrinos

$$\frac{\nu_{\mu} + \overline{\nu}_{\mu}}{\nu_e + \overline{\nu}_e} = 2 \tag{1.10}$$

Sind die Myonen allerdings hochenergetisch Zerfallen sie aufgrund der Zeitdilation nicht vollständig und das Verhältnis wird sich in Richtung der Elektron-Neutrinos verschieben.

Angemerkt sei hier, dass die gleichen Prozesse auch außerhalb der Erdatmosphäre stattfinden können. Streuen Teilchen der kosmischen Strahlung an Kernen oder Photonen im interestellaren Medium, entstehen ebenso K- und Pi-Mesonen².

Der Fluss aus atmosphärischen Neutrinos hat ein Maximum bei Energien von etwa 100MeV, erstreckt sich aber auf der Skala von MeV bis hin zu GeV über neun Größenordnungen.

Solare Neutrinos

Innerhalb von Sternen werden Neutrinos durch Fusionsreaktionen erzeugt. Das Wasserstoffbrennen in Sternen wird mit zwei Mechanismen realisiert. Dies sind die pp-Kette und

5

²Weiterere kosmologische Quelle könnten die bisher nur theoretisch vorhergesagten WIMPS sein. Sie gelten als Kandidat für kalte dunkle Materie. In Experimenten werden Neutrinosignale auf mögliche Hinweise zu ihrer Existenz untersucht [Col11b]

der CNO-Zyklus. Bei Sternen, deren Masse nicht viel größer ist als die unserer Sonne, überwiegt die pp-Kette die Energieerzeugung. Die Hauptbeiträge werden durch die folgenden neutrinoproduzierenden Reaktionen geleistet

$${}^{1}H + {}^{1}H \longrightarrow {}^{2}H + e^{+} + \nu_{e} \tag{pp} \tag{1.11}$$

$${}^{1}H + {}^{1}H + e^{-} \longrightarrow {}^{2}H + \nu_{e} \tag{(pep)} \tag{1.12}$$

$${}^{7}Be + e^{-} \longrightarrow {}^{7}Li + \nu_{e} \tag{Be}^{7} \tag{1.13}$$

$${}^{8}B \longrightarrow {}^{8}B + e^{+} + \nu_{e} \tag{B^{8}} \tag{1.14}$$

Die Fusionskette beeinhaltet noch weitere Prozesse, da diese aber keine Neutrinos im Endzustand besitzen werden sie hier nicht weiter beschrieben. Die Reaktionen erzeugen Neutrinos mit unterschiedlicher Energie, einige davon mit diskreten- und andere mit kontinuierlichen Spektren.

Theoretische Modelle zeigen, dass die Energieproduktion in schwereren Sternen vom CNO-Zyklus

$$^{13}N \longrightarrow ^{13}C + e^+ + \nu_e$$
 (N¹³) (1.15)

$${}^{15}O \longrightarrow {}^{15}N + e^+ + \nu e \qquad (O^{15}) \qquad (1.16)$$

dominiert wird. Auch hier wurden nur neutrinoerzeugende Prozesse genannt.

Photonen benötigen sehr lange um vom Inneren der Sonne an die Oberfläche zu kommen. Auf ihrem Weg streuen sie dabei sehr oft, wodurch sie letztlich nur noch Informationen über die Oberfläche der Sonne tragen. Bei Neutrinos sind die Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten so klein, dass sie nach ihrer Erzeugung quasi ungehindert die Oberfläche der Sonne erreichen und in den interestellaren Raum gelangen können. Quasi ungehindert meint an dieser Stelle, dass rein statistisch auch bei kleinen Wirkungsquerschnitten einige von ihnen Wechselwirken und zusätzlich der MSW-Effekt³ von Neutrinos in Materie vernachlässigt wurde. Da diese Effekteklein sind, eignen sich Neutrinos hervorgand als Sonden, um Einblicke ins Sonneninnere zu erhalten.

Supernovae Neutrinos

Supernovae werden in zwei Haupttypen (I, II) klassifiziert. Unterschieden werden die Klassen danach ob Wasserstofflinien in ihrem Spektrum beobachtbar(Typ II), oder nicht zu detektieren(Typ I), sind. Die seltener auftretenden Supernovae des Typs II sind als weitere Neutrinofabrik bekannt.

Supernovae des Typs II entstehen nur aus sehr Massereichen Sternen, deren Masse das Achtfache der Sonnenmasse⁴ übersteigt. Am Ende ihrer Fusionskette steht Eisen, das Element mit der maximalen Bindungsenergie, welches sich im Kern des Sterns sammelt. Hat der Stern das Ende seines Lebens erreicht und die Fusion gestoppt, steht dem Gravitationsdruck des massiven Kerns nur noch der Entartungsdruck der Elektronen entgegen. Abgesehen von der Photodesintegration wird der Entardungsdruck durch den inversen Betarzerfall,

$$p + e^- \longrightarrow n + \nu_e$$
 (1.17)

wobei Elektronen eingefangen werden, reduziert. Schon bei dieser sogenannten Deleptonisierung entstehen Neutrinos. Die gesamte Reaktion läuft auf der Zeitskala von Millisekunden ab, die Anzahl der in dieser kurzen Zeit erzeugten Neutrinos liegt in der Größenordnung 10^{57} .

³Benannt nach Stanislaw Michejew, Alexei Jurjewitsch Smirnow und Lincoln Wolfenstein

 $^{{}^{4}}M_{Sol} = 1,99 \cdot 10^{30} kg$

Insofern die zurückbleibende Masse nicht mehr als etwa das dreifache der Sonnenmasse ist, bleibt ein Neutronenstern zurück, anderenfalls kollabiert auch dieser und ein schwarzes Loch entsteht.

Der, im ersten Fall zurücklbeibende, Neutronenstern ist mit Temperaturen in der Größenordnung von 10^{11} K. Der heisse Neutronenstern ist für Photonen undurchsichtig und verliert einen Großteil seiner Energie deshalb durch thermische Neutrinopaarbildung 1.18. Dieser Prozess findet dabei über ungeladene Ströme der schwachen Kernkraft statt, die wegen der hohen Dichten und Temperaturen genügend hohe Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten besitzt.

$$e^- + e^+ \longrightarrow \nu_l + \overline{\nu_l}$$
 (1.18)

Im Endzustand können Neutrinos aller drei Leptongenerationen vorkommen $(l = e, \mu, \tau)$. Tatsächlich ist die Anzahl der so fabrizierten Neutrinos ein Vielfaches der Neutrinos aus dem vorherigen Prozess und macht circa 90% der gesamten emitterten Neutrinos aus.

Will man die genaue Anzahl der von Supernovae emittierten Neutrinos berechnen sind komplizierte Modelle nötig. Insbesondere Reabsorbtionsprozesse spielen hierbei eine Rolle.

Wegen der kleinen Wirkungsquerschnitte von Neutrinos gelangen diese einige Zeit vor den Photonen in den freien Raum. Da sie sich mit Geschwindigkeiten nahe der des Lichts bewegen kommen sie dementsprechend auch früher auf der Erde an. So können sie zum Beispiel als Frühwarnsignal zur Beobachtung von Supernovae verwendet werden - werden die Neutrinos detektiert bleibt Zeit die Teleskope in Richtung des Ereignisses auszurichten. Zudem eignen sich solche Neutrinos zu ToF⁵ Messungen.

Es sei daran erinnert, dass die Detektion der Neutrinos technisch anspruchsvoll ist. Bei dem prominentesten Beispiel einer Supernova, der SN1987A, lag die Anzahl der freigesetzten Neutrinos, wie oben im Text besprochen, in Größenordnung von etwa 10^{58} . Im Detektor von Kamiokande⁶ konnten von diesen aber lediglich 11 nachgewiesen werden [H⁺87]. Zukünftige Experimenten sind deswegen größer Konzeptioniert und können wesentlich mehr Neutrinos detektieren.

1.2.2. Künstliche Neutrinoquellen

Die künstliche Erezgung von Neutrinos ist Anspruchsvoll. Denn zum einen wird anhand der geringen Zahl detektierter Neutrinos von SN1987A klar, dass enorm viele Neutrinos erzeugt werden müssen, um sinnvolle Versuche mit ihnen durchzuführen.

Reaktorneutrinos

Moderne Kernreaktoren setzen eine große Zahl von Neutrinos frei. Um die Reaktion am laufen zu halten werden Materialien verwendet die bei ihrem Zerfall zunächst Neutronen freisetzen. Bei der großen Anzahl an Neutronen zerfällt eine große Zahl von ihnen gemäß

$$n \longrightarrow p + e + \overline{\nu}_e \tag{1.19}$$

So werden bei einer Spaltreaktion im Mittel sechs Neutrinos mit Energien unter 10 MeV freigesetzt. Die Genaue Anzahl der emittierten Neutrinos hängt dabei von der Menge an spaltbaren Materialien und ihrer genauen Zusammensetzung ab, lässt sich aber sehr genau bestimmen wenn diese Parameter bekannt sind. Typische Reaktoren haben eine Leistung im Gigawatt-Bereich und erzeugen in einer Sekunde etwa 10^{20} Neutrinos.

Erst kürzlich konnte das Verschwinden der Elektron-Antineutrinos beobachtet und damit Neutrinooszillationen(siehe Abschnitt 1.3) evident vom Daya Bay Experiment nachgewiesen werden $[A^+12b]$.

⁵Time of **Flight**

⁶Kamioka Nucleon Decay Experiment

Beschleunigerneutrinos

Auch Teilchenbeschleuniger eignen sich zur Produktion von Neutrinos. Hierzu werden beschleunigte Protonen auf ein Target, wie zum Beispiel Kohlenstoff, gelenkt. Dabei entstehen Pionen und Kaonen, bevorzugt mit der Bewegungsrichtung der Protonen. Kurz nach dem Target können die erzeugten Mesonen mit einem System aus magnetischen Linsen, auch Horn genannt, noch weiter fokusiert werden. Zusätzlich kann hier auch eine Ladungs-, oder Energieselektion stattfinden. Anschließend gelangen sie in einen Zerfallstunnel geeigneter Länge(1000m). Dort zerfallen sie nach den Reaktionsschemata 1.8 und 1.9 zu Elektron- und Myonneutrino, beziehungsweise deren Antiteilchen, je nachdem wie das Horn polarisiert war.

Zu den Experimenten, die Beschleunigerneutrinos verwenden, gehören das OPERA⁷ [OC10] und das MINOS⁸ [A⁺08] Experiment. Sie erhalten ihre Neutrinos vom in Genf gelegenen CERN⁹, wo der CNGS-Strahl¹⁰ des SPS-Teilchenbeschleunigers¹¹ Protonen mit Energien von 400 GeV auf ein Carbon-Target schießt. Die mittlere Energie der erzeugten Neutrinos entspricht 17 GeV.

1.3. Neutrinooszillationen

Mit Neutrinooszillationen sind die Übergänge von Neutrinos einer Generation in die einer anderen gemeint. Besonders Interessant daran sind die Bedingungen für das Auftreten solcher Effekte. Sie erfordern es nämlich, dass nicht alle Neutrinos die gleiche Masse besitzen. Hieraus ergibt sich zwingender Weise auch eine nicht verschwindende Masse für das Neutrino mindestens einer Familie. Mischen die Neutrinos sind zudem die Leptonzahlen der einzelnen Generationen nicht erhalten. Aus diesen beiden Bedingungen folgt sofort, dass das Standardmodell nicht hält und wenigstens erweitert werden muss, um als physikalisches Modell bestand zu haben. Insbesondere gibt es auch keine fundamentalen Prinzipien durch welche die Erhaltung der Leptonzahlen einzelner Generationen notwendig sein müsste und die Neutrinooszillationen von vornherein ausschließen könnte. Das gleiche gilt für Neutrinomassen ungleich null.

Erste Evidenz für das Auftreten solcher Reaktionen erbrachte das Homestake Experiment $[C^+98]$ im Jahr 1968. Es verglich die, aus dem Standardmodell der Sonnen (SSM) theoretisch erwartete, Anzahl von auf der Erde ankommenden Elektron-Neutrinos. Dabei wurde aber nur ein Drittel der vorhergesagten Neutrinos gemessen. Die Beobachtung wurde als 'solares Neutrinoproblem' bekannt, da nicht klar war inwiefern die Beobachtungen auf Fehler des Experiments oder mangelndes Verständnis der Sonne zurückzuführen waren. In den folgenden Jahren konnten einige weitere Experimente wie SAGE [Col01] oder GALLEX [Col03] ebenfalls ein Defizit an Neutrinos feststellen.

Den Beweis für Oszillationen zwischen Neutrinos verschiedener Generationen konnte erst 2001 mit dem SNO Experiment erbracht werden $[C^+11]$. Im Gegensatz zu den vorherigen Experimenten suchte man dabei nicht nur nach den Elektron-Neutrinos. Man konnte auch die Myon- und Tau-Neutrinos nachweisen, wenn auch nicht zwischen ihnen Unterscheiden. Laut dem SSM entstehen diese auf der Sonne nicht. Die Messungen zeigten nicht nur ein Defizit der Elektron-Neutrino Flüsse, gleichzeitig waren die Flüsse der anderen Flavours zu groß. Dabei Stimmte die Summe aller Neutrinoflüsse aber mit dem aus vom SSM vorhergesagten Elektron-Neutrino Fluss überein. Das solare Neutrinoproblem war gelöst und der Beweis für Neutrinooszillationen erbracht.

⁷Oscillation Project with Emulsion tRacking Apparatus

⁸Main Injector Neutrino Oscillation Search

 $^{^9\}mathbf{C}$ onseil **E**uropéen pour la Recherche Nucléaire

 $^{^{10}}$ CERN Neutrinos to Gran Sasso

¹¹Super Proton Synchrotron

Auch ohne die zugrunde liegende Theorie zu kennen, können die Neutrinooszillationen zumindest phänomenologisch beschrieben werden. Eine genaue Beschreibung findet sich beispielsweise in [Sch97], die in diesem Abschnitt enthaltenen Informationen stammen im Wesentlichen auch daraus. Hier sollen nur die wichtigsten Ideen vorgestellt werden¹².

Im ersten Schritt ist hier zu bemerken, dass die Flavoureigenzustände der schwachen Wechselwirkung von Neutrinos, $|\nu_{\alpha}\rangle$ mit $\alpha = e, \mu, \tau$, keine Eigenzustände des Hamiltonoperators sind. Die Eigenzustände des Hamiltonoperators entsprechen gerade den Masseneigenzuständen. Damit sind die Flavour-Eigenzustände insbesondere nicht mit den Masseneigenzuständen der Neutrinos, $|\nu_i\rangle$ mit i = 1, 2, 3 identisch. Ananalog zur CKM-Matrix¹³ des Quarksektors, die Quarks der unterschiedlichen Generationen mischt, gibt es eine Mischungsmatrix für Massen- und Flavoureigenzuständen der Neutrinos.

Mit der unitären Mischungsmatrix U^{14} können die Flavoureigenzustände, als Superposition in der Basis der Masseneigenzustände, dargestellt werden:

$$|\nu_{\alpha}\rangle = \sum_{i} |\nu_{i}\rangle \tag{1.20}$$

Als Eigenzustände des Hamiltonoperator sind die $|\nu_i\rangle$ stationäre Zustände mit

$$\left|\nu_{i}\left(t\right)\right\rangle = e^{-E_{i}t}\left|\nu_{i}\right\rangle \tag{1.21}$$

gegeben. Aus den Gleichungen 1.20 und 1.21 erhält man für die zeitabhängige Übergangswahrscheinlichkeit eines Neutrinoflavours in einen anderen

$$P_{\alpha \to \beta}(t) = |\langle \nu_{\beta}(t) | \nu_{\alpha}(t) \rangle|^{2}$$

= $\sum_{i,j} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^{*} U_{\beta i} U_{\beta j}^{*} e^{-i(E_{i} - E_{j})t}$
= $\sum_{i} |U_{\alpha i} U_{*\beta i}|^{2} + 2Re \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^{*} U_{\beta i} U_{\beta j}^{*} e^{-i(E_{i} - E_{j})t}$ (1.22)

Um dieses Ergebnis zu veranschaulichen wird nun kurz diskutiert welche Form es für nur zwei mischende Neutrinogenerationen annimmt. In diesem Fall nimmt Superposition aus 1.20 die einfache Form

$$\begin{pmatrix} |\nu_{\alpha}\rangle \\ |\nu_{\beta}\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} |\nu_{1}\rangle \\ |\nu_{2}\rangle \end{pmatrix}$$
(1.23)

an. Für die Übergangswahrscheinlichkeit gilt dann

$$P_{\alpha \to \beta} = \sin^2 (2\theta) \cdot \sin^2 \left(\underbrace{(m_1^2 - m_2^2)}_{\equiv \Delta m^2} \cdot \frac{L}{4E} \right)$$
(1.24)

Hier zeigt sich insbesondere, dass die Amplitude der Oszillation vom Mischungswinkel und die Frequenz von der Massendifferenz der Neutrinos abhängt. Man erhält daraus auch die Relation für das Zustandekommen der Oszillationseffekte

$$\frac{L}{E} \ge \frac{4}{\Delta m^2} \tag{1.25}$$

9

¹²Insbesondere sind die hier vorgestellten Ergebnisse streng genommen nur im Vakuum gültig, bei der Propagation durch Materie tritt der MSW-Effekt auf

 $^{^{13}}$ Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix

¹⁴Der operator U wird für n Neutrinogenerationen oftmals als n-dimensionale Rotationsmatrix mit $(n-1)^2$ unabhängigen Paramatern dargestellt. Davon sind $\frac{1}{2}n(n-1)$ Mischungswinkel und $\frac{1}{2}(n-1)(n-2)$ CP-verletztende Phasen [Sch97]

Als notwendige Bedingung für die Beobachtbarkeit müssen Experimente immer hinsichtlich der Neutrinoenergie und der Distanz von der Quelle optimiert werden. Bei Reaktorneutrinos ist die Energie vorgegeben und der Detektor muss in der entsprechenden Distanz lokalisiert sein. Für Beschleunigerneutrinos kann auch die mittlere Energie der Neutrinos beeinflusst werden. Je nach Zweck des Experiments können hier verschiedenste Einstellungen eingesetzt werden. Im Regelfall sind hohe Energien aber zwecks größer werdender Wirkungsquerschnitte und damit besserer Nachweisbarkeit zu bevorzugen.

Heutige Messungen belegen die Existenz von drei leichten Neutrinogenerationen, in diesem Fall wird die 3x3 Mischungsmatrix U als PMNS-Matrix¹⁵ bezeichnet. Die Existenz von zusätzlichen schweren sterilen Neutrinos ist möglich und wichtig in der Kosmologie und bei der Suche nach Dunkler Marterie. Schwere Neutrinos konnten in Experimenten aber bisher nicht nachgewiesen werden, deswegen wird hier nicht näher darauf eingegangen.

In einer Reihe von Experimenten wurde nach den Mischungswinkeln und Massendifferenzen gesucht. Als eines davon misst das Double Chooz Experiment den Mischungswinkel θ_{13} mit den, im nahegelegenden Chooz Kernkraftwerk, erzeugten Elektron-Antineutrinos [Col11a]. Sie werden mit Hilfe von zwei Flüssigkeitszintillations-Detektoren, die in 400 m und 1050 m Entfernung positioniert sind, nachgewiesen. Auf Abbildung 1.2 ist die Überlebenswahrscheinlichkeit der Reaktorneutrinos in Abhängigkeit ihres Abstands zu sehen. Zusätzlich sind die Entfernungen der zwei Detektoren eingezeichnet. Die Messungen deuten auf einen nichtverschwindenen Mischungswinkel hin [A⁺12a].

Beim Daya Bay Experiment [Day07], dem RENO Experiment [REN12] und Double Chooz Experiment [Col11a]wird ebenfalls nach dem Mischungswinkel θ_{13} gesucht. Alle drei Kollaborationen haben dieses Jahr neue Ergenisse veröffentlicht: Daya Bay [A⁺12b]

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,092 \pm 0,016 \,(stat.) \pm 0,005 \,(syst.) \tag{1.26}$$

RENO [REN12]

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,113 \pm 0,013 \,(stat.) \pm 0,019 \,(syst.) \tag{1.27}$$

Double Chooz [A⁺12a]

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,086 \pm 0,041 \,(stat.) \pm 0,030 \,(syst.) \tag{1.28}$$

Die Resultate aller drei Experimente sind miteinander verträglich und zeigen evident auf einen von Null verschiedenen Mischungswinkel.

Mit Gleichung 1.24 wird aber auch der größte Nachteil von Oszillationsexperimenten klar. Sie können zwar die Mischungswinkel und Differenzen der Massenquadrate untersuchen, dabei aber keinerelei Aussage über die Absolutskala der Massen treffen. Ebenso bieten Experimente dieser Art keinerlei Sensitivität bezüglich der Hierarchie zwischen den Masseneigenzuständen. In Abbildung 1.3 soll dies verdeutlicht werden. Zu sehen sind zwei Varianten der Hierarchie für normalgeordnete Masseneigenzustände, das heisst $m_1 < m_2 < m_3$. Bei großen Massen fallen die Differenzen Δm_{ij}^2 nicht mehr ins Gewicht und es ergibt sich eine quasi-entartete Massenverteilung. Ist die Wert der kleinsten Masse aber unter etwa 0,1 eV wird die Entartung aufgehoben und die Eigenwerte deutlich unterscheidbar. Neben dem normalgeordneten Fall ist die invertierte Variante $m_3 < m_1 < m_2$ ebenso denkbar und ad hoc nicht auszuschließen.

Zur Bestimmung der absoluten Massen von Neutrinos sind andere Experimente notwendig.

 $^{^{15}\}mbox{Benannt}$ nach Pontecorvo, Maki, Nakagawa und Sakata



Abbildung 1.2.: **Elektron-Antineutrinooszillationen** beim Double Chooz Experiment. Zu sehen ist die Überlebenswahrscheinlichkeit der im Reaktor erzeugten Neutrinos als Funktion des Abstands. Mit der Verwendung der zwei eingezeichneten Detektoren können mittels Koinzidenzmessungen systematische Fehler verringert werden. Abbildung aus [Col11a]

1.4. Bestimmung der Neutrinomasse

Mit der Beobachtung von Neutrinooszillationen 1.3, erwies sich die nichtverschwindene Ruhemasse von Neutrinos als Notwendig. Diese Erkentniss stellt nicht nur das Standardmodell als nicht hinreichend zur vollständigen Beschreibung der Natur heraus, sie zieht noch weiter reichende Konsequenzen mit sich.

Zwar scheinen die Massen der Neutrinos, wie ihre Wechselwirkung mit anderer Materie auch, gering zu sein, ihr Einfluss auf das Universum ist aber enorm. Wegen ihrer hohen Anzahl können sie eine tragende Rolle bei der Strukturbildung des Universums gespielt haben. So sind sie nicht nur in der Teilchenphysik, sondern auch für die Entwicklung kosmologischer Modelle wichtig. Um die genauen Auswirkungen der Neutrinos auf die Entwicklung des Kosmos abschätzen zu können, ist es wichtig ihren Beitrag an der Dichte des Universums und damit ihre Masse genau zu kennen. Abbildung 1.4 zeigt den Einfluss den sie möglicherweise auf die Energiedichte des Universums haben könnten. Moderne Experimente konnten den erlaubten Parameterbereich dabei auf $0,001 < \Omega_{\nu} < 0,14$ beschränken. Sollten sie gerade an der oberen Grenze liegen, wäre ihr Beitrag größer als der baryonische Anteil.

In den folgenden Abschnitten werden zwei Methoden zur Bestimmung der Neutrinomasse geschildert.



Abbildung 1.3.: Hierarchie der Neutrino-Masseneigenzustände in der Normalordnung $m_1 < m_2 < m_3$ und in Abhängigkeit der kleinsten Masse m_1 . Kleine Werte von $m_1 \leq 0, 1eV$ bewirken eine Aufspaltung des Spektrums und hierarchisch geordnete Eigenwerte. Bei größeren Massenquadraten werden ihre relativen Abweichungen klein und man erhält ein quasi-entartetes Spektrum. Die Farben der Balken sollen die Mischungsanteile der Flavoureigenzustände repräsentieren.

1.4.1. Aus dem neutrinolosen doppelten Betazerfall

Eine Variante die Neutrinomasse zu bestimmen, besteht im neutrinolosen doppelten Betazerfall. Unter einem doppelten Betazerfall versteht man den gleichzeitigen Betazerfall zweier Neutronen im Kern. Man unterscheidet zwischen $2\nu\beta\beta$ -Zerfällen, bei denen zwei Neutrinos emittiert werden, und den $0\nu\beta\beta$ -Zerfällen bei denen keine Neutrinos den Kern verlassen und nur als virtueller Zwischenzustand auftauchen. Nur der neutrinolose Zerfall enthält Information über die Neutrinomasse und eignet sich zu ihrer Bestimmung. Dabei können noch weitere wichtige Fragen beantwortet werden. Wird der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall beobachtet, folgt daraus direkt, dass Neutrinos Majorana Teilchen¹⁶ sein müssen und die Leptonzahl nicht erhalten ist.

Vernachlässigt man die Elektronenhülle setzt sich die Kernmasse aus der Massen ihrer Konstituenten und ihrer Bindungsenergie zusammen. Die letzt genannte kann dabei mit Bethe-Weizsäcker Formel abgeschätzt werden. Betazerfälle ändern an der Massenzahl A = N + Z, mit der Anzahl von Protonen Z und der Neutronen N, nichts. Zu ihrer Veranschaulichung trägt man deshalb die Bindungsenergie von Isobaren über der Ladungszahl auf. Bei Kernen gerader Massenzahl ergibt sich eine Parabel die ihr Minimum bei einer gewissen Ladungszahl erreicht. Links von diesem Minimum gelegende Mutterkerne zerfallen über β^- , rechts von ihm gelegene über β^+ -Reaktionen, in Richtung des Minimums.

Als Prozess der schwachen Wechselwirkung ist der doppelte Betazerfall äusserst unwahr-

¹⁶Im Wesentlichen sind Majorana-Teilchen ihre eigenen Antiteilchen



Abbildung 1.4.: Energiedichte des Universums. Dargestellt sind die verschiedenen Beiträge an der Energiedichte des Universums in Form des Dichteparameters Ω . Links im Bild ist Beitrag der Neutrinomasse Ω_{ν} gezeigt. Der erlaubte Parameterraum konnte von Experimenten eingeschränkt werden. Die untere Grenze ist durch Oszillationsexperimente gegeben, die untere durch kinematische Messungen am Tritiumendpunkt. Zu sehen ist ausserdem die Sensitivität von KATRIN. Abbildung aus [A⁺04]

scheinlich und steht in Konkurrenz mit zwei aufeinanderfolgenden β -Zerfällen. Er ist deswegen dann zu erwarten wenn der einfache Betazerfall energetisch unterdrückt ist. Um diese Bedingung zu erfüllen muss zunächst der Grundzustand des folgenden Tochterkerns (A, Z + 1) energetisch höher liegt als der des Mutterkerns (A, Z). Weiterhin muss der Kern mit (A, Z + 2) energetisch niedriger liegen als der Mutterkern.

Diese Anforderungen werden gerade für Kerne ungerader Massenzahl erfüllt. Bei ihnen spaltet die Parabel, wegen des Paarungsterms, in zwei neue Parabeln auf(Vergleich Abb. 1.5). Kerne mit je ungerader Anzahl von Protonen und Neutronen liegen bei höheren Energien als solche mit geraden Proton- und Neutronzahlen.

Neben den Massenparabeln ist das Feynmandiagramm für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall zu sehen. Da die schwache Wechselwirkung im Standardmodell durch eine reine V-A Kopplung beschrieben wird sind Neutrinos immer linkshändig und Antineutrinos immer rechtshändig. Dementsprechend wird bei dieser Reaktion wird an einem Vertex ein rechtshändiges Antineutrino emittiert und am anderen ein linkshändiges Neutrino absorbiert. Innerhalb des Standardmodells sind Neutrinos masselos, wodurch ihre Helizitäten¹⁷ eindeutig bestimmt und der Prozess verboten ist. Möglich ist der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall also nur unter zwei Voraussetzungen. Zunächst muss das Neutrino sein eigenes Antiteilchen sein, es ist dann ein sogenanntes Majorana-Teilchen. Ausserdem muss die Helizität zwischen den Vertizes umgekehrt werden. Dafür gibt es im Wesentlichen zwei Möglichkeiten. Für die Massenbestimmung weniger interessante Variante ist das auftreten kleiner rechtshändiger Ströme bei der schwachen Wechselwirkung. Unter Vernachlässigung dieser Ströme kann die Reaktion nur stattfinden, wenn das Neutrino eine Masse hat. Dann ist die Helizität nicht mehr Konstant

 $^{^{17}\}mathrm{Für}$ Teilchen der Masse0entspricht die Helizität gerade der Chiralität



Abbildung 1.5.: (a) Massenparabeln für Isobaren gerader Massenzahl als Funktion der Kernladung. Die Energieskala ist willkürlich, während die Ladungszahl z hier gerade derjenigen, bei welcher die Parabeln ihr Minium haben, entspricht. Wegen des Paarungsterms ist die Energie bei uu-Kernen höher als bei solchen mit gerader Anzahl an Neutronen und Protonen. Die Beobachtung des Doppelbetazerfalls ist insbesondere bei energetisch verbotenem einfachen Betazerfall zu erwarten. Dabei muss ausserdem die Energie des übernächsten Tochterkerns geringer als die des Mutterkerns sein. Abbildung aus [Col12a] (b) Feynmandiagramm des 0νββ-Zerfalls. Das virtuelle Neutrino ist als Majorana-Teilchen zu verstehen. Aus [Col12d].

vorgegeben, sondern es ist mit der Wahrscheinlichkeit $P = \frac{1}{2} (1 - \beta)$ rechtshändig¹⁸.

Beide Voraussetzungen sind nicht Teil des Standardmodells, überdies ist die Leptonzahlerhaltung (ΔL) verletzt, was ebenfalls dem Standardmodell widerspricht.

Tritt ein $0\nu\beta\beta$ -Zerfall auf, so geht die gesamte Zerfallsenergie¹⁹ auf die Elektronen über. Anstelle des kontinuierlichen Spektrums ergibt sich ein sehr scharfer Peak, der dem Endpunkt des Betaspektrums entspricht. In Experiment werden die Elektronen detektiert und ihre Energien gemessen. Als Signal gewertet werden Elektronen deren Energiesumme gerade dem Endpunkt entspricht. Über die Ereignisrate kann die Halbwertszeit und daraus die Masse der Neutrinos bestimmt werden. Das größte Problem bei der Messung dieser Zeiten sind die schlechten Verhältnisse von Signal zu Untergrund. Denn in die Halbwertszeit gehen das quantenmechanische Matrixelement und der zur Verfügung stehende Phasenraum ein. Beide Faktoren sind klein, schließlich ist die Kopplungskonstante der schwachen Wechselwirkung wegen der großen Masse ihrer Eichbosonen sehr klein und das Phasenraumvolumen durch die notwendige Anpassung der Helizitäten beschränkt. Zudem ist das Matrixelement nur schlecht bekannt. Die Halbwertszeiten liegen im Bereich von 10^{19} bis etwa 10^{24} Jahren²⁰.

Sollte der Zerfall beobachtet werden, handelt es sich bei den Neutrinos um Majorana-Teilchen. Ihre sogenannte effektive Majorana-Masse ist gegeben durch eine kohärente Summe

$$\langle m_e \rangle = \left| \sum_i m_i U_{ei}^2 \right| \tag{1.29}$$

 $^{^{18}\}mathrm{Im}$ Allgemeinen schränkt dies den Phasenraum der Reaktion erheblich ein, da v $\approx \mathrm{c}$

¹⁹Die Rückstoßenergien seien vernachlässigt

 $^{^{20}\}mathrm{Zum}$ Vergleich liegt das Alter des Universums bei etwa 10^{10} Jahren

Wobei die m_i die aus Kapitel 1.3 bekannten Masseneigenzustände sind. Insbesondere können die Komponenten der Mischungsmatrix komplex sein, wodurch destrukive Interferenzen der Masseneigenzustände möglich sind oder CP verletztende Phasen auftreten können.

Im Heidelberg-Moskau Experiment wurde versucht die Neutrinomasse mit dieser Methode zu finden. Ein sehr umstrittenes und nicht von der gesamten Kollaboration gestütztes Resultat wurde veröffentlich [KK^+01]. Sein Ergebnis ist

$$\langle m_e \rangle = (0,05-0,84) \text{ eV} (95\% \text{c.l.})$$
 (1.30)

mit dem wahrscheinlisten Wert

$$\langle m_e \rangle = 0,44 \,\mathrm{eV} \tag{1.31}$$

Nicht zuletzt wegen der schwierigen und modellabhängigen Bestimmung des benötigten Matrixelements ist die Analyse in der Fachwelt stark diskutiert. Erst kürzlich wurden neue Ergebnisse des EXO Experiments $[A^+05]$, welche das Resultat des Heidelberg-Moskau Experiments ausschließen, veröffentlicht [LL12]:

$$\langle m_e \rangle < (0, 14 - 0, 38) \text{ eV}$$
 (1.32)

Diese Resultate zu prüfen wird die Aufgabe von ähnlichen Experimenten Majorana [Col12b] oder GERDA $[S^+05]$ sein.

1.4.2. Aus dem Betazerfall des Tritiums

Ein großes Problem vieler Experimente zur Massenbestimmung des Elektrons ist ihre teils starke Modellabhängigkeit. Mit der Untersuchung des Endpunkts von Betaspektren kann die Neutrinomasse aus rein kinematischen Größen und modell-unabhängig bestimmt werden.

Die schon eingeführten Betazerfälle sind Dreikörperzerfälle, bei denen nach

$$n \longrightarrow p + e^- + \overline{\nu}_e \tag{1.33}$$

ein Neutron des Kerns in ein Elektron und ein Elektron-Antineutrino zerfällt. Unter Vernachlässigung der Rückstoßenergie des Kerns geht die gesamte Energie auf Elektron und Neutrino²¹ über. Aus Fermis goldener Regel erhält man das differentele Energiespektrum der Elektronen, wobei die Neutrinomasse im Phasenraumfaktor vorkommt:

$$\frac{N}{dt \, dE} = \frac{G_F^2}{2\pi^3 \hbar^7} \cos^2(\theta_C) \left| \mathcal{M} \right|^2 \cdot F(Z+1,E) \cdot p_e \cdot (E+m_e) \cdot (E-E_0) \cdot \sqrt{(E_0-E)^2 - m_\nu^2} \cdot \Theta(E_0-E-m_\nu)$$
(1.34)

Hierbei sind G_F die Fermi-Kopplungskonstante, h das Wirkungsquantum, Θ_C der Cabibbo-Winkel, G_F das Kernmatrixelement, F(Z + 1, E) die Fermifunktion des Tochterkerns, E_0 die Energie am Endpunkt des Spektrums, p der Impuls des Elektrons, E die Energies des Elektrons und die Massen mit entsprechendes Indizes Neutrino- und Elektronmasse. Die auftretente Heaviside-Funktion stellt die Energieerhaltung dar.

Das Spektrum ist in Abbildung 1.6 zu sehen. Während das volle Spektrum links weitestgehend unbeeinflusst ist, tragen Elektronen nahe des Endpunkts Information über die Neutrinomasse. Rechts im Bild ist der Bereich um den Endpunkt vergrößert dargestellt und die Spektren für die Neutrinomassen $m_{\nu} = 0 \text{ eV}$ und $m_{\nu} = 1 \text{ eV}$ aufgetragen, hier ist der Einfluss der Masse wesentlich signifikanter. Deshalb wird bei dieser Methode nur der Endbereich des Spektrums gemessen. Anschließend wird eine Funktion an die Daten angepasst,

²¹Im folgenden wird oftmals einfach von Neutrino statt Antineutrino gesprochen



Abbildung 1.6.: Energiespektrum der Elektronen aus dem Betazerfall des Tritiums. Links im Bild ist das ganze differentielle Spektrum zu sehen. Die Neutrinomasse nimmt nur auf den Bereich nahe der Energie des Endpunkts eine wichtige Rolle ein (rechts im Bild). Abbildung aus[A⁺04]

die freien Parameter sind dabei die gesuchte Neutrinomasse²² und die Endpunktsenergie. Ist die Position des Endpunkts sehr exakt bekannt, kann die Neutrinomasse bestimmt werden. Sie ist dabei von der Form

$$m_{\nu_e}^2 = \sum_i m_i \cdot |U_{ei}|^2 \tag{1.35}$$

Hier erfolgt die Summation also inkohärent und zusammen mit den Daten aus Oszillationsexperimenten kann die Masse der anderen Neutrinos bestimmt werden.

Ein wesentliches Problem bei dieser Methode sind sehr kleine Zählraten am Endpunkt des Spektrums. Auf der Suche nach geeigneten Quellen muss neben der genauen Bekanntheit, oder zumindest guten Messbarkeit, des Endpunkts eine hohe Zerfallsrate gewährleistet werden. Als besonders geeignet hat sich das Wasserstoff-Isotop Tritium herausgestellt. Seine Halbwertszeit beträgt etwa 12,3 Jahre. Wegen des kleinens Endpunkts von etwa 18,57 keV ist der absolute Betrag an Zerfällen nahe des Endpunkts aber ausreichend hoch. Tatsächlich ist Tritium unter den bekannten Betastrahlern, derjenige mit der zweitkleinsten Endpunktsenergie. Noch kleiner ist sie nur für Rhenium-187 mit $E_0 = 2,47 \ eV$, welches dafür aber wesentlich längere Halbwertszeiten $(T_{1/2} = 4, 32 \cdot 10^{10} a)$ besitzt. Eines der Experimente die mit Rhenium arbeiten ist das MARE-Experiment [Col12c].

Einige Experimente konnten mit kinematischen Messungen des Tritiumendpunkts erfolgreich Obergrenzen für die Neutrinomasse bestimmen. Darunter das Mainzer Neutrinomassenexperimenten und dessen Resultat $[K^+05]$

$$m_{\nu_e} < 2, 3 \ eV \ (95\% \ c.l.)$$
 (1.36)

Sowie ein Experiment in Troitsk mit

$$m_{\nu_e} < 2,05 \ eV \ (95\% \ c.l.)$$
 (1.37)

als Obergrenze der Elektron-Neutrinomasse $[L^+99]$. Die PDG²³ gibt ein kombiniertes Ergebnis der beiden Experimente an als $[N^+10]$:

$$m_{\nu_e} < 2,0 \ eV \ (95\% \ c.l.)$$
 (1.38)

²²Streng genommen handelt es sich um die Antineutrinomasse, aus Kausalitätsgründen müssen Teilchen und Antiteilchen jedoch die gleiche Masse besitzen

 $^{^{23}\}mathbf{P}\mathrm{article}\ \mathbf{D}\mathrm{ata}\ \mathbf{G}\mathrm{roup}$

Der große Vorteil dieser Methode ist ihre modellunabhängigkeit. Aus diesem Grund wird sie auch beim Karlsruher **Tri**tium Neutrino Experiment, welches die Neutrinomasse mit unerreichter Präzision messen soll, verwendet.

17

2. Das KATRIN Experiment

Im vorherigen Kapitel wurde erläutert, dass das Energiespektrums der Elektronem aus dem Betazerfall des Tritiums Informationen über die Neutrinomasse enthält. Das KATRIN Experiment hat es sich zum Ziel gesetzt den Endpunkt dieses Spektrums mit höchster Präzision zu messen und die Elektron-Antineutrino-Masse mit einer Sensitivität von 0,2 eV (90% c.l.) zu bestimmen. Im folgenden Abschnitt soll die Funktionsweise und der Aufbau des Experiments kurz dargestellt werden. Falls nicht explizit anders erwähnt stammen alle Informationen aus $[A^+04]$.

2.1. MAC-E Filter

Zwar können mit geeigneten Quellen hohe Zerfallsraten erzielt werden, der relative Anteil von Zerfällen wird aber in der Nähe des Endpunkts sehr gering (siehe Abb. 1.6). Zudem werden die Elektronen aus dem Zerfall des Tritiums isotrop emittiert. Um eine möglichst hohe Signalrate zu erhalten muss der Messaufbau also hauptsächlich die folgenden Bedingungen erfüllen. Ein möglichst großer Raumwinkel sollte detektiert werden. Der Energie der Elektronen muss sehr genau und mit genügend hoher Auflösung bestimmt werden können. Zuletzt sollten mögliche Beiträge zum Untergrund aus kosmischer Strahlung oder anderen Quellen extrem klein sein. Zur Erfüllung dieser Anforderungen benutzt das KA-TRIN Experiment Spektrometer nach MAC-E-Filter¹ Prinzip.

In Abbildung 2.1 ist der prinzipielle Aufbau eines solchen Spektrometers gezeigt. Zunächst werden Elektronen isotrop von der, sich links im Bild befindenden, Tritiumquelle emittiert. Da aber ihre gesamte Energie zur Bestimmung der Neutrinomasse nötig ist und ein möglichst großer Raumwinkel der Quelle genutzt werden soll, müssen die Impulse der Elektronen ohne Energieänderungen in Richtung des Detektors gedreht werden.

Aus diesem Grund befinden sich auf der linken und rechten Seite des Spektrometers zwei supraleitende Magnete zur Erzeugung des Magnetfelds. Dieses inhomogene Feld dient zur Führung der Elektronen und ist symmetrisch um die Mittelebene des Spektrometers, auch Analysierebene genannt. Dort ist es um mehrere Größenordnungen kleiner, als in Quelle und Detektor.

Zerlegt man die kinetische Energie der Elektronen in einen longitudinalen Teil entlang der Magnetfeldlinien und eine transversale Komponente mit dem Winkel θ zwischen Spektro-

 $^{^1\}mathbf{M}$ agnetic Adiabatic Collimation and Electrostatic Filtering



Abbildung 2.1.: Schematischer Aufbau eines Spektrometers nach MAC-E-Filter Prinzip. (a)Elektronen werden von der Quelle links emittiert. Das blau angedeutete und von den supraleitenden Solenoiden erzeugte Magnetfeld dient zu ihrer Führung. In grün zu sehen ist die Elektrode mit der die Energieschwelle definiert wird. (b)Ausrichtung des Impulses der Elektronen ohne angelegtes elektrostatisches Feld. Abbildung aus [A⁺04]

meterachse und dem Geschwindigkeitsvektor,

$$E_{\parallel} = \cos^2\left(\theta\right) \cdot E_{kin} \tag{2.1}$$

$$E_{\perp} = \sin^2\left(\theta\right) \cdot E_{kin} \tag{2.2}$$

so ergibt sich das magnetische Moment der Elektronen zu

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} \tag{2.3}$$

Ändert sich das Magnetfeld nur adiabatisch, ist das magnetische Moment eine Erhaltungsgröße. Da das Magnetfeld in Richtung der Analysierebene um einige Größenordnung kleiner wird und μ konstant ist, wird E_{\perp} ebenso kleiner. Weiterhin ist auch die Energie bei diesem Prozess erhalten, wodurch die longitudinale Komponente E_{\parallel} in gleicher Weise größer wird. Also wird der Impulsvektor immer mehr in Richtung der Feldlinien gedreht, oder anders ausgedrückt, transversale in kinetische Energie umgewandelt.

Zur Energieselektion der Elektronen wird zusätzlich ein Elektrisches Feld angelegt. Zu seiner Erzeugung wird eine rotationssymmetrische Elektrode mit der Retardierungsspannung U_R verwendet. Es liegt ebenfalls symmetrisch um die Analysierebene und ist dort am größten. Demnach passieren nur Elektronen mit $E_{||} > qU_R$ die Mittelebene, die restlichen werden Reflektiert. Die transmittierten Elektronen werden danach von dem elektrostatischen Potanzial wieder auf ihre ursprüngliche Energie gebracht, vom Magnetfeld kolliminiert und gelangen in den Detektor. Bei Messungen wird die Retardierungsspannung nahe des Endpunkts in kleinen Schritten verfahren, Spektrometer diesen Typs sind also integrierende Hochpassfilter.



Abbildung 2.2.: Aufbau der primären Messkette des KATRIN Experiments In der Tritiumquelle (a) emittierte Elektronen werden über die differentielle (b) und die kryogene Pumpstrecke (c) adiabtisch zum Vorspektrometer (d) geführt. Dort findet eine grobe Energieselektion statt, die transmittierten Elektronen gelangen anschließend in das Hauptspektrometer (e). Elektronen mit Energien oberhalb der Filterschwelle gelangen in den Detektor (f) als Signal. Die Abbildung stammt aus [A⁺04]

Einer der größten Vorteile ist der hohe abgedeckte Raumwinkelanteil der Quelle $\Delta \Omega \approx 2\pi$, wodurch große Luminositäten erreicht werden können. Zum anderen ist seine Energieauflösung, mit der Filterschwelle $E_R = qU_R$, dem minimalen Magnetfeld B_{min} und dem maximalen Magnetfeld B_{max} , gegeben durch $[A^+04]$

$$\Delta E = E_R \frac{B_{min}}{B_{max}} \tag{2.4}$$

sehr hoch und beträgt für KATRIN etwa 0,93 eV.

2.2. Aufbau des KATRIN Experiments

Das KATRIN Experiment befindet sich zur Zeit im Aufbau am Campus Nord des Karlsruher Instituts für Technologie. Der 70 m lange Aufbau des KATRIN Experiments ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Er lässt sich im Wesentlichen in fünf Bereiche gliedern. Hierzu zählen der Quellbereich, die Transportstrecke, die Spektrometer und der Detektor. Der letzte, in der Abbildung nicht dargestellte, Bereich ist das Monitorspektrometer. Dieses wird in 4.2.3.2 näher vorgestellt und dient zu Kalibrationszwecken. Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über die restlichen Systeme gegeben werden.

2.2.1. Quellbereich und Transportstrecke

Bei der Elektronenquelle müssen vor allen Dingen hohe Luminositäten und kleine systematische Fehler garantiert sein. Zu diesen Fehlern gehören insbesondere Streuprozesse emittierter Elektronen in der Quelle selbst. Durch sie verursachte unbekannte Änderungen der Elektronenenergie würden die Messungen sehr schnell unbrauchbar machen. Eine mögliche Quelle sollte dementsprechend ein reproduzierbares und gutartiges Verhalten unter Vorgabe der äusseren Parameter aufweisen.

Eine, diese Anforderungen erfüllende, Quelle wird bei KATRIN mit der fensterlosen gasförmigen Tritiumquelle, oder auch WGTS², realisiert. Sie besteht im Wesentlichen aus einem 10 m langen Rohr mit einem Innendurchmesser von 90 mm.

Das gasförmige Tritium wird über eine Reihe von Kapillaren in der Mitte des Quellrohrs eingeblasen. Seine Isotopenreinheit beträgt dabei über 95 %. Maßgeblichster Parameter der WGTS ist die Säulendichte ρd , welche zur Vermeidung systematischer Unsicherheiten auf

²Windowless Gaseous Tritium Source

0,1 % bekannt sein muss. Steuern lässt sich die Säulendichte ρ d über die Temperatur T des molekularen Tritiums und seinen Einspeisedruck p. Für T = 27 K und p = 3, 4 · 10⁻³ mbar ist $\rho d = 5 \cdot 10^{17}$ Teilchen/cm². Nach seiner Einleitung in das System diffundiert das Tritiumgas über 5 m zu beiden enden der WGTS. Die Zerfallswahrscheinlichkeit eines Moleküls über diese Strecke ist von der Größenordnung 10⁻⁹. Mit der genannten Säulendichte lässt sich die notwendige Aktivität von 9, 5 · 10¹⁰ Bq erreichen. Die emittierten Elektronen werden durch ein 3,6 Tesla starkes Magnetfeld adiabatisch aus der WGTS geleitet.

Um die Energie der Elektronen nicht zu verfälschen dürfen sie durch keine anderen Materialen geleitet werden. Deshalb ist die WGTS ist fensterlos. Andererseits dürfen keine Tritiumzerfälle innerhalb des unter Ultrahochvakuum stehenden Hauptspektrometers passieren. Es ist die Aufgabe der Transportstrecke die Elektronen adiabatisch zur Spektrometersektion zu befördern, dabei aber kein Tritium oder dessen Tochterkerne eindringen zu lassen. Insgesamt muss der Tritiumfluss zwischen WGTS und Vorspektrometer um 14 Größenordnungen reduziert werden.

Zur Bewerkstelligung dieser Aufgabe besteht die Transportstrecke aus zwei Sektionen, der DPS^3 und der CPS^4 .

In der differentiellen Pumpstrecke wird der Tritiumfluss mit einem System aus Turbomolekularpumpen reduziert. Da die DPS direkten Anschluss an die WGTS hat und damit einen direkten Einfluss auf die Säulendichte nimmt, wird sie mit ähnlichen Temperaturen und Magnetfeldern betrieben. Nach der ersten Minderung des Drucks gelangen das übrig gebliebene Gas in die CPS. Sie wird mit flüssigem Helium gekühlt, wordurch die Temperatur ihrer Rohr-Innenseite bei 4,5 K liegt. Auf dieser Oberfläche befindet sich zudem eine dünne Schicht Argonschnee. Beide Transportsektionen sind nicht vollständig gerade, sondern gliedweise gegeneinander gedreht. Das magnetische Feld führt die geladenen Elektronen adiabatisch auf einem gebogenen Pfad durch die Pumpstrecken, während das Feld neutrale Teilchen unbeeinflusst lässt. Deshalb treffen die Moleküle des Restgases auf die Wände und ein Großteil von ihnen wird abgepumpt, beziehungsweise friert im Argonreif aus.

2.2.2. Spektrometer und Detektor

Nach ihrer Emission und dem adiabatischen Transport gelangen die Elektronen in Spektrometersektion. Zunächst gelangen sie dort in das sogenannte Vorspektrometer, welches nach MAC-E-Filter Prinzip funktioniert. Seine Retardierungsspannung liegt 300 V unter dem eigentlichen Tritiumendpunkt und nur Elektronen mit Energien größer als 18,3 keV werden transmittiert. Dadurch wird der Elektronenfluss von etwa 10^{10} 1/s um sieben Größenordnungen auf rund 10^3 1/s reduziert. Denn nur Elektronen mit Energien nahe des Endpunkts tragen Informationen über die Neutrinomasse, Elektronen niederer Energien würden nicht zum Signal beitragen, aber zum Beispiel durch Stöße mit Restgasmolekülen im Hauptspektrometer zu Untergrund führen.

Nach der ersten, groben Selektion gelangen die Elektronen in das Hauptspektrometer. Seine Filterschwelle wird in einem nur wenige Volt großen Intervall um den Endpunkt des Spektrums verfahren und so die Energie der Signalelektronen analysiert. Um die von KATRIN angestrebte Sensitivität zu erreichen, muss die Retardierungsspannung äusserst stabil sein und präzise gemessen werden. Hierzu werden die KATRIN Spannungsteiler und das sogenannte Monitorspektrometer verwendet (siehe Kapitel 4). Zur Reduzierung des Untergrunds und Stabilisierung der Hochspannung wird ein inneres Elektrodensystem verwendet, Genaueres dazu folgt in Kapitel 3. Mit 23,3 m Länge und einem Durchmesser

 $^{^{3}\}mathbf{D}\textsc{ifferential}\ \mathbf{P}\textsc{upping}\ \mathbf{S}\textsc{ection}$

⁴Cryogenic Pumping Section

von 10 m ist das Hauptspektrometer wesentlich größer als die Spektrometer vorhergegangener Experimente. Diese Ausmaße werden durch zwei Faktoren bedingt. Alle Elektronen der Quelle sollen auf den Detektor abgebildet werden, das beutet insbesondere, dass jede Feldlinie aus der WGTS durch die Analysierebene laufen muss. Deswegen muss der magnetische Fluss durch die Quelle dem der Analysierebene entsprechen. Da das Magnetfeld in der Analysierebene sehr klein wird, ist der Radius des Spektrometers in dieser Ebene entsprechend groß. Zudem muss die Führung der Elektronen adiabtisch erfolgen, wodurch die Länge des Hauptspektrometers zustande kommt.

Das letzte Glied in der Messkette ist der der Detektor (FPD⁵). Es handelt sich hierbei um einen Silizium-Halbleiter Detektor mit 148 Pixeln gleich großer Fläche.

Elektronen mit genügend hoher Energie können das Filterpotenzial überwinden. Sie werden von den magnetischen Feldlinien wieder kolliminiert und erhalten, durch das elektrostatische Feld, wieder ihre ursprüngliche Energie. Die eigentliche Energieanalyse findet im Spektrometer statt, der Detektor benötigt aber dennoch eine gute Energieauflösung. Denn seine Aufgabe besteht nicht nur darin, die eintreffenden Elektronen zu zählen, er muss ebenso zwischen Signal- und Untergrundereignissen unterscheiden können. Nur Elektronen in einem gewissen Energiefenster werden als Signal registriert. Elektronen aus Untergrundereignissen können hingegen beliebige Energien haben und werden diskriminiert. Mit einer guten Auflösung wird dieses Energiefenster kleiner und die Rate an Untergrundereignissen in ihm nimmt ebenfalls ab. Zudem besitzt der Detektor eine Nachbeschleunigung. Sie verschiebt die Energien der Elektronen in einen Bereich mit wenig Untergrund. Hinzukommen einige weitere technische Anforderungen. Da er sich selbst im Flusschlauch befindet muss der Detektor beispielsweise in hohen Magnetfeldern arbeiten können und für Kalibrationsphasen mit einer Elektronenkanone gegen hohe Ereignisraten beständig sein. Näheres zum Detektor findet sich Beispielsweise in [Har12].

²³

 $^{{}^{5}\}mathbf{F}$ ocal **P**lane **D**etektor

3. Hochspannungslayout und Verteilung des Retardierungspotenzials

Da die Spannung in der Analysierebene bei Spektrometern nach MAC-E-Filter Prinzip die Filterschwelle für die Quellelektronen festlegt und damit wesentlich für das Experiment ist, muss sie hohen Ansprüchen genügen. Zu diesen gehören aus physikalischer Sicht vor allem ihre Präzision, Stabilität und Reprodzierbarkeit. Denn unbekannte Schwankungen mit der Standardabweichung σ verursachen gemäß

$$\Delta m_{\nu}^2 = -2\sigma^2 \tag{3.1}$$

systematische Unsicherheiten bei der Bestimmung der Neutrinomasse (siehe Kapitel 4). Abgesehen davon sind die verwendeten Hochspannungen, sowohl für Personen, als auch für die Komponenten des Experiments selbst, gefährlich und machen geeignete Steuerungsund Sicherheitssysteme unabdingbar. Im folgenden Kapitel soll das geplante Layout der Hochspannung aus Hardware-, wie Softwaresicht erläutert werden. Allerdings können die meisten Systeme nur in ihrer groben Funktion aber nicht im Detail besprochen werden, eine ausführliche charakterisierung aller beteiligten Subelemente würde den Rahmen sprengen. Als Detailbeispiel dienen die in dieser Arbeit konzipierten Verteileranlagen und deren Einbindung in das Experiment. Zudem wird am Ende des Kapitels ein kurzer Status des momentanen Aufbaus und ein Ausblick gegeben.

Wie erwähnt besteht das KATRIN-Hochspannungssystem aus vielen Einzelsystemen, welche zusammen reibungsfrei funktionieren müssen. Wie in Abbildung 3.1 gezeigt, gehören zu diesen im Wesentlichen die Erzeugung der Spannung, ihre Messung mit anschließender Aufnahme in die Datenbank, ihre Kalibration, sowie ein entsprechendes Steuerungs- und Sicherheitssystem.

Eine weiterer Aspekt ist die verlässliche Verteilung des Analysierpotenzials zwischen den Komponenten des Hochspannungsaufbaus. In Kapitel 2 wurde die Funktion des Monitorspektrometers zur Spannungsüberwachung durch Vergleich mit einem nuklearem Standard dargelegt. Um dieser Aufgabe nachkommen zu können, muss die Retardierungsspannung des Hauptspektrometers nicht nur äußerst stabil und präzise erzeugt, sondern ebenso auch an die Spannungsteiler und das Monitorspektrometer verteilt werden. Dabei muss die Qualität der Spannung gewahrt werden, Störungen wie Offsets oder Drifts müssen vermieden werden. Zudem soll das Experiment, abgesehen von normalen Messphasen, verschiedene Betriebsmodi zulassen. Hierzu zählt beispielsweise der Parallelbetrieb der Spektrometer,



Abbildung 3.1.: Grobes Schema des Hochspannungslayouts. Zu sehen sind die fundamentalsten Komponenten des Hochspannungssystems ohne ihre Substrukturen. Die Pfeile deuten den Datenfluss an.

bei welchem das Monitorspektrometer entweder an die Filterspannung des Hauptspektrometers gekoppelt sein kann oder autark von seiner eigenen Spannungsquelle versorgt wird. Ein weiterer Anspruch an die Verteilerhardware ist also ein dynamischer Übergang zwischen den verschiedenen Zuständen, welcher insbesondere auch vor Fehlbedienungen geschützt sein muss.

3.1. Hochspannungslayout

Alle Elemente des groben, schematischen Plans aus Abbildung 3.1 lassen sich in viele Subsysteme zerlegen. Während die genaue Beschreibung der Subsysteme zu komplex ist sie in dieser Arbeit darzulegen, soll in diesem Abschnitt zumindest ein Überblick vermittelt und auf die grundlegenden Funktionen des Aufbaus eingegangen werden.

3.1.1. Allgemeiner Aufbau

Spannungsversorgung

Alle eingesetzten Geräte müssen mit Spannung versorgt werden. Auch wenn die eingesetzte Elektronik möglichst robust konzipiert wird, muss sie dennoch den Präzisionsansprüchen des Experiments gerecht werden, womit die verwendete Elektronik vielen Fällen unumgänglich sensibibel auf Fluktuationen in ihrer Versorgung wird. Zudem können ebenso kurze Netzausfälle zu erheblichen Problemen führen. Eine Variante diese Effekte zu umgehen, ist der Einbau von unterbrechungsfreien Versorgern für die empfindlichsten Apparaturen.

Ein noch schwerwiegenderer Anteil an Störungen kann durch die verwendete Erdung und mit ihr eingekoppelte Schwankungen entstehen.

Mess- und Systemerde

Während eine ideale Erdung immer das gleiche Potenzial besitzt, ist in der Realität immer davon auszugehen, dass sie nicht vollständig dem Ideal entspricht und das Potenzial sowohl Zeit-, als auch Ortsabhängig ist. Prinzipiell ist davon auszugehen, dass jeder Verbraucher am Netz charakteristische Störungen auf das Erdpotenzial gibt.

Üblicherweise tritt im Frequenzspektrum solcher Störungen immer das 50 Hz Brummen des Stromnetzes auf. Bei KATRIN werden solche Störungen des Erdpotenzials zum Beispiel durch die verwendeten Turbomolekularpumpen und Transformatoren entstehen, nach der vollständigen Installation dieser Geräte ist es deshalb unabdingbar genau zu Untersuchen, welche Effekte sie auf das Experiment haben. Signalelektronen, die in der Quelle entstehen und in das Hauptspektrometer gelangen, müssen das elektrische Potenzial, gegeben durch die Retardierungsspannung, überwinden. Die Retardierungsspannung ist hierbei gerade die Differenz aus Quellspannung und der Spannung in der Analysierebene des Spektrometers. Da die Spannungen an der gleichen Erdung gestützt sind, machen Offsets des Grundpotenzials keine Probleme, wohl aber Schwankungen dieses. Um zu verhindern, dass sich diese Störungen überhaupt auf die Analysierspannung des Experiments auswirken können wird zwischen Mess- und Systemerde unterschieden. Außer den Messpotenzialen werden alle spannungsführenden Komponenten des Systems auf der tatsächlichen Erde gestützt. Denn auf diesen fallen Schwankungen nicht ins Gewicht und sind nicht weiter relevant. Für die Messungen relevante Spannungen aber verwenden als Grundpotenzial das Tankpotenzial, hierbei handelt es sich also um keine tatsächliche, sondern lediglich um eine funktionelle Erdung. Das Tankpotenzial zeichnet sich durch Stabilität aus und unterliegt nicht den Schwankungen des Erdpotenzials.

Die Größe des Experiments verlangt es Spannungen über weite Strecken zu transportieren und das Einkoppeln von Störungen durch die Verwendung geeignet isolierter Kabel, etc. zu minimieren. Wegen der Größe und des komplexen Aufbaus, ist es nicht möglich genaue Aussagen über sein Verhalten bei eventuell auftretenden Spannungstransienten, oder ähnlichen Störungen, zu treffen. Sollten Transienten auftreten, werden möglicherweise lange Umladevorgänge der Kapazitäten stattfinden und die Messung stören. Als mögliche Ursache für systematische Fehler müssen diese Vorgänge noch genau untersucht werden.

Erzeugung der Hochspannung

Die Retardierungsspannung muss mit relativen Genauigkeiten im ppm-Bereich erzeugt werden. Käuflich erwerbliche Netzgeräte können dies zwar leisten, dabei muss allerdings beachtet werden, dass diese Stabilität dann nur an ihrem eigenen Ausgang vorliegt und die tatsächlich am Spektrometer angelangende Spannung wesentlich instabiler sein kann.

Deswegen erfolgt die Stabilisierung der Filterspannung in mehreren Stufen. Zunächst wird der Tank des Hauptspektrometers auf eine definierte Hochspannung in der Größenordnung des angestrebten Spannungswerts gelegt. Diese wird durch die oben beschriebenen Erdungen oder der unten beschriebenen Nachregelung stabil gehalten. Das präzise Retardierungsfeld wird von der Drahtelektrode erzeugt. Ihre Versorgungsnetzteile werden gegen das Potenzial des Spektrometertanks gestützt und müssen so nur noch Spannungen im 100 V Bereich liefern. In dieser Größenordnung bedeutet die absolute eine absolute Genauigkeit von 20 mV nur noch eine relative Genauigkeit vi etwa 100 ppm, was ohne Probleme zu bewerkstelligen ist.

Digitalvoltmeter und Spannungsteiler

Design-Anforderung ist es die Hochspannung mit einer Genauigkeit von einem ppm überwachen zu können. Allerdings sind Voltmeter für Bereiche bis zu 35 kV nicht im Handel erhältlich. Um den Anforderungen dennoch gerecht werden zu können wurden eigens zwei Spannungsteiler, K35 und K65([Thü07]],[Bau10]) für das Experiment entwickelt und aufgebaut. Mit ihnen lässt sich die Spannung präzise auf einen sehr gut Messbaren Spannungsbereich bis zu 20 V wandeln. Für dieses Niedervolt-Regime sind, mit 8 1/2 Stellen, entsprechend genaue Multimeter erhältlich. Beide Spannungsteiler werden mit einem dieser Geräte ausgelesen, wobei die Voltmeter wöchentlich mit einer von der PTB¹ kalibrierten

 $^{^{1}}$ Physikalisch Technische Bundesanstalt

10 V-Referenzquelle kalibriert werden (siehe Kapitel 4). Als weitere Instanz zur Spannungsüberwachung wird das Monitorspektrometer verwendet.

Nachregelung

Ein mögliches Problem, zur hinreichenden Stabilisierung der Hochspannung, kann von hochfrequenten Wechselspannungsanteilen verursacht werden. Diese können sich durch das Stromnetz oder elektromagnetische Strahlung in das System einkoppeln. Zwar wird das eigentliche Retardierungspotenzial an die innere Lage der Drahtelektroden angelegt und in erster Linie wäre zu erwarten, dass diese ausreichend von der Tankwand geschirmt werden, trotzdem ist ein negativer Einfluss durch Störungen möglich. Denn die Drahtelektroden sind kapazitiv an die Tankwand gekoppelt, wodurch entsprechend hochfrequente Störungen direkt eingestrahlt werden.

Während die Netzteile zur Erzeugung der Hochspannung langsame Drifts durchaus selbst ausgleichen können, reagieren sie im Falle hochfrequenter Störungen zu träge und das Problem muss anderweitig gelöst werden. Eine für das Vorspektrometer und Monitorspektrometer untersuchte([Grö10],[Wie12]) Variante zur Glättung dieser Störungen ist die sogenannte Nachregelung. Ihre Funktionsweise und Testmessungen sind in den genannten Arbeiten detaillierter dargestellt, hier soll nur eine kurze Erläuterung erfolgen. Hauptbestandteile sind eine Ripple-Probe und ein Trioden-Shunt. Die Ripple-Probe ist an das Analysierpotenzial angeschlossen und dient als Hochpassfilter für den Wechselspannungsanteil möglicher Störungen. Ihr Signal wird ausgelesen und weiter an eine Schaltung geschickt, welche sie zur Steuerung der Triode benutzt. Diese lässt, je nach Signal, mehr oder weniger Strom von den Elektroden abfließen, wodurch Fluktuationen der Spannung geglättet werden. Messungen zeigen ein charakteristisches Einschwingverhalten mit korrespondierender Zeitkonstanten. Mit dieser Methode lassen sich Schwankungen auf ein Minimum reduzieren und mit der entsprechenden Zeitkonstanten abschätzen welche Zeit im Experimentierbetrieb, zum Erreichen einer hinreichend stabilen Spannung, benötigt wird.

Die aktuellsten Untersuchungen zu diesem Thema konnten zeigen, dass die Hochspannung am Monitorspektrometer auch ohne Nachregelung ausreichend stabil und präzise ist. Weiterhin können Störungen nicht nur Hardwareseitig diskriminiert werden. Sollten gewisse Schwankungen immer auftreten können sie und ihr Spektrum genau vermessen werden. Sind sie dann zu genüge bekannt können sie in der Analyse berücksichtigt und durch Entfaltung die korrekte Transmissionsfunktion, ohne Störungen, ermittelt werden [Wie12]. Dennoch müssen die Untersuchungen für das Hauptspektrometer fortgesetzt werden. Dessen elektrische Eigenschaften, wie seine Kapazität, sind alleine schon durch seine Größe vollends andere und im Moment nicht hinreichend bekannt.

Spektrometer

Im System werden drei Spektrometer nach MAC-E-Filter Prinzip verwendet und müssen mit Hochspannung versorgt werden. Die dabei unkritischste Stelle bildet das Vorspektrometer. Seine Retardierungsspannung liegt 300 V vom Endpunkt des Tritiumspektrums entfernt. Fluktuationen an der Spannung des Vorspektrometers müssen also nicht im ppm-Bereich stabil gehalten werden und haben keine signifikante Auswirkung auf spätere Messresultate.

Weitaus dringender ist die Erzeugung und Überwachung einer stabilen Hochspannung für Haupt- und Monitorspektrometer. Die für das Hauptspektrometer verwendete Analysierspannung wird auf viele Komponenten verteilt. Hierzu gehören die Spannungsteiler und auch das Monitorspektrometer. Jede Kontaktstelle und auch große Kabellängen können es Störungen erlauben sich in das System zu koppeln. In dieser Arbeit wurden Komponenten zur sicheren Verteilung der Hochspannung entwickelt, eine genaue Beschreibung dieser folgt weiter unten.
Steuerung und Protokollierung

Das Steuerungs und Protokollierungskonzept der Hochspannung bei KATRIN ist komplex. Eine genaue Beschreibung würden den Rahmen dieser Arbeit sprengen, deswegen wird es im Folgenden nur kurz geschildert. Eine detaillierte Beschreibung befindet sich in [Grö10].

Das KATRIN Slow Control System (SCS) bewerkstelligt zusammen mit dem Data Acquisition System (DAQ) alle anfallenden Aufgaben der Messsteuerung, sowie der Datenaufnahme. Eine moderne Experimentsteuerung setzt Systemstabilität und einfache Handhabung voraus, deswegen ist das System in autarke Subkomponenten gegliedert. Die einzelnen Subsysteme können nahe ihrer entsprechenden Messgeräte installiert werden. Zu ihnen gehören Vorspektrometer, Hauptspektrometer, Detektor, Heizsystem, Vakuumsystem und das Hochspannungssystem.

Die Hauptkontrolle der Hochspannung erfolgt durch das SCS. Seitens der Hardware ist die Steuerung mit einem Operator-PC und einem cFP² von National Instruments realisiert. Sollen Veränderungen der Parameter vorgenommen werden, so muss dies über den Operator-PC geschehen. Ist die angestrebte Änderung nicht zulässig, wird eine Warnmeldung ausgegeben und der Vorgang wird abgebrochen.

Der cFP kommuniziert direkt mit den Messgeräten und zeichnet sich durch echtzeitfähigkeit und Programmierbarkeit aus. Dabei kann die Programmierung beispielsweise mit LabView basierter Software geschehen. Erhält der cFP Daten von einem Instrument, so leitet er sie an die ZEUS-Server³ weiter. Dieser ermöglicht den Zugriff über das ADEI-Interface⁴ und sendet die Daten weiter an die ZEUS-Datenbank.

Die Protokollierung und Steuerung aller mit dem Detektor verknüpften Komponenten des Experiments geschieht separat zur SCS mit Hilfe des DAQ. Hierbei wird $ORCA^5$ verwendet.

3.1.2. Einbindung des Voltmeters am Monitorspektrometer

Momentan befindet sich die Messsteuerung mit Zeus noch im Aufbau. Da am Monitorspektrometer dennoch Messungen durchgeführt werden sollen, erfolgt die Steuerung und Datenaufnahme hier über ein LabView basiertes Programm [Sch11]. Dieses wird auf einem lokalen PC betrieben. Für die Spannungsmessung mit dem 8 1/2 stelligen Voltmeter FLU-KE 8508 A wurde ein separates Programm entwickelt. Auch dieses Programm basiert auf LabView. Es gliedert sich im Wesentlichen drei Teile. Zunächst wird eine Verbindung zur Hardware über das Netzwerk hergestellt und dabei die erforderlichen Einstellungen, wie Auflösung und Triggermodus, am Multimeter vorgenommen. Danach folgt die eigentliche Mess- und Protokollierungsschleife. In ihr wird ein Zeitstempel erstellt und zur gleichen Zeit ein Trigger an das Gerät geschickt. Das Voltmeter sendet bei der eingestellten Auflösung von 7 1/2 Stellen nach einer Integrationszeit von etwa 2s einen Messwert über das Netzwerk an die Software zurück. Ist der Wert angekommen sendet das Programm ihn und den Zeitstempel an ADEI, wo er endgültig gespeichert wird. Letzte Sequenz der Software besteht aus einer Routine, die bei Programmende für eine saubere Trennung der Netzwerkverbindung sorgt. Um es verlässlich zu gestalten sind an einigen Stellen Maßnahmen gegen Überläufe in den Ports und Ähnlichem getroffen. Ein Messschleifen-Durchlauf benötigt in der Regel durch Integrationszeit des Voltmeters und Netzwerkkommunikation in etwa drei bis vier Sekunden. Der Treiber wurde getestet und konnte seine Zuverlässigkeit während der letzten Monate zeigen. Daraus kann auch die zukünftige Steuerung über Fieldpoints profitieren, da ein ausgiebig getesteter Treiber zumindest bei der Strukturierung der Software hilfreich sein kann.

 $^{^{2}}$ **c**entral **F**ield **P**oint

³Zentrale Erfassung Und Steuerung

 $^{^{4}}$ Advanced Data Extraction Infrastructure

 $^{^{5}}$ Object-oriented Real-time Control and Acquisition http://orca.physics.unc.edu

3.2. Konzept und Aufbau der Hochspannungsverteilung

Das Retardierungspotenzial muss, durch seine Auswirkungen auf die Systematik der Messung nicht nur auf kurze, sondern auch lange Zeit, stabil und wohl bekannt sein (siehe Kapitel 4). Daher verlässt sich das KATRIN Experiment auf mehrere Instanzen der Spannungsüberwachung und Kalibration, wodurch ein größtmögliches Maß an Redundanz zu erreicht wird. Hierzu gehört die direkte Messung mittels der KATRIN-Spannungsteiler und der Vergleich mit nuklearem Standard durch das Monitorspektrometer. Im Folgenden wird die Verteilung der Spannung zwischen und innerhalb der Einzelsysteme dargestellt.

3.2.1. Verteilung der Potenziale für die Drahtelektroden

Spektrometer nach MAC-E-Filter Prinzip verwenden ein elektrisches Potenzial als Energieschwelle zur Energieanalyse der geladenen Teilchen. Das elektrische Feld muss deshalb äusserst stabil, präzise und homogen sein. Zur Erzeugung des Feldes wird die sogenannte Drahtelektrode verwendet. Sie befindet sich innerhalb des Spektrometertanks und erlaubt eine Feinabstimmung des angelegten Feldes. Die Drahtelektrode wurde in Münster entwickelt und umfasst etwa 23000 Drähte. Abbildung 3.2 zeigt eine mögliche Konfiguration des elektromagnetischen Feldes im Hautspektrometer.

Zudem kann mit ihrer Hilfe der Untergrund im Spektrometer verringert werden. Durch kosmische Strahlung in der Tankwand entstandene Sekundärelektronen sind von Signalelektronen nicht zu unterscheiden, wenn sie hinter der Analysierebene entstehen oder gerade genug Energie haben um die Filterschwelle zu überwinden. Denn haben sie die Analysierebene überwunden, werden die Sekundärelektronen durch das elektrische Feld ebenso beschleunigt wie Signalelektronen. Zur Verringerung dieses Effekts ist der Spektrometertank während normaler Messphasen auf etwa 100 V positiveren Spannungen gelegt als die Drahtelektrode. Durch die Spannungsdifferenz zwischen Tank und Elektrode werden die entstandenen Sekundärteilchen zurück zur Wand gelenkt und der damit verbundene Fehler drastisch reduziert.

Durch die Struktur ihrer elekromagnetischen Felder können Spektrometer nach MAC-E-Filter Prinzip geladenen Teilchen speichern. Da auch diese Teilchen als Untergrundquelle bekannt sind, bietet die Drahtelektrode einen weiteren Betriebsmodus. In diesem wird die Drahtelektrode als Dipol verwendet, wodurch die gespeicherten Teilchen aus dem Spektrometer entfernt werden können. Da sich der Dipolmodus nicht mit einer Drahtlage realisieren lässt, besteht die Elektrode aus einer inneren und einer äusseren Drahtlage.

Messungen zur Reduktion des Untergrunds mit dem Dipolmodus und ähnlichen Methoden finden momentan am Monitorspektrometer statt.

Die Feineinstellung des elektrischen Feldes mit der Drahtelektrode wird durch 46 verschiedenen Potenzialen ermöglicht. Dabei sind die einzelnen Module aus dem inneren des Tanks durch Flansche mit Hochspannungskabeln verbunden. Diese laufen zentral an einen Verteilerschrank, der sich in der nähe des Spektrometers befindet.

3.2.1.1. Aufbau des Hochspannungsschranks

Der Verteilerschrank ist in Abbildung 3.3 zu sehen[Thü12]. Wichtigste Komponente des Aufbaus ist eine große Steckertafel, ganu oben im Bild. Sie ist auf ihrer Rückseite mit den, aus dem Hauptspektrometer kommenden, hochspannungsführenden Kabeln verbunden und bietet auf ihrer Vorderseite spaltenweisen Zugriff auf die Ringe der Drahtelektrode. Dabei stellt jede Reihe eine andere Spannung dar.

Weiterhin beinhaltet der Hochspannungsschrank zwei Netzteile, die direkt unter der Steckertafel liegen. Jedes der Netzteile hat 3x8 Kanäle, von denen jeder bis zu 300 V ausgeben kann. Hier werden die Differenzspannungen für die Drahtelektrode erzeugt.



Abbildung 3.2.: Elektromagentische Feldkonfiguration des Hauptspektrometers. Simulation des Hauptspektrometers mit Tank und Drahtelektrode zur Erzeugung des elektrischen Feldes. Das magnetische Feld wird von Supraleitern und der Luftspule erzeugt [A⁺04].

Unter den Netzteilen liegen zwei PXI Systeme von National Instruments. Sie lassen sich programmieren und übernehmen die Steuerung und Messung der Spannungen. Zusätzlich können mit ihnen die Widerstände der Drahtelektrodensegmente überwacht werden.

Da nicht alle die gleiche Versorgungsspannung und Betriebserde verwendet befinden sich unter den PXI Systemen DC/DC Konverter. Sie sind für eine Differenz von 1000 V in der Betriebserde ausgelegt und haben galvanisch getrennte Ein- und Ausgänge.

Das letzte Bauteil des Teilers sind Netzteile, zur Erzeugung von Spannungen bis zu 1 kV, mit denen der Dipolmodus realisiert wird.

3.2.1.2. Überwachung der Drahtelektroden

Momentan übernimmt der Schrank nicht die Rolle eines Verteilers, sondern dient zur Überwachung der empfindlichen Drahtelektroden. Die zwei installierten PXI Systeme können mit 22 Kanälen die Widerstände der Ringe beider Drahtlagen messen und hinweise auf Defekte, wie Kurzschlüsse, in der Drahtelektrode liefern. Die PXI Systeme werden von einem auf ihnen installierten, LabView basierten, Programm gesteuert. Es misst alle zehn Minuten den Widerstand jedes Kanals und speichert die Werte zusammen mit dem entsprechenden Zeitstempel in UTC-Format in eine Datei. Durch Anbindung an das Netzwerk können diese Dateien täglich, oder nach Anforderung öfter, abgerufen und kontrolliert werden. Abbildung 3.4 zeigt exemplarisch den Widerstand aller Kanäle über einen Tag Messzeit. Während dieser Messung fand gerade der Einbau eines Moduls der Drahtelektrode statt. Qualitativ lässt sich auf keinen Kurzschluss oder ähnliches schließen, durch die Logarithmische Skalierung können Schwankungen verschleiert werden und nach einem ersten Überblick sollten die Kanäle einzeln analysiert werden. Für den gleichen Zeitraum sind die Messdaten eines einzelnen Kanals in Abbildung 3.5 dargestellt. Hierbei ist die Skalierung linear gewählt, wodurch Fluktuationen besser erkennbar werden. Veränderungen des Widerstands lassen sich sehr gut mit Anderungen der Luftfeuchtigkeit durch Arbeiten im Tank erklären.

32



Abbildung 3.3.: Aufbau des Hochspannungsschranks. Von oben nach unten zu sehen sind: Steckschaltertafel, Netzteile zur Erzeung der Differenzspannung, die PXI Systeme, DC/DC Konverter und Netzteile zur Realisierung des Dipolmodus.



Abbildung 3.4.: Widerstände der Drahtelektroden. Auf dem Bild zu sehen sind die gemessenen Werte der 22 Channels eines der PXI Systeme am 30.01.2012. Die Kanäle unterscheiden sich um bis zu zwei Größenordnungen, die Unterschiede stammen wahrscheinlich von der unterschiedlichen Anzahl der Isolatoren der Ringe



Abbildung 3.5.: Widerstände eines einzelnen Kanals. Messwerte des gleichen Tages und des gleichen Geräts, aber mit linearer Skalierung. Dadurch werden auch kleine Schwankungen sichtbar. Neben dem üblichen Rauschen sind drei deutliche Peaks zu sehen. Sie sind zeitlich mit Arbeiten im Tank korreliert.

3.2.2. Anbindung der Rezipienten an die Filterspannung

Ein wesentlicher Aspekt dieser Arbeit ist die Verteilung der Spannung zwischen den Komponenten des Hochspannungssystems. Ohne eine zuverlässige Methode dazu wäre eine ausreichend präzise Messung des Retardierungspotenzials mit dem Spannungsteiler und insbesondere auch die angestrebte Funktion des Mainzer Spektrometers als Monitorspektrometer nicht realisierbar.

Bei Tritiummessungen überwacht das Monitorspektrometer die Filterspannung des Hauptspektrometers. Neben diesem Betriebsmodus muss eine Reihe weiterer Verteilungsszenarien der Spannung zugelassen werden. Beispielsweise machen Kalibrationszyklen und Testmessungen den autarken Betrieb des Monitorspektrometers mit seiner eigenen Spannungserzeugung nötig. Um dies zu ermöglichen wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei Spannungsverteiler entwickelt.

Die Aufgabe dieser Verteiler besteht darin die Hochspannung sicher und stabil zwischen den Komponenten des Hochspannungssystems zu verteilen. Der Wechsel zwischen zwei Verteilungsszenarien soll automatisiert ablaufen. Das bedeutet, dass ein Übergang zwischen zwei möglichen Verteilungsszenarien der Hochspannung auf Knopfdruck an einem PC erfolgen soll. Ist solch ein Übergang verboten, weil dabei Gefahr für die Messinstrumente besteht, muss die Steuerungssoftware eine Fehlermeldung ausgeben und den Wechsel blockieren. Um die Präzision der Spannungsüberwachung nicht zu gefährden darf die Spannung dabei aber keine Störungen erfahren, das heisst sie muss stabil verteilt werden. Abbildung 3.6 zeigt das Gesamtschema des Aufbaus mit allen Komponenten. Die Verteileranlagen stellen eine Verbindung zwischen den Spannungsteilern, den Netzteilen und den Spektrometern her. Die Verteiler werden mit Relais realisiert. Näheres zu ihrem Aufbau folgt weiter unten.

Die erforderlichen Betriebsmodi und die damit verbundenen Schaltzustände wurden erarbeitet. Sie sind tabellarisch dargestellt in 3.1. Die neun Betriebsmodi sind gegeben durch:

- (i) Der Grundzustand. Die Spektrometer sind nicht verbunden. Beide Spannungsteiler sind mit dem Hauptspektrometer verbunden. Sollte ein Not-Aus vorliegen, fällt das System in diesen Zustand zurück.
- (ii) Beide Spannungsteiler sind mit dem Hauptspektrometer verbunden. Das Monitorspektrometer ist nicht mit dem Hauptspektrometer verbunden
- (iii) K65 ist verbunden mit dem Hauptspektrometer, K35 mit dem Monitorspektrometer. Die Spektrometer sind nicht verbunden und werden je mit eigener Hochspannung versorgt.
- (iv) K35 ist verbunden mit dem Hauptspektrometer, K65 mit dem Monitorspektrometer. Die Spektrometer sind nicht verbunden und werden je mit eigener Hochspannung versorgt.
- (v) Beide Spannungsteiler sind mit dem Monitorspektrometer verbunden. Die Spektrometer sind nicht verbunden und werden je mit eigener Hochspannung versorgt.
- (vi) Beide Spannungsteiler sind mit dem Hauptspektrometer verbunden. Das Monitorspektrometer wird mit der Filterspannung des Hauptspektrometers versorgt, aber misst nicht.
- (vii) K65 ist verbunden mit dem Hauptspektrometer, K35 mit dem Monitorspektrometer. Das Monitorspektrometer wird mit der Filterspannung des Hauptspektrometers versorgt aber misst nicht.



- Abbildung 3.6.: Verteilerschema der Anbindung des Monitorspektrometers an das KATRIN HV-System. Zu sehen sind alle durch die Verteilerboxen ansteuerbaren Hardware-Komponenten mit ihrem Standort und ihren Schnittstellen. Ausnahme ist die angedeutete Steuerung bestehend aus dem Sicherheitssystem PCS7, der SlowControl und Datenbank. Ihre Position im Bild soll lediglich ihre Aufgabe zur Überwachung und Steuerung der Verteiler verdeutlichen.
- (viii) K35 ist verbunden mit dem Hauptspektrometer, K65 mit dem Monitorspektrometer. Das Monitorspektrometer wird mit der Filterspannung des Hauptspektrometers versorgt.
- (ix) Beide Spannungsteiler sind mit dem Monitorspektrometer verbunden. Das Hauptspektrometer liegt auf Spannung aber misst nicht. Das Monitorspektrometer wird mit der Filterspannung des Hauptspektrometers versorgt.

Die einzelnen Szenarien lassen sich zunächst danach Klassifizieren, ob die Spektrometer verbunden sind oder nicht. Sind sie nicht verbunden werden beide Spektrometer autark von ihren eigenen Netzteilen mit Spannung versorgt. Sind sie verbunden erhält das Monitorspektrometer seine Filterspannung vom Hauptspektrometer. Szenarien bei denen beide Spannungsteiler mit einem der Spektrometer verbunden sind, das zweite Spektrometer aber dennoch auf Spannung liegt, scheinen zunächst nicht wichtig. Sie bieten aber die Möglichkeit zur Untersuchung systematischer Unsicherheiten und wurden deswegen aufgenommen.

Übergänge zwischen den beschriebenen Szenarien müssen verlässlich gesteuert werden. Die Änderung des Schaltzustands ist nur im spannungsfreien Zustand erlaubt. Einzige Ausnahme ist hierbei der Fall eines Not-Aus, bei dem die Relais in ihre Grundstellung zurückfallen. In erster Linie muss die Spannungsfreiheit aller Leitungen und Komponenten des Systems festgestellt werden. Aus diesem Grund sind mehrere Geräte in den Boxen verbaut, die entsprechende Statussignale liefern. Hierzu gehören die später beschriebenen Komparatoren, Tabelle 3.1.: Schaltszenarien der Verteiler. Zusammenstellung der zunächst implementierten neun Verteilungen. Null entspricht einem ungeschaltetem Relais, während eine Eins geschaltet bedeutet. Die Nummerierung der Relais ist dokumentiert in Anhang B. Die Szenarien lassen sich grob in den gesicherten Grundmodus, den autarken Betrieb der Spektrometer und Fälle in denen das Monitorspektrometer mit der Hochspannung des Hauptspektrometers verbunden ist, unterteilen. Weiterhin werden die Szenarien unterschieden durch den Verbindungsstatus der Spannungsteiler an die Spektrometer.

Schaltszenarien			Relais					
		1	2	3	4	5	6	
	(i)	0	0	0	0	0	0	
	(ii)	1	0	0	0	0	1	
Autarker	(iii)	1	0	1	0	1	1	
Modus	(iv)	1	1	0	0	1	1	
	(v)	1	1	1	0	1	1	
	(vi)	1	0	0	1	0	1	
Spektrometer	(vii)	1	0	1	1	1	1	
verbunden	(viii)	1	1	0	1	1	1	
	(ix)	1	1	1	1	1	1	

Mikroendschalter an mehreren Spannungseingängen der Verteilerboxen und natürlich auch die Statusmeldungen von Netzteilen und KATRIN-Spannungsteilern selbst. Erst wenn die Spannungsfreiheit der Anlagen durch jedes einzelne Signal gesichert ist, werden Veränderungen am Schaltzustand zugelassen.

Konkret realisiert wird die Steuerung der Verteiler durch die SlowControl. Dabei sind die oben gegannten Szenarien in das PCS7-System implementiert und von diesem werden auch alle Signale überwacht. Will ein Experimentator zwischen zwei Spannungsverteilungen wechseln, kann er über einen sogenannten Operator-PC die gewünschte Verteilung auswählen. Ist dann noch Spannung angelegt wird die Veränderung durch PCS7 geblockt und eine Warnmeldung ausgegeben.

3.3. Aufbau und Tests der Hochspannungsverteiler

Nach der Erläuterung ihrer Funktionsweise und Einbindung in das Gesamtkonzept, soll nun der Aufbau der Verteiler näher erläutert werden. Wesentliche Maßgaben bei der Konzeptionierung der Boxen entstehen durch Ansprüche an Sicherheit, Hochspannungsfestigkeit und Stabilität. So sind die Verteiler im groben Aufgebaut aus einem äußeren Gehäuse, einem inneren Gehäuse, Relais zur Steuerung der angestrebten Schaltszenarien, als Sternpunkten dienenden Isolatoren und Komparatorschaltungen. Abbildung 3.7 zeigt ein reales Bild und ein Schema des Verteilers für die Monitorspektrometerhalle.

3.3.1. Gehäuse

Die Verteilerboxen bestehen aus einem äußeren und einem inneren Gehäuße, welche beide wichtige Funktionen tragen.

Das verwendete äußere Gehäuse besteht aus Aluminium. Es wird auf Erdpotenzial gehalten, wodurch sie als Farraday'scher Käfig dient und so die Hochspannung im Inneren von der Aussenwelt abschirmt. Die Funktion als Schirm ist aus mehreren Gründen wichtig, einerseits werden so Personen und umliegende Gerätschaften vor der Spannung im Inneren



Abbildung 3.7.: Reales (a) und Schematisches (b) Bilder der Hochspannungsverteileranlagen. In beiden Bildern unten zu sehen sind zunächst die Spannungsdurchführungen. Die Steckverbinder wurden lediglich an zwei Stellen installiert und liefern per Mikroschalter zusätzliche Sicherheitssignale. Die Relais sind unter den Durchführungen eingebaut. Ihre Kabel sind mit Silikon als Dielektrikum umgeben. Die Verbauten Komparatoren sitzen oben. Hier noch nicht eingebaut sind die Keramikisolatoren, welche die Sternpunkte stützen. Als Ersatz dienen Zylinder aus Kunststoff. Zudem sind rechts oben die LEDs erkennbar. In (b) sind Hochspannungsführende Leitungen rot gekennzeichnet, während Signal- und Steuerungskabel blau gefärbt sind. In dieser Ansicht entspricht unten der Rückseite des Verteilers.

geschützt, andererseits können Störungen nicht in die Hochspannung einkoppeln. Im Inneren bietet es den notwendigen Platz zur Einhaltung der Sicherheitsabstände zwischen den verbauten Geräten. Des weiteren dient das Gehäuse als Erdung für die Einzelkomponenten des Aufbaus, zu diesem Zweck ist eine zentrale Erdungsschiene aus Kupfer fest mit dem Gehäuse verbunden.

Da die spannungsführende Kabel in den Verteilern zwar weitestgehend durch Dielektrika elektrisch isoliert sind, allerdings an allen Sternpunkten offen liegen, müssen Vorkehrungen zur Vermeidung von Kriechströmen getroffen werden. Deswegen sind alle Kabelwege mit Dielektrikum geschützt. An den Kontaktstellen mehrer Kabel werden zudem entsprechende Isolatoren zur Stützung der Sternpunkte verwendet. Des Weiteren ist im Inneren eine zusätzliche Box arretiert. In ihr befinden sich alle Systemkomponenten. Sie dient im Wesentlichen als Staubschutz, da dieser zu Kriechströmen führen könnte.

3.3.2. Steuerung der Schaltszenarien mit Relais

Die eigentliche Realisierung einer dynamischen Schalteinheit geschieht mit Hilfe von Relais. Die verbauten Relais G64 C der Firma GIGAVAC können bei Spannungen bis zu 50 kV betrieben werden. Sie sind Gasgefüllt und haben eine Schaltzeit von nur 15 Sekunden.

Beide Verteiler beinhalten je drei Relais, zusammen ergeben sich so also $2^6 = 64$ Schaltmöglichkeiten. Die oben beschriebenen neun Schaltszenarien stellen also lediglich einen Bruchteil der prinzipiell realisierbaren Varianten dar. Sollten bestimmte Messungen eine andere Verteilung der Spannung notwendig machen, können weitere Szenarien ohne weiteres implementiert werden.

An den entsprechenden Stellen sind zudem die NC und COM Anschlüsse der Relais kurzgeschlossen. Dies führt dazu, dass bei einem Öffnen der Relais aus dem geschalteten Zustand keine Potenzialdifferenz zwischen den Kontakten besteht und keine Leistung übertragen wird. So sind die Relais zwar nur als Kontaktschließer spezifiziert sind, durch die spezielle Verkabelung, im Notfall auch unter Hochspannung geöffnet werden.

3.3.3. Komparatorschaltungen

Ein weiterer wichtiger Bestandteil der Hochspannungsverteiler sind die Komparatorschaltungen. Eine dieser Platinen ist in Abbildung 3.8 gezeigt. Sie wurden installiert, da das gesamte System größtmögliche Redundanz bieten soll. Im Wesentlichen dienen sie als weitere Sicherheitsinstanz, welche eine zuverlässige Aussage über den Zustand der Spannung auf Leitungen, die nicht schon durch die Spannungsteiler oder andere Gerätschaften überwacht werden, garantieren. Aus sicherheits-orientierter Betrachtungsweise gilt eine Leitung als Hochspannungsfrei, wenn sie weniger als 50 V führt. Dementsprechend überprüfen die Komparatoren ob eine Spannung von mehr oder weniger als diesem Schwellwert führt. Ist die vorhandene Spannung kleiner als 50 V sie ein Freigabesignal. Allerdings ist an dieser Stelle zu erwähnen, dass die Schaltungen nicht direkt, sondern über einen Widerstand von $1G\Omega$, mit der Hochspannung verbunden sind. Um die empfindliche Elektronik zu schützen und das Einkoppeln äußerer Felder zu vermeiden sind die Komparatoren in einem geerdeten Gehäuse verbaut.

Die Schaltungen liefern zweierlei Signale. Zum einen bieten sie einen Anschluss, welcher direkt mit LEDs an der Frontplatte der äußeren Gehäuse verbunden ist und zum anderen das Freigabesignal. Das Freigabesignal entspricht 24 V, sollten die Leitungen noch Spannung führen und keine Freigabe vorliegen gibt der Komparator 0 V aus. Die Signale werden an das Sicherheitssystem PCS7 weitergegeben, welches dadurch entscheiden kann, ob ein Übergang zwischen Schaltszenarien stattfinden darf oder nicht. Sollte einer der Komparatoren Schäden aufweisen oder seine Versorgungsspannung versagen wird er also



Abbildung 3.8.: Aufnahme der Komparatorschaltung. Sämtliche Signaleingänge befinden sich im unteren Abschnitt des Bilds. Von Links nach rechts zunächst die Spannungsversorgung, das TTL Signal und schließlich der Anschluss für die Signal-LED. Der Anschluss oben im Bild ist der Eingang für die zu überwachende Spannung.

ein 0 V Signal liefern und das System immer davon ausgehen, dass gefährliche Spannungen anliegen. Durch diese Eigenschaft wird das Risiko für Personen und Anlagen minimiert.

3.3.3.1. Funktionsweise

Während der eigentliche Komparator im Wesentlichen ein Operationsverstärker ist, besteht die vollständige Schaltung nicht nur aus ihm selbst, sondern einer Reihe weiterer Bestandteile, welche in ihrem Zusammenspiel eine verlässliche Aussage über den Zustand der angelegten Spannung bieten.

Aus funktioneller Sicht lassen sich die Komparatorschaltungen in vier Segmente gliedern, deren prinzipielle Struktur Abbildung 3.9 zeigt. Eine genauer Schaltplan sich im Anhang A.

Eines der Segmente ist die Spannungsversorgung. Da die gesamte Steuerungstechnik möglichst einfach gehalten werden sollte, funktioniert sie durchgängig mit 24 V. Für die Komparatoren bedeutet dies also die Design-Vorgabe mit 24 V Versorgungsspannung auskommen zu müssen und gleichzeitig auch als Signale diesen Spannungswert liefern zu müssen. Wie in dem Abschnitt zum Layout des Hochspannungssystems erläutert, wird großer Wert auf unterbrechungsfreie und störungsresistente versorger gelegt. Dennoch sollten die im Experiment eingesetzten Methoden zur Spannungsüberwachung in jeder einzelnen Stelle ihrer technischen Umsetzung so robust wie möglich ausgelegt sein, weshalb die Komparatoren derart konzipiert wurden, dass sie möglichst unempfindlich auf Schwankungen reagieren. Aus diesem Grund ist das Segment der Spannungsversorgung zweigliedrig. Von aussen werden 24 V geliefert, diese werden von einem Regulator geglättet und auf etwa 12 V



Abbildung 3.9.: Blockdiagramm der Komparatorschaltung. Vereinfachte Darstellung der Platinen, insbesondere entspricht die Anordnungen der Bauteile nicht der Realität und wurde aus Übersichtsgründen gewählt. Die Schaltungen lassen sich gliedern in den links oben zu sehenen Signaleingang, die darunter liegende Spannungsversorgung, den eigentlichen Komparator und die Ausgabe als LED- und TTL Signal ganz rechts im Bild.

transformiert. Im zweiten Schritt erfolgt die Transformation in die intern verwendete Systemspannung von 5 V. Ihre Resistenz gegenüber solchen Einflüssen konnte bei den, im nächsten Abschnitt beschriebenen, Messung getestet und nachgewiesen werden.

Nächster Teil der Schaltung ist der Eingang für die zu überwachende Spannung. Auch er besteht aus zwei wesentlichen Komponenten. Einer davon ist ein Spannungsteiler mit einem Abgriff von 1000:1. Mit diesem Teilerverhältnis und der geforderten Schwellspannung von 50 V bedeutet dies im Detail also, dass der Referenzwert mit dem die Komparatoren das Signal vergleichen bei 50 mV liegt. Zweite Komponente ist eine Schutzschaltung in Form eines Überspannungsableiters. Er schützt die Elektronik nicht nur für den Fall, dass ein Widerstand versagt vor Hochspannungen, sondern macht die Schaltungen robuster in ihrem Verhalten, indem er mögliche Spannungsspitzen glättet.

Eigentlicher Bestandteil der Schaltungen sind die Komparatoren. Sie vergleichen das angelieferte Spannungssignal mit einer internen Referenzspannung. Ihre Ausgabewert für die weitere verarbeitung beträgt 5 V als Freigabesignal und 0 V als Sperrsignal. Die verwendete Systemspannung von 5 V muss zudem noch auf die 50 mV als Referenzwert transformiert werden. Dies geschieht über Potentiometer, welche entsprechend eingestellt sind.

Im letzten Abschnitt der Komparatorschaltung befindet sich die Signalausgabe. Ein direkt sichtbares Signal wird durch den installierten 5 V Ausgang für LEDs unterstützt. Die verbauten LEDs sind grün und leuchten, falls die eingehenden Spannungen an der Komparatorschaltung kleiner als 50 mV sind. Mit einen Optokoppler wird ein weiteres Signal für die Verwendung im Sicherheitssystem erzeugt. Der zum Einsatz gebrachte Optokoppler ist hochwertig und kann prinzipiell noch höhere Spannungssignale liefern, aber wie beschrieben ist die Konvention im KATRIN System zu 24 V gewählt.



Abbildung 3.10.: **Testmessung des Komparator-Prototypen.** Aufgetragen sind Versorgungsspannung und davon abhängiger Schwellwert der Signalspannung, bei dem sich das Statusbit ändert. Die Messung wurde ohne weiterführende Statistik aufgenommen und dient nur zur qualitativen Prüfung. Tendenziell fällt der Signal-Grenzwert mit zunehmender Versorgungsspannung ab, der Effekt ist jedoch äußerst gering und vernachlässigbar.

3.3.3.2. Testmessungen

Mit den Komparatoren wurden zwei Arten von Testmessungen durchgeführt. Einerseits müssen die Schaltungen innerhalb der vorgegebenen Parameter korrekt funktionieren. Deshalb wurden sie unter standardmäßigen Bedingungen, das heisst insbesondere stabiler Versorgungsspannung, getestet. Bei den Testreihen wurden an ihren Vergleichseingang ohne vorgeschaltete Widerstände Spannungen im mV-Bereich angelegt und ihr Schwellwert damit überprüft.

Andererseits ist ein weiterer und ebenso wichtiger Aspekt die Untersuchung ihres Verhaltens auf Störeinflüsse, wie zum Beispiel Offsets oder langsame Drifts in der Versorgungsspannung. Der dabei benutzte Versuchsaufbau ist simpel, die Komparatoren waren hierzu einfach an ihre Versorgungsspannung und eine weitere Spannungsquelle, die im 100 mV Bereich arbeitet und zur Simulation des Hochspannungssignals diente, angeschlossen. Durchgeführt wurden die Messungen indem die Versorgungsspannung gezielt in ein Volt Schritten in dem Intervall $24_{-32}^{+14}V$ eingestellt wurde. Danach wurde die 100 mV von 0 V bis zum Schwellwert verfahren. Als Indikator für das Erreichen des Schwellwerts wurde das Erlöschen der angeschlossenen Signal-LEDs und der damit verbundene sprunghafte Anstieg des fließenden Stroms benutzt. Da die Messungen nur ein qualitatives Bild des Verhaltens der Komparatoren liefern sollten wurden die Spannungen an den Anzeigen der internen Gerätemessschleifen abgelesen. Abbildung zeigt das Verhalten des Komparator-Prototypen bei dieser Messreihe. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Komparatoren äußerst unempfindlich auf die Drifts reagieren und in einem Spannungsbereich von etwa ± 10 V um ihre eigentliche Versorgungsspannung dennoch verlässliche Signale liefern. Das stufenartige Verhalten entsteht durch die etwas ungenauen Messwerte der Netzteile-Anzeige. Wegen der schlechten Auflösung ist eine genaue Quantifizierung des Effekts nur wenig sinnvoll, lässt sich aber abschätzen durch den Quotienten der Differenz aus größtem und kleinstem Wertepaar

$$\frac{U_{Schwelle}^{max} - U_{Schwelle}^{min}}{U_{Vers}^{max} - U_{Vers}^{min}} \cong 0,08 \frac{mV}{V}$$
(3.2)

In einem Intervall von ± 10 V um die 24 V Versorgungsspannung entspricht das also einer Änderung von etwa 1,6 mV in der Schwellenspannung. Mit dem Teilerverhältnis von 1000:1 lässt sich dieser Wert sehr einfach in die entsprechende Hochspannung umrechnen, bei 24 V liegt die Grenzspannung bei 30,6 V und sie ändert sich in dem 10 V Bereich um 1,6 V. Zuvor wurden Spannungen von über 50 V als Hochspannung definiert, allerdings sind die Komparatoren, wie schon in der Rechnung zu erkennen, auf kleinere Werte von etwa 30 V getrimmt.

3.3.4. Funktions- und Hochspannungstests der Verteiler

Bevor die Verteiler in das KATRIN Experiment implementiert werden konnten, mussten sie zunächst getestet werden. Hierzu gehören ein prinzipieller Funktionstest und ein anschließender Test unter realen Hochspannungsbedingungen.

Alle Signal- und Versorgungskabel laufen zentral an einem SubD-Stecker an der Rückseite der Verteilerboxen zusammen (Belegeung der Pins: siehe Anhang). Ein entsprechend konfektioniertes gegenstück erlaubt es die Relais mit Spannung zu versorgen und insbesondere auch einzeln zu schalten. Die oben aufgelisteten Schaltszenarien wurden bei dem Funktionstest durchgespielt und per Widerstandsmessung geprüft. Bei diesen Testreihen waren die Komparatoren nicht angeschaltet, ihre Funktion wurde separat überprüft. Es zeigte sich, dass alle Relais wie geplant schalten.

Im nächsten Schritt wurden der Verteiler unter Hochspannung getestet. Für diese Versuche wurde einer der Hochspannungseingänge mit bis zu 35kV versorgt, um den autarken Betriebsmodus des Monitorspektrometers zu simulieren, und die verschiedenen Schaltvarianten der Relais zu prüfen. Als Indikator wurden die Statussignale der Komparatoren verwendet, alle Schaltszenarien entsprechen eine konkreten Verteilung der Spannung auf den Leitungen, welche sich mit den Komparatorschaltungen überwachen lassen. Die Spannung wurde bei jedem Szenario von 0 V auf 35 kV gefahren. Je nach gewählter Schaltung sollten die LEDs der Komparatoren bei über 50 V Spannung ausgehen oder weiter leuchten. Vor dem Start des Tests wurde eine Tabelle mit den erwarteten Signalen der Komparatoren erstellt, sie ist in Tabelle 3.2 gezeigt.

Damit wurden die Komparatoren und ihre vorgeschalteten Widerständen zum ersten mal unter realen Hochspannungsbedingungen getestet. Insbesondere lies sich hier auch der Entladevorgang des Gesamtsystems zu etwa 8s bestimmen. Der Entladevorgang wird aber nach dem Einbau in das KATRIN System länger dauern, da hier größere Kapazitäten entladen werden müssen. Zudem konnte bei den durchgeführten Versuchen nicht nur das vorgesehene Spannungsfreie schalten der Relais, sondern auch ihr Verhalten für den Fall des Schaltvorgangs unter Spannung getestet werden. Womit sich nachweisen lies, dass die geplante Verkabelung das Öffnen der Relais ohne Potenzialdifferenz und damit prinzipiell auch ohne vorheriges Herunterfahren der Spannung zulässt.

Beide Tests zusammen konnten zeigen, dass der Monitorspektrometer-Verteiler, wie geplant, funktioniert. Alle Schaltszenarien lassen sich ansteuern und alle Kontaktstellen funktionieren. Auch die Komparatoren verhalten sich entsprechend ihren Erwartungen und es lassen sich insbesondere auch keine Störungen der Hochspannung, wie Überschlähge oder ähnliches erkennen. Tabelle 3.2.: Szenarien des Verteilertests. Die aufgeführte Tabelle beschreibt den Test des Verteilers am Monitorspektrometer. Die Tabelle zeigt die erwarteten Signale der Komparatoren bei anliegenden Spannungen über 50 V. Dabei wurde der autarke Betrieb des Spektrometers simuliert. Die Hochspannung war zunächst immer ausgeschalter und alle LEDs an. Wurde die Spannung hochgefahren schalteten die Komparatoren wie erwartet. Auch hier steht die 0 für offene und die 1 für geschlossene Relais. Die Nummerierung der Relais und Komparatoren ist im Anhang vermerkt.

Relais		Komparatorsignal			
1	2	3	1	2	
1	0	0	off	off	
1	0	1	off	off	
1	1	0	off	off	
0	1	1	off	off	
0	0	1	off	off	
0	0	0	on	off	
0	1	0	on	off	

4. Stabilität und Kalibrationskonzept der Hochspannung

In diesem Kapitel wird das Kalibrationskonzept der Hochspannung erläutert und die angewandten Methoden genauer geschildert. Die Spannungsüberwachung und die damit verknüpften Kalibrationen spielen eine große Rolle im Gesamtkonzept der Hochspannung bei KATRIN.

Vor der eigentlichen Entwicklung von Kalibrationsmethoden müssen statistische und systematische Fehler des Experiments hinsichtlich der Hochspannung verstanden werden. Sie werden mit entsprechenden MC-Simulationen und Messungen im KATRIN Designreport $[A^+04]$, wie auch mehreren anderen Veröffentlichungen ([Thü07], [Grö10], [Wie12]) ausführlich diskutiert. Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse zusammengefasst und in Zusammenhang mit der akutellen Arbeit gestellt.

4.1. Statistische und systematische Unsicherheiten

Es ist von enormer Bedeutung alle möglichen Fehlerquellen, ob statistischer oder systematischer Natur, zu kennen und zu quantifizieren. Mit diesen Unsicherheiten werden die maßgebliche Anforderungen an die Präzision der Spannung, ihre Überwachung und ihre Kalibration gestellt. Die Größe von statistischen Unsicherheiten nimmt mit wachsender Länge, des in der Analyse betrachteten Energieintervalls, ab. Zudem tragen nur Elektronen in der Nähe des Endpunkts E_0 wesentliche Informationen über die Neutrinomasse, weshalb das ausgewertete Intervall möglichst kurz gewählt werden muss. In der Analyse ist die Position des Endpunkts ebenso wichtig, wie die Energiemessung der Signalelektronen. Da diese Position nicht präzise genug bekannt ist, wird sie ebenfalls in Messungen des KATRIN Experiments bestimmt. Bei seiner Bestimmung ist allerdings ein möglichst großes Energieintervall nötig. Das für KATRIN gewählte Intervall ist gegeben durch

$$[E_0 - 25 \, eV, E_0 + 5 \, V] \tag{4.1}$$

Noch größere Intervalle würden die Bestimmung des Endpunkts nicht mehr wesentlich erleichtern und würden lediglich Messzeit kosten. Ein weiterer Grund, das ausgewertete Interval nicht einfach beliebig klein zu wählen, wird verursacht durch die systematische Unsicherheiten. Sie wachsen mit kleiner werdendem Intervall an und es gilt ein Minimum der globalen Unsicherheit zu finden. Dieses Minimum ergibt sich für etwa gleich große statistische und systematische Fehler. Mit Simulationen $[A^+04]$, die das oben genannte Intervall verwenden, konnte ein statistischer Fehler von

$$\Delta m_{stat}^2 = 0,018 \text{ eV}^2 \tag{4.2}$$

ermittelt werden. Um sicherzugehen, dass dieser Wert nicht überschritten wird, ist der tatsächliche Design-Wert auf 0,017 eV² beschränkt. Eine Mannigfaltigkeit von möglichen Quellen systematischer Unsicherheiten ist bekannt, wovon fünf die Hauptbeiträge zur gesamten systematischen Unsicherheit leisten. Unter diesen befindet sich auch die Hochspannung. Diese fünf Fehlerquellen sind unkorreliert und werden quadratisch addiert. Jede von ihnen darf also

$$\Delta m_{sust}^2 = 0.0075 \,\mathrm{eV}^2 \tag{4.3}$$

zur systematischen Unsicherheit beitragen. Dann sind statistische und systematische Fehler gleich groß und der Gesamtfehler wird minimal.

Um zu motivieren, auf welche Weise die Hochspannung Fehler erzeugen kann, ist eine kurzer Blick auf den Messablauf hilfreich. Wie in Kapitel 2 werden beim KATRIN-Experiment zunächst Elektronen in der Quelle, durch den Betazerfall des Tritiums, frei. Sie werden anschließend adiabatisch zum Vorspektrometer geführt. Da das Vorspektrometer einige hundert Volt unter dem Endpunkt des Tritiumzerfalls arbeitet und nur eine grobe Selektion trifft, nehmen kleine Hochspannungsfluktuationen keinen signifikanten Einfluss. Im Hauptspektrometer angekommen wird die Filterschwelle für die geladenen Teilchen durch die Hochspannung festgelegt. Dadurch können Störungen der Spannung Fehler bei der Energiemessung verursachen. Letztlich legt die Retardierungsspannung bei MAC-E-Filtern die elektrostatischen Eigenschaften der Spektrometer fest. Unbekannte Störeinflüsse dieser Spannung wirken sich, beispielsweise durch das Hinzufügen einer Zeitabhängigkeit, auf die Transmissionsfunktion aus.

4.1.1. Einfluss von Störungen auf die Transmissionsfunktion

Zur Bestimmung, durch Hochspannungsstörungen erzeugte, Unsicherheiten der Observablen m_{ν}^2 genügt es nicht allein die Transmissionsfunktion zu betrachten. Der eigentliche Einfluss wird erst im integralen Spektrum sichtbar. Man erhält es aus der Faltung des eigentlichen Elektronenspektrums des Betazerfalls und der Transmissionsfunktion des Spektrometers.

$$\frac{d^2N}{dt} = \frac{d^2N}{dt\,dE} \otimes T\left(E - E_R\right) = \int_{-\infty}^{\infty} dE \,T\left(E - E_R\right) \frac{d^2N}{dt\,dE} \tag{4.4}$$

Da nur Elektronen mit Energien nahe des Endpunkts zur Bestimmung der Neutrinomasse verwendet werden und das analysierte Intervall auf das oben genannte beschränkt wird, ist es sinnvoll eine vereinfachte und analytisch gutartigere Funktion zur Beschreibung des Spektrums zu verwenden. Sie ist gegeben durch

$$\left(\frac{d^2N}{dt\,dE}\right)_{red} \equiv \gamma \cdot \left(E_0 - E\right) \cdot \sqrt{\left(E_0 - E\right)^2 - m_\nu^2} \cdot \Theta \left(E_0 - E - m_\nu\right) \tag{4.5}$$

wobei der Index 'red' für reduziert steht und kenntlich machen soll, dass es sich hierbei um eine vereinfachte Version des Spektrums nahes des Endpunkts handelt. Das kleine Gamma am Anfang der linken Seite steht für einige Konstanten. Auch die Form der Transmissionsfunktion (siehe Kapitel 2) ist kompliziert und lässt nur numerische Verfahren zu. Um die Effekte von Störungen der Hochspannung zu untersuchen bietet es sich an vom Fall idealer Transmission, dargestellt durch de Heaviside-Funktion

$$T(E)_{id} = \Theta(E - E_R) \tag{4.6}$$

auszugehen. Für den störungsfreien Fall lässt sich die Faltung

$$\left(\frac{d^2N}{dt}\right)_{red} = \left(\frac{d^2N}{dt\ dE}\right)_{red} \otimes T(E)_{id} = \int_0^\infty dE\ \left(\frac{d^2N}{dt\ dE}\right)_{red}\ T(E)_{id} \tag{4.7}$$

durchführen. Dabei beschränken die Heaviside-Funktionen die Integrationsgrenzen, wobei die Energieerhaltung für die Konvergenz des Integrals sorgt. Mit der Substitution $x = (E_0 - E)$ liefert eine kurze Rechnung schnell das Ergebnis

$$\left(\frac{d^2N}{dt}\right)_{red} = \frac{\gamma}{3} \cdot \left[(E_0 - E_R)^2 - m_\nu^2 \right]^{\frac{3}{2}}$$
(4.8)

Um sich klar darüber zu werden welchen Einfluss nun Störungen haben, ist es instruktiv die Faltung mit dem Spektrum ausser acht zu lassen und nur die Auswirkungen auf die Transmissionsfunktion zu untersuchen. Eingekoppelt werden Störungen aus physikalischer Sicht in die Retardierungsspannung. Mathematisch müssen die entsprechenden Störterme also an dieser Stelle eingefügt werden. Für zeitlich unveränderliche Störungen erhält man die neue Transmissionsfunktion aus

$$\tilde{T}(E - E_R) = \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \ f(\xi) \ T\left(\tilde{E}_R(\xi)\right)$$
(4.9)

dabei ist \tilde{E}_R die gestörte Filterschwelle und $f(\xi)$ die Verteilungsfunktion der Störung ξ . Bei zeitabhängigen Störungen sollte hingegen

$$\tilde{T}(E - E_R) = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} dt \ T\left(\tilde{E}_R(t)\right)$$
(4.10)

verwendet werden. Im Folgenden sollen einige, besonders wichtige, Sonderfälle betrachtet und mit geeigneten Modellen beschrieben werden. Eine Möglichkeit für die Struktur solcher Störungen ist durch die Gaussverteilung gegeben. Tatsächlich gehört diese Variante zu den am weitesten verbreiteten. Die Häufigkeit mit der statistische Fehler durch die Gaussverteilung beschrieben werden können lässt sich mit dem zentralen Grenzwertsatz erklären. Im groben besagt er, dass Verteilungsfunktion der Summe beliebiger verteilter Zufallsgrößen gegen eine Gaussverteilung konvergiert, solange nur die Anzahl der Zufallsvariablen groß genug ist. Wegen der, im regelfall großen Zahl, kleiner zufälliger Störungen treten solche Unsicherheiten sehr oft auf. Die Transmissionsfunktion ist dabei gegeben durch [Grö10]

$$T \left(E - E_R \right)_{Gauss} = \operatorname{erfc} \left(E - E_R \right) \tag{4.11}$$

In der Elektrotechnik treten besonders oft sinusförmige Störungen auf. Vielmals haben diese eine Frequenz von 50 Hz, welche gerade der Frequenz des Stromnetzes in Europa entspricht. In Abschnitt 3.1.1 wurde bereits erwähnt, dass das Netzsignal selbst als Störung einkoppeln kann. Abgesehen davon können auch Steuergeräte von Turbomolekularpumpen solche Fluktuationen erzeugen oder frei vagabundierende elektromagnetische Wellen in das System einkoppeln([Grö10], [Wie12]):

$$\tilde{T} (E - E_R)_{sin} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} dt \ A \cdot \sin(\omega t) \ \Theta (E - E_R - A) \ \sin(\omega t) = \frac{1}{\pi} \cdot \begin{cases} \pi & , E - E_R > A \\ \arcsin\left(\frac{E - E_R}{A}\right) + \frac{\pi}{2} & , -A < E - E_R < A \\ 0 & , E - E_R < -A \end{cases}$$
(4.12)

Der wesentliche Aspekt beider Störungen liegt darin die Transmissionsfunktion zu verwischen. Die bisher behandelten Transmissionsfunktionen sind beispielhaft in Abbildung



Abbildung 4.1.: Transmissionsfunktionen. Zu sehen sind verschiedene Transmissionsfunktionen über der Differenz aus Elektronenenergie und Filterspannung. In grün die Transmissionsfunktion eines idealen MAC-E-Filters, gegeben durch die Heaviside-Distribution. Bei den anderen beiden Transmissionsfunktionen handelt es sich um die Faltung der idealen Funktion mit einer Störung des Retardierungspotenzials. Die blaue Kurve entspricht einer gaussförmig verteilten Störung, die rote einer sinusförmig verteilten. Die Grafik ist [Grö10] entnommen. Sie zeigt den Einfluss von normalverteilten und sinusartigen Störungen auf die ideale Transmissionsfunktion.

4.1 dargestellt. Sinusartige Störungen konnten detailliert am Monitorspektrometer untersucht werden [Wie12]. Die Störungen wurden bei den Messungen je an der Quelle und am Spektrometertank selbst eingekoppelt. Simulationen konnten zeigen, dass Linien im differentiellen Spektrum nicht nur verbreitert werden sollten. Zudem sollten die Linien einen doppelten Peak entwickeln [Grö10]. Bei den Messungen wurde dieses Verhalten für Störungen an der Quelle nachgewiesen. Für Störungen am Tank selbst konnte kein Effekt beobachtet werden, was aber eine Limitierung der eingesetzten Apparaturen war und deshalb nur geringe Aussagekraft besitzt. Für das Hauptspektrometer müssen die Messungen in jedem Fall wiederholt werden, durch die große kapazitive Kopplung der Drahtelektrode an den Spektrometertank könnten diese Unsicherheiten hier eine Rolle spielen.

Abgesehen von den behandelten Wechselspannungsanteilen, sind die Gleichspannungsanteile in Störungen interessant. Ein einfaches Modell bei dem die Retardierungsspannung mit einer Störung ξ beeinflusst wird ist durch

$$\tilde{E}_R = \left(1 + \frac{\xi}{E_R}\right) E_R \tag{4.13}$$

gegeben. Damit lässt sich in etwa eine unbekannte Abweichung der Maßstabsfaktoren von Multimetern oder Spannungsteilern beschreiben. Für eine Abweichung der Größe ϵ nimmt die Transmissionsfunktion mit einzeiliger Rechnung folgende Form an

$$\tilde{T}(E - E_R) = \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \,\,\delta(\xi - \epsilon) \,\,\Theta\left(E - \left(1 + \frac{\xi}{E_R}\right) \,\,E_R\right) = \Theta\left(E - E_R - \epsilon\right) \tag{4.14}$$



Abbildung 4.2.: **Transmissionsfunktionen mit gleichverteilten Störungen.** Die Transmissionsfunktion wird abhängig vom Erwartungswert der Störung verschoben. Mit größer werdender Störung wird auch die Transmissionsfunktion breiter. Die Störungen der roten und der grünen Kurve sind 2 eV, die der blauen 4 eV. Der Erwartungswert der Störung der roten Kurve ist ungleich null.

Eine Störung dieser Art verursacht also keine Änderung in der Form der Transmissionsfunktion, sie wird lediglich um einen Konstanten wert verschoben. Gleiches gilt für einen Off-Set in der Retardierungsspannung. Ist die Störung ξ in einem Intervall der Länge Δ gleichverteilt ergibt sich

$$\tilde{T}(E - E_R) = \frac{1}{\Delta} \int_0^{\Delta} d\xi \,\Theta \left(E - \left(1 + \frac{\xi}{E_R} \right) E_R \right)$$

$$= \begin{cases} 1 & , E - E_R > \Delta \\ \frac{E - E_R}{\Delta} & , 0 < E - E_R < \Delta \\ 0 & , E - E_R < 0 \end{cases}$$
(4.15)

Abbildung 4.2 zeigt drei solcher Störungen mit unterschiedlicher Intervallänge und -position. Wegen der Störung entspricht die Transmissionsfunktion nun nicht mehr der eines idealen MAC-E-Filters. Ober und unterhalb der Störung verhält sie sich immer noch ideal, dazwischen steigt sie aber linear an. Verschiebt man das Intervall in dem die Störung liegt in eine Richtung, so wird auch die Transmissionsfunktion um diesen Wert verschoben. Für größer werdende Intervallängen wird auch die Transmissionsfunktion verbreitert und steigt in diesem Bereich mit geringerer Steigung an. Als Letztes Fehlermodell wird hier eine mit der Zeit langsam driftende Hochspannung erwähnt. Mit $\tilde{E}_R(t) = (1 + \epsilon t) E_R(t)$ und Gleichung 4.10 erhält man

$$\tilde{T}(E - E_R) = \frac{1}{t} \int_0^t dt' \Theta \left(E - \left(1 + \frac{\epsilon t'}{E_R} \right) E_R \right)$$
$$= \begin{cases} 1 & , E - E_R > \epsilon t \\ \frac{E - E_R}{t} & , 0 < E - E_R < \epsilon t \\ 0 & , E - E_R < 0 \end{cases}$$
(4.16)

Die Form des Ergebnisses ist äquivalent zu der einer zeitlich konstanten, gleichverteilten Störung. Wie zu erwarten bedeutet eine driftende Retardierungsspannung auch eine driftende Transmissionsfunktion.

Die beschriebenen Störungen lassen sich auch verbinden. Im Fall der Spannungsüberwachung treten Normalverteilte Fehler durch die Kalibrationen auf. Auch wenn sie äusserst präzise sind, bleibt doch zumindest immer ein kleiner statistischer Fehler, welcher die Transmissionsfunktion notwendig verbreitert. Sollten ausserdem auch noch systematische Fehler unbeachtet bleiben wird die Transmissionsfunktion zusätzlich verschoben. Viele Messgeräte, die bei KATRIN zum Einsatz kommen, sind sensitiv auf Schwankungen der Temperatur. Sind die hochspannungserzeugenden Netzgeräte noch nicht lange eingeschaltet und haben ihr thermisches Gleichgewicht noch nicht erreicht, oder ändert sich die Hallentemperatur zu sehr, können zeitabhängige Drifts entstehen. Ist die genaue Form der Störungen bekannt können sie prinzipiell aus den Messungen eliminiert werden. Hierzu muss das Fit-Programm angepasst werden und die Störungen aus dem eigentlichen Signal entfaltet werden [Wie12].

4.1.2. Einfluss von Störungen auf die Neutrinomasse

Nachdem man durch die obigen Rechnungen einen Eindruck gewinnen konnte, wie die Transmissionsfunktion von Störungen verändert werden kann, sollen nun die Auswirkungen dieser Störungen auf die Neutrinomasse genauer beleuchtet werden.

Prinzipiell muss dafür das integrale Spektrum aus 4.4 errechnet werden, denn die Neutrinomasse ist Parameter im Spektrum des Betazerfalls und die Retardierungsspannung ist Variable der Transmissionsfunktion. Die dabei auftretende Faltung ist allerdings rechenaufwändig und in den meisten Fällen analytisch nicht lösbar. Ausweg ist es die Quelle anstatt der Hochspannung zu variieren und nur das Betaspektrum zu verwenden. Gerechtfertigt ist diese Vorgehensweise durch die Struktur der Modelle, zumindest für die ideale Transmissionsfunktion ist der Effekt einer Störung der Quelle der gleiche wie der bei einer Störung der Filterspannung. Selbst mit diesen Vereinfachungen sind die Rechnungen für normalverteilte und sinusförmige Störungen nicht geschlossen lösbar. Deshalb wird seine Taylorreihenentwicklung um $m_{\nu} = 0$

$$\left(\frac{d^2N}{dt\ dE}\right)_T = \gamma\ (E_0 - E) - \frac{\gamma}{2}m_\nu^2 + \mathcal{O}\left(m_\nu^4\right) \tag{4.17}$$

bis zur quadratischen Ordnung in m_{ν} in den folgenden Rechnungen verwendet. Unerkannte normalverteilte mit der Standardabweichung σ und sinusartige Störungen mit der Amplitude A verursachen bei der Bestimmung der Neutrinomasse folgende systematische Unsicherheiten ([Thü07], [Grö10])

$$\Delta m_{\nu,gauss}^2 = -2\sigma^2 \tag{4.18}$$

$$\Delta m_{\nu,sinus}^2 = -A^2 \tag{4.19}$$

Die Neutrinomasse wird also zu kleineren Werten geschoben.

Die oben beschriebene Faltung lässt sich für einige Sonderfälle analytisch lösen. Zu diesen gehört insbesondere der Fall einer Konstanten und einer gleichverteilten Störung. Da die Rechenwege und vor allem auch die Ergebnisse auf das gleiche hinauslaufen wird hier nur das Beispiel der konstanten Störung gezeigt. Es ist

$$\begin{split} \left(\frac{d^2N}{dt\,dE}\right) \otimes \tilde{T}\left(E - E_R\right) &= \int_{-\infty}^{\infty} dE \,T\left(E - E_R\right) \frac{d^2N}{dt\,dE} \\ &= \gamma \int_{-\infty}^{\infty} dE \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \,\delta\left(\xi - \epsilon\right) \,\Theta\left(E_0 - E - m_\nu\right) \,\Theta\left(E - E_R - \xi\right) \,\left[\left(E_0 - E\right) - \frac{1}{2}m_\nu^2\right] \\ &= \gamma \int_{-\infty}^{\infty} dE \,\delta\left(\xi - \epsilon\right) \,\Theta\left(E_0 - E - m_\nu\right) \,\Theta\left(E - E_R - \epsilon\right) \,\left[\left(E_0 - E\right) - \frac{1}{2}m_\nu^2\right] \\ &= \gamma \int_{E_R + \epsilon}^{E_0 - m_\nu} dE \,\delta\left(\xi - \epsilon\right) \,\left[\left(E_0 - E\right) - \frac{1}{2}m_\nu^2\right] \\ &= \frac{\gamma}{3} \left[\left(E_0 - E - \epsilon\right)^2 - \frac{1}{2}m_\nu^2\right]^{\frac{3}{2}} \\ &= \frac{\gamma}{3} \left[\left(E_0 - E\right)^2 - \frac{1}{2}\left(m_\nu^2 + 4\epsilon\left(E_0 - E_R\right) - 2\epsilon^2\right)\right]^{\frac{3}{2}} \end{split}$$

Anstelle der oben genannten Form ist der Fehler bei der Bestimmung der Neutrinomasse also

$$\Delta m_{\nu,drift}^2 = 4\epsilon \left(E_0 - E_R \right) - 2\epsilon^2 \tag{4.20}$$

Wesentlicher Unterschied zwischen dieser und den gaussverteilten Störungen ist ein Faktor der linear mit $(E_0 - E_R)$ skaliert. Für $\epsilon > 0$ und $(E_0 - E_R) > 0$ ist die scheinbare Neutrinomasse kleiner als ihr realer Wert. Am Anfang dieses Kapitels wurde die zu messende Intervallänge und das Anwachsen systematischer Fehler mit deren Länge diskutiert, hier zeigt sich ein Grund dafür. Es sei daran erinnert, dass zu Störungen dieser Form insbesondere unerkannte Offsets, Drifts und falsche Kalibrationen gehören. Schon hier wird die enorme Wichtigkeit korrekter Kalibrationen mit höchster Präzision deutlich. Aus technischer sicht bedeuteten diese Resultate zusätzliche Einschränkungen des Messbetriebs. Wird die Spannung verfahren driften die Erzeuger bis sie wieder im thermischen Gleichgewicht stehen. Gleiches gilt für die Spannungsteiler und Voltmeter, auch wenn der Effekt hier wesentlich geringer ist. Die Größe dieser Drifts und die Zeit bis zum thermischen Gleichgewicht hängen von dem Sprung der Spannung ab. Es ist äusserst wichtig das Einschwingverhalten aller Geräte genauestens zu untersuchen. Denn unbekannte Störungen verursachen systematische Fehler, sind sie aber bekannt können sie in den Fits berücksichtigt und aus den Daten entfaltet werden.

Bei gaussverteilten, wie auch sinusförmigen Fluktuationen entsprichen die von ihnen verursachten Fehler gerade den Standardabweichungen der Verteilungen [Grö10]. Gibt es nun eine beliebige Zufallsvariable ξ mit der Verteilungsfunktion $f(\xi)$, für die gilt

$$\int_{\alpha}^{\beta} d\xi f(\xi) = 1, \qquad (4.21)$$

dann ist das gestörte Spektrum, zusammen mit der Taylorentwicklung des Betaspektrums

$$\begin{split} \left(\frac{d^2N}{dt\,dE}\right)_{\xi} &= \gamma \int_{\alpha}^{\beta} d\xi \ f\left(\xi\right) \left[(E_0 + \xi - E)^2 - \frac{1}{2}m_{\nu}^2 \right] \\ &= \gamma \int_{\alpha}^{\beta} d\xi \ \left[f\left(\xi\right) (E_0 + \xi - E)^2 - \frac{1}{2}m_{\nu}^2 \right] + \int_{\alpha}^{\beta} d\xi \ \left[f\left(\xi\right) \xi^2 + 2\xi \left(E_0 - E\right) \right] \\ &= \gamma \left[(E_0 - E)^2 - \frac{1}{2}m_{\nu}^2 \right] + \gamma \underbrace{\int_{\alpha}^{\beta} d\xi \ f\left(\xi\right) \xi^2}_{=E[\xi^2]} + 2\gamma \left(E_0 - E\right) \underbrace{\int_{\alpha}^{\beta} d\xi \ f\left(\xi\right) \xi}_{=E[\xi]} \\ &= \gamma \left(E_0 - E\right)^2 - \frac{\gamma}{2} \left(m_{\nu}^2 - 2E \left[\xi^2\right] - 4E \left[\xi\right] \left(E_0 - E\right) \right) \ . \end{split}$$

Ist der Erwartungswert $E[\xi]$ gerade gleich 0, so ist wegen $\sigma^2 = E[\xi^2] - E[\xi]^2$

$$\left(\frac{d^2N}{dt\ dE}\right)_{\xi} = \gamma\left(E_0 - E\right)^2 - \frac{\gamma}{2}\left(m_{\nu}^2 - 2\underbrace{E\left[\xi^2\right]}_{=\sigma^2}\right)$$
$$= \gamma\left(E_0 - E\right)^2 - \frac{\gamma}{2}\left(m_{\nu}^2 - 2\sigma^2\right)$$

Durch Vergleich mit der ungestörten Funktion 4.17 mit diesem Ergebnis ist also

$$\Delta m_{\nu;\xi}^2 = -2\sigma_\xi^2 \tag{4.22}$$

für Zufallsvariablen ξ , solange nur ihr Erwartungswert verschwindet. Der hier erarbeitete Zusammenhang stimmt insbesondere auch mit den Erwartungen anderer Rechnungen überein.

Aus dem Zusammenhang 4.22 zwischen sytematischem Fehler durch zufällige Störungen und der Standardabweichung lässt sich abschätzen, welche Unsicherheiten unerkannte Fluktuationen der Hochspannung verursachen. Sie betragen gerade

$$\Delta m_{\nu}^2 \le 0,0075 \text{eV}^2 \tag{4.23}$$

$$\sigma \le 0,061 \mathrm{eV} \tag{4.24}$$

Der Endpunkt des Spektrums liegt bei etwa 18,6 keV, hier bedeuten 60 mV etwa eine relative Abweichung von 3 ppm. Allerdings wird diese Präzision nicht über den gesamten Zeitraum der Messungen mit KATRIN eingehalten werden müssen. Es genügt die Schwankungen innerhalb eines einzelnen Messzyklus von 60 Tagen unter 3 ppm zu halten, wodurch der Vergleich mehrer Messphasen untereinander jedoch erschwert wird. Die meisten, wenn nicht sogar alle elektrischen Geräte, ändern ihre Eigenschaften geringfügig bei Resets, Transports oder ähnlichen Vorgängen. Es besteht die Gefahr, dass sie unerkannt Driften und die Untersuchung systematischer Effekte deutlich komplizierter machen. Auch wenn die Stabilität nur über den Zeitraum von 60 Tagen gehalten werden muss, werden hiermit enorme Ansprüche an die moderne Messtechnik gestellt. Im nächsten Abschnitt wird das hierfür entworfene Kalibrationskonzept der Hochspannung, welches die notwendige Präzision garantieren soll, vorgestellt.

4.2. Das Kalibrationskonzept des Retardierungspotenzials

Im vorhergegangenen Abschnitt konnte gezeigt werden, dass alle unbekannten Fluktuationen der Hochspannung direkte Konsequenzen für den systematischen Fehler der Neutrinomasse haben. Quantitativ bedeuten solche Störungen eine Unsicherheit von

$$\Delta m_{\nu}^2 = -2\sigma^2 . \tag{4.25}$$



Abbildung 4.3.: Kalibrationskonzept des KATRIN Experiments. Zu sehen ist die Kalibrationskette der Hochspannung am KATRIN Experiment. Dazu gehören Voltmeter, Spannungsteiler, Kryptonquellen, Monitorspektrometer und Hauptspektrometer. Abbildung aus [Bau10]

Die daraus resultierenden Anforderungen bezüglich Messgenauigkeit und Stabilität der Spannung erlauben nur relative Abweichungen von höchstens 3 ppm. Hochfrequente Anteile der Störungen können durch Hardware, wie die Nachregelung, geglättet und aus den Daten gefaltet werden, insofern sie bekannt sind. Da sich aber auch Störungen mit großen Zeitskalen und Fehler in der Spannungsmessung bemerkbar machen, wird ein mehrstufiges System zur Überwachung und Kalibration der Spannung eingesetzt (Abbildung 4.3). Es umfasst die KATRIN Spannungsteiler, das Monitorspektrometer, radioaktive Kalibrationsquellen und Digitalvoltmeter mit Spannungsreferenzen. Zudem werden die Spannungsteiler in Kollaboration mit der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt(PTB) kalibriert. Während die Spannungsteiler alleine schon zur Überwachung der Spannung ausreichende Langzeitstabilität bieten, erlaubt der Einsatz des Monitorspektrometers den vergleich mit einem nuklearen Standard. Durch die redundante Struktur des Aufbaus können die so gemessenen Spannungswerte verglichen und eventuelle systematische Fehler erkannt werden.

4.2.1. Die KATRIN Spannungsteiler

Bei Spektrometern nach MAC-E-Filter Prinzip muss die Retardierungsspannung im Energiebereich der zu untersuchenden geladenen Teilchen liegen. Die Position des Endpunkts der Elektronenenergie aus dem Tritiumzerfall bei etwa 18 keV macht entsprechend äquivalente Spannungen notwendig. Für Hochspannungen um 18 V sind direkte Messungen im ppm-Bereich nach heutigem Stand der Technik nicht möglich. Kommerziell erhältliche Teiler für diese Spannungen sind ohne weiteres erhältlich, bieten aber bei weitem nicht die nötigen Standards hinsichtlich ihrer Präzision und Stabilität. Aus diesem Grund wurden für KATRIN eigens zwei neue hochpräzise Spannungsteiler entwickelt.

Der erste dieser Teiler ist ausführlich beschrieben in [Thü07]. In seinem Aufbau ist er dem Referenzspannungsteiler MT100 der PTB nachempfunden, welcher als einer der wenigen Spannungsteiler weltweit die Spezifikationen des KATRIN-Experiments erfüllt. Seine maximale Betriebsspannung beträgt 100 kV mit Abgriffen der Teilerverhältnisse 1:100, entsprechend 1 kV, und 1:10000, entsprechend 10 V. Innerhalb eines Jahres ist dieser Teiler auf 2 ppm stabil [Mar01].

Um den durch Gl. 4.24 gestellten Ansprüchen gerecht zu werden, müssen sie bei der Konzeptionierung des Spannungsteilers auf seine technische Gestaltung übertragen werden. Zunächst sind äussere Einflüsse so weit als möglich mit einer, den gesamten Spannungsteiler umgebenden, vermieden. Wie bei den Digitalvoltmetern im nächsten Abschnitt zu sehen, reagieren hochpräzise elektrotechnische Messanlagen häufig sensibel auf Temperaturschwankungen. Deshalb müssen zumindest die eigentliche Messkette bildenden Widerstände im sub-ppm Bereich stabil sein. Bei Schwankungen der Temperatur kumulieren sich die Fehler der einzelnen Widerstände sonst zu einer zu großen Gesamtunsicherheit. Trotz der sehr geringen Messströme wird wegen der hohen Spannung ein wenig Leistung deponiert. Die verbauten Widerstände sollten also auch ein dementsprechend gutartiges Aufwärmverhalten mit nur geringer Selbstaufwärmung besitzen. Vor dem Aufbau des Teilers wurde 200 Widerstände auf ihre Charakteristika untersucht, von denen letztlich 100 geeignet waren und verbaut wurden. Nun sind die Widerstände Paarweise gerade so zusammengestellt, dass sich ihre Drifts möglichst gut kompensieren. Das bedeutet einer der Widerstände driftet zu größeren und einer zu kleineren Werten, wobei der Betrag etwa gleich groß ist und der Gesamtdrift sehr klein wird. Weiterhin ist der Spannungsteiler mit einem Kühl- und einem Heizsystem ausgestattet, welche die Temperatur nach Bedarf regeln und Schwankungen unter 0,1 K halten. An scharfen Kanten des unter Spannung stehenden Materials können enorme Feldstärken entstehen. Sind die Felder groß genug könnten Moleküle des umgebenden Gases ionisiert werden und Koronaentladungen stattfinden. Ausserdem können Elektronen mit Energien ab 30 keV bei Überschlägen zwischen elektrischen Bauteilen Röntgenstrahlung emittieren. Beide Prozesse würden die Stabilität des Teilers beeinträchtigen. Am wahrscheinlichsten wäre hierbei die unvorhersehbare Änderung der Charakteristika einzelner Widerstände. Der Behälter des Spannungsteilers ist zur Vermeidung dieser Effekte mit einem inerten Gas (N_2) gefüllt. Um das Eindringen von Luft und damit auch insbesondere Feuchtigkeit zu verhindern wird der Behälter regelmäßig mit Stickstoff gespült und steht unter geringem Überdruck zur Atmosphäre. Alle konzipierten Bauteile sind möglichst ohne Kanten aufgebaut und es werden große Sicherheitsabstände zwischen ihnen eingehalten, wodurch die Durchschlagsfestigkeit erhöht wird.

Der innere Aufbau des K35-Spannungsteilers ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Er besteht aus vier Ebenen, die jeweils 25 Einzelwiderstände enthalten. Der Wert jedes Widerstands beträgt in etwa 1,84 M Ω , bei 25 Widerständen ist der Widerstand einer Ebene also 46 M Ω und der Gesamtwiderstand des Teilers 184 M Ω . Aufgespannt werden die Ebenen durch fünf große Abgerundete Kupferelektroden, die je im Abstand von 10,5 cm liegen und von Isolatoren gestützt werden. Parallel zur eigentlichen Spannungsteilerkette verläuft ene sekundäre Kette als kapazitiver und Ohm'scher Kontrollteiler. Die sekundäre Kette verbindet über vier Widerstände die Kupferelektroden. Dies führt dazu, dass die Potenziale von Elektrode und primärer Kette in der gleichen Weise gegliedert werden. Hierdurch kann das elektrische Feld geformt und fällt an den hochpräzisen Widerständen der primären Kette ebenso ab, wie ihre Spannung. Ein weiterer Aspekt ist ihre Funktion als Kontrollteiler, zwar ist ihre relative Genauigkeit nur bei 100 ppm, die Spannung lässt sich mit ihr aber dennoch grob überwachen. Weiterhin sind hochspannungsfeste Kapazitäten verbaut. Ihre wesentliche Aufgabe ist es, den Spannungsteiler vor Schäden durch Spannungsspitzen oder hochfrequenten Wechselspannungspannungsstörungen zu schützen. Angemerkt sei hier aber auch, dass sich der Spannungsteiler damit nicht eignet Wechselspannungen zu messen. Zu diesem Zweck müssen andere Aufbauten verwendet werden (siehe Kapitel 3.1.1). Letztes Segment des Aufbaus sind die Abgriffwiderstände. Sie bieten drei Ausgänge mit den Teilerverhältnissen von 100:1, 1972:1, und 1:3944.

Für die Entwicklung des zweiten Spannungsteilers K65 sprechen mehrere Gründe. Das KATRIN-Experiment auf die hochpräzise Messung des Retardierungspotenzials angewie-

54



Abbildung 4.4.: Der K35 Hochspannungsteiler ohne EMC-Schirm. Deutlich erkennen sind die führ ringförmigen Kupferelektroden. Mit ihrer Befestigung an Isolatoren, senkrecht in weiß, spannen sie die vier Ebenen des Teilers auf. Innerhalb der Ebenen ist die primäre Messkette zu erkennen als waagrechte Widerständen. Die Ebenen werden verbunden durch die sekundäre Kontrollteilerkette aus Widerständen in blau und Kondensatoren in grün. Abbildung aus [Thü07]

sen. Mit nur einem Spannungsteiler würde das ganze Experiment zum Erliegen kommen, falls dieser Ausfallen sollte. Darüber hinaus besteht ohne zweiten Teiler die einzige Möglichkeit zur Kalibration des K35 im Transport nach Braunschweig zur PTB. Für diese Zeitspanne würde das Experiment stillstehen und der Transport solch empfindlicher Gerätschaften birgt immer die Möglichkeit für Schäden. Mit einem zweiten Teiler können diese direkt vor Ort gegeneinander kalibriert werden. Mit der Entwicklung [Hoc08] und des Aufbaus [Bau10] des zweiten KATRIN-Spannungsteilers wurden diese Probleme gelöst.

Mit der Erfahrung aus dem Aufbau seines Vorgängers konnten bei K65 einige Verbesserungen getroffen werden. Hierzu zählt das verwenden von vorgealterten Widerständen wodurch die Stabilität weiter erhöht werden konnte. Auch hinsichtlich seines thermischen Konzeptes und Temperaturstabilität konnte der zweite Spannungsteiler optimiert werden. Während Hochfrequenzmessungen für K35 nicht vorgesehen und möglich sind, wurde der Kontrollteiler von K65 hinsichtlich dieser Anwendung optimiert. Seine maximale Betriebsspannung wurde in Hinblick auf zukünftige Anwendungen von 35 kV auf 65 kV angehoben.

Beide Teiler weltweit führend bei Präzision und Stabilität. Mit ihnen kann die schwierige Aufgabe der Spannungsmessung im Kilovolt-Bereich mit relativen Genauigkeiten die an der Grenze zum sub-ppm-Regime liegen, bewerkstelligt werden.

4.2.2. Voltmeter und Spannungsreferenzen

Nachdem die Hochspannung von den Spannungsteilern auf einen Messbereich von etwa 20 V transformiert wurde muss sie von geeigneten Voltmetern gemessen werden. Solche Volt-

55

meter mit relativen Genauigkeiten im ppm-Bereich sind für das Niederspannungsregime heute Stand der Technik und im Handel erhältlich. Die gewählten Geräte sind Digitalvoltmeter von sind 8 1/2 stellige Fluke 8508 A.

Wie alle Messgeräte müssen auch sie kalibriert werden. Zwar verfügen die Voltmeter über interne Technik zur Selbstkalibration, diese sind aber nicht hinreichend genau. Aus diesem Grund werden 10 V Referenzspannungsquellen des Typs 732 A, ebenfalls von Fluke, verwendet. Sie zeichnen sich durch eine sehr große Langzeitstabilität aus, der Hersteller gibt hierfür 0,5 ppm in 30 Tagen und 3 ppm innerhalb eines Jahres an. Damit liegen sie sehr gut innerhalb der Ansprüche die bei KATRIN gestellt werden. Der wahre Wert ist aber noch besser und liegt nach Messungen der PTB bei etwa 0,24 ppm/Jahr. Denn die Geräte werden vorgealtet erworben, wodurch die alterungsbedingten Drifts sehr gering sind. Eine weitere Ursache für Fehler bei elektrischen Hochpräzisionsgeräten sind Temperaturschwanken. Mit ± 0.05 ppm/K liegen sie bei den Referenzquellen aber ausserhalb des Messbereichs, da die Temperatur in den Experimentierhallen stabilisiert ist werden hierdurch keine signifikanten Effekte verursacht. Um die Stabilität dennoch zu überprüfen werden die Referenzen ebenfalls in regelmäßigen Abständen von einem Jahr an der PTB kalibriert. Hier werden die Referenzquellen mit einem Josephson Normal verglichen, die Methode erlaubt Kalibrationen mit einer Genauigkeit von etwa 0,1 ppm. Erwähnenswert ist hier, dass Kalibrationen durch ausschalten ihre Gültigkeit verlieren. Deswegen sind in den Referenzen Akkumulatoren mit rund 12 Stunden laufzeit verbaut, diese erlauben einen unbedenklichen Transport der Spannungsquellen und vor allem anderen Schutz bei Netzausfällen.

Die eingestellte Auflösung beeinflusst maßgeblich die benötigte Integrationszeit der Digitalvoltmeter. Für Messungen werden die Voltmeter bei 7 Stellen Auflösung betrieben. Für 8 Stellen wäre die Integrationszeit drei mal so groß, ohne bemerkenswerte Verbesserung der Messergebnisse, da die achte Stelle ohnehin von statistischen und systematischen Fehlerquellen überdeckt wird. Mit der Option 'Fast' lässt sich die Integrationszeit nocheinmal dritteln und die Multimeter können alle 2 s einen Messwert liefern. Nachteil an dieser Einstellung ist laut Datenblatt des Herstellers eine zusätzliche statistische Unsicherheit von ± 0.5 ppm. Selbst die etwas kürzeren Messzyklen des Monitorspektrometers haben aber in etwa 100 s Messzeit, durch die große gesammelte Statistik wird diese Unsicherheit insignifikant. Auch der angegebene Langzeitdrift des Herstellers von $1, 4 \cdot 2 \pm 0, 2$ scheint wesentlich geringer zu sein (siehe Kapitel 5.1). Als kritischer hat sich die Temperatursensitivität der Voltmeter herausgestellt. Mit ± 0.3 ppm/K ist sie eigentlich gering und für in der KATRIN-Experimentierhalle lokalisierte Instrumente unbedenklich, Luftfeuchtigkeit und Temperatur sind dort äusserst stabil. Im Fall des Monitorspektrometers ist die Halle aber wesentlich kleiner und stellt damit ein kleineres Wärmereservoir dar. Bei Prozessen wie dem Tausch leerer Flüssigkstickstoffkanister gegen gefüllte kann genug Luft ausgetauscht werden um Temperaturschwankungen von mehreren Grad hervorzurufen. So lange die Hallentemperatur nicht wieder den gleichen Wert erreicht hat und die Voltmeter in thermischen Gleichgewicht stehen, ist ihre Kalibration nicht mehr gültig. Dem Effekt kann durch den Einbau kleiner Klimazellen Abhilfe geschafft werden.

Die Digitalvoltmeter sind als hochpräzise elektrotechnische Messgeräte äusserst sensibel auf externe Einflüsse. Mit den regelmäßigen Kalibrationen und dem Schutz vor externen Einflüssen erfüllen sie die Anforderungen. Tatsächlich konnten wöchentliche Kalibrationen über einen Zeitraum mehrerer Monate mit einer Genauigkeit von etwa 0,2 ppm keine statistisch evidenten Drifts feststellen.

4.2.3. Kalibration mit nuklearem Standard

Zur Kalibration des Retardierungspotenzials ist ein absoluter Bezugspunkt wichtig. Solche Referenzen sollten unabhängig von äusseren Einflüssen und technischen ausführungen sein. Es bietet sich daher an, natürliche Zerfallsprozesse radioaktiver Isotope auszunutzen. Mit ihnen wird ein Vergleich der im Tank bestehenden elektrischen Felder und einem kernphysikalischen Übergang möglich. Die Absolut-Kalibration der Energie erlaubt nicht nur die Überwachung der Spannung, sie besitzt noch einen weiteren Vorteil. Aus Zyklotron-Resonanz Messungen in Penning-Fallen ist die Massendifferenz $\Delta m (^{3}\text{He} - ^{3}\text{H})$ bekannt. Der aus diesen Messungen bekannte Endpunkt ist nicht genau genug, um bei KATRIN eingesetzt zu werden. Man kann ihn aber mit der bei KATRIN bestimmten Endpunktsenergie des Tritiumspektrums vergleichen und damit nach systematischen Fehlern suchen.

Die Energien der Zerfallsprodukte sollten natürlich im Focal-Plane-Detector von KATRIN nachweisbar sein und nahe des Endpunkts des Tritiumspektrums liegen. Prinzipiell ist es möglich das im Abschnitt 4.1.2 beschriebene Verhalten des integralen Spektrums auszunutzen. Geschehen kann dies zum Beispiel durch die Applikation einer zusätzlichen Spannung auf der Quelle, wodurch emittierte Teilchen einen konstanten Bonus an Energieerhalten würden. Hierfür eignen sich aber aus mehreren Gründen keine hohen Spannungen. Zum einen geht die Erzeugung hoher Spannungen auch immer mit höheren Schwankungen dieser einher, wodurch die Systematik verschlechtert und die Analyse deutlich erschwert wird. Zum anderen können zu hohe Spannungen möglicherweise unbekannte Effekte in der Quelle verursachen, welche die Kalibrationen weiter verschlechtern würden. Um die Reproduzierbarkeit über mehrere Kalibrationszyklen gewährleisten zu können sollte die Aktivität der Quelle zudem über einen langen Zeitraum stabil sein.

Das Kalibrationskonzept sieht es vor das Hauptspektrometer direkt mit einer kondensierten Kryptonquelle zu kalibrieren. Zusätzlich wird das Moniorspektrometer eine sogenannte implantierte Kryptonquelle verwenden, um die Hochspannung im Messbetrieb überwachen zu können.

4.2.3.1. Kalibrationsquellen

Es gibt eine ganze Reihe an möglicher radioaktiver Isotope in verschiedenen Aggregatszuständen, deren Einsatz als Kalibrationsquelle möglich ist. Nicht alle von ihnen werden zu Kalibrationszwecken verwendet werden. Abhängig von ihren spezifischen Eigenschaften sind einige davon zum Beispiel zur Untersuchung von nicht adiabatischen Effekten im Hauptspektrometer geeignet. Eine dieser Quellen soll im Folgenden etwas genauer dargestellt werden. Es handelt sich dabei um die implantierte ⁸³Rb/^{83m}Kr-Quelle auch, Festkörper-Quelle genannt.

Die eigentliche Quelle ist dabei das metastabile Isotop 83m Kr des Kryptons. Es emittiert, bei mehreren Energien, räumlich isotrop verteilte monoenergetische Elektronen. Als eine dieser Linien, liegt die K₃₂-Linie mit 17,8 keV nur etwa 800 eV entfernt vom Tritiumendpunkt. Sie eignet sich deshalb hervorragend als Referenz der absoluten Energiekalibration.

Bei dem Zerfall des ⁸³Rb entsteht zu hohen Anteilen ein metastabiler, angeregter Zustand des ^{83m}Kr. Die K₃₂-Konversionselektronenlinie entsteht durch den Übergang des angeregten Zustands I^{π} = $\frac{1}{2}^{-}$ in den I^{π} = $\frac{7}{2}^{+}$ Zustand. Betrachtet man das zugehörige Zerfallsschema in Abbildung 4.5, so sind weitere Linie, die bei diesem Übergang entstehen zu sehen. Sie können prinzipiell auch gemessen werden, eignen sich aber wegen ihrer hohen Energien von etwa 30 keV nicht in der gleichen Weise wie die Linie der K₃₂-Elektronen. Auch bei dem endgültigen Übergang in den Grundzustand werden weitere Konversionselektronen frei, wegen ihrer Position im Energiespektrum bei 9 keV sind sie jedoch wegen hoher Untergründe schlecht zu messen.

Vergleich der Halbwertszeiten von etwa 3 Monaten bei Rubidium und nur 2 Stunden bei Krypton, macht eine weitere Funktion der Mutterkerne deutlich. Würden die Quellen im



Abbildung 4.5.: **Das** ⁸³**Rb**/^{83m}**Kr Zerfallsschema.** Elektroneneinfangsreaktionen führen zum Zerfall des ⁸³Rb in einen angeregten Zustand des ^{83m}Kr. Während die Halbwertszeit dieses Prozesses bei 86.2 Tagen liegt, findet der die Konversionselektronen freisetzende Übergang des angeregten Kryptons in seinen Grundzustand mit einer Zeitkonstanten von nur 1.8 Stunden statt. Die zur Kalibration verwendete K₃₂-Linie hat eine Energie von 17824.3eV, rund 17824.3eV unter dem Tritiumendpunkt. Abbildung aus [Wie12]

Vorneherein nur aus Kryptonisotopen bestehen, wären ihre Aktivitäten stark zeitabhängig. Neue Quellen müssten in kurzen Intervallen hergestellt werden und Kalibrationsmessungen wären schlecht reproduzierbar. Durch den Einsatz des Rubidiums entstehen die Kryptonkerne mit einer großen Zeitkonstanten, wodurch die Quellen über mehrere Monate brauchbar und wesentlich stabiler sind.

Momentan finden ausführliche Messungen mit implantierten Quellen am Monitorspektrometer statt. Solch eine Quelle wird auf Abbildung 4.6 gezeigt. Sie können mit ihren Gewinden auf einem, dafür vorgesehenen, Quellhalter angebracht werden. In der Halterung ist Platz für bis zu vier der Quellen. Allerdings lässt er sich so Ausrichten, dass sich gerade nur eine der Quellen im Flussschlauch befindet. Hierdurch wird es möglich jede Quelle einzeln zu vermessen ohne das unter Vakuum stehende System öffnen zu müssen.

Zu den Vorteilen dieser Quellen gehört eine einfache Herstellung. Nachteilig sind systematische Fehler die durch Festkörpereffekte hervorgerufen werden können. Bei der Implantation der Fremdatome in das Trägermaterial Platin ist die Eindringtiefe nur schwer zu steuern und nicht genau reproduzierbar. Elektronen aus Kernzerfällen die tiefer im Material liegen, haben größere Wechsewirkungswahrscheinlichkeiten mit der Trägersubstanz. Bei jedem Streuprozess ändert sich die Energie der Elektronen. Da die räumliche Verteilung der implantierten Kerne bisher nicht präzise zu steuern ist müssen neue Quellen, vor ihrem Einsatz als Kalibrationsreferenzen, selbst präzise vermessen werden. Detaillierte Untersuchungen zu diesen sogenannten Loss-Elektronen finden sich in [Erh12].

Trotz technischer Herausforderungen haben sich die Festkörper ⁸³Rb/^{83m}Kr-Quellen bisher als geeigneter nuklearer Standard gezeigt. Um die monoenergetischen Elektronen zur Überwachung der Hochspannung verwenden zu können wird eine geeignete Methode benötigt. Sie besteht in der Messung der ^{83m}Kr-Linie mit dem Monitorspektrometer.

4.2.3.2. Das Monitorspektrometer

Mit der Entwicklung der Spannungsteiler von KATRIN kann das Analysierpotenzial nahezu in Echtzeit mit Präzision im ppm-Bereich überwacht werden. Wird das Experiment nur mit diesen betrieben entstehen zwei Nachteile. Auf der Suche nach systematischen



Abbildung 4.6.: **Monitorspektrometerquelle.** Die Fassung besitzt ein Gewinde zum Einbau in die Quellhalterung. Vier der Quellen können zeitgleich in der am Monitorspektrometer eingebaut und, durch Ausrichtung der Halterung, einzeln gemessen werden. Vorne ist die gräuliche Platinscheibe sichtbar, in das radioaktive Isotop implantiert wurde. Abbildung aus[Sch11]

Fehlern genügt es nie nur eine Methode zu verwenden, der Vergleich mit einer zweiten unabhängigen Variante ist immer notwendig. Dementsprechend könnten systematische Unsicherheiten verborgen bleiben, wenn lediglich die Spannungsteiler zur Überwachung des Filterpotenzials benutzt werden würden. Zweiter Punkt ist, dass die Kalibration der Spannungsteiler später nur gegeneinander möglich sein wird. Damit ließen sich nur relative Abweichungen feststellen, aber keine Aussage über die absolute Spannungsskala treffen. Aus diesen Gründen wird die Spannung, zusätzlich zu den Teilern, durch Monitorspektrometer überwacht. Seine Funktionsweise und sein Aufbau sind Thema dieses Abschnitts.

Das Verhalten der Transmissionsfunktionen von Spektrometern nach MAC-E-Filter Prinzip bei konstanten Verschiebungen der Spannung(Gl.4.15), ist nicht nur die Quelle systematischer Unsicherheiten. Es lässt sich dazu ausnutzen die Hochspannung auf eine weitere Weise zu überwachen. Oben im Text wurde die Kryptonquelle als unabhängiger kernphysikalischer Standard mit der wohlbekannter Position und Breite der ^{83m}Kr-Linie vorgestellt. Infolgedessen verwendet man einen weiteren MAC-E-Filter zur Messung solcher Quellen monoenergetischer Elektronen. Wird dieses Spektrometer mit der Hochspannung des Hauptspektrometers versorgt wird sich, laut den diskutierten Transmissionseigenschaften von MAC-E-Filtern, jede Störung der Filterschwelle auf das integrale Spektrum und damit die Linienposition auswirken.

Das hierfür verwendete Spektrometer wurde ursprünglich im Mainzer Neutrinomassenexperiment verwendet [Pic92]. Während dieses Experiments konnte die Obergrenze der Neutrinomasse zu $m_{\overline{\nu}_e} \leq 2.3 \text{eV}^2$ bestimmt werden. Sein Aufbau mit Inbetriebnahme [Gou10] am KIT und erste Testmessungen [Sch11] sind Inhalt mehrere Diplomarbeiten. Abgesehen von seinem späteren Zweck zur Überwachung der Hochspannung können wichtige Testmessungen, welche die Inbetriebnahme des Hauptspektrometers verkürzen, durchgeführt werden. Diese Messungen beinhalten zum Beispiel die Untersuchung nicht adiabatischer Effekte und Methoden zur Reduktion des Untergrunds.

Der zugriendeliegende Aufbau ist dem des Hauptspektrometers ähnlich (Abbildung 4.7, das Volumen des Monitorspektrometers ist aber um den Faktor 100 kleiner als das des Hauptspektrometers. Aus Sicht der Hochspannung gibt es einen weiteren wesentlichen Unterschied. Während die Tankwand des Hauptspektrometers auf Hochspannung gelegt wird (Vgl. 3.1.1), liegt der Tank des Monitorspektrometers auf Erdpotenzial. Innerhalb des Tanks ist die felderzeugende Drahtelektrode aber von einer weiteren Vollelektrode um-



Abbildung 4.7.: Elektromagnetisches Design des Monitorspektrometers. Zu sehen sind die blau markierten Elektroden. Ganz aussen liegt die Spektrometerwand, gefolgt von der inneren Vollelektrode. Die innerste, gestrichelte Elektrode ist die Drahtelektrode. Innerhalb der Elektroden ist sind einige Linien des Flussschlauchs zu sein. Das erforderliche Magnetfeld wird von zwei Supraleitenden Magneten an Quell- und Detektorseite, sowie den Luftspulen erzeugt. Sie sind in rot angedeutet [Thü07]

geben. Anstelle der Spektrometerwand wird die Vollelektrode auf Hochspannung gelegt. Erzielter Effekt ist auch hier die Abschirmung, in der Tankwand erzeugter, Sekundärteilchen.

An beiden Enden des Spektrometers befinden sich supraleitende Magnete, die das magnetische Feld erzeugen. Um das Spektrometer befindet sich ein Luftspulensystem, auf Abbildung 4.7 sind diese als rote Striche über und unter dem Spektrometer angedeutet. Ihre wahre Anordnung ergibt sich aus Rotation um die Strahlachse. Mit dem Luftspulensystem lässt sich eine Feineinstellung des magnetischen Feldes in der Analysierebene und damit der Auflösung vornehmen. Idealerweise ist der Flussschlauch entlang der Spektrometrachse vollkommen symmetrisch. Das vorhandene Erdmagnetfeld würde die Symmetrie zerstören und ihn verschieben. Weitere Spulen liegen deshalb, zur Kompensation des Erdmagnetfeld, horizontal um das Spektrometer. Sie sind in der gezeigten Abbildung nicht zu sehen.

Die Detektion der Elektronen geschieht mittels Halbleiterdioden aus Silizium. Der gesamte Detektor besteht aus fünf Pixeln. Sie sind kreuzförmig angeordnet, wobei die äusseren Pixel mit einer Fläche von 1 cm² etwas kleiner sind als der Innere mit einer Fläche von 1,5 cm². Er lässt sich entlang dreier Achsen verschieben. Messungen erfolgen nur über den inneren Pixel. Die äusseren dienen dazu ihn optimal im Flussschlauch zu positionieren, sodass möglichst die gesamte Quelle auf ihn abgebildet wird.

Die Messsteuerung des Monitorspektrometers erfolgt zu diesem Zeitpunkt noch über ein eigens entwickeltes, LabView basiertes Programm [Sch11]. Mit diesem können Exceltabellen zur Steuerung der Messungen verwendet werden. Sie enthalten zeilenweise Informationen über die Sollspannung, Messzeit bei dieser Spannung und zusätzlicher Wartezeit bis zum Anfahren des nächsten Punkts. Die Hochpräzisionsmessung der Spannung läuft über ein separates Programm (siehe Abschnitt 3.1.2). Wie auch beim FPD erfolgt die Datenaufnahme des Detektors separat über Orca. Momentan wird daran gearbeitet das System mit cFPs und ZEUS in seine endgültige Form zu bringen. In dieser werden die Daten auf ZEUS und einem lokalen PC gespeichert und können über ein Web-Interface von ADEI ausgelesen werden. Zudem wird Orca dann die Messsteuerung übernehmen.

5. Kalibrationsmessungen

Im letzten Kapitel wurden die Auswirkungen von Störungen und Messungenauigkeiten der Hochspannung auf die Bestimmung der Neutrinomasse geschildert. In den nächsten Abschnitten sollen Ablauf und Fortschritt der Kalibrationsmessungen für Voltmeter, Spannungsteiler und Monitorspektrometer dargestellt werden.

5.1. Niedervoltkalibration der Voltmeter

Zur präzisen Messung der Spannung müssen die Voltmeter in regelmäßigen Abständen kalibriert werden. Die Kalibrationsmessungen wurden von August 2011 bis Mai 2012 innerhalb dieser Arbeit durchgeführt. Dabei sind die Intervalle zwischen den einzelnen Kalibrationen nicht immer gleich groß. Insbesondere waren die zeitlichen Abstände zu Beginn der Kalibrationszyklen in 2011 kleiner und die Messungen wurden fast täglich durchgeführt. Während der Kalibrationen zeigte sich aber, dass sich die Voltmeter über etwa eine Woche hinreichend stabil verhalten. Die Kalibrationen behalten ihre Gültigkeit über diesen Zeitraum, so lange die Umgebungsbedingungen im Labor stabil sind.

Zur Kalibration eines Voltmeters müssen zwei Messreihen durchgeführt werden. Beide werden im 20 V Messbereich mit 7 1/2 Stellen Auflösung aufgenommen. In der ersten Messreihe werden die Eingänge oder Messleitungen des Multimeters kurzgeschlossen, um den Offset zu bestimmen. Die zweite Messreihe dient zur Ermittlung des Verstärkungsfaktors. Hierzu wird die 10 V Referenzquelle an das DVM angeschlossen. Aus experimenteller Sicht sind dabei einige Dinge zu beachten. Obwohl sie elektromagnetisch Isoliert sind sollten alle verwendeten Kabel keine Schleifen bilden um der möglichen Einkopplung magnetischer Felder entgegen zu wirken. Zudem sind die Anlagen sehr empfindlich gegenüber Temperaturänderungen. Innerhalb der Hauptspektrometerhalle wird hierdurch kein Effekt erzeugt, da sie sehr gut klimatisiert ist. Am Monitorspektrometer schwankt die Umgebungstemperatur um einige Grad. Da die Kalibrationen strenggenommen nur bei einer Temperatur gültig sind können hier systematische Fehler entstehen. Um dem entgegen zu wirken sollten die Voltmeter entweder in Klimazellen untergebracht oder ihre Temperaturabhängig präzise bestimmt werden.

Mit der eingestellten Auflösungen haben die Voltmeter eine Integrationszeit von etwa 2 s. Das verwendete Datenaufnahmeprogramm verzögert die Messungen durch Kommunikation mit der Datenbank und so steht etwa alle vier Sekunden Messwert bereit. Es genügt jede Messreihe fünf Minuten lang durchzuführen. In dieser Zeit werden durchschnittlich 76

Spannungswerte aufgenommen. Der statistische Fehler liegt nach dieser Zeitspanne im sub-ppm Bereich und nimmt danach nicht mehr wesentlich ab. Zudem gelangt man hier in die Größe der eingestellten Auflösung und damit dem systematischen Fehler, noch bessere Statistik verbessert das Ergebnis nicht erheblich aber nimmt viel Zeit in Anspruch.

Aus dem Offset U_0 , der Messung der 10 V Referenzquelle mit dem Voltmeter U_{10}^{meas} und dem kalibrierten Wert der Referenz¹ U_{10}^{ref} kann der Verstärkungsfaktor V dann ermittelt werden nach ([Thü07]):

$$V = \frac{U_{10}^{ref}}{U_{10}^{meas} - U_0} \tag{5.1}$$

Die Fehler der einzelnen Größen sind unkorreliert, daher ergibt sich nach der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung:

$$\Delta_V = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{10}^{ref}}{U_{10}^{ref}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_0}{U_{10}^{meas} - U_0}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{10}^{meas}}{U_{10}^{meas} - U_0}\right)^2}$$
(5.2)

Allgemein ergibt sich dann für Spannungsmessungen U_{meas} der mit der Kalibration korrigierte Spannungswert $U_{\text{meas}}^{\text{calib}}$:

$$U_{meas}^{calib} = V \cdot (U_{meas} - U_0) \tag{5.3}$$

Die Unsicherheit dieser Spannung ist dann:

$$\Delta U_{meas} = \sqrt{\left(\left(U_{meas} - U_0\right)\Delta_V\right)^2 + \left(V\sigma_{meas}\right)^2 + \left(V\sigma_{0V}\right)^2}$$
(5.4)

Die im nächsten Abschnitt beschriebenen Kalibrationen der Spannungsteiler sind nur mit dem, während der Kalibration verwendeten, Voltmetern gültig. Deshalb wird, zur Messung der Spannung am Abgriff des K35 Teilers, immer das gleiche Voltmeter verwendet. Es wird im Folgenden K35-DVM genannt. Das andere Voltmeter wird zur Messung der Spannung an der Quelle verwendet und im Folgenden Source-DVM genannt. Die Messungen der Verstärkungen für beide Voltmeter sind auf den Abbildungen 5.1 und 5.2 gezeigt. Zu den Messdaten sind auch noch der Mittelwert in rot, seine 1σ Umgebung in blau und seine 1ppm Umgebung in grün gezeigt. Der Messzeitraum ist August 2011 bis Mai 2012. Von den Monaten September bis Januar fanden keine Kalibrationen statt, da die Referenzquelle in diesem Zeitraum bei der PTB war und selbst kalibriert wurde. Hieraus resultiert auch ein leichter Sprung in den Daten, da der Spannungswert der Referenz nach der Kalibration bei der PTB leicht geändert war. Für das Voltmeter aus Mainz wurden mehr Kalibrationen durchgeführt, als für das andere Voltmeter. Der Grund hierfür liegt in der, zur Kalibration notwendigen, Unterbrechung des Messbetriebs. Lediglich eines der Voltmeter wurde am Monitorspektrometer für Spannungsmessungen eingesetzt. Um die Unterbrechungen des Messbetriebs gering zu halten, wurde jeweils nur das gerade verwendete DVM kalibriert.

Anhand der durchgeführten Kalibrationszyklen lässt sich kein statistisch evidenter Drift der Voltmeter feststellen. Die Mittelwerte der Offsets und Verstärkungen mit ihren Unsicherheiten sind:

K35-DVM

$$\overline{U}_0 = (-3, 2 \pm 1, 2) \ \mu V \tag{5.5}$$

$$\overline{V} = 1,0000011 \pm 0,7 \, ppm \tag{5.6}$$

¹Die Referenzen werden mit einem Josephson-Normal an der PTB verglichen. Ihre relative Unsicherheit ist $\frac{\Delta U}{U} \approx 10^{-10}$ [Thü07]


Abbildung 5.1.: Kalibration des Fluke aus Mainz. Zu sehen sind die Verstärkungsfaktoren der einzelnen Kalibrationen. Die rote Linie deutet den Mittelwert an, die blau gestrichelte Linie seine 1σ Umgebung und die grün gestrichelte seine 1ppm Umgebung. Zu Beginn der Messungen wurden gehäuft Daten erhoben, gefolgt von einer längeren Pause. In dieser wurden die 10 V Referenzen an der PTB kalibriert. Nach der Pause ist ein eindeutiger Sprung zu erkennen. Er ist bedingt durch die Kalibration der Referenzen. Innerhalb der Messzeit lässt sich kein evidenter Drift erkennen. Messungen von August 2011 bis Mai 2012.

Source-DVM

$$\overline{U}_0 = (-2 \pm 3) \ \mu V$$
 (5.7)

$$V = 0,9999898 \pm 0,9 \,ppm \tag{5.8}$$

Bei den wöchentlichen Kalibrationen sind die statistischen Unsicherheiten des Offsets und der Verstärkung geringer, im Mittel ergibt sich für die Unsicherheit der Spannungsmessung: K35-DVM

$$\frac{\Delta U_{meas}^{calib}}{U_{meas}^{calib}} = (\pm 0, 3 \ (stat.) \pm 0, 19 \ (syst.)) \text{ ppm/Woche}$$
(5.9)

Source-DVM

$$\frac{\Delta U_{meas}^{calib}}{U_{meas}^{calib}} = (\pm 0, 4 \ (stat.) \ \pm \ 0, 2 \ (syst.)) \text{ ppm/Woche}$$
(5.10)

Damit wird Spannungsmessung im sub-ppm Bereich mit den wöchentlichen Kalibrationen realisiert. Es ist anzumerken, dass diese Genauigkeit nur durch die stabilen 10 V-Referenzen erreicht werden kann. Deswegen werden insgesamt vier Referenzen verwendet, die in regelmäßigen Abständen an der PTB kalibriert werden. Ihre Kalibration erfolgt mit Hilfe eines Josephson-Normals. Die relative Genauigkeit dieser Normale liegt bei 10^{-10} . Von ihrer aktuellen Kalibration ist bisher nur der Spannungswert ohne Unsicherheit bekannt. Zur Berechnung des Fehlers wurde sie deshalb mit 3 ppm/Jahr abgeschätzt. Eine Tabelle aller Kalibrationen befindet sich im Anhang.



Abbildung 5.2.: Kalibration des Fluke aus Rez. Die Darstellung ist identisch mit der des anderen Fluke. Es liegen weniger Daten vor, da dieses Voltmeter weniger in gebrauch war. Auch bei diesem DVM lassen sich keine Drifts nachweisen.

5.2. Messung der Maßstabsfaktoren der KATRIN Spannungsteiler

Die direkteste Methode zur Kalibration von Spannungsteilern besteht im Anlegen einer definierten Spannung und deren Messung am Abgriff des Spannungsteilers. Dann ist der Maßstabsfaktor gegeben durch das Verhältnis der angelegten Quellspannung U_{source} und der gemessenen Ausgangsspannung U_{meas} ([Bau10]):

$$M = \frac{U_{source}}{U_{meas}} \tag{5.11}$$

Mit der Unsicherheit

$$\frac{\Delta M}{M} = \sqrt{\left(\frac{\Delta U_{source}}{U_{source}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta U_{meas}}{U_{meas}}\right)^2} \tag{5.12}$$

Man erkennt hieran, dass die Präzision der Quell- und Ausgangsspannung in der gleichen Größenordnung liegen muss wie die angestrebte Präzision des Teilers.

Da die KATRIN Spannungsteiler während der Messphasen mit Spannungen von etwa 18 kV betrieben werden, müssen sie auch in diesem Bereich kalibriert werden. Ihre Ausgangsspannungen betragen etwa 10 V und können mit den kalibrierten Voltmetern präzise gemessen werden. Die Quellspannung erfüllt diese Anforderung aber nicht, denn Hochspannungsnetzteile haben größere Unsicherheiten. Deshalb wird ein zweiter Spannungsteiler benötigt. Er dient bei der Messung als Referenz zur Spannungsüberwachung. Die Quellspannung ist dabei gegeben durch:

$$U_{meas}^{calib} = M \cdot V \cdot (U_{meas} - U_0) \tag{5.13}$$

Bei der Berrechnung ihres Fehler geht nicht nur die Unsicherheit des kalibrierten Voltmeters, sondern auch die absolute Unsicherheit des Referenzspannungsteilers σ_M , ein:

$$\Delta U_{meas} = \sqrt{\left(\left(U_{meas} - U_0\right) M \Delta_V\right)^2 + \left(V M\right)^2 \left(\sigma_{meas}^2 + \sigma_0^2\right) + \left(\left(U_{meas} - U_0\right) V \sigma_M\right)}$$
(5.14)

Entsprechende Spannungsteiler mit Genauigkeiten im ppm-Bereich sind im Handel nicht erhältlich. Zur Kalibration der KATRIN Spannungsteiler werden die mit dem genausten Spannungsteiler weltweit verglichen. Dies ist der MT100 der PTb, welcher sich durch eine lange Kalibrationshistorie auszeichnet. Die Kalibrationskette des MT100 ist lückenlos von der Kalibration der Voltmeter mit Josephson-Normal bis zu seiner Kalibration im Hochspannungsbereich.

In den Abbildungen 5.3 und 5.4 sind Kalibrationen der KATRIN Spannungsteiler an der PTB im Jahr 2011 zu sehen [Bau12a]. Kalibriert wurden der 1972:1 Abgriff des K35-Teilers und der 1818:1 Abgriff des K65-Teilers. Die Messzeit betrug 24 Stunden. Bei beiden Diagrammen stellt die blaue Kurve die relative Änderung des Maßstabsfaktors zum Mittelwert in ppm dar. Die zweite Kurve in den Diagrammen zeigt die verwendete Hochspannung von ungefähr 35 kV.

Aus diesen Messungen ergeben sich die Maßstabsfaktoren und deren statistische Unsicherheiten²:

K35

$$M = 1971,5066 \pm 0,0004 \ (stat.) \pm 0,0012 \ (syst.) \tag{5.15}$$

K65

$$M = 1817,2240 \pm 0,0004 \ (stat.) \pm 0,0011 \ (syst.) \tag{5.16}$$

Zusammen mit den Kalibrationen der Voltmeter kann also die Messgenauigkeit der Spannung angegeben werden. Sie ist für beide Teiler gleich³:

$$\frac{\Delta U_{meas}^{calib}}{U_{meas}^{calib}} = 0,4 \text{ppm/24h}$$
(5.17)

Diese Werte zeigen, dass die KATRIN-Spannungsteiler die Messung der Spannung im subppm Bereich ermöglichen. Streng genommen handelt es sich hierbei jedoch nur um die Messstabilität über einen Zeitraum von 24 Stunden. Da die Messzyklen bei KATRIN aber 60 Tage dauern, sind Untersuchungen zur Langzeitstabilität der Spannungsteiler nötig. Diese wurden für beide Teiler durchgeführt. Die dabei gemessenen Stabilitäten $\Delta M/M < 0, 2ppm/Jahr übertreffen die Anforderungen bei weitem. Insbesondere bedeuten$ sie, dass die Spannungsteiler nur einmal zu Beginn der Messzeit kalibriert werden müssen und danach für den gesamten Zeitraum der Messungen hinreichend präzise arbeiten.Allerdings ist der vorgestellte Wert streng genommen nur für die verwendete Kalibrationsspannung von 35 kV gültig. Deshalb muss auch die absolute Spannungsabhängigkeitder Maßstabsfaktoren untersucht werden. Genaue Informationen zu Langzeitsstabilitätenund anderen Charakteristika der Spannungsteiler finden sich in [B⁺12]

 $^{^2 \}rm Die$ zur Berechnung des systematischen Fehlers benötigte Unsicherheit des MT100 ist 0,5 ppm [Thü07] $^3 \rm Werte$ für $U^{calib}_{meas}=35 \; kV$



Abbildung 5.3.: Kalibration des K35 Spannungsteilers. Gezeigt sind die relativen Abweichungen der Maßstabsfaktoren zum Mittelwert als blaue Kurve. Zusätzlich ist die Quellspannung in grün eingezeichnet. Ihr Einschwingvorgang ist deutlich zu sehen. Die Kalibration dauerte 24 Stunden und wurde in 2011 an der PTB aufgenommen.



Abbildung 5.4.: Kalibration des K65 Spannungsteilers. Die Darstellung entspricht der des vorherigen Diagramms, nur handelt es sich hier um den K65 Teiler.

5.3. Kalibration der Hochspannung mit dem Monitorspektrometer

Nachdem gezeigt wurde, dass die Spannungsteiler und Voltmeter eine Überwachung der Spannung im sub-ppm Bereich ermöglichen, soll nun ihre Zuverlässigkeit im Messbetrieb untersucht werden. Hierzu wurden Messungen am Monitorspektrometer durchgeführt.

Um die Hochspannung des Hauptspektrometers zu überwachen sollte die Energie der gemessenen Linie in der Nähe des Tritiumendpunkts liegen. Die K32-Linie des Kryptonspektrums hat eine Energie von $E_0 = 17824, 3 \text{ eV}$ und ist damit sehr gut geeignet.

Bei der Messung der K32-Linie wird die, an den Elektroden des Spektrometers, angelegte Spannung in einem Bereich um die Energie der Linie verfahren. Die Wahl des verwendeten Intervalls erfolgt nach mehreren Kriterien:

- (i) das Intervall muss die gesamte Linie umfassen
- (ii) die untere Intervallgrenze darf nicht zu klein gewählt werden, im Bereich der Loss-Elektronen oder nicht adiabatischer Führung sind die Daten nicht brauchbar
- (iii) die obere Intervallgrenze sollte nicht nur die Linie umfassen, sondern groß genug sein den Untergrund bestimmen zu können

Für die K32-Linie ist ein mögliches Intervall zum Beispiel [17805 V, 17835 V]. Während bei der Messung des Untergrunds wenige Messpunkte nötig sind, sollten im Bereich der Kryptonlinie möglichst viele Messpunkte aufgenommen werden, um den Fit zu verbessern.

Weiterhin müssen Mess- und Wartezeiten an das Steuerprogramm übergeben werden. Momentan können die Messzeiten beliebig gewählt werden. Im späteren Betrieb sollte die Aufnahme eines einzelnen Spektrums aber nicht länger als einige hundert Sekunden dauern, um die Hochspannung des Hauptspektrometers sinnvoll überwachen zu können. Die Wartezeiten zwischen den Messpunkten müssen in Abhängigkeit der eingestellten Spannungssprünge gewählt werden. Bei kleinen Sprüngen im Voltbereich wird das System sehr schnell in sein thermisches Gleichgewicht kommen und Wartezeiten von einigen Sekunden genügen. Werden aber größere Sprünge um einige hundert Volt gemacht, müssen die Wartezeiten dementsprechend angepasst werden. Nähere Informationen zum genauen Messablauf am Monitorspektrometer finden sich in [Erh12].

Das zur Auswertung verwendete Fitprogramm berechnet zunächst die Transmissionsfunktion des Spektrometers in Abhängigkeit der eingestellten Felder. Diese wird danach mit einem Voigt-Profil⁴ gefaltet. Im letzten Schritt wird die resultierende Funktion durch Variation ihrer Parameter an die Messdaten angepasst. Die freien Parameter sind dabei Amplitude, Linienposition und die Gaussbreite σ . Ein weiterer Parameter ist die Lorentzbreite Gamma = 2,71, diese ergibt sich aber aus der Halbwertszeit des Zerfalls und ist Konstant.

Nach dem Fit muss noch eine weitere Korrektur vorgenommen werden. In Abschnitt 4.1.1 wurde der Einfluss von Störungen der Hochspannung auf die Transmissionsfunktion untersucht. Dabei konnte gezeigt werden, dass Offsets der Hochspannung ϵ die Transmissionsfunktion verschiebt⁵. Das elektrische Feld ist in der Analysierebene nicht vollkommen homogen. Daher erfahren Elektronen abhängig von ihrem Abstand zur Spektrometerachse unterschiedliche Retardierungsfelder. Abbildung 5.5 zeigt eine Simulation der radialen Abhängigkeit des Potenzials für Elektronen der K32-, der L3 – γ 32- und der L3 – γ 7-Linien.

 $^{^4\}mathrm{Ein}$ solches ergibt sich aus der Faltung eines Lorentz- mit einem Gaußprofil

⁵In der Realität liegt hier eine gleichverteilte Störung vor und die Transmissionsfunktion wird verbreitert. Im Gegegnsazt zum Offset wird die Verbreiterung aber vom Fitprogramm berücksichtigt



Abbildung 5.5.: Felddurchgriff in der Analysierebene. Dargestellt ist die radiale Abhängigkeit des Potenzials als Differenz zum Elektrodenpotenzial. Zu sehen sind die Potenzialdurchgriffe für die K32 Linie mit $E_0 = 17824, 3 \text{ eV}$, die L3p – γ 32-Linie mit $E_0 = 30472, 3 \text{ eV}$ und die L3 – γ 7-Linie mit $E_0 = 776236, 5 \text{ eV}$. Der senkrechte Strich markiert den maximalen Radius des Flussschlauchs bei der Messung. Die Auflösung beträgt 1,1 eV

Die Elektronen durchlaufen die Analysierebene zwischen der Spektrometerachse und dem Radius des Flussschlauchs. Der Radius des Flussschlauchs hängt von den verwendeten Magnetfeldern ab. Für die hier durchgeführte Messung ist er als gestrichelte Linie eingezeichnet. Die um den Offset korrigierte Spannung ist:

$$U_{meas}^{calib} = M \cdot V \cdot (U_{meas} - U_0) + \frac{1}{q}\epsilon$$
(5.18)

Da das Fitprogramm diese Verschiebung nicht berücksichtigt, muss die Linienposition manuell um den Offset korrigiert werden:

$$E_{calib} = E_{meas} + \epsilon \tag{5.19}$$

Bei den hier gezeigten Messungen ist der maximale Radius des Flusschlauchs $r_{max} = 19, 6$ cm. Mittelt man die Durchgriffspannung bis zu diesem Radius erhält man für die Energiekorrektur $\epsilon = -317$ meV.

Eine Messung der K-32 Linie ist in Abbildung 5.6 zu sehen [Bau12b]. Die Messpunkte sind blau dargestellt, das entfaltete Spektrum in grün. Der markierte Bereich wurde für den Fit verwendet. Bei der Messung wurde eine Auflösung von $\Delta E = 1, 1eV$ verwendet. Abbildungen 5.7 und 5.8 zeigen den Fit und die Residuen. Die Ergebnisse sind

Die Differenz der gemessenen Linienposition zu ihrem Referenzwert aus [Zbo11] beträgt $|\Delta E| = 4,121$ V und liegt damit im Bereich von etwa Hundert ppm. Dementsprechend ist die absolute Energiekalibration mit dem Monitorspektrometer derzeit noch nicht möglich. Ursache der großen Differenz sind wahrscheinlich Festkörpereffekte in der Kryptonquelle. Weitere Simulationen und genaue Untersuchungen der Systematik der Quellen sind unbedingt notwendig. Da sie aber kein Teil der vorliegenden Arbeit sind, sei auf [Erh12] verwiesen.

Amplitude	A_1	=	$(2622 \pm 11) \ 1/s$
Position	E_1	=	$(17828, 421 \pm 0, 015)$ eV
Gaußbreite	σ	=	$(0, 82 \pm 0, 03) \mathrm{eV}$
Untergrund	Bg	=	$(649 \pm 2) \ 1/s$
$ReduziertesChi^2$	χ^2/ndf	=	1,47



Abbildung 5.6.: Messung der K32 Linie. Die Abbildung zeigt eine Messung der K32 Linie am Monitorspektrometer. Die Messdaten sind in blau, das entfaltete Spektrum in grün dargestellt.

Auch wenn die absolute Position der Quelle noch nicht hinreichend präzise genug bestimmt werden kann, ist ihre Stabilität sehr gut. Denn die Unsicherheit mit der die Linienposition bestimmt werden kann beträgt lediglich 0,015 V oder anders ausgedrückt 0,8 ppm.

Die Kalibrationskette beginnt mit den Voltmetern. Durch wöchentliche Kalibrationen mit den 10 V Referenzen machen sie die Spannungsmessung im sub ppm Bereich möglich. Gefolgt werden sie von den KATRIN Spannungsteilern. Beide Teiler wurden in Zusammenarbeit mit der PTB kalibriert. Mit ihren Kalibrationen wurde gezeigt, dass ihre Maßstabsfaktoren in einem Zeitfenster von 24 Stunden ebenfalls im sub ppm Bereich stabil sind und Spannungsmessungen über dieses Zeitfenster mit der Präzision von 0,4 ppm erlauben. Insbesondere liegt ihre Langzeitstabilität ebenfalls in dieser Größenordnung [B⁺12]. Das Monitorspektrometer kann die Linienposition des Kryptons in Einzelmessungen schon auf etwa 1 ppm genau bestimmen. Es bietet noch nicht die gleiche Langzeitstabilität wie die Spannungsteiler, befindet sich auf dem besten Weg dorthin.

Zusammen mit den Voltmetern, den Spannungsteilern und dem Monitorspektrometer wird so die hochpräzise Spannungsüberwachung realisiert und die Stabilität der Spannung von 3 ppm über die gesamte Messzeit realisiert.



Abbildung 5.7.: Fit des Spektrums. Zu sehen sind die Messdaten in blau und die angepasste Funktion in rot. Die damit bestimmte Linienposition ist $(17828, 421 \pm 0, 015)$ eV.



Abbildung 5.8.: Residuen. Hier zu sehen sind die normalisierten Residuen des Fits.

6. Zusammenfassung

Seit der Postulierung von Neutrinos und dem Beginn der Neutrinoforschung wurden große Erfolge bei der Untersuchung von Neutrinos erzielt und ihre immense Rolle in allen Bereichen der Physik immer deutlicher. Deshalb sind Neutrinos heute wichtiger Teil der physikalischen Grundlagenforschung und eine große Zahl von Experimenten ist der Untersuchung ihrer Eigenschaften gewidmet.

Mit der Beobachtung von Neutrinooszillationen wurde eine von Null verschiedene Ruhemasse der Neutrinos bewiesen. Ihre genaue Masse ist bis heute nicht bekannt und in Experimenten konnten bisher nur Obergrenze für sie angegeben werden. Deshalb hat es sich das KATRIN Experiment zum Ziel gesetzt die Neutrinomasse mit einer bisher unerreichten Sensitivität von 0.2 eV (90% C.L.) zu messen.

Um dieses Ziel zu verwirklichen, müssen alle Komponenten des Experiments hohen Anforderungen genügen. Hierzu zählt die Hochspannung, die mit größter Präzision im ppm-Bereich stabil gehalten und überwacht werden muss. Denn jede unbekannte Störung der Hochspannung σ bedingt einen systematischen Fehler der bestimmten Neutrinomasse von $\Delta m_{\nu}^2 = 2\sigma^2$. Das verwendete Überwachungskonzept der Hochspannung umfasst die KA-TRIN Spannungsteiler und das Monitorspektrometer.

Ziel dieser Arbeit war es das Kalibrationskonzept der hochpräzisen Analysierspannung im KATRIN Hauptspektrometer weiter zu verfeinern. Dazu gehörte es die Funktionalität aller Komponenten der Kalibrationskette zu prüfen und sie in das KATRIN Slow-Control und Datenbanksystem zu implementieren. Letztlich sollte gezeigt werden, dass die oben genannten Anforderungen erfüllt und eine stabile Überwachung der Analysierspannung im ppm Bereich garantiert werden kann.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mehrere Messzyklen am KATRIN Monitorspektrometer durchgeführt, beziehungsweise mit Kalibrationen und bezüglich der Hochspannung unterstützt. Unter anderem wurde die K32-Linie des Kryptonspektrums detailliert untersucht. Bei der Auswertung der Daten muss der Potenzialdurchgriff der Hochspannung in der Analysierebene berücksichtigt werden, wobei das KATRIN Simulationspaket KASSIO-PEIA zum Einsatz kam. Die ermittelte Linienposition ermöglicht es die Hochspannung des Hauptspektrometers zu kalibrieren. Die Ergebnisse der so durchgeführten Kalibrationen liegen im ppm Bereich und erfüllen die KATRIN Anforderungen für die Neutrinomassenbestimmung. Hierbei konnten die Messungen zum ersten Mal, nach Wiederaufbau des Mainzer Neutrinomassen-Spektrometers als Monitorspektrometer am KIT, mit dem K35 Spannungsteiler durchgeführt werden. Um die lückenlose Kalibrationshistorie fortzusetzen und die Kalibrationen auf ein Josephson-Normal zurückführen zu können, wurden die beteiligten Komponenten der Messkette an der PTB kalibriert. Die Kalibration der KATRIN Spannungsteiler erfolgte in Zusammenarbeit mit der PTB im Herbst 2011. Bei der Kalibration an der PTB kam der MT100 Teiler als Referenz zum Einsatz. Mit den durchgeführten Messungen konnte gezeigt werden, dass die Unsicherheiten und Langzeitstabilitäten der K35 und K65 Spannungsteiler im sub-ppm Bereich liegen.

Des Weiteren wurden die Voltmeter kalibriert. Die Messungen hierzu wurden wöchentlich durchgeführt. Die Voltmeter weisen dabei keinen evidenten Drift über den Zeitraum von August 2011 bis Mai 2012 auf. Mit ihren Kalibrationen ermöglichen die Voltmeter das Messen von Spannungen bis zu 20 V im sub-ppm Bereich.

Die vorher unkalibrierte und semi-automatische Spannungsüberwachung wurde im Verlauf dieser Arbeit erweitert. Ihre Kalibrationen können nun automatisch durchgeführt werden, wobei die Daten direkt in der Datenbank abgelegt werden.

Im Zuge der Aufbauarbeiten am KATRIN Hauptspektrometer wurde das Verteilungssystem der Spannungen für die Drahtelektrode installiert und in Betrieb genommen. Während des Elektrodeneinbaus erlaubte dieses System die regelmäßige Überwachung der Isolationswiderstände sämtlicher Segmente der Drahtelektrode im Rahmen der Qualitätssicherungsmaßnahmen.

Letztlich wurde das Hochspannungskonzept um die Verbindung von Spannungserzeugung, Spannungsteiler und Hauptspektrometer ergänzt. Dies wurde mit, in dieser Arbeit eigens entwickelten, Hochspannungs-Relais-Verteilern und entsprechenden Überwachungsschaltungen realisiert. Sie erlauben eine einfache Steuerung der möglichen Verteilungsszenarien zwischen den beteiligten Komponenten.

Insgesamt konnte mit den durchgeführten Messungen gezeigt werden, dass die Spannungsüberwachung die KATRIN Anforderungen an Stabilität und Präzision mehr als erfüllt. Die hier entwickelte Verteilung der Hochspannung zwischen den kalibrierten Kompontenten der Spannungsüberwachung erlaubt die Realisierung einer höchstpräzise gemessenen Filterspannung für das KATRIN Hauptspektrometer.

Um das KATRIN Experiment optimal auf die Messungen des Tritiumendpunkts vorzubereiten muss nun das Hochspannungssystem am Hauptspektrometer in Betrieb genommen werden. Dabei müssen die zur Überwachung der Hochspannung eingesetzten Komponenten unter realen Bedingungen getestet und nach bisher unerkannten systematischen Effekten gesucht werden. Die Inbetriebnahme der Verteileranlagen ist Thema einer weiteren Diplomarbeit [Chi12]. Weiterhin ist die Langzeitstabilität der Kryptonmessung, beziehungsweise der implantierten Kryptonquelle noch zu zeigen, die diesbezüglich durchgeführte Diplomarbeit [Erh12] steht kurz vor der Fertigstellung.

Mit der präzise bekannten und äusserst stabilen Hochspannung kann das KATRIN Experiment sein angestrebtes Ziel erreichen und die Neutrinomasse mit einer Sensitivität von 0,2 eV (90% C.L.) untersuchen. Das Ergebnis des KATRIN Experiments wird wesentlich für Teilchenphysik, Astrophysik, Kosmologie und das Verständnis vieler physikalischer Modelle, wie der Strukturbildung im Universum sein.

Anhang

A. Kalibrationsdaten der Voltmeter

Date	U_{0V}^{meas} [V]	σ_{0V} [V]	$U_{ref}^{meas,+}$ [V]	$U_{ref}^{meas,-}$ [V]	$\sigma_{source,+}$ [V]	$\sigma_{source,-}$ [V]
12/08/2011	2.00E-06	5.20E-07	9.999848	-9.999849	1.66E-06	2.04E-06
15/08/2011	-3.00E-06	5.20E-07	9.999847	-9.999851	1.66E-06	2.04E-06
16/08/2011	-3.00E-06	5.20E-07	9.9998387	-9.9998397	1.66E-06	2.04E-06
17/08/2011	-2.90E-06	5.30E-07	9.9998388	-9.9998405	2.30E-06	2.19E-06
18/08/2011	-3.90E-06	4.60E-07	9.9999198	-9.9999472	3.17E-06	3.51E-06
19/08/2011	-4.20E-06	3.70E-07	9.9998396	-9.9998391	1.64E-06	2.78E-06
22/08/2011	-3.70E-06	7.30E-07	9.9998395	-9.9998383	1.74E-06	2.21E-06
23/08/2011	-3.10E-06	7.10E-07	9.9998411	-9.9998435	1.54E-06	2.12E-06
24/08/2011	-3.90E-06	4.20E-07	9.9998391	-9.9998424	1.88E-06	2.69E-06
25/08/2011	-3.20E-06	6.90E-07	9.9998411	-9.9998434	1.90E-06	2.17E-06
26/08/2011	-3.90E-06	5.80E-07	9.9998423	-9.9998453	1.52E-06	1.85E-06
29/08/2011	-3.60E-06	6.00 E-07	9.9998447	-9.9998477	1.56E-06	1.76E-06
30/08/2011	-4.00E-06	8.10E-07	9.9998434	-9.9998487	2.03E-06	1.80E-06
17/12/2011	-3.70E-06	9.30E-07	10.00012747		1.80E-06	
20/12/2011	-2.50E-06	9.30E-07	10.00012648	-10.00013278	1.73E-06	2.08E-06
21/12/2011	-3.10E-06	9.50E-07		-10.00013156		1.59E-06
11/01/2012	-3.70E-06	9.00E-07	10.000124	-10.000129	1.00E-06	2.00E-06
12/01/2012	-2.90E-06	9.00E-07		-10.000129		1.20E-06
13/01/2012	-3.00E-06	1.00E-06	10.000124	-10.000129	1.10E-06	1.40E-06
16/01/2012	-3.50E-07	9.00E-07	10.0001239	-10.0001289	1.30E-06	1.20E-06
17/01/2012	-4.00E-06	1.00E-06	10.0001238	-10.0001301	1.30E-06	1.60E-06
20/01/2012	-4.10E-06	8.00E-07		-10.0001283		1.30E-06
05/02/2012	-3.80E-06	1.10E-06		-10.0001343		1.20E-06
09/02/2012	-3.40E-06	1.00E-06		-10.0001319		1.20E-06
15/02/2012	-3.60E-06	8.00E-07		-10.0001311		1.30E-06
24/02/2012	-3.20E-06	8.00E-07		-10.00013189		1.30E-06
08/03/2012	-3.00E-06	1.00E-06		-10.0001333		1.10E-06
12/03/2012	-3.10E-06	1.10E-06		-10.0001348		1.10E-06
19/03/2012	-3.20E-06	9.00E-07		-10.0001365		1.30E-06
03/04/2012	-3.40E-06	8.00E-07		-10.0001361		1.20E-06
11/04/2012	-3.70E-06	8.00E-07		-10.0001351		1.10E-06
17/04/2012	-3.50E-06	8.00E-07		-10.0001364		3.00E-06
16/05/2012	-4.70E-06	9.00E-07		-10.000135		1.70E-06

Tabelle A.1.: Fluke Mainz

V_+	V_{-}	$\sigma_{V,+}$ (stat) [V]	$\sigma_{V,-}$ (stat) [V]
0.99999999	0.9999994	2.65 E-07	2.90E-07
0.9999995	0.9999997	2.65 E-07	2.90E-07
1.0000003	1.0000008	2.65 E-07	2.90E-07
1.0000003	1.0000007	3.09E-07	3.01E-07
0.9999921	0.9999901	3.78 E-07	4.07E-07
1.0000001	1.0000010	2.61E-07	3.44E-07
1.0000002	1.0000010	2.75 E-07	3.07 E-07
1.0000001	1.0000004	2.62 E- 07	3.00E-07
1.0000002	1.0000006	2.78 E-07	3.38E-07
1.0000000	1.0000005	2.84E-07	3.03E-07
0.9999998	1.0000003	2.58E-07	2.79E-07
0.9999996	1.0000001	2.61E-07	2.73 E-07
0.9999997	1.0000000	2.96E-07	2.81E-07
1.0000013		2.84E-07	$0.00E{+}00$
1.0000015	1.0000014	2.80E-07	3.03E-07
1.0000016		2.72 E- 07	
1.0000016	1.0000019	2.41E-07	2.97 E-07
	1.0000018		2.50E-07
1.0000017	1.0000018	2.49E-07	2.64 E-07
1.0000020	1.0000015	2.55 E-07	2.50E-07
1.0000016	1.0000018	2.59E-07	2.75 E-07
	1.0000020		2.52 E-07
	1.0000013		2.58E-07
	1.0000015		2.54 E-07
	1.0000016		2.52 E-07
	1.0000015		2.52 E-07
	1.0000014		2.49E-07
	1.0000012		2.53E-07
	1.0000011		2.55 E-07
	1.0000011		2.47E-07
	1.0000013		2.42E-07
	1.0000011		3.69E-07
	1.0000014		2.77 E-07

Tabelle A.2.: Fluke Mainz

Date	U_{0V}^{meas} [V]	σ_{0V} [V]	$U_{ref}^{meas,+}$ [V]	$U_{ref}^{meas,-}$ [V]	$\sigma_{source,+}$ [V]	$\sigma_{source,-}$ [V]
12/08/2011	5.00E-06	5.70E-07	9.999933	-9.999955	2.10E-06	2.50E-06
15/08/2011	-5.00E-06	5.70E-07	9.999932	-9.999958	2.10E-06	2.50E-06
16/08/2011	-4.40E-06	5.70E-07	9.9999226	-9.9999484	2.10E-06	2.50E-06
17/08/2011	-5.20E-06	5.70E-07	9.9999208	-9.9999477	2.50 E-06	2.50E-06
18/08/2011	-5.90E-06	4.60E-07	9.9999198	-9.9999472	3.20E-06	2.50E-06
19/08/2011	-5.20E-06	5.00E-07	9.9999208	-9.9999481	2.00E-06	2.80E-06
22/08/2011	-5.50E-06	6.20E-07	9.9999205	-9.9999199	2.20 E-06	1.40E-06
23/08/2011	-6.30E-06	8.90E-07	9.9999184	-9.9999487	1.92E-06	2.21E-06
24/08/2011	-6.00E-07	5.20E-07	9.9999178	-9.9999465	4.88 E-06	5.33E-06
25/08/2011	-5.10E-06	4.00E-07	9.9999208	-9.9999486	2.43E-06	2.43E-06
26/08/2011	-6.30E-06	6.70E-07	9.9999197	-9.9999486	2.60 E-06	2.48E-06
29/08/2011	-6.00E-07	6.70E-07	9.9999201	-9.9999471	2.33E-06	2.12E-06
30/08/2011	-5.00E-06	5.70E-07	9.9999223	-9.9999463	2.68 E-06	1.59E-06
12/01/2012				-10.000247		2.00E-06
13/01/2012	2.00E-07	6.00E-07	10.000233	-10.000248	2.00E-06	3.00E-06
16/01/2012	8.00E-07	6.00E-07	10.000235	-10.00025	3.00E-06	3.00E-06
17/01/2012	3.00E-07	6.00E-07	10.000235	-10.000251	3.00E-06	3.00E-06
03/04/2012	1.00E-06	6.00E-07		-10.000253		2.00E-06
11/04/2012	5.00E-07	6.00E-07		-10.000252		2.00E-06
30/04/2012	1.80E-06	5.00E-07		-10.000253		3.00E-06
09/05/2012	7.00E-07	5.00E-07		-10.0002513		3.00E-06
15/05/2012	2.00E-07	5.00E-07		-10.000252		3.00E-06
22/05/2012	1.30E-06	5.00E-07		-10.000251		3.00E-06

Tabelle A.3.: Fluke Rez

V_{+}	V_{-}	$\sigma_{V,+}$ (stat) [V]	$\sigma_{V,-}$ (stat) [V]
0.9999917	0.9999885	2.96E-07	3.25E-07
0.9999908	0.9999892	2.96E-07	3.25 E-07
0.9999918	0.9999901	2.96E-07	3.25 E-07
0.9999919	0.9999902	3.25 E-07	3.25 E-07
0.9999919	0.9999903	3.80E-07	3.23E-07
0.9999919	0.9999902	2.87 E-07	3.48E-07
0.9999919	0.9999930	3.04 E - 007	2.52 E- 07
0.9999920	0.9999902	$2.91 \text{E}{-}007$	3.11E-07
0.9999926	0.9999899	5.30E-07	5.72 E- 07
0.9999919	0.9999901	3.17E-07	3.17E-07
0.9999919	0.9999902	3.35E-07	3.26E-07
0.9999924	0.9999898	3.14E-07	2.99 E- 07
0.9999917	0.9999903	3.39E-07	2.62 E- 07
	0.9999897		2.83E-07
0.9999911	0.9999896	2.90E-07	3.66 E-07
0.9999910	0.9999893	3.66E-07	3.66E-07
0.9999909	0.9999893	3.66E-07	3.66E-07
	0.9999890		2.89E-07
	0.9999892		2.89E-07
	0.9999889		3.64E-07
	0.9999892		3.64 E-07
	0.9999892		3.64 E-07
	0.9999892		3.64E-07

Tabelle A.4.: Fluke Rez

B. Schaltpläne

80



Abbildung B.1.: Schaltplan der Komparatoren



Anhang

Literaturverzeichnis

- [A⁺04] J. Angrik *et al.*: *KATRIN design report.* 2004. FZKA-7090 (2004).
- [A⁺05] D. Akimov et al.: EXO: an advanced Enriched Xenon double-beta decay Observatory, 2005. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 138.
- [A⁺08] P. Adamson et al.: Measurement of Neutrino Oscillations with the MINOS Detectors in the NuMI Beam. Phys. Rev. Lett., 101:131802, Sep 2008.
- [A⁺12a] Y. Abe et al.: Indication of Reactor ve Disappearance in the Double Chooz Experiment. Phys. Rev. Lett., 108:131801, Mar 2012. http://link.aps.org/doi/ 10.1103/PhysRevLett.108.131801.
- [A⁺12b] F. P. An et al.: Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay. 2012.
- [B⁺12] Stephan Bauer et al.: Second KATRIN high precision voltage divider for voltages up to 65 kV, 2012. Veröffentlichung in Vorbereitung, vrs. 2012.
- [Bau10] Stephan Bauer: Aufbau und Inbetriebnahme des zweiten Präzisionsspannungsteilers bis 65 kV für das KATRIN-Experiment, 2010. Diploma thesis, Westfälische Wilhelms-Universität Münster.
- [Bau12a] Stephan Bauer: *Persönliche Mittelung*, 2012. Kalibrationsdaten der Spannungsteiler aus der Dissertation von S. Bauer.
- [Bau12b] Stephan Bauer: *Persönliche Mittelung*, 2012. Messung der Linienposition am Monitorspektrometer aus der Dissertation von S. Bauer.
- [C⁺56] C. L. Cowan et al.: Detection of the free neutrino: A Confirmation. Science, 124:103–104, 1956.
- [C⁺98] B. T. Cleveland et al.: Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector. The Astrophysical Journal, 496(1):505-526, 1998. http://stacks.iop.org/0004-637X/496/i=1/a=505.
- [C⁺11] S. N. O. Collaboration et al.: Combined Analysis of all Three Phases of Solar Neutrino Data from the Sudbury Neutrino Observatory. September 2011. http: //arxiv.org/abs/1109.0763.
- [Chi12] Stanislav Chirkov: *Diplomarbeit in Vorbereitung*, 2012. Diploma thesis, Karlsruhe Institute of Technology, vrs. 2012.
- [Col01] SAGE Collaboration: Homepage SAGE Experiment. Stand 2001. http://ewi. npl.washington.edu/sage.
- [Col03] GALLEX Collaboration: Homepage GALLEX Experiment. Stand 2003. http://web.archive.org/web/20070610181337/http://www.mpi-hd.mpg. de/nuastro/gallex.html.

- [Coll1a] Double Chooz Collaboration: Homepage Double Chooz Experiment. Stand 2011. http://doublechooz.in2p3.fr/Public/German/welcome.php.
- [Coll1b] Super Kamiokande Collaboration: An Indirect Search for WIMPs in the Sun using 3109.6 days of upward-going muons in Super-Kamiokande. 2011.
- [Coll2a] COBRA Collaboration: Homepage COBRA Experiment. Stand 2012. http: //www.cobra-experiment.org/double_beta_decay.
- [Col12b] Majorana Collaboration: *Homepage Majorana Experiment*, Stand 2012. http: //www.npl.washington.edu/majorana/.
- [Col12c] MARE Collaboration: Homepage MARE Experiment, Stand 2012. http://mare. dfm.uninsubria.it/frontend/exec.php.
- [Col12d] SNO+ Collaboration: Homepage SNO+ Experiment, Stand 2012. http:// snoplus.phy.queensu.ca/Double_Beta.html.
- [Day07] Daya-Bay collaboration: A precision measurement of the neutrino mixing angle theta(13) using reactor antineutrinos at Daya Bay. 2007. (2007).
- [Erh12] Moritz Erhardt: *Diplomarbeit in Vorbereitung*, 2012. Diploma thesis, Karlsruhe Institute of Technology, vrs. 2012.
- [Fer] E. Fermi: Versuch einer Theorie der β -Strahlen. Zeitschrift f. Phys. A. (1934).
- [Gou10] Johannes Goullon: Installation and commissioning of the monitor spectrometer of KATRIN, 2010. Diploma thesis, Karlsruhe Institute of Technology.
- [Grö10] Robin Größle: Konzeptionierung und Systematik der Hochspannungsversorgung für das KATRIN Experiment, 2010. Diploma thesis, Karlsruhe Institute of Technology.
- [H⁺87] K. Hirata et al.: Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A. Phys. Rev. Lett., 58:1490-1493, Apr 1987. http://link.aps.org/doi/10. 1103/PhysRevLett.58.1490.
- [Har12] Fabian Harms: Diplomarbeit in Vorbereitung, 2012. Diploma thesis, Karlsruhe Institute of Technology, vrs. 2012.
- [Hoc08] Frank Hochschulz: Weiterentwicklung der Präzisions-Hochspannungs-Messung für das KATRIN-Experiment, 2008. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster.
- [K⁺05] C. Kraus et al.: Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium β decay. European Physical Journal C, 40:447, 2005. doi:10.1140/ epjc/s2005-02139-7.
- [KK⁺01] H. V. Klapdor-Kleingrothaus et al.: Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay. Mod. Phys. Lett., A16:2409–2420, 2001.
- [L+99] V. M. Lobashev et al.: Direct search for mass of neutrino and anomaly in the tritium beta-spectrum. Physik. Lett. B, 460:227–235, 1999.
- [LL12] Thomas J. Loredo und Don Q. Lamb: Search for Neutrinoless Double-Beta Decay in ¹³⁶Xe with EXO-200. 2012.
- [Mar01] R. Marx: New concept of PTB's standard divider for direct voltages of up to 100 kV, 2001. IEEE Trans. Instrum. Meas., vol. 50 (2001), S. 426-430.
- [N⁺10] K Nakamura *et al.*: *Review of particle physics*. J. Phys., G37:075021, 2010.

- [Neu12] Forschungsgruppe Neutrinophysik: Homepage Forschungsgruppe Neutrinophysik. Stand 2012. http://neutrino.desy.de/projekte/lena/.
- [OC10] OPERA-Collaboration: Observation of a first ν candidate event in the OPERA experiment in the CNGS beam. Physics Letters B, 691:138–145, Juli 2010.
- [Pau78] W. Pauli: Dear radioactive ladies and gentlemen. Phys. Today, 31N9:27, 1978.
- [Pic92] Picard, A. and others: A solenoid retarding spectrometer with high resolution and transmission for keV electrons. Nuclear Instruments and Methodes in Physics Research, 63:345–358, 1992.
- [REN12] RENO Collaboration: Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment. (2012). (2010).
- [S⁺05] S. Sch¨nert et al.: The GERmanium Detector Array (GERDA) for the search of neutrinoless ββ decays of ⁷⁶Ge at LNGS, 2005. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 145.
- [Sch97] N. Schmitz: *Neutrinophysik*. Teubner Verlag, Stuttgart, 1997.
- [Sch11] Michael Schupp: Inbetriebnahme des Monitorspektrometers und erste Messungen, 2011. Diploma thesis, Karlsruhe Institute of Technology.
- [Thü12] Thomas Thümmler: *Persönliche Mitteilung*, 2012. Aufbau des Hochspannungsschranks.
- [Thü07] Thomas Thümmler: *Präzisionsüberwachung und Kalibration der Hochspannung für das KATRIN-Experiment*, 2007. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster.
- [Wie12] Vanessa Wiedmann: *Diplomarbeit in Vorbereitung*, 2012. Diploma thesis, Karlsruhe Institute of Technology, vrs. 2012.
- [Zbo11] M. Zboril: Solid electron sources for the energy scale monitoring in the KATRIN experiment, 2011. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster.

Abbildungsverzeichnis

$1.1 \\ 1.2 \\ 1.3 \\ 1.4 \\ 1.5$	Neutrinospektrum	$4 \\ 11 \\ 12 \\ 13 \\ 14$
1.6 2.1	Tritiumspektrum MAC-E-Filter Prinzip MAC-E-Filter Prinzip Macher Harmeninger	16 20
2.2	Aufbau der primaren Messkette des KATRIN Experiments	21
3.1 2.0	Grobes Schema des Hochspannungslayouts	26 21
ე.∠ ვვ	Aufbau des Hechspappungsschranks	31 20
3.3 3.4	Widerstände der Drahtelektroden	32 33
3.5	Widerstände eines einzelnen Kanals	33
3.6	Verteilerschema der Anbindung des Monitorspektrometers an das KATRIN	00
	HV-System	35
3.7	Hochspannungsverteiler	37
3.8	Aufnahme der Komparatorschaltung	39
3.9	Blockdiagramm der Komparatorschaltung	40
3.10	Testmessung des Komparator-Prototypen	41
11	Transmissionsfunktionen	/18
4 2	Transmissionsfunktionen Gleichverteilung	49
4.3	Kalibrationskonzept des KATRIN Experiments	53
4.4	Der K35 Hochspannungsteiler ohne EMC-Schirm	55
4.5	Das ⁸³ Rb/ ^{83m} Kr Zerfallsschema	58
4.6	Monitorspektrometerquelle	59
4.7	Elektromagnetisches Design des Monitorspektrometers	60
5.1	Kalibration Fluke Mainz	65
5.2	Kalibration Fluke Rez	66
5.3	Kalibration K35	68
5.4	Kalibration K65	68
5.5	Felddurchgriff	70
5.6	K32 Messung	71
5.7	K32 Fit	72
5.8	K32 Fit-Residuen	72
B.1	Schaltplan der Komparatoren	81
B.2	Schema der Spannungsverteilung mit Nummerierung	82

Tabellenverzeichnis

1.1	Quarks und Leptonen des Standardmodels	3
$3.1 \\ 3.2$	Schaltszenarien der Verteiler	$\frac{36}{43}$
A.1 A.2 A.3 A.4	Fluke Mainz Fluke Mainz Fluke Rez Fluke Rez	76 77 78 79

Danksagung

Hier möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Besonderer Dank gilt:

- Prof. Dr. Guido Drexlin für die Möglichkeit diese Diplomarbeit am KATRIN Experiment anfertigen zu können und die interessante Aufgabenstellung dabei,
- Prof. Dr. Michael Feindt für die Übernahme der Zweitkorrektur,
- Dr. Thomas Thümmler für die gute Betreuung, seinen Rat und das Korrekturlesen dieser Arbeit,
- Dr. Klaus Schlösser für die lehrreichen Messungen am Monitorspektrometer und das Korrekturlesen dieser Arbeit,
- Dr. Sascha Wüstling für seine Expertise bei Fragen bezüglich Hochspannung und Elektrotechnik,
- Stephan Bauer für seinen Rat bei Fragen über die Spannungsteiler,
- Stephan Groh für seine Hilfe bei KASSIOPEIA,
- Felix Bögselspacher für die Hilfe mit der Komparatorschaltung,
- Arne Felden und Jürgen Grimm für die Hilfe bei Problemen rund um Elektronik,
- Klaus Mehret für die Hilfe beim Aufbau der Verteilerboxen,
- Fabian Harms, Moritz Erhardt, Daniel Hilk, Adrian Mertens und Vanessa Wiedmann für viele interessante Gespräche ob über fachliches oder andere Themen,
- Meinen Eltern für ihre Unterstützung während meines gesamten Studiums,
- Meinen guten Freunden Franz Sefrin und Philipp Hoffmann für die humorvolle Unterstützung während der stressigen Diplomzeit

Abschließend möchte ich mich bei der gesamten KATRIN Kollaboration für die Hilfe bei allen Fragen und eine angenehme Atmosphäre bedanken.