

Voruntersuchungen zu den Spektrometern des KATRIN-Experiments

Dissertation
zur Erlangung des Grades
"Doktor der Naturwissenschaften"
am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

Björn Flatt
geb. in Dierdorf

Mainz 2004

Zusammenfassung

Aufgrund der Entdeckung von Neutrinooszillationen, ist die Frage nach der absoluten Neutrinomassenskala sowohl für die Teilchenphysik auf der einen Seite als auch für die Astrophysik und die Kosmologie auf der anderen von größter Bedeutung. Da die derzeitigen Experimente in Mainz und Troitsk, die die Elektronantineutrinomasse aus der Untersuchung des Endpunktsbereiches des Tritium- β -Spektrums bestimmen wollen, ihr Sensitivitätsslimit von etwa $2 \text{ eV}/c^2$ erreicht haben, aber die kosmologisch relevante Massenskala sowie die Unterscheidung zwischen hierarchischen und degenerierten Massenschemen im sub-eV Bereich liegt, muß diese Frage mit einem neuen, sehr viel empfindlicherem Experiment untersucht werden.

Das Karlsruhe Tritium Neutrinoexperiment KATRIN befindet sich zur Zeit im Aufbau. Es wird eine Sensitivität von $0.2 \text{ eV}/c^2$ auf die Elektronantineutrinomasse haben. Damit wird KATRIN in der Lage sein, einen Schlüsselbeitrag sowohl zur Neutrino- als auch zur Astroteilchenphysik zu leisten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden vorbereitende Arbeiten zu KATRIN durchgeführt. So wurde das Mainzer Spektrometer umgebaut, um verschiedene Mechanismen der Untergrundunterdrückung in MAC-E-Filtern zu untersuchen. Dazu mußte zunächst die Entstehung des Untergrunds verstanden werden. Als Hauptanteil an der Untergrundzählrate wurden Elektronen, die ihren Ursprung auf den Elektroden haben, ausgemacht. Solche Elektronen können entweder durch den Durchgang kosmischer Strahlung oder durch den Zerfall radioaktiver Einschlüsse im Elektrodenmaterial erfolgen. Diese Elektronen können durch eine Schirmgitterelektrode daran gehindert werden, in das sensitive Spektrometervolumen einzudringen. Diese Schirmgitterelektrode muß eine möglichst geringe Oberflächenabdeckung aufweisen, um nicht selber zum Ursprungsort von Sekundärelektronen zu werden. Eine solche Elektrode wurde realisiert. Mit dieser Maßnahme gelang es, die Untergrundzählrate von einem durchschnittlichen Wert von 15 mHz während der Tritiummessungen auf 2.8 mHz zu reduzieren. Der reine Detektoruntergrund betrug während dieser Messungen 1.6 mHz , so daß nur 1.2 mHz an Spektrometeruntergrund beitrugen. Dabei handelt es sich um den niedrigsten Untergrundwert, der in einem MAC-E-Filter gemessen wurde.

Ausserdem konnten mit dieser neuen Elektrode lokale Penningfallen, wie sie im vorherigen Elektrodensystem auftraten, vermieden werden, was ebenfalls zur Reduktion des Untergrundes beitrug.

Die erzielten Erkenntnisse flossen in das Design des KATRIN-Vorspektrometers ein, das ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit ausgearbeitet wurde. Das Vorspektrometer hat die Aufgabe, den Hauptteil des β -Spektrums, der keine Informationen über die Neutrinomasse trägt, abzuschneiden und damit eine Untergrunderhöhung im Hauptspektrometer, in dem die Energieanalyse stattfindet, zu vermeiden. Das Vorspektrometer wird aus einem Vakuumtank, der auf Hochspannung liegen wird, zwei Spektrometersolenoiden und einem inneren Elektrodensystem bestehen. Das Elektrodensystem dient zur Formung des elektrischen Retardierungsfeldes und besteht aus drei Elektroden, eine davon wird eine Schirmgitterelektrode sein, wie sie im Mainzer Aufbau getestet wurde.

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung	1
1.1 Historie der Neutrino-physik	2
1.2 Evidenzen für Neutrino-massen und -mischungen	4
1.3 Neutrinos in Kosmologie und Astrophysik	9
1.4 Neutrino-massenbestimmung im Labor	10
1.4.1 Neutrinoloser Doppel- β -Zerfall	10
1.4.2 Kinematische Untersuchungen schwacher Zerfälle	12
2 Das Mainzer Neutrino-massenexperiment und KATRIN	17
2.1 Das Tritium- β -Spektrum	17
2.2 Das Mainzer Neutrino-massenexperiment	22
2.2.1 Prinzip des MAC-E-Filters	22
2.2.2 Die Transmissionsfunktion	24
2.2.3 Das Spektrometer	25
2.2.4 Der Detektor	26
2.2.5 Das Datenaufnahmesystem	28
2.2.6 Die Tritiumquelle	29
2.2.7 Resultate der Tritium-Messungen von 1998 bis 2001	29
2.3 Das KATRIN-Experiment	31
2.3.1 Notwendigkeit von KATRIN	31
2.3.2 Die Komponenten von KATRIN	32
2.3.3 Sensitivität auf die Neutrino-masse	36

3 Untergrund in MAC-E-Filtern	39
3.1 Einfluß des Untergrundes auf die Neutrinomasse	39
3.2 Untergrund in MAC-E-Filtern und mögliche Unterdrückung . .	40
3.2.1 Untergrund aus der Detektorumgebung	40
3.2.2 Untergrund aus dem Spektrometervolumen	41
3.2.3 Untergrund von den Elektrodenoberflächen	45
4 Schirmelektroden zur Untergrundvermeidung	49
5 Test der Schirmgitterelektrode	55
5.1 Modifikationen am Spektrometer: Mainz III	55
5.2 Erste Messungen an Mainz III	58
5.2.1 Myonen induzierter Untergrund	62
5.3 Weitere Messungen an Mainz III	63
5.3.1 Messungen mit externer Röntgenquelle	63
5.3.1.1 Untergrundabhängigkeit von der Schirmgitterspannung	65
5.3.1.2 Untersuchung der magnetischen Abschirmung .	70
5.3.1.3 Druckabhängigkeit	73
5.4 Zusammenfassung der Ergebnisse	76
6 Design des KATRIN Vorspektrometers	77
6.1 Energieauflösung und Magnetsystem	79
6.2 Das Elektrodensystem	87
6.2.1 Die Elektroden	88
6.3 Simulationen des Systems	92
6.3.1 Transmission und adiabatisches Verhalten	93
6.3.2 Fallen im Vorspektrometer	100
6.3.2.1 Elektronenfallen	100
6.3.2.2 Ionenfallen	105
6.4 Status des Vorspektrometers	108

7 Experimenteller Test des Vorspektrometerdesigns	111
7.1 Das neue Elektrodensystem	111
7.1.1 Mainz IV	111
7.1.2 Mainz V	117
7.1.2.1 Simulationen des Mainz V Spektrometers . . .	119
7.2 Messungen am modifizierten Spektrometer	122
7.2.1 Variation des Drahtgitterpotentials	122
7.2.2 Druckabhängigkeit	124
7.3 Untersuchungen mit externer Röntgenquelle	128
7.4 Zusammenfassung der Ergebnisse	135
8 Zusammenfassung und Ausblick	137
8.1 Zusammenfassung der Ergebnisse	137
8.2 Ausblick	140
A Fusionsprozesse in der Sonne	143
B Konstruktionszeichnungen Mainz III	145

Abbildungsverzeichnis

1.1	Neutrinofluß von der Sonne nach dem SSM	5
1.2	Ergebnisse der Neutrinooszillationsexperimente	8
1.3	Beiträge zur Energiedichte	10
2.1	Signatur einer Neutrinomasse	20
2.2	MAC-E-Filter	23
2.3	Transmissionsfunktion des MAC-E-Filters	26
2.4	Die Segmentierung des Detektors	27
2.5	Skizze des Detektoraufbaus	28
2.6	Aufbau der Quellapparatur	30
2.7	Überblick über den KATRIN-Aufbau	34
2.8	Druckprofil der WGTS	34
2.9	Sensitivität des KATRIN-Experiments	37
3.1	Wirkungsquerschnitte verschiedener Elektronstreuoprozesse an H ₂	42
3.2	Penning-artige Falle	43
3.3	Speichervolumen-Karten des Mainz II Aufbaus	44
3.4	Elektronentrajektorien in Mainz II	45
3.5	Zentrierung des X-Y-Magnetfeldes	46
4.1	Prinzip der Drahtelektrode	50
4.2	Parameter der Gitterelektrode	51
4.3	Potentialverlauf an den Drähten	51

4.4	Feldverlauf an den Drähten	53
5.1	Das Elektrodensystem von Mainz II	56
5.2	Das Elektrodensystem von Mainz III	57
5.3	Konstruktionszeichnung der Drahtelektrode in Mainz III	58
5.4	Abhängigkeit von der Schirmgitterspannung	59
5.5	Druckabhängigkeit in Mainz II	61
5.6	Druckabhängigkeit in MainzIII	61
5.7	Aufbau des Myonvetos	62
5.8	Koinzidenzmessungen ohne Schirmgitter	64
5.9	Koinzidenzmessungen mit Schirmgitter	65
5.10	Untergrundspektren mit externer Röntgenquelle	66
5.11	Abhängigkeit der Untergrundzählrate von der Schirmgitterspannung	67
5.12	Mainz III: verschiedene Potentialbelegungen	68
5.13	Bestimmungspositionen der Unterdrückungsfaktoren	69
5.14	Unterdrückungsfaktoren für Konfiguration 1	70
5.15	Unterdrückungsfaktoren für Konfiguration 2	71
5.16	Unterdrückungsfaktoren für Konfiguration 3	72
5.17	Magnetische Abschirmung	73
5.18	Druckabhängigkeit der Untergrundzählrate	75
6.1	Filterspannung des Vorspektrometers	84
6.2	Transmissionsfunktion des Vorspektrometers	85
6.3	Streufeld der Spektrometersolenoide	86
6.4	Konfiguration des Vorspektrometers	86
6.5	Entwicklung der Vorspektrometerelektroden	89
6.6	Zentrale Elektrode des Vorspektrometers	90
6.7	Konische Elektrode des Vorspektrometers	90
6.8	Elektroden im Vorspektrometer	91

6.9 Äquipotentiallinien im Vorspektrometer	92
6.10 Schema des Vorspektrometers	92
6.11 Transmission des Vorspektrometers mit Drahtelektroden	94
6.12 Transmission des Vorspektrometers mit Drahtelektroden	96
6.13 Potentialverlauf im Vorspektrometer	97
6.14 Verletzung der Energiekomponente in der Bewegung senkrecht zur Magnetfeldlinie	99
6.15 Elektronenfallen im Vorspektrometer	102
6.16 Elektronenfallen im Vorspektrometer	103
6.17 Elektronenfallen im Vorspektrometer	104
6.18 Ionenfallen im Vorspektrometer	106
6.19 Ionenfallen im Vorspektrometer	107
6.20 Ionenfallen im Vorspektrometer	107
6.21 Aufbau des Vorspektrometers	109
6.22 Aufbau des Vorspektrometers	109
7.1 Elektrodensystem des Mainz IV Aufbaus	112
7.2 Die Drahtelektrode	113
7.3 Feldstärke entlang eines Drahtes	115
7.4 Feldstärke entlang eines Drahtes	116
7.5 Elektrodensystem des Mainz V Aufbaus	117
7.6 Konisches Ende der Drahtelektrode	118
7.7 Verletzung der Adiabasie in Mainz V	119
7.8 Longitudinalenergie in Mainz V	121
7.9 Variation des Schirmgitterpotentials	123
7.10 Variation des Schirmgitterpotentials	123
7.11 Variation des Restgasdruckes	125
7.12 Variation des Restgasdruckes mit He	126
7.13 Variation des Restgasdruckes mit Ar	126

7.14 Meßpositionen im Mainz V Aufbau	128
7.15 Unterdrückungsfatoren in Mainz V	131
7.16 Unterdrückungsfatoren in Mainz V	132
7.17 Äquipotentiallinien in Mainz III	133
7.18 Untersuchung des Dipoleffekts	134
7.19 Untersuchung des Dipoleffekts	134
A.1 Fusionsreaktionen in der Sonne	143
B.1 Konstruktionszeichnung der Elektrode E3	145
B.2 Konstruktionszeichnung der Drahtelektrode in Mainz III	146

Tabellenverzeichnis

1.1	Die 12 Elementarteilchen nach dem Standardmodell.	4
5.1	Magnetfeldabhängigkeit der Untergrundzählrate des Spektrometers Mainz III	60
6.1	Parameter der Vorspektrometer-Solenoiden und Geometrie des Spektrometers und des Flusschlauches	83
7.1	Zählraten der Messungen mit dem Mainz IV Aufbau.	114
7.2	Anpassungskoeffizienten der Druckabhängigkeit	127

Kapitel 1

Einführung

Was ist der Ursprung des Universums?

Was sind die Grundeigenschaften der Elementarteilchen und der sie beherrschenden Kräfte?

Warum existiert Materie?

Dies sind einige der fundamentalen Fragen, die zur Zeit in der Physik bzw. der Astrophysik gestellt werden [nas03] und den Weg in die Zukunft weisen sollen. Es besteht die Hoffnung, daß einige dieser Fragen mit Hilfe der Neutrino-physik beantwortet werden können, doch auch auf diesem Gebiet gibt es trotz bedeuter-
tender Erkenntnisse der letzten Jahre noch viele offene Fragen [APS04]. Dazu zählen:

- Hängen die Existenz und die Stabilität der Materie mit den Neutrino-eigenschaften zusammen?
- Gibt es mehr als drei Neutrino-familien?
- Was verbirgt sich hinter der Dunklen Materie, wieviel tragen Neutrinos dazu bei?
- Welche Rolle spielen Neutrinos bei der Synthese der Elemente des Peri-
odsensystems?
- Gibt es einen einfachen Zusammenhang zwischen den Kräften und den
Elementarteilchen, die wir sehen?

Doch was wissen wir überhaupt über Neutrinos?

1.1 Historie der Neutrinophysik

Anfang des letzten Jahrhunderts standen die Physiker nach der Entdeckung des radioaktiven β -Zerfalls vor dem Problem, daß sie an Stelle des erwarteten diskreten Energiespektrums der Zerfallselektronen ein kontinuierliches Spektrum sahen, was sowohl den Energieerhaltungssatz als auch den Drehimpulssatz verletzen würde, wenn man von einem Zweikörperzerfall ausgeht. Dies veranlaßte Wolfgang Pauli 1930 "einen verzweifelten Ausweg" zu finden: Er postulierte das Neutrino als leichtes, neutrales Spin 1/2 Teilchen, womit die spektrale Form beschrieben werden konnte. Er postulierte weiterhin, daß sich die von ihm benannten Neutronen (das neutrale Nukleon war noch nicht entdeckt) von Lichtquanten unterscheiden, da sie sich nicht mit Lichtgeschwindigkeit bewegen [Pau30]. Der Name Neutrino wurde 1934 von E. Fermi eingeführt, nachdem das neutrale Nukleon entdeckt wurde, der eine Theorie für den Betazerfall und die schwache Wechselwirkung entwickelte. Diese Theorie ist bis heute in erster Näherung gültig. Sie beschreibt den Zerfall als eine Strom-Strom-Wechselwirkung der Ladungen der schwachen Wechselwirkung im Rahmen einer relativistischen Quantentheorie. Da die Reichweite der schwachen Kraft sehr kurz ist, wurde daraus eine Vierpunkt-Wechselwirkung [Fer34]. Nachdem der β -Zerfall nun konsistent von der Theorie beschrieben werden konnte, dauerte es aber weitere 22 Jahre, bis der experimentelle Nachweis der Neutrinos gelang. Da in der Zwischenzeit Kernreaktoren entwickelt wurden, stand nun eine starke, künstliche Neutrinoquelle zur Verfügung. Zum Nachweis der Reaktorneutrinos wurde eine Cadmiumchloridlösung genutzt. Die Nachweisreaktion ist Streuung am Nukleon, die sich durch die Erzeugung eines Neutrons und eines Positrons nach der Reaktion der Antineutrinos mit den Protonen in der Targetmasse auszeichnet:

$$\bar{\nu}_e + p \longrightarrow n + e^+ \quad (1.1)$$

Da das Positron mit den Elektronen des Detektormaterials annihielt, sendet es zwei γ s aus. Die Neutronen werden abgebremst und vom Cadmium eingefangen, und emittieren dabei ebenfalls Photonen, die allerdings im Mittel 15 μs verzögert sind. Damit ist die Signatur eines Neutrinos eine räumliche und zeitlich verzögerte Koinzidenz. Der Wirkungsquerschnitt für die Neutrino-Nukleon-Streuung wurde von Reines und Cowan zu $\sigma = (1.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-43} \text{ cm}^2$ bestimmt, was in sehr guter Übereinstimmung mit der um (V-A) erweiterten Fermi-Theorie steht [Rei59].

Wenig später folgte der experimentelle Nachweis des Myonneutrinos durch Ledermann, Schwartz und Steinberger, die damit 1962 die Frage beantworteten, ob das mit den e^\pm assoziierte Neutrino identisch mit dem gemeinsam mit dem μ^\pm auftretenden Neutrinos ist. Sie erzeugten einen Myonenstrahl, indem sie

einen 15 GeV Protonenstrahl auf ein Berylliumtarget schossen. Die entstehenden Pionen zerfallen in Myonen und Myonneutrinos. Dieser Strahl wurde durch eine Eisenabschirmung gelenkt, die Hadronen und Myonen aus dem Strahl absorbiert, so daß ein Neutrinostrahl übrig bleibt. Zur Unterscheidung von Myon- und Elektronneutrino diente ein Detektor, der zwischen Elektronen und Myonen unterscheiden kann: eine Funkenkammer mit Aluminiumplatten. Myonen hinterlassen hier eine nahezu gerade Spur, während Elektronen in den Metallplatten elektromagnetische Schauer ausbilden. Es wurden nur Myonen nachgewiesen [Dan62].

Das dritte Neutrino, das Tauneutrino, wurde erst 2000 von der DONUT-Kollaboration am Fermilab nachgewiesen [Don00]. Der Nachweis funktioniert ähnlich dem oben beschriebenen Myonneutrino-Experiment, allerdings sind hier die Protonenenergien sehr viel höher. 800 GeV Protonen werden auf ein Target mit Eisenschild geschossen, das nur von Neutrinos durchdrungen werden kann. Der Nachweis findet dann durch die Identifikation des Zerfalls eines Tauleptons in einem Fotoemulsiontarget statt.

Sind dies nun alle Neutrinos, oder erwarten uns weitere Entdeckungen? Im Rahmen des Standardmodells der Teilchenphysik koppeln Neutrinos über die Austausch-Bosonen der schwachen Wechselwirkung (W^\pm) an geladene Teilchen. Es treten aber auch neutrale Ströme auf, bei denen Neutrinos mit Materie wechselwirken, ohne in ein anderes Teilchen transformiert zu werden. Das neutrale Austausch-Boson Z^0 zerfällt in e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ bzw. $\tau^+\tau^-$ -Paare sowie in Quark-Antiquark-Paare. Aus der präzisen Vermessung der Breite des Z^0 -Zerfalls ist es möglich die Anzahl der leichten Neutrinosorten zu bestimmen. Dies wurde am CERN in den vier LEP-Experimenten durchgeführt, das kombinierte Ergebnis dieser Experimente beträgt $N_\nu = 2.994 \pm 0.012$ [Hag02].

Die drei Neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ) bilden zusammen mit Elektron, Myon und Tau jeweils ein schwaches Isospindublett. Diese sechs Teilchen sind die Leptonen, die neben den Quarks die Grundbestandteile der Materie sind. Quarks treten ebenfalls in drei Dubletts auf ((u,d) , (c,s) , (b,t)). Ordnet man die Quark- und Leptonendubletts nach aufsteigender Masse an, so erhält man drei Familien.

Über die Massen der Fermionen macht das Standardmodell keine Aussagen, so daß diese experimentell bestimmt werden müssen. Da bis vor kurzem noch keine Hinweise auf endliche Neutrinomassen gefunden wurden, werden die Massen der drei Neutrinoarten im Standardmodell auf Null gesetzt. Theorien, die über das Standardmodell hinausgehen (z.B. Supersymmetrie, Grand Unified Theories (GUTs)) gehen jedoch von Neutrinos mit endlicher Ruhemasse aus.

Tabelle 1.1: Die 12 Elementarteilchen nach dem Standardmodell.

Familie	1	2	3
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$

1.2 Evidenzen für Neutrinomassen und -mischungen

Mitte der 60er Jahre des vergangenen Jahrhunderts nahm in den USA ein Experiment den Betrieb auf, das sich zum Ziel gesetzt hatte den Energiegewinnungsprozeß der Sonne zu untersuchen. Dieses Experiment befand sich in der Homestake-Mine und wurde unter der Leitung von Raymond Davis mit dem Ziel aufgebaut, die Neutrinos, die bei der Energiegewinnung in der Sonne entstehen, nachzuweisen. Bei den Fusionsprozessen im Sonneninneren erfolgen mehrere Schritte, bei denen Neutrinos entstehen. Abbildung 1.1 zeigt den Neutrinofluß von der Sonne nach dem Standard-Sonnenmodell (SSM). Die Energiegewinnung in der Sonne beruht auf zwei Fusionszyklen, der pp-Kette und dem CNO-Zyklus, letzterer wird hier allerdings vernachlässigt, da er nicht wesentlich zur Neutrinoproduktion beiträgt. Die Reaktionen der pp-Kette sind im Anhang zu finden.

Davis' Experiment bestand aus einem Detektor, der 615 t Perchlorethylen (C_2Cl_4) enthält. Durch inversen β -Zerfall wandeln eingefangene Neutrinos das ^{37}Cl in ^{37}Ar um. In Abb. 1.1 ist auch die Energieschwelle dieser Reaktion gezeigt, die bei 814 keV liegt. Nach etwa zwei Monaten Meßzeit werden die Argonatome aus der Lösung ausgespült und durch radioaktiven Zerfall nachgewiesen. Nach einer Laufzeit von 24 Jahren (1970-1994) wurde eine Rate von $R = 2.56 \pm 0.22$ SNU¹ gemessen [Dav96]. Dieser Wert liegt weit unter den Vorhersagen des Standard-Sonnenmodells, das eine Rate von $R_{ssm} = 8.0 \pm 3.0$ SNU erwartet. Diese Diskrepanz ist als solares Neutrinoproblem bekannt. Da auch andere Experimente, die den Fluß der Neutrinos von der Sonne untersuchten (SAGE, Gallex/GNO) [Abd95] [Ans95], Abweichungen vom SSM fanden, wurden Neutrinooszillationen als Lösung des Problems vorgeschlagen.

¹Solar Neutrino Unit: 1 Zerfall /s / 10^{36} Targetatome

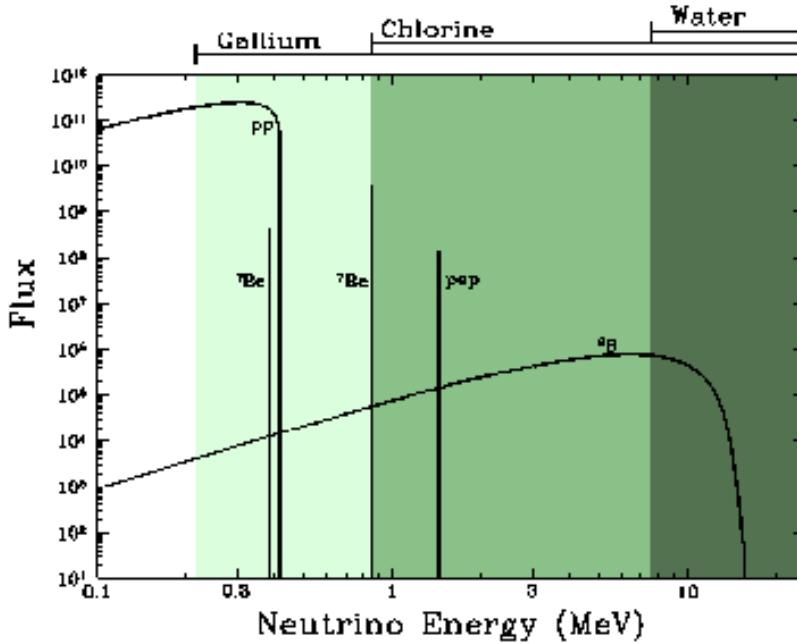


Abbildung 1.1: Neutrinofluß von der Sonne nach dem SSM. Es ist das Spektrum des Neutrinoflusses von der Sonne auf der Erde nach dem Standard Sonnen Modell (SSM) dargestellt. Dieses Modell wurde von J. Bahcall entwickelt, das Diagramm ist seiner Homepage [Bah03] entnommen.

Die Neutrinooszillationen zugrundeliegende Theorie geht davon aus, daß sich Neutrinos einer bestimmten Familie in die einer anderen Familie umwandeln können. Dazu ist es notwendig, daß sich die Flavoureigenzustände ν_e, ν_μ, ν_τ von den Masseneigenzuständen ν_1, ν_2, ν_3 unterscheiden. Desweiteren müssen die Massen $(m_{\nu_1}, m_{\nu_2}, m_{\nu_3})$ unterschiedlich sein, d.h., daß mindestens die Masse eines Masseneigenzustandes von Null verschieden ist. Ein Nachweis für Neutrinooszillationen ist also direkt eine Evidenz für endliche Neutrinomassen. Der Zusammenhang zwischen Flavoureigenzuständen und Masseneigenzuständen wird durch eine nichttriviale, unitäre Mischungsmatrix U gegeben:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

Der Einfachheit halber sei hier die Oszillation von zwei Neutrinoarten bespro-

chen. Für die Mischungsmatrix ergibt sich dann:

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

wobei θ den Mischungswinkel beschreibt. Unterscheiden sich nun die Masseneigenzustände, so propagieren sie zwischen der Neutrinoquelle, wo sie mit einem bestimmten Flavoureigenzustand erzeugt werden, und dem Nachweisort, wo sie wieder mit einem bestimmten Flavour nachgewiesen werden, unterschiedlich. Es hängt nun von der zurückgelegten Strecke L ab, ob der ursprünglich erzeugte Flavoureigenzustand nachgewiesen wird oder ein anderer.

Die ersten Evidenzen für Neutrinooszillationen wurden 1998 vom SuperKamiokande-Experiment vorgelegt. Dieses Experiment untersucht neben solaren Neutrinos unter anderem auch atmosphärische Neutrinos, für die die Evidenzen der Oszillation gefunden wurden. Atmosphärische Neutrinos entstehen in der Folge von Reaktionen von hochenergetischer kosmischer Strahlung in der oberen Erdatmosphäre. Dort treffen Protonen auf die Atome der Luft und erzeugen Pionen, diese zerfallen wiederum in ein Myon und ein Myonantineutrino:

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad \pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

Die Myonen ihrerseits zerfallen in Elektronen, Elektronneutrinos und Myonneutrinos. Es wird also ein Verhältnis von Myon- zu Elektronneutrinos von 2:1 erwartet. Beobachtet wird jedoch ein Defizit von Myonneutrinos "von unten", d.h. von Neutrinos, die die Erde durchquert haben, bevor sie im Detektor nachgewiesen werden. Diese Beobachtung lässt sich gut durch eine Oszillation $\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau$ beschreiben [Fuk98].

Oszillationsexperimente sind allerdings nicht auf Neutrinomassen sensitiv, sondern auf die Differenz der Massenquadrate zweier Masseneigenzustände Δm_{ij}^2 . Ein weiterer Oszillationsparameter ist der Mischungswinkel θ . Die beste Anpassung der SuperKamiokande-Daten ergeben für diese Parameter $\Delta m_{ij}^2 = 2.4 \cdot 10^{-3} eV^2/c^4$ und $\sin^2 2\theta = 1$.

Die Lösung des solaren Neutrinoproblems gelang dem Sudbury Neutrino Observatory (SNO) im Jahr 2001. Es handelt sich dabei um einen mit schwerem Wasser gefüllten Cherenkovdetektor, der sich in 2070 Meter Tiefe befindet. Mit diesem Aufbau war es zum ersten Mal möglich, alle drei auftretenden Neutrinoflavours zu vermessen und so den kompletten Neutrinofluß von der Sonne experimentell zu überprüfen:

- geladene Ströme: $\nu_e + d \longrightarrow p + p + e^-$
- neutrale Ströme: $\nu_x + d \longrightarrow p + n + \nu_x$
- elastische Streuung: $\nu_x + e^- \longrightarrow \nu_x + e^-$

Dabei steht ν_x für ν_e, ν_μ oder ν_τ . Die neutralen Stromreaktion ist also auf den kompletten Neutrinostrahl von der Sonne sensitiv. Die elastische Streuung ist auch auf alle drei Neutrinoarten sensitiv, dabei muß allerdings beachtet werden, daß die ν_e sechs mal häufiger streuen als ν_μ und ν_τ . Aus den gemessenen Flüssen ergab sich:

$$\Phi_e = 1.76_{-0.05}^{+0.05}(\text{stat.})_{-0.09}^{+0.09}(\text{sys.}) \cdot 10^{-6} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$$

$$\Phi_{\mu\tau} = 3.41_{-0.45}^{+0.45}(\text{stat.})_{-0.45}^{+0.48}(\text{sys.}) \cdot 10^{-6} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$$

Damit stimmen der von SNO gemessene Fluß Φ_{SNO} sehr gut mit den Erwartungen des SSM überein:

$$\Phi_{SNO} = 5.09_{-0.43}^{+0.44}(\text{stat.})_{-0.46}^{+0.43}(\text{sys.}) \cdot 10^{-6} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{ verglichen mit } \Phi_{SSM} = 5.05_{-0.81}^{+1.01} \cdot 10^{-6} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} [\text{Ahm01a}][\text{Ahm01b}].$$

Die Annahme, daß keine Oszillationen $\nu_e \longrightarrow \nu_\mu$ vorliegen, ist mit 5.3σ ausgeschlossen.

Weitere Evidenzen für Neutrinooszillationen lieferten in den letzten Jahren Experimente mit Neutrinos, die in Beschleunigeranlagen erzeugt wurden (K2K) [Ahn01], und Experimente mit Reaktorneutrinos (KamLAND) [Kam03]. Auch das LSND-Experiment lieferte Evidenzen für Neutrinooszillationen [Ath95]. Es handelt sich dabei um ein Beschleunigerexperiment. Es wird ein $\bar{\nu}_\mu$ -Strahl, der durch den μ^+ - und π^+ -Zerfall erzeugt wird, in einem Detektor mit Flüssigszintillator untersucht. Die Oszillationssignatur ist in diesem Experiment, bei dem es sich um ein sogenanntes Appearance-Experiment handelt, der Nachweis von $\bar{\nu}_e$, die nicht aus den Zerfällen von μ^+ und π^+ stammen können. Die Neutrinoquadratendifferenzen, mit denen die Resultate beschrieben werden können, liegen allerdings im Bereich von 1 eV^2 und sind mit den Resultaten der anderen genannten Oszillationsexperimente nicht vereinbar, wenn man von drei leichten Neutrinoarten ausgeht. Das KARMEN-Experiment untersuchte denselben Oszillationskanal, konnte aber die Evidenz von LSND nicht bestätigen.

Einen Überblick über die erlaubten Parameterbereiche aller Oszillationsexperimente gibt Abb. 1.2.

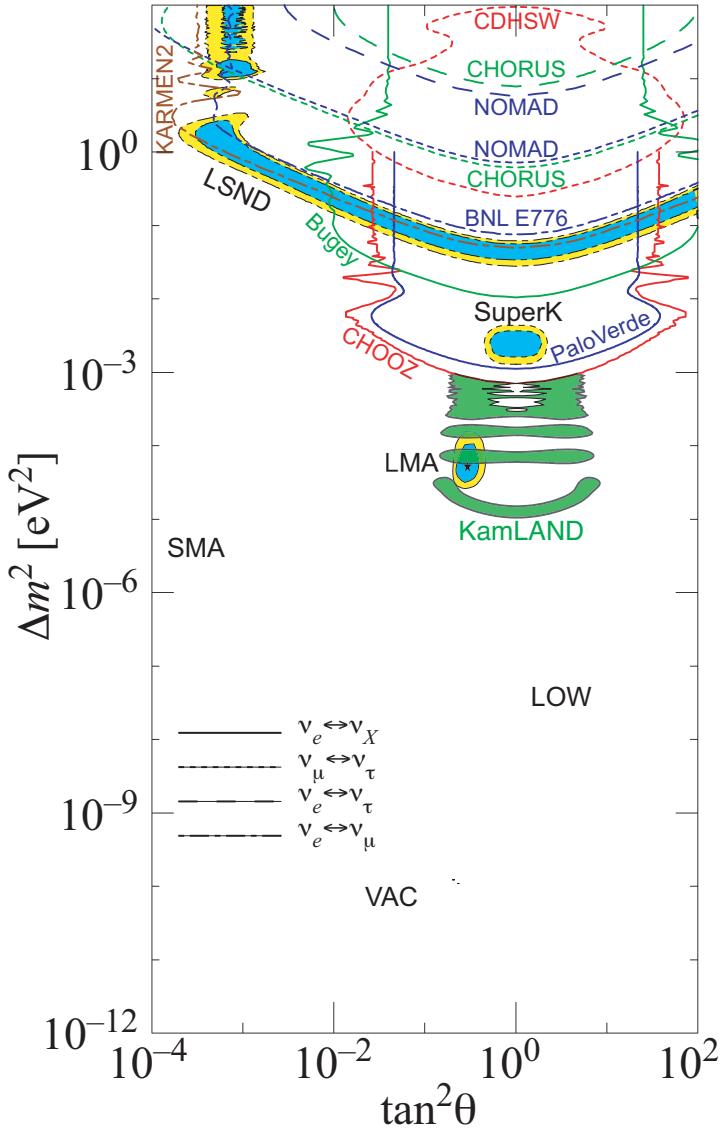


Abbildung 1.2: Ergebnisse der Neutrinooszillationsexperimente. In diesem Plot sind die Ergebnisse aller Neutrinooszillationsexperimente zusammengefaßt. Es handelt sich um Ausschlußkurven für Experimente, die kein Signal gesehen haben (Linien), oder um gefüllte Konturen für den erlaubten Parameterbereich in der Ebene der Massenquadratdifferenzen δm^2 - Mischungswinkel $\tan^2 2\theta$. Der Plot ist [Mur03] entnommen.

In Abb. 1.2 wird auch deutlich, daß für die unterschiedlichen Oszillationen $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ und $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ unterschiedliche Parameter vorliegen. So gibt es im atmosphärischen Sektor maximale Mischung der Masseneigenzustände und im solaren Sektor einen Mischungswinkel θ_{12} , der kleiner als 45° ist. Für den dritten Mischungswinkel θ_{13} gibt es zur Zeit nur eine obere Grenze durch das

CHOOZ-Experiment, die bei $\sin^2 \theta_{13} < 0.2$ liegt. Es finden jedoch große Bemühungen statt diesen Winkel genauer zu bestimmen. Das ist von besonderem Interesse, da es abhängig von der Größe dieses Mischungswinkels zu CP-Verletzung im leptonischen Sektor kommen kann. Dies könnte durch Leptogenese zur Lösung des Problems der Materie-Antimaterie Asymmetrie beitragen.

In der Kleinheit von θ_{13} liegt auch der Grund dafür, daß die Daten der Oszillationsexperimente unter der Annahme der Zwei-Flavour-Mischung analysiert werden können.

1.3 Neutrinos in Kosmologie und Astrophysik

Nachdem erwiesen ist, daß Neutrinos massebehaftet sind, spielen sie auch in kosmologischen Betrachtungen eine tragende Rolle. Das Interesse reicht von der Nukleosynthese der leichten Elemente nach dem Urknall über die Strukturentstehung und -entwicklung im Universum bis zu der Untersuchung von Supernovae. Von besonderem Interesse sind die Hintergrundneutrinos, die nach der Urknalltheorie analog zu den Photonen der kosmischen Mikrowellenhintergrundstrahlung (CMBR) vorhanden sein müssen. Diese sogenannten Relic Neutrinos treten im Verhältnis zu Baryonen von $10^9 : 1$ auf. Daher sind schon kleine Neutrinomassen interessant, da sie einen Beitrag zur Dunklen Materie liefern können. Bei Dunkler Materie handelt es sich um Materie, die sich nur durch den Einfluß ihre Gravitation äußert. Z.B. wurde sie durch die radiale Geschwindigkeitsverteilung in Galaxien, indirekt nachgewiesen. Die Untersuchung der kosmischen Mikrowellenhintergrundstrahlung deutet darauf hin, daß wir in einem flachen Universum leben, d.h., daß die Energiedichte $\Omega_0 = 1$ ist. Das Satellitenexperiment WMAP [Spe03] liefert derzeit die präzisesten Daten für die Energieverteilung im Universum, die durch ihren Anteil an Ω_0 ausgedrückt wird. Danach besteht das Universum aus 73% Dunkler Energie, 23% Dunkler Materie und 4% Baryonen (s. Abb. 1.3).

Durch die genaue Untersuchung der Fluktuationen der CMBR mit hoher Winkelauflösung lassen sich aus den Daten von WMAP und der Verwendung anderer kosmologischer Daten, z.B. aus Strukturuntersuchungen des Universums, Rückschlüsse auf die Neutrinomasse ziehen. Diese sind allerdings sehr modell-abhängig und variieren je nach den verwendeten Datensätzen. Jedoch deuten alle Messungen auf Neutrinomassen im Sub-eV-Bereich hin. Eine modellunabhängige Bestimmung der Neutrinomasse im Labor wäre also hilfreich, um die gültige Theorie zu finden.

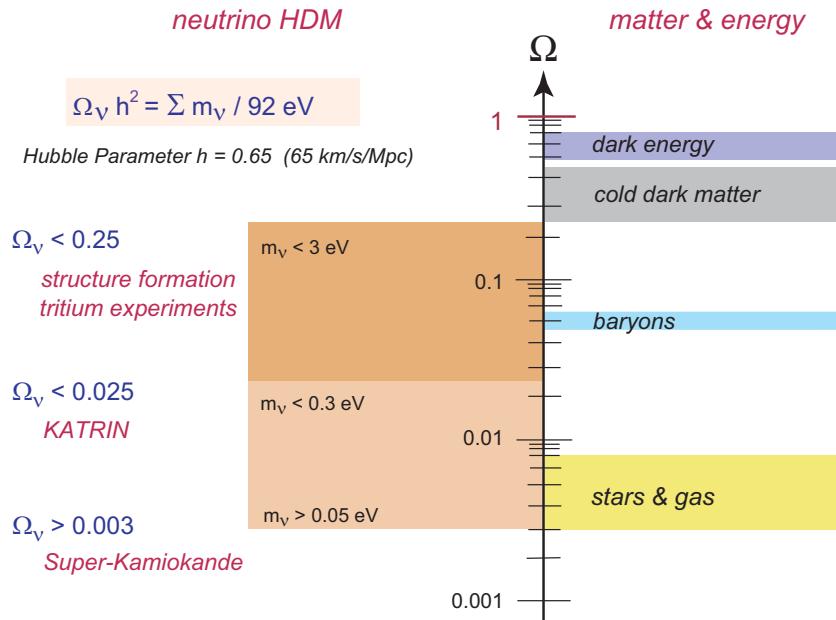


Abbildung 1.3: Beiträge zur Energiedichte. Es sind die Beiträge der verschiedenen Materie-/Energiearten zur kritischen Dichte gezeigt. Der Anteil der Heißen Dunklen Materie kann dabei über zwei Größenordnungen variieren. Die obere Grenze stammt aus Untersuchungen des Tritium- β -Zerfalls, die untere aus der Analyse der Oszillationsdaten atmosphärischer Neutrinos.

Eine weitere Disziplin, die wachsendes Interesse an Neutrinos zeigt, ist die Astronomie. Hier entsteht das Gebiet der Neutrinoastronomie mit den Neutrinoleskopen im Baikalsee, AMANDA in der Antarktis und ANTARES im Mittelmeer. Diese Teleskope suchen nach Punktquellen, die hochenergetische Neutrinos emittieren. Alle diese Experimente beruhen auf dem Cherenkov-Prinzip und beobachten mit Photomultipliern ein großes Volumen an Wasser bzw. im Fall von AMANDA Eis.

1.4 Neutrinomassenbestimmung im Labor

1.4.1 Neutrinoloser Doppel- β -Zerfall

Eine möglicher Zugang zur experimentellen Bestimmung der Neutrinomasse ist der neutrinolose doppelte β -Zerfall ($0\nu\beta\beta$). Bei diesem Prozeß handelt es sich um zwei gleichzeitige β -Zerfälle in einem Kern. Der neutrinobehaftete β -Zerfall findet unter der Emission von zwei Neutrinos statt, liefert aber keine Information über die Neutrinomasse. Dieser Zerfall wurde bereits Ende der

80er Jahre bei ^{82}Se entdeckt [Ell87].

Im Fall des neutrinolosen β -Zerfalls wird das am einen Zerfallsvertex emittierte Antineutrino am anderen Zerfallsvertex wieder als Neutrino absorbiert. Dieser Vorgang setzt voraus, daß Neutrinos und Antineutrinos identische Teilchen sind, daß sie also Majorana-Teilchen sind. Da Neutrinos nach dem Standardmodell immer linkshändig sind und Antineutrinos immer rechtshändig, muß es einen Helizitätsflip geben, um diesen Prozeß zu ermöglichen. Gemischte Helizitätszustände gibt es aber nur in massebehafteten Systemen. Doppel- β -Zerfallsexperimente sind auf die sog. effektive Majorana-Masse sensitiv, die sich als kohärente Summe aller Neutrinomasseneigenzustände ν_i , die auf Grund der Mischungsmatrix U_{ei} zum Elektronneutrino ν_e beitragen, darstellt:

$$m_{ee} = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 \cdot m(\nu_i) \right| \quad (1.2)$$

Da die Matrixelemente im allgemeinen komplex sind, kann es zu teilweisen Auslöschen kommen.

Die Observable in dieser Art Experiment ist die Halbwertszeit des Zerfalls, aus der unter Berücksichtigung des Phasenraums und des Kernmatrixelements die effektive Masse bestimmt werden kann:

$$(T_{1/2}^{0\nu\beta\beta})^{-1} = G^{0\nu} \cdot |M_{nucl.}|^2 \cdot m_{ee}^2 \quad (1.3)$$

Das zur Zeit sensitivste Experiment ist das Heidelberg-Moskau-Experiment an ^{76}Ge . Es wird eine Evidenz für $(0\nu 2\beta)$ mit 4.2σ berichtet [Kla04]. Das entspricht einer Halbwertszeit des Zerfalls von $T^{0\nu 2\beta(\text{Ge})} = 0.34 - 2.03 \cdot 10^{25}$ Jahren, was zu einem besten Fitwert für die effektive Neutrinomasse $m_{ee}=0.44$ eV führt. Der recht große erlaubte Bereich für die Halbwertszeit des Zerfalls röhrt von Unsicherheiten des Kernmatrixelements her.

Es befinden sich eine Reihe von Experimenten in der Planung bzw. im Aufbau, die den interessanten Bereich überprüfen werden. Es handelt sich dabei z.B. um GERDA und das Majorana-Experiment, die ebenfalls den neutrinolosen Doppelbetazerfall von ^{76}Ge untersuchen werden, und um EXO, das Enriched Xenon Observatory, das angereichertes Xe benutzt, um den Zerfall nachzuweisen. In Betrieb befinden sich bereits die Experimente NEMO 3 und Cuoricino, die in ^{100}Mo bzw. ^{130}Te nach Doppel- β -Zerfällen suchen. Beide Experimente haben aber noch nicht die Sensitivität des Heidelberg-Moskau-Experiments erreicht.

1.4.2 Kinematische Untersuchungen schwacher Zerfälle

Die Untersuchung der Kinematik schwacher Zerfälle erlaubt einen direkten Zugang zur Neutrinomasse. Grundlegend für diese Untersuchungen ist die genaue Messung der Energien und Impulse der geladenen Zerfallsprodukte des schwachen Zerfalls. Mit Hilfe der Impuls- und Energieerhaltung kann dann eine Aussage über die Neutrinomasse gemacht werden.

Die Myonneutrinomasse lässt sich z.B. aus dem Pionzerfall bestimmen:

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \text{ bzw. } \pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (1.4)$$

Das auf diese Art erhaltene Limit für m_{ν_μ} beträgt:

$$m(\nu_\mu) \leq 190 \text{ keV}/c^2 (90\% CL) [\text{Hag02}] \quad (1.5)$$

Die Masse des Tauneutrinos lässt sich aus der Untersuchung der hadronischen Zerfälle von Taupaaren an e^+e^- -Collidern untersuchen:

$$\tau^- \longrightarrow \pi^- \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^+ (\pi^0) + \nu_\tau \quad (1.6)$$

Die aktuelle Obergrenze für m_{ν_τ} liegt bei:

$$m(\nu_\tau) \leq 18.2 \text{ MeV}/c^2 (90\% CL) [\text{Bar98a}] \quad (1.7)$$

Da aus den Oszillationsexperimenten die Differenzen der einzelnen Masseneigenzustände bekannt sind und die obigen Resultate nicht mit den erzielten Δm^2 Werten, die im Bereich von $10^{-5} - 10^{-3}$ liegen, vereinbar sind, betrachten wir, wie sich die einzelnen Massen zusammensetzen: Für $m(\nu_\mu)$ gilt

$$m^2(\nu_\mu) = \sum_{i=1}^3 |U_{\mu i}|^2 \cdot m^2(\nu_i) \quad (1.8)$$

und für $m(\nu_\tau)$

$$m^2(\nu_\tau) = \sum_{i=1}^3 |U_{\tau i}|^2 \cdot m^2(\nu_i). \quad (1.9)$$

Nun ist es aber möglich, eine mittlere Neutrinomasse \bar{m} zu betrachten, da die Differenzen zwischen den Masseneigenzuständen sehr klein sind, und somit für Masseneigenzustände mit ≈ 190 keV vernachlässigbar sind. Es lässt sich also

$$m^2(\nu_\mu) = \bar{m}^2 \cdot \sum_{i=1}^3 |U_{\mu i}|^2 \quad (1.10)$$

schreiben. Analog gilt dies für $m^2(\nu_\tau)$. Da es sich aber bei der Mischungsmatrix U_{ij} um eine unitäre Matrix handelt, mißt man bis zur eV-Skala nur die mittlere Neutrinomasse \bar{m} .

Die Elektronneutrinomasse läßt sich aus β -Zerfällen bestimmen (vgl. Kapitel 2). Dazu gibt es verschiedene Ansätze: zum einen die Verwendung kryogener Bolometer und zum anderen die Verwendung elektrostatischer Spektrometer. Diese Methode hat gegenüber dem neutrinolosen β -Zerfall den Vorteil, daß sie frei von theoretischen Annahmen ist (abgesehen von Energie- und Impulserhaltung). Diese Experimente sind auf

$$m^2(\nu_e) = \sum_{i=1}^3 |U_{ei}|^2 \cdot m^2(\nu_i) \quad (1.11)$$

sensitiv. Da die Matrixelemente quadratisch eingehen, können keine Auslösungen im Massenterm auftreten.

Kryogene Bolometer

In diesem Fall ist die β -Quelle gleichzeitig der Detektor. Als Quell- bzw. Detektormaterial wird aufgrund der sehr geringen Endpunktsenergie von $E_0=2.46$ keV ^{187}Re verwendet. Die Energie der β -Elektronen wird durch die Erwärmung des Kristalls nach dem Zerfall bestimmt. Derzeitige Mikrokalorimeter erreichen eine Energieauflösung von etwa 5 eV und eine Sensitivität auf die Elektronneutrinomasse von $m(\nu_e) \leq 15\text{eV}/c^2$.

Elektrostatische Spektrometer

Die empfindlichste Methode zur Bestimmung der Elektronneutrinomasse ist die Untersuchung des Tritium- β -Zerfalls mit elektrostatischen Spektrometern. Möglich wurde die hohe Sensitivität durch die Entwicklung der MAC-E-Filter, einem Spektrometertyp, der auf magnetischer Kollimation und elektrostatischer Energieanalyse beruht. Das Funktionsprinzip der MAC-E-Filter ist in Kapitel 2 ausführlich beschrieben. Die beiden Experimente, die diese Spektrometerart einsetzen, liefern zur Zeit auch die sensitivsten Obergrenzen für die Elektronneutrinomasse:

Mainz:

$$m^2(\nu_e) = -0.6 \pm 2.2 \pm 2.1 \text{ eV}^2,$$

und daraus:

$$m_\nu \leq 2.3 \text{ eV} \quad [\text{Kra03}]$$

Troitsk:

$$m^2(\nu_e) = -2.3 \pm 2.5 \pm 2.0 \text{ eV}^2,$$

und damit:

$$m_\nu \leq 2.1 \text{ eV} \quad [\text{Lob04}]$$

Dabei ist zu beachten, daß das Resultat aus Troitsk eine zusätzliche Stufenfunktion im Endpunktsbereich des β -Spektrums benötigt, um Neutrinomassenquadrate $m^2(\nu_e)$ zu erhalten, die mit dem physikalisch erlaubten Bereich verträglich sind.

Da die Experimente in Mainz und Troitsk ihre Sensitivitätsgrenze erreicht haben, ist es notwendig ein neues Experiment aufzubauen, das eine Sensitivität im Sub-eV-Bereich erreichen kann. Da dies sowohl zur Festlegung der absoluten Massenskala der Neutrinos als auch zur Bestimmung der kosmologischen Relevanz der Neutrinos notwendig ist, befindet sich in Karlsruhe das Karlsruhe Tritium Neutrinoexperiment KATRIN im Aufbau. KATRIN soll eine Sensitivität auf die Obergrenze der Elektronneutrinomasse von 0.2 eV erreichen, was den kosmologisch relevanten Bereich abdecken würde. Das Experiment wird in Kapitel 2 ausführlich beschrieben.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das elektromagnetische Design des Vorspektrometers dieses neuen Experiments entwickelt sowie am bestehenden Mainzer Experiment Methoden zur Unterdrückung der Untergrundzählrate in MAC-E-Filtern entwickelt und getestet. Die Arbeit ist wie folgt gegliedert:

- Im zweiten Kapitel wird neben dem Tritium- β -Spektrum das Prinzip und die Funktionsweise der MAC-E-Filter beschrieben. Weiterhin werden das Mainzer Neutrinomassen Experiment und das Karlsruhe Tritium Neutrinoexperiment KATRIN vorgestellt.
- Das dritte Kapitel beschäftigt sich mit Untergrundprozessen in Spektrometern vom MAC-E-Filter Typ. Neben einer Behandlung der Auswirkungen der Untergrundzählrate auf die Observable m_ν^2 werden auch Maßnahmen zur Untergrundunterdrückung vorgestellt.
- Einer besonders effektiven Maßnahme zur Untergrundunterdrückung ist Kapitel 4 gewidmet: Der Schirmgitterelektrode. Hier werden ihr Prinzip und die Funktionsweise erklärt.
- In Kapitel 5 wird über die erste Realisation und erste Tests einer Schirmgitterelektrode am Mainzer Neutrinomassen Experiment berichtet. Insbesondere werden Untergrundmessungen mit einer externen Untergrundquelle dargestellt, deren Verwendung eine systematische Untersuchung der Untergrundprozesse ermöglichte.
- Das elektromagnetische Design des Vorspektrometers des KATRIN-Experiments steht im Mittelpunkt von Kapitel 6, dabei werden im besonderen die in den Untergrunduntersuchungen erzielten Erkenntnisse berücksichtigt.

- Das in Kapitel 6 erarbeitete Design wurde in Rahmen der Möglichkeiten am Mainzer Neutrinoszenen Experiment realisiert und getestet. Eine Beschreibung des Umbaus des Spektrometers sowie Untergrunduntersuchungen an diesem System werden in Kapitel 7 behandelt.
- Abschliessend wird in Kapitel 8 eine Zusammenfassung der Arbeit sowie ein Ausblick auf weitere Aktivitäten bei KATRIN und am Mainzer Experiment gegeben.

Kapitel 2

Das Mainzer Neutrinomassenexperiment und KATRIN

In diesem Kapitel wird zunächst beschrieben, wie die Form des Tritium- β -Spektrums von der Masse des Elektronantineutrinos abhängt, bevor die Funktionsweise des Mainzer Neutrinomassenexperiments erläutert wird. Es folgt eine kurze Zusammenfassung der Messungen, die zwischen 1997 und 2001 stattfanden. Abschließend wird das Projekt KATRIN (KArlsruhe TRItium Neutrinoexperiment) vorgestellt.

2.1 Das Tritium- β -Spektrum

Das neutronenreiche Wasserstoffisotop Tritium unterliegt dem β^- -Zerfall, bei dem sich ein Neutron im Atomkern unter Emission eines Elektrons und eines Elektronantineutrinos in ein Proton umwandelt. Die Kernladungszahl Z erhöht sich also um 1, während die Massenzahl A konstant bleibt:



Die Halbwertszeit dieses Zerfalls liegt bei 12.3 Jahren.

Aus Formel (2.1) ist zu erkennen, daß es sich bei einem β -Zerfall um einen Dreikörperzerfall handelt; man erwartet daher ein kontinuierliches Elektronenspektrum. Das Spektrum der Zerfallselektronen beruht auf Fermis Goldener Regel und läßt sich durch die Phasenraumdichte der möglichen Endzustände des Elektrons und des Neutrinos (der Kernrückstoß wird vernachlässigt) sowie das Quadrat des Kernmatrixelementes beschreiben. Es gilt dann:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{G_f^2}{2\pi^3 \hbar^7} \cos^2(\Theta_c) |M|^2 F(E, Z+1) p(E+m_e c^2) \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - m_\nu^2 c^4} \Theta(\varepsilon - m_\nu c^2) \quad (2.2)$$

mit :
 G_f : Fermi–Kopplungskonstante

Θ_c : Cabibbo–Winkel

M : Kernmatrixelement

F : Fermi–Funktion

ε : $E_0 - E$

E_0 : maximale Zerfallsenergie, "Endpunktsenergie"

m_e, m_ν : Ruhemasse des Elektrons und des Neutrinos

p : Elektronenimpuls

E : kinetische Energie der Elektronen.

Die Fermi–Funktion F stellt eine Coulombkorrektur dar, die aufgrund der Wechselwirkung der Wellenfunktion des emittierten Elektrons mit dem Tochterkern (Ladung $Z+1$) berücksichtigt werden muß.

Gleichung (2.2) beschreibt den Zerfall eines 'nackten Atomkerns'; da im Experiment jedoch molekulares Tritium benutzt wird, bei dem Hüllelektronen auftreten, muß das Spektrum modifiziert werden. Nach dem Zerfall können die Hüllelektronen nicht nur die Grundzustandsorbitale des Tochermoleküls besetzen, sondern auch angeregte Zustände. Die Besetzungswahrscheinlichkeiten $W_{i \rightarrow f_n}$ der Endzustände lassen sich mit der Methode der *sudden approximation* bestimmen. Diese Näherung beruht auf der Annahme, daß die Umwandlung des Kerns schnell gegenüber den Prozessen in der Elektronenhülle ist, d.h., für die Hüllelektronen ändert sich die Kernladungszahl plötzlich. Die Besetzungswahrscheinlichkeiten ergeben sich dann mit Hilfe des Überlappintegrals zwischen dem Anfangszustand φ_i und allen möglichen Endzuständen φ_{f_n} :

$$W_{i \rightarrow f_n} = | \langle \varphi_{f_n} | \varphi_i \rangle |^2 \quad (2.3)$$

Damit ergibt sich das Tritium- β -Spektrum aus der Summe der mit $W_{i \rightarrow f_n}$ gewichteten Einzelspektren der Zerfälle in die möglichen Endzustände, wobei auch Kontinuumszustände berücksichtigt werden:

$$\frac{dN}{dE} = const \cdot |M|^2 F(E, Z+1) p(E+m_e c^2) \sum_n W_{i \rightarrow f_n} \varepsilon_n \sqrt{\varepsilon_n^2 - m_\nu^2 c^4} \Theta(\varepsilon_n - m_\nu c^2) \quad (2.4)$$

mit $\varepsilon_n = E_0 - V_n - E$.

Hier wird deutlich, daß die Neutrinomasse quadratisch in die Form des Spektrums eingeht, als Observable erhält man also $m_\nu^2 c^4$.

Für den Fall der Neutrinomischung stellt sich das Spektrum als eine Superposition von Zerfällen in die einzelnen Masseneigenzustände dar:

$$\frac{dN}{dE} = \text{const} \cdot |M|^2 F(E, Z+1) p(E+m_e c^2) \sum_n W_{i \rightarrow f_n} \varepsilon_n \left(\sum_i |U_{ei}|^2 \sqrt{\varepsilon_n^2 - m_{\nu i}^2 c^4} \Theta(\varepsilon_n - m_{\nu i} c^2) \right) \quad (2.5)$$

Berücksichtigt man, daß in den bisher realisierten Experimenten die Auflösungsfunktion sehr viel breiter ist als die Differenzen der Massen der Masseneigenzustände, so kann das Spektrum auf Einflüsse der mittleren quadratischen Elektronneutrinomasse untersucht werden:

$$m^2(\nu_e) = \sum_{i=1}^3 |U_{ei}|^2 \cdot m^2(\nu_i) \quad (2.6)$$

In Abbildung 2.1 ist der Einfluß der Neutrinomasse auf den Endpunktsbereich des β -Spektrums deutlich zu erkennen. Im oberen Teil der Abbildung sind zwei Spektren dargestellt, eins mit verschwindender Neutrinomasse $m_\nu = 0$ und eins mit endlicher Neutrinomasse $m_\nu = 10 \text{ eV}/c^2$. Man erkennt, daß letzteres gegenüber dem masselosen Fall proportional zu $m_\nu^2 c^4$ verschoben ist und vor dem eigentlichen Endpunkt E_0 die Energieachse mit unendlich negativer Steigung schneidet.

Betrachtet man die Signatur einer endlichen Neutrinomasse im unteren Teil von Abb. 2.1, so wird deutlich, daß es wichtig ist, das Spektrum möglichst nahe am Endpunkt genau zu untersuchen. Da die Zählrate in diesem Bereich sehr gering ist ($2 \cdot 10^{-13}$ aller Zerfälle für $m_\nu = 1 \text{ eV}$, für den Bereich 1 eV unterhalb des Endpunktes, wenn man das Spektrum mit dem Spektrum für $m_\nu = 0 \text{ eV}$ vergleicht), ergeben sich hieraus Anforderungen an das Quellmaterial, wobei sich Tritium als ideal erweist, da

- die Endpunktenergie E_0 mit 18.6 keV besonders niedrig und daher der auf die Neutrinomasse sensitive Teil des Spektrums relativ groß ist.
- die Halbwertszeit von 12.3 Jahren so kurz ist, daß Quellen mit ausreichender Aktivität bei geringer Quelldicke hergestellt werden können. Dies ist wichtig, da in hohen Quelldicken verstärkt Energieverluste durch inelastische Streuung auftreten, wodurch das Spektrum verformt wird.

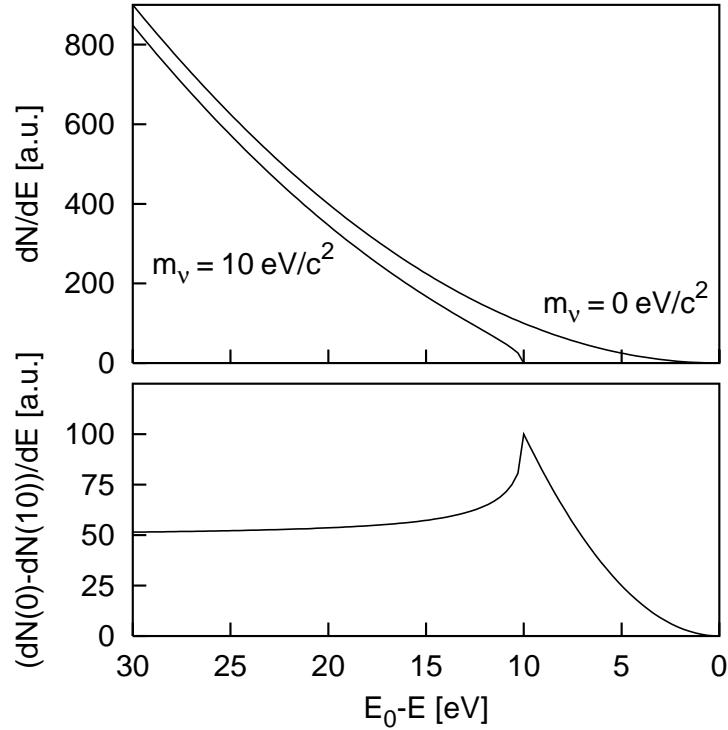


Abbildung 2.1: Signatur einer von Null verschiedenen Neutrinomasse. Oben dargestellt ist der Endpunktsbereich des erlaubten β -Spektrums für zwei angenommene Neutrinomassen von 0 und 10 eV. Im unteren Bild ist die Differenz der beiden Spektren, die Signatur einer endlichen ν -Ruhemasse aufgetragen. Sie ist in der Nähe des β -Endpunktes am stärksten, verschwindet jedoch nirgendwo ganz.

- sich die Endzustände des Tritiumzerfalls präzise berechnen lassen, was wichtig für die theoretische Beschreibung des Spektrums ist (siehe Gl. 2.4).

Rhenium hingegen, das von anderen Gruppen zur Bestimmung von m_ν genutzt wird, hat zwar mit 2.46 keV eine niedrigere Endpunktsenergie, jedoch ist die Halbwertszeit mit $4 \cdot 10^{10}$ Jahren beträchtlich größer, was dazu führt, daß nur geringe Zählraten erreicht werden.

An das zu verwendende Spektrometer treten weiterhin folgende Anforderungen auf:

- Akzeptierter Raumwinkel:
Auf Grund der niedrigen Zählrate im Endpunktsbereich des β -Spektrums

muß das Spektrometer einen möglichst großen akzeptierten Raumwinkel aufweisen.

- Energieauflösung:

Die Energieauflösung sollte im Bereich der statistischen Empfindlichkeitsgrenze für die Neutrinomasse liegen, auf die man sensitiv sein will. Dies entspricht bei einer Empfindlichkeit auf $m_\nu = 2 \text{ eV}/c^2$ einer relativen Auflösung $\frac{\Delta E}{E}$ von 10^{-4} .

- Untergrund:

Um eine genaue Untersuchung des Endpunktbereiches des Spektrums zu gewährleisten, ist es notwendig, daß das Spektrometer im Betrieb eine möglichst geringe Untergrundzählrate aufweist.

Das im Mainzer Neutrinomassenexperiment verwendete MAC-E-Filter, auf welches im nächsten Abschnitt detailliert eingegangen wird, entspricht diesen Anforderungen.

2.2 Das Mainzer Neutrinomassenexperiment

In diesem Abschnitt wird der experimentelle Aufbau der Mainzer Apparatur beschrieben, die im wesentlichen aus drei Komponenten besteht:

- der Tritiumquelle
- dem Spektrometer
- dem Detektor/DAQ-System.

Im folgenden wird zunächst die Funktionsweise des Spektrometers beschrieben, das auf der Basis der magnetischen adiabatischen Kollimation kombiniert mit einem elektrostatischen Filter (MAC-E-Filter) arbeitet und das Herzstück des Experiments darstellt. Anschließend wird die Transmissionsfunktion dieses Spektrometertyps erklärt, bevor eine kurze Beschreibung des Detektors und des Datenaufnahmesystems folgt. Da im Rahmen dieser Arbeit keine Daten aus Tritium-Messungen genommen wurden, wird die Tritiumquelle im Rahmen der Zusammenfassung der Tritiummessungen zwischen 1998 und 2001 im nächsten Abschnitt besprochen.

2.2.1 Prinzip des MAC-E-Filters

Die Grundlage des MAC-E-Filters bildet die Überlagerung magnetischer und elektrostatischer Felder. Das Prinzip kann anhand von Abb. 2.2 erklärt werden. Das zur Mittelebene des Spektrometers symmetrische Magnetfeld wird durch zwei supraleitende Magnete erzeugt, das radialsymmetrische elektrische Feld durch Zylinderelektroden, die den genutzten magnetischen Flusschlauch umfassen.

Die isotrop abstrahlende Elektronenquelle befindet sich im Magnetfeld B_s im linken Magneten. Elektronen, die in den vorderen Halbraum emittiert werden, werden so auf Zyklotronbahnen um die Magnetfeldlinien gezwungen. Aufgrund des abnehmenden Magnetfeldes wirkt eine Gradientenkraft \vec{F}_∇

$$\vec{F}_\nabla = \vec{\nabla} (\vec{\mu} \cdot \vec{B}), \quad (2.7)$$

durch die die Elektronen in die Spektrometermitte beschleunigt werden. Da in statischen Magnetfeldern die Energie erhalten ist, wird die Zunahme in der Longitudinalenergie (Energie in Flugrichtung) durch eine Abnahme der Transversalenergie (Energie in der Zyklotronbewegung) kompensiert. Dieser Prozeß resultiert in einem breiten, annähernd parallelen Elektronenstrahl in der Mitte des Spektrometers. Abb. 2.2 (b) illustriert den Vorgang anhand eines Impulsvektors. Die Energie in der Longitudinalbewegung kann nun mit Hilfe des

elektrostatischen Gegenfeldes analysiert werden, da es nur von Elektronen mit einer gewissen Mindestenergie in der Vorwärtsbewegung überwunden werden kann. Das elektrische Gegenfeld hat aber noch eine weitere Aufgabe, es sorgt dafür, daß die Elektronenbewegung adiabatisch bleibt.

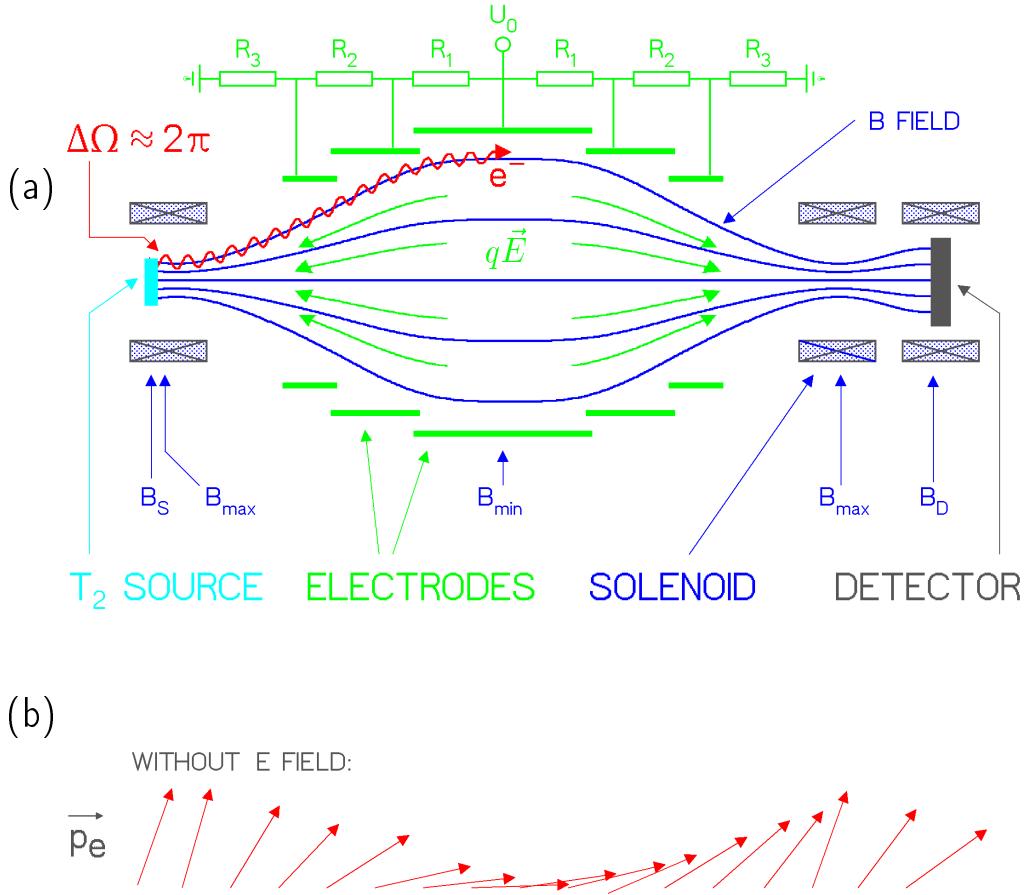


Abbildung 2.2: MAC-E-Filter In (a) ist der schematische Aufbau eines MAC-E-Filters dargestellt. Durch die Solenoiden wird der magnetische Flußschlauch erzeugt, durch den die Elektronen von der Quelle zum Detektor transportiert werden.

(b) zeigt die Transformation des Impulsvektors aufgrund der Invarianz des magnetischen Moments $\gamma\mu$ im inhomogenen statischen Magnetfeld.

Dies ist gewährleistet, wenn die Änderung des Magnetfeldes während einer Zyklotronschrittlänge $\Delta B/B$ hinreichend klein ist. Unter diesen Bedingungen ist das Produkt des relativistischen Faktors γ und des magnetischen Moments der Elektronen $\vec{\mu}$ erhalten:

$$\gamma \cdot \mu = \frac{p_\perp^2}{2m_e B} = \text{konst.} \quad (2.8)$$

Im nichtrelativistischen Fall ($\gamma \leq 1.04 \approx 1$ für Elektronen aus dem Tritium-Zerfall) gilt zwischen der Energie und der Magnetfeldstärke der Zusammenhang:

$$E_{\perp f} = E_{\perp i} \cdot \frac{B_f}{B_i} \quad (2.9)$$

mit $E_{\perp} = \frac{p_{\perp}^2}{2m_e}$.

In der Spektrometermitte, der sogenannten Analysierebene, die der Ebene des minimalen Magnetfeldes B_{\min} entspricht, liegt die Energie der Elektronen also fast ausschließlich als Parallelenergie vor, da das Verhältnis $\frac{B_{\min}}{B_{\max}} \approx \frac{1}{4000}$ ist. Daraus ergibt sich für die Energieauflösung des Spektrometers:

$$\Delta E = E_{\perp f, \max} = E_S \cdot \frac{B_{\min}}{B_{\max}} \approx 4.8 \text{ eV}, \quad (2.10)$$

wobei $E_S = 18.6 \text{ keV}$ die Startenergie und damit die maximale Energie in der Zyklotronbewegung ist.

Das elektrische Gegenpotential sorgt nun dafür, daß nur Elektronen, deren Parallelenergie größer als das elektrische Gegenpotential eU_0

$$E_{\parallel f} = E_S - E_{\perp f} > -e \cdot U_0 \quad (2.11)$$

ist, die Analysierebene passieren und zum Detektor im rechten Spektrometer-solenoiden gelangen können, wo sie nachgewiesen werden.

2.2.2 Die Transmissionsfunktion

Die Transmissionsfunktion T_H beschreibt das Verhältnis der von der Quelle mit einer gewissen Startenergie E_S in den vorderen Halbraum emittierten Elektronen, die das Analysierpotential überwinden, zu allen in den vorderen Halbraum emittierten Elektronen. Die Transmission wird, wie bereits beschrieben, durch das Gegenpotential sowie durch die Elektronenquelle beschränkt: Der Tritium-film befindet sich nicht direkt im Maximum des Magnetfeldes, sondern kurz davor im Feld B_S (s. Abb 2.2). Dadurch wird nicht mehr ein Raumwinkel von 90° akzeptiert, sondern es werden nur noch Elektronen bis zu einem Startwinkel Θ_{\max} , der durch das Magnetfeld B_S am Ort der Quelle und das maximale Magnetfeld B_{\max} bestimmt wird, transmittiert:

$$\vartheta_{\max} = \arcsin \left(\sqrt{\frac{B_S}{B_{\max}}} \right) \quad (2.12)$$

Elektronen, die mit einem Winkel größer als Θ_{\max} zur Flächennormalen der Quelle starten, werden also vor dem Spektrometereingang magnetisch reflektiert. Auf diese Weise lassen sich Elektronen, welche die Quelle unter hohen Winkeln und damit langen Wegen und großen Streuwahrscheinlichkeiten verlassen haben, ausfiltern und somit der mögliche Energieverlust der Elektronen in der Quelle niedrig halten.

Als weitere Transmissionsbedingung gilt, daß die Parallelenergie der Elektronen $E_{||}$ in jedem Punkt des Spektrometers positiv sein muß.

Die Transmissionsfunktion einer isotrop abstrahlenden Quelle ist somit eine Funktion der Startenergie der Elektronen E_S , des Startwinkels Θ_s und damit der Magnetfelder zwischen der Elektronenquelle und des Detektors und auch des Retardierungspotentials U_0 . Die Überschüßenergie eines Elektrons in der Analysierebene läßt sich als $\varepsilon = E - qU_0$ darstellen, womit gilt:

$$T_H^0(\varepsilon) = \begin{cases} 0 & \text{für } \varepsilon < 0 \\ 1 - \sqrt{1 - \frac{\varepsilon B_S}{E B_A}} & \text{für } 0 \leq \varepsilon \leq \Delta E \\ 1 - \sqrt{1 - \frac{\Delta E B_S}{E B_A}} & \text{für } \varepsilon > \Delta E \end{cases} \quad (2.13)$$

Bei einem MAC-E-Filter handelt es sich also um ein integrierendes Spektrometer, das wie ein Hochpaßfilter wirkt, d.h. alle Elektronen oberhalb einer Energieschwelle werden im Detektor nachgewiesen.

2.2.3 Das Spektrometer

Das Spektrometer wurde im Rahmen dieser Arbeit mehrmals umgebaut, um Testmessungen für die KATRIN-Spektrometer zu ermöglichen. Die verschiedenen Umbauten und Änderungen werden in den Kapiteln 5 und 7 ausführlich beschrieben. Hier folgt nun eine Beschreibung der Apparatur, mit der von 1997 bis 2001 die Tritium-Messungen in Mainz durchgeführt wurden.

Der Vakuumtank beherbergt das Elektrodensystem, das sich aus 27 Zylinder-elektroden zusammensetzt. Dabei liefern die zentralen Elektroden das Retardierungspotential, während die äußeren Elektroden für einen möglichst kleinen elektrischen Feldgradienten sorgen, so daß eine gleichmäßige Retardierung und somit die Erhaltung der Adiabasie gewährleistet wird.

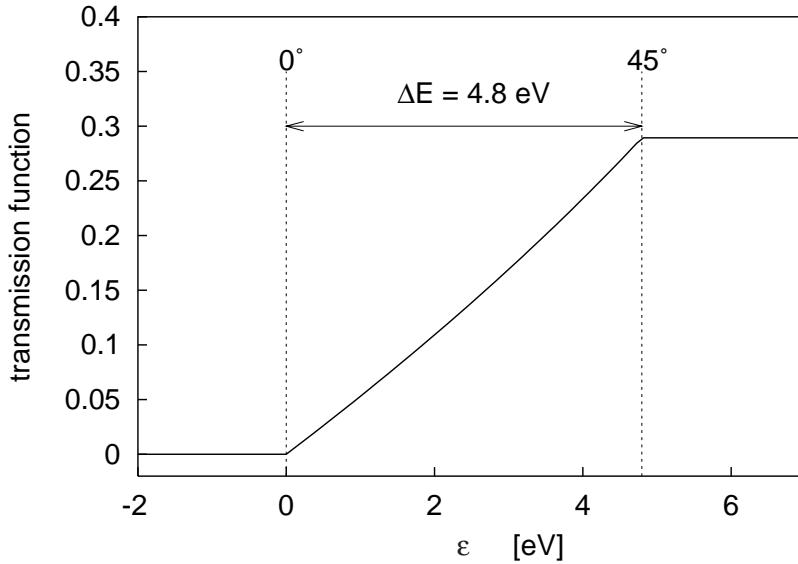


Abbildung 2.3: Die Transmissionsfunktion des MAC-E-Filters für eine isotrop abstrahlende Quelle [Bor00]. Dargestellt ist das Verhältnis der von der Quelle mit einer Energie $E_S = \epsilon + (-eU_0)$ emittierten Elektronen, die das Analysierpotential überwinden können, zu der Gesamtzahl der in den vorderen Halbraum gestarteten Elektronen. Die Breite des Anstiegs entspricht der Auflösung des Spektrometers. Die angegebenen Winkel entsprechen dem akzeptierten Startwinkeln der Elektronen, so werden alle Elektronen mit Startwinkeln zwischen 0° und 45° transmittiert.

Die Spannungsversorgung dieser Elektroden erfolgt über ein Hochspannungsnetzgerät der Firma Knürr-Heinzinger (Modell PNC5 30000-5 neg) und einen Spannungsteiler.

2.2.4 Der Detektor

Der Detektor, der zum Nachweis der Elektronen, die das Spektrometer passiert haben, eingesetzt wird, ist vom Typ IPSC25-11,2-500-N5 des Herstellers Eurisys Meßtechnik GmbH. Es handelt sich dabei um einen fünffach ringsegmentierten, ionenimplementierten Silizium-Halbleiterdetektor. Die Fläche des Detektors beträgt 1 cm^2 pro Segment, die effektive Dicke beträgt $500 \mu\text{m}$.

Der Detektor wird seit dem Umbau im Jahr 1997 benutzt, für weitere Referenzen sei daher auf [Bor00] verwiesen. Die Abbildungen 2.4 und 2.5 zeigen eine Skizze der Segmentierung der Diode bzw. den schematischen Einbau des

Detektors wie in [Bor00] beschrieben.

Zur Optimierung der Energieauflösung und zur Rauschunterdrückung wird der Detektor mittels eines Kupfer-Kühlfingers mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Auf diese Weise wird eine Energieauflösung von 1.4 keV (FWHM für 18.6 keV Elektronen) erreicht. Um Kondensation von Restgas auf dem Detektor und damit verbunden erhöhtes Rauschen des Detektors zu vermeiden, wird das Vakuum im Detektorbereich durch eine Kryopumpe und SAES-Getterstreifen erzeugt. Diese gewährleisten einen Druck von $\approx 10^{-8}$ mbar.

Um zu gewährleisten, daß die die Elektronen führenden Magnetfeldlinien senkrecht auf der Detektoroberfläche stehen, befindet sich der Detektor im Feldmaximum eines weiteren Solenoiden, der sich an den Spektrometersolenoiden auf der Detektorseite anschließt. So kann man das Magnetfeld am Ort des Detektors unabhängig von den Spektrometereinstellungen wählen. Dies ist von Interesse, da man so den Anteil der Elektronen, die vom Detektor zurückgestreut werden, reduzieren kann. Wählt man das Magnetfeld B_D am Ort des Detektors so, daß $B_D \approx 0.31 \cdot B_{\max}$, so reduziert sich der akzeptierte Anstellwinkel von 90° im Zentrum des zweiten Spektrometermagneten nach Gleichung 2.12 zu

$$\delta_{D,\max} = \arcsin \left(\sqrt{\frac{B_S}{B_{\max}}} \right) \approx 34^\circ \quad (2.14)$$

im Zentrum des Detektorsolenoiden.

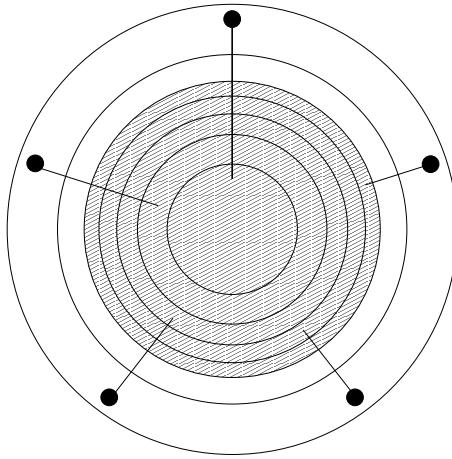


Abbildung 2.4: Segmentierung des Detektors. Schematische Darstellung der Segmente des Detektors. Jedes Segment hat eine Fläche von 1 cm^2 und eine effektive Dicke von $500 \mu\text{m}$.

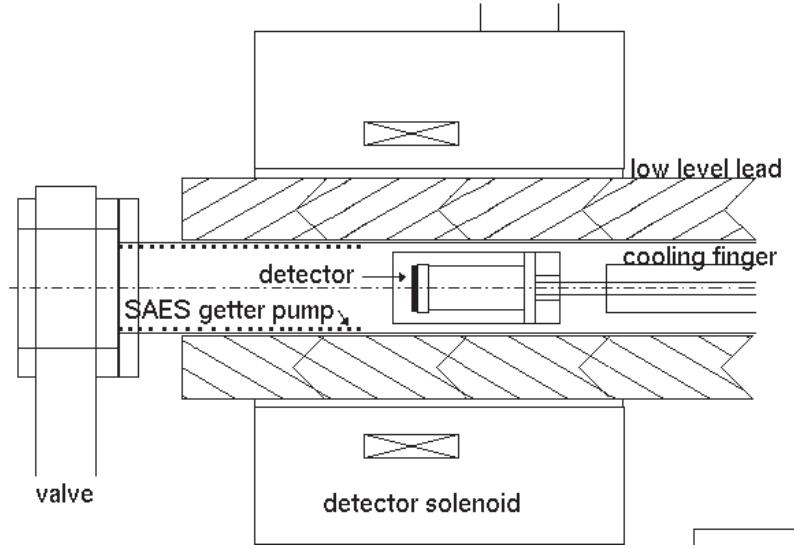


Abbildung 2.5: Skizze des Detektoraufbaus. Dargestellt ist die Lage des Detektors im Detektorsolenoiden.

2.2.5 Das Datenaufnahmesystem

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Untergrunddaten mit Hilfe des Programms BAC, das von H. Barth während seiner Diplomarbeit entwickelt wurde [Bar91], aufgenommen.

Das Datenaufnahmesystem wurde seit dem Umbau des Experiments 1997 nicht mehr verändert, weshalb hier nur das Prinzip des Systems erläutert wird. Details zur verwendeten Elektronik finden sich in [Kub92] und [Bar97].

Die im Detektor erzeugten Signale werden durch einen ladungsempfindlichen Vorverstärker verstärkt, anschließend in einem Hauptverstärker umgeformt und weiter verstärkt und schließlich an einen ADC (Analog-Digital-Wandler) weitergeleitet. Hier erfolgt die Umwandlung, insofern nicht ein PUR-Signal ('pile-up-reject') des Hauptverstärkers vorliegt. Ein solches System gibt es für jedes auszulesende Segment des Detektors (S1-S4). Der Meßrechner speichert die ankommenden Daten nun im sog. '*event-by-event*' Modus, d.h., die im Detektor nachgewiesenen Elektronen werden einzeln in der Reihenfolge ihres Auftritts sowie ihre Differenzzeit zum vorhergehenden Ereignis abgespeichert. Die Differenzzeitinformation erhält man mit Hilfe eines CAMAC-Zählers, an dessen Eingang ein periodisches Signal mit 10 kHz anliegt und der nach jedem Ereignis ausgelesen und wieder auf Null zurückgesetzt wird.

2.2.6 Die Tritiumquelle

Als Elektronenquelle diente ein abschreckend kondensierter Film molekularen Tritiums. Der Vorteil dieser Festkörperquelle ist, daß auch mit einer relativ geringen Menge Tritium eine ausreichende Quellstärke erreicht werden kann. Andererseits ist diese Art der Quelle mit einigen systematischen Unsicherheiten behaftet, die in [Kra03] ausführlich behandelt werden.

Der technische Aufbau der Quelle und des Gaseinlaßsystems ist in [Bor00] dargestellt. Eine detaillierte Beschreibung des LHe-Durchflußkryostaten findet sich in [Fle98]. Die Darstellung an dieser Stelle beschränkt sich auf den prinzipiellen Aufbau der Quelle und die Beschreibung ihrer wichtigsten Eigenschaften. Abbildung 2.6 zeigt die wichtigsten Komponenten des Quellsystems. Der Tritiumfilm wird im sogenannten Kreuzstück auf ein HOPG-Substrat¹ aufgefroren. Die Schichtdicke d des Films wird in dieser Position durch Laserellipsometrie bestimmt, sie liegt typischerweise in der Größenordnung von 140 Monolagen (440 Å). Während der Meßphasen beträgt die Temperatur des Quellkryostaten 1.86 K, was ein Entnetzen des Tritiumfilms für die Zeitdauer der Messung verhindert [Fle98], [Fle00a], [Fle00b].

2.2.7 Resultate der Tritium-Messungen von 1998 bis 2001

Das β -Spektrum wird durch die Veränderung der Potentialdifferenz zwischen Quelle und Analysierebene des Spektrometers aufgenommen. Da es bedeutend einfacher ist, Spannungen zwischen -20 und -320 V zu schalten, als Spannungen in der Größenordnung der Retardierungsspannung von -18690 V, wird im Mainzer Experiment das Quellpotential U_s variiert. Bei welchen Spannungswerten Daten aufgenommen werden, bestimmt die Meßpunktverteilung, die vor der jeweiligen Messung festgelegt wird. Im allgemeinen reicht sie bis zu 200 eV vom Endpunkt ins Spektrum hinein, um dessen Form zu bestimmen, und 100 eV über den Endpunkt hinaus, wodurch der Untergrundbeitrag gemessen wird.

Im Zeitraum von 1998 bis 2001 wurden in Mainz mehrere Langzeitmessungen des Tritium- β -Spektrums durchgeführt [Bor00][Bor02] [Kra03], die es erlaubten, eine hohe Statistik zu erzielen, da es gleichzeitig gelang, den Untergrund durch Einstrahlung hochfrequenter Pulse in den Meßpausen, die die Speicherbedingungen für geladene Teilchen stören, zu stabilisieren. Des weiteren wurden in diesem Zeitraum viele systematische Untersuchungen zu den Eigenschaften der kondensierten Elektronenquelle durchgeführt [Fle98], [Fle00a],

¹Highly Orientated Pyrolytic Graphite

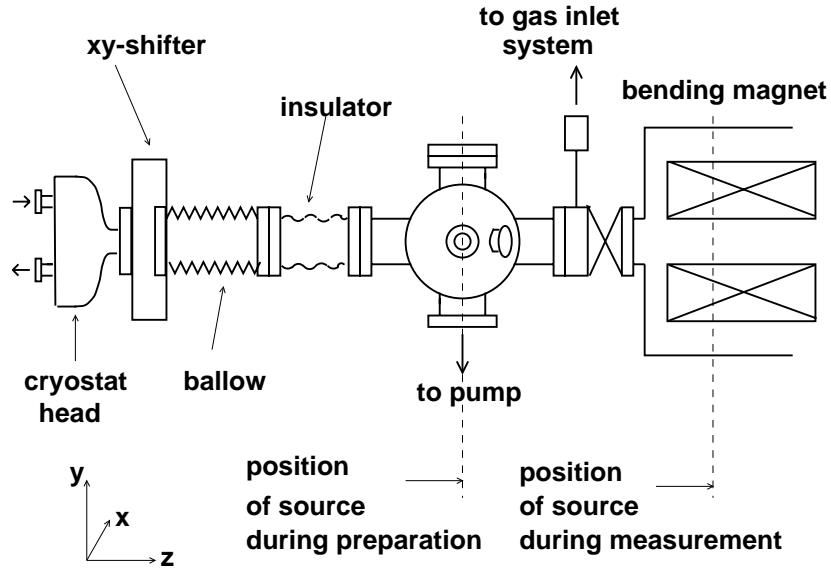


Abbildung 2.6: Aufbau der Quellapparatur. Das Bild zeigt den schematischen Aufbau der Quelle in der Seitenansicht. Das Substrat, auf welches das Tritium aufgefroren wird, kann von der Vorbereitungsposition ca. 60 cm nach vorne in die Meßposition verfahren werden. Der Isolator zwischen dem Balg und dem Kreuzstück erlaubt es das Potential der Quelle gegenüber dem Spektrometer zu verändern.

[Fle00b], [Bor03].

Die in dieser Zeit gewonnenen Daten wurden in [Kra03] einer gemeinsamen Analyse unterzogen. Betrachtet man den auf die Neutrinomasse sensitivsten Bereich der Spektren, der bis 70 eV unterhalb des Endpunktes des Spektrums reicht, erhält man

$$m^2(\nu_e) = -0.6 \pm 2.2 \pm 2.1 \text{ eV}^2, \quad (2.15)$$

was einer Obergrenze auf $m(\nu_e)$ von

$$m(\nu_e) < 2.3 \text{ eV} \text{ (95 \% C.L.)} \quad (2.16)$$

entspricht. Dabei gelang es aufgrund der hohen Statistik der Anteil der Nachbarschaftsanregung, der bislang immer als systematische Korrektur behandelt werden mußte, experimentell zu bestimmen².

²Bei der Nachbarschaftsanregung handelt es sich um einen Energieverlust auf Grund der Anregung der im Tritiumfilm benachbarten Moleküle durch die schnelle Änderung der Kernladung beim β -Zerfall.

2.3 Das KATRIN-Experiment

Da weder mit dem Mainzer Experiment noch mit dem ähnlichen Aufbau in Troitsk eine signifikante Verbesserung der Sensitivität auf die Neutrinomasse zu erreichen ist, besteht die Notwendigkeit, ein Tritium- β -Zerfallsexperiment der nächsten Generation aufzubauen, bei dem eine Sensitivität auf $m(\nu_e)$ im sub-eV-Bereich erzielt werden kann. Dieses Ziel wird von dem Karlsruher TRIumf Neutrinoexperiment, kurz KATRIN, angestrebt. In diesem Abschnitt folgt eine Motivation des neuen Experiments aus kosmologischer und teilchenphysikalischer Sicht sowie ein Überblick über die Komponenten des Aufbaus, gefolgt von einer Betrachtung zur erreichbaren Sensitivität auf die Neutrinomasse.

2.3.1 Notwendigkeit von KATRIN

Nach der Evidenz für massive Neutrinos durch die Entdeckung von Neutrinooszillationen bleiben viele Fragen in der Neutrinophysik offen. Dabei steht die Frage nach der absoluten Neutrinomassenskala im Mittelpunkt des Interesses. Oszillationsexperimente sind nur auf die Differenz der Massenquadrate der einzelnen Masseneigenzustände Δm_{ij}^2 sensitiv und können daher nicht zur Lösung dieser Frage beitragen. Da das Standardmodell der Teilchenphysik keine Aussage über die Anordnung der Fermionenmassen macht, kann die absolute Neutrinomassenskala wichtige Hinweise zur Erklärung liefern. Da die Entdeckung der Neutrinomasse ein erster Hinweis auf Physik jenseits des Standardmodells ist, beschäftigen sich viele Theorien, die über das Standardmodell hinausgehen, mit der Erzeugung von Neutrinomassen. Eine Möglichkeit kleine Neutrinomassen zu erzeugen ist der sogenannte see-saw-Mechanismus. Nach diesen Theorien würde eine Bestimmung der absoluten Massenskala direkte Hinweise auf die Skala neuer Physik geben. Von den über das Standardmodell hinausgehenden Theorien werden zwei mögliche Massenanordnungen vorhergesagt: zum einen die "degenerierte Massenanordnung", bei der die einzelnen Massen etwa gleich groß sind (see-saw type II):

$$m_1 \approx m_2 \approx m_3 \tag{2.17}$$

zum anderen die "hierarchische Massenanordnung", bei denen die Unterschiede der Massen in der Größenordnung der Massen selbst liegt (see-saw type I):

$$m_1 \ll m_2 \ll m_3 \tag{2.18}$$

Dabei unterscheidet man zwischen einer normalen Hierarchie und invertierter Hierarchie. Diese verschiedenen Anordnungsmöglichkeiten der Masseneigenzustände ergibt sich aus der Unkenntnis des Vorzeichens von Δm_{23} , dessen Wert

aus den atmosphärischen Oszillationsexperimenten bekannt ist. Für ein positives Vorzeichen von Δm_{23} ergibt sich die normale Hierarchie, für ein negatives die invertierte Hierarchie. Um die verschiedenen see-saw-Modelle unterscheiden zu können, muß ein Experiment eine Sensitivität auf die Neutrinomasse im sub-eV-Bereich erreichen. Damit wäre ein großer Fortschritt in der Teilchenphysik verbunden. Insbesondere da der see-saw-Mechanismus die Physik mit Energien der elektro-schwachen Skala mit den Energien der Skala von etwa 10^{15} GeV, der GUT-Skala, der Skala der Great Unified Theories, vereint.

Von kosmologischem Interesse sind Neutrinos aufgrund ihrer hohen Anzahl. Nach der Urknalltheorie gibt es ähnlich den Photonen der kosmischen Mikrowellenhintergrundstrahlung Hintergrundneutrinos, die sog. Relic Neutrinos, die im Verhältnis $10^9:1$ zu den Baryonen auftreten. Diese Häufigkeit begründet das Interesse: Selbst eine kleine Neutrinomasse könnte einen signifikanten Anteil zur Dunklen Materie beitragen. Neutrinos sind zur Zeit die einzigen Kandidaten für die Heiße Dunkle Materie (Hot Dark Matter, HDM), die sich von der Kalten Dunklen Materie (Cold Dark Matter, CDM), deren Beitrag von WIMPS geleistet wird, insofern unterscheidet, daß die Teilchen zum Zeitpunkt ihrer Abkopplung noch relativistisch waren. Daher hängen kosmologische Modelle zur Strukturbildung im Universum stark vom Verhältnis von Heißer zu Kalter Dunkler Materie ab, eine genaue Bestimmung des HDM-Anteils der Dunklen Materie würde also tiefere Einblicke in die Strukturbildung des Universums geben. Da verschiedene kosmologische Experimente wie WMAP, SDSS und 2dFDF aus ihren Beobachtungen bereits Limits auf die Neutrinomasse gegeben haben, ist es auch zur Klärung dieser Frage notwendig, eine Sensitivität auf die Elektronneutrinomasse im sub-eV-Bereich zu erlangen. Somit ist auch da die Kenntnis der Neutrinomasse notwendig, um verschiedene kosmologische Modelle zu unterscheiden.

2.3.2 Die Komponenten von KATRIN

Die angestrebte Sensitivität im sub-eV-Bereich ist eine Verbesserung der bisherigen Laborgrenzen auf $m(\nu_e)$ um eine Größenordnung. Da jedoch $m^2(\nu_e)$ die Observable dieser Art von Experiment ist, handelt es sich tatsächlich um eine Verbesserung um zwei Größenordnungen. Um dieses Ziel zu erreichen, muß sowohl die Quellstärke der Tritiumquelle erhöht, als auch die Energieauflösung des Spektrometers verbessert werden. Daneben muß die Systematik des Experiments gegenüber den bestehenden Experimenten verbessert werden, was aber wie weiter unten diskutiert wird, durchaus zu erreichen ist. So trägt alleine die Tatsache, daß man näher am Endpunkt messen kann zu einer Reduktion der systematischen Unsicherheiten bei.

In Abb. 2.7 ist ein Überblick über den KATRIN-Aufbau gegeben. Das Experiment kann grob in vier Abschnitte unterteilt werden:

- die Tritiumquellen: Im Gegensatz zu dem bestehenden Experiment in Mainz, das über eine schockkondensierte Tritiumquelle verfügt, wird bei KATRIN eine gasförmige Quelle zum Einsatz kommen, wie sie in Troitsk betrieben wird. Es besteht aber weiterhin die Option für eine Festkörperquelle. Dadurch wird eine genauere Bestimmung der systematischen Unsicherheiten möglich, da diese für beide Quellarten verschieden sind.
- das Transportsystem: Es dient als differentielle Pumpstrecke und gewährleistet den adiabatischen Transport der Elektronen von der Quelle zu den Spektrometern, verhindert aber gleichzeitig, daß Tritium in den Bereich der Spektrometer vordringen kann.
- die Spektrometer: Das Experiment wird zwei Spektrometer benutzen, die nacheinander geschaltet sein werden. Das erste, das sogenannte Vorspektrometer, hat nur eine beschränkte Auflösung von $\Delta E = 85$ eV und dient dazu, den Hauptteil des Spektrums, der keine Information über die Neutrinomasse birgt, zurückzuweisen. Eine ausführliche Beschreibung des Designs des Vorspektrometers ist in Kapitel 6 zu finden. Im Hauptspektrometer werden die Elektronen, die das Vorspektrometer passieren konnten, energetisch mit einer sehr hohen Auflösung von $\Delta E = 0.93$ eV analysiert.
- der Detektor: Dieser dient zum Nachweis der Elektronen, die in der Lage waren, die Analysierebene des Hauptspektrometers zu überwinden.

Die Tritiumquellen

Eine erhöhte Sensitivität auf die Neutrinomasse kann sich nur mit Hilfe einer im Vergleich zu den bestehenden Experimenten stärkeren Tritiumquelle erreichen lassen. Daher wird bei KATRIN eine fensterlose gasförmige Tritiumquelle (WGTS) eingesetzt, die auf der im Troitsker Experiment eingesetzten Technik beruht. Dieser Quelltyp erlaubt größere Quellstärken als die schockkondensierte Quelle, da sich der Tritiumfilm mit der Zeit elektrisch auflädt, was zu einer Verschiebung des Endpunktes führt [Bor00]. Außerdem hat die WGTS geringere systematische Unsicherheiten, so fallen z.B. Festkörpereffekte wie die Nachbarschaftsanregung weg. Die Quelle besteht aus einem 10 m langen, auf 27 K gekühlten Rohr mit 90 mm Durchmesser, das sich in einem Magnetfeld von 3.6 T befindet. Im Zentrum des Rohres wird gasförmiges Tritium mit einem Druck von $3 \cdot 10^{-3}$ mbar eingelassen, das von beiden Seiten differentiell gepumpt wird, so daß ein Druckprofil wie in Abb. 2.8 entsteht. Während das Gas rezirkuliert wird, werden die Zerfallselektronen magnetisch aus der Quelle

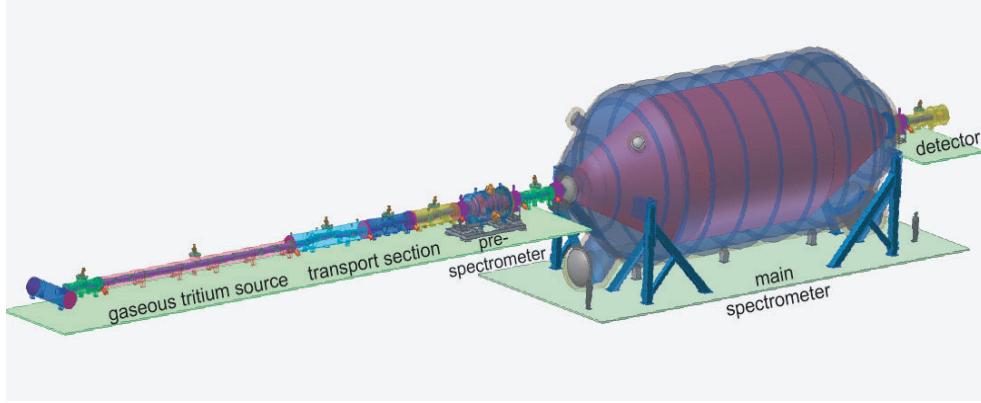


Abbildung 2.7: Überblick über den KATRIN-Aufbau. Das Bild zeigt eine schematische Darstellung des Gesamtaufbaus des KATRIN-Experiments. Es fallen besonders das Hauptspektrometer mit seinen 10 m Durchmesser und die 10 m lange gasförmige Tritiumquelle ins Auge. Die Gesamtlänge des Systems beträgt 70 m. Die einzelnen Komponenten sind im Text beschrieben.

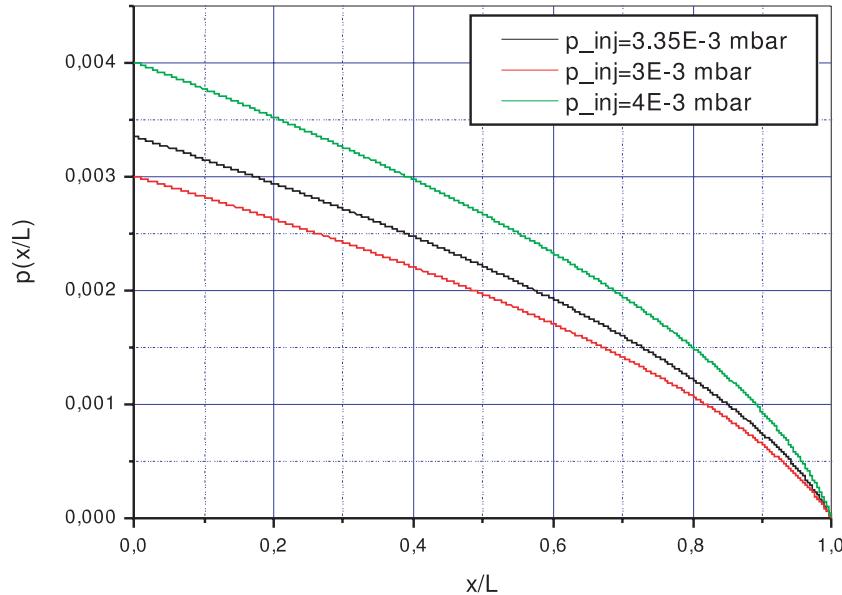


Abbildung 2.8: Druckprofil der WGTS. Der Plot zeigt die Dichteverteilung des Tritiumgases in der WGTS vom Zentrum zu einem der Enden. Die verschiedenen Kurven entsprechen verschiedenen Einlaßdrücken.

geführt. Die Quelle soll bei einer Säulendichte von $\varrho d = 5 \cdot 10^{17} / \text{cm}^2$ betrieben werden, was zu einem Tritiumfluß von 40 g Tritium pro Tag (4.7 Ci/s) führt.

Das Transportsystem

Da in den Spektrometern ein Druck von $p < 10^{-11}$ mbar herrschen soll, ist es nicht möglich, daß das Vorspektrometer direkt auf die WGTS folgt. Insbeson-

dere wird verlangt, daß der Tritiumpartialdruck im Hauptspektrometer geringer als 10^{-20} mbar ist. Diese beiden Komponenten werden durch das Transportsystem verbunden, das aus einer Folge von gekippten Solenoiden besteht, die als differentielle Pumpstrecke dienen [Fla01]. In den Transportolenoiden herrscht ein Magnetfeld von 5.6 T, in den Pumpports zwischen den einzelnen Magneten ein minimales Feld von 0.4 T.

Die Spektrometer

Auch wenn das KATRIN-Experiment auf dem Prinzip der MAC-E-Filter beruht, das in vorangehenden Experimenten erfolgreich entwickelt und angewendet wurde, werden die hier verwendeten Spektrometer einige fundamentalen Änderungen aufweisen. Zum einen werden zwei Spektrometer in Folge benutzt, von denen das erste, das sogenannte Vorspektrometer, die Aufgabe hat, die Mehrzahl der Zerfallselektronen zurückzuweisen und nur die Elektronen im Endpunktsbereich des β -Spektrums durchzulassen. Dies wird zu einer niedrigeren Untergrundzählrate beitragen. Eine ausführliche Beschreibung des Vorspektrometers folgt in Kapitel 6.

Das Hauptspektrometer dient der Energieanalyse der β -Elektronen aus dem Endpunktsbereich. Es wird eine Auflösung von besser als 1 eV haben. Da die Auflösung eines MAC-E-Filters durch das Verhältnis von minimalem zu maximalem Magnetfeld gegeben ist, muß das Hauptspektrometer - wegen der Erhaltung des magnetischen Flusses - also im Durchmesser sehr viel größer sein als die Spektrometer der bestehenden Experimente. Es wird einen Durchmesser von 10 m bei einer Länge von 24 m haben. Zum anderen wird, um in diesem Volumen ein Vakuum von $< 10^{-11}$ mbar zu erreichen, auf ein Elektrodensystem, wie es in Mainz und Troitsk zum Einsatz kommt, verzichtet. Statt dessen wird die Retardierungsspannung direkt an den Vakuumtank angelegt. Da dennoch eine Formung des elektrischen Feldes notwendig ist, wird ein Elektrodensystem aus Drähten aufgebaut. Während diese Technik im Vorspektrometer zur Formung des elektrischen Feldes genutzt wird, dient sie im Hauptspektrometer zur Untergrundunterdrückung, da Elektronen von der Oberfläche der Tankhülle durch diese Drahtelektrode daran gehindert werden können, ins sensitive Volumen des Spektrometers einzudringen (s. Kapitel 4).

Der Detektor

Es ist zur Zeit geplant, einen segmentierten Siliziumdetektor einzusetzen. Für die ersten Messungen am Vorspektrometer wurde dazu ein 8×8 -Array aus PIN-Dioden entwickelt. Diese Technik soll dann später auch als Grundlage für den Detektor des Gesamtsystems dienen. Dabei würde jedoch ein größeres Array zum Einsatz kommen. Die Ortsauflösung, die durch die Segmentierung erreicht wird, soll es ermöglichen, Verbreiterungen des Signals aufgrund räumlicher Inhomogenitäten der Transmissionsfunktion zu kompensieren. Ursachen dieser Inhomogenitäten liegen z.B. im elektrischen Potentialdurchgriff des Spektrometers oder im radialen Abfall des Magnetfeldes in der Analysierebene.

2.3.3 Sensitivität auf die Neutrinomasse

Wie in Gl. 2.13 gezeigt, bestimmen die Verhältnisse von Magnetfeldern in verschiedenen Teilen des Aufbaus die Parameter des Experiments. Die erreichbare Sensitivität hängt generell sowohl von der erreichbaren Statistik als auch von den systematischen Unsicherheiten eines Experiments ab. Der dominante Anteil dieser Unsicherheiten stammt bei KATRIN von inelastischer Streuung der Zerfallselektronen in der Quelle. Da jedoch die Schwelle dieses Prozesses bei 12 eV liegt, sind die letzten 12 eV unterhalb des Endpunktes frei von Ereignissen, die inelastische Streuungen vollzogen haben. Das gilt auch für das gemessene Spektrum, da die Transmissionsfunktion keine Ausläufer zu niedrigen Energien zeigt (s. Abb. 2.3). Ein weiterer wichtiger Einfluß sind Korrekturen der Transmissionsfunktion: Eine Gauß'sche Verbreiterung unbekannter Ursache des Spektrums σ_G führt zu einer Verschiebung des gemessenen Wertes von m_ν^2 von

$$\Delta m_\nu^2 = -2 \cdot \sigma_G^2 \quad (2.19)$$

Bekannte Ursachen für eine solche Verbreiterung, wie z.B. die Dopplerverbreiterung, Synchrotronabstrahlung etc., können in der Bestimmung der Antwortfunktion des Spektrometers berücksichtigt werden und spielen daher keine bedeutende Rolle.

Zieht man also die inelastische Streuung als wesentliche systematische Unsicherheit in Betracht, so läßt sich die Signalrate in der Nähe des Endpunktes mit der zusätzlichen Kenntnis der Energieauflösung $\Delta E/E$, der Säulendichte ϱd , des Querschnitts der Quelle A_S und des maximal akzeptierten Startwinkels bestimmen. Weiterhin hat die Untergrundzählrate einen Einfluß auf die Neutrinomasse, ebenso wie das Energieintervall unterhalb des Endpunktes, das zur Messung und Auswertung genutzt wird. Für die in Abb. 2.9 gezeigten Simulationen wurden folgende Parameter gewählt:

- Energieauflösung: $\Delta E/E = 0.93$ eV
- Startwinkel: $\theta_S = 51^\circ$
- Säulendichte: $\varrho d = 5 \cdot 10^{17} / \text{cm}^2$
- Quellfläche: $A_S = 63.6 \text{ cm}^2$

Mit diesen Parametern tragen die systematischen Unsicherheiten etwa genauso stark bei wie die statistischen Unsicherheit. Die Simulationen führen zu einer Sensitivität des KATRIN-Experiments auf die Obergrenze für die Elektronen-neutrinomasse von $m_{\nu_e} \leq 0.2$ eV bei 90% C.L., falls kein Signal für eine endliche Neutrinomasse gefunden wird. Das Entdeckungspotential des KATRIN-Experiments für eine endliche Masse des Elektroneneutrinos liegt bei $m_{\nu_e} = 0.35$

eV bei einem Vertrauensbereich von 5σ und bei $m_{\nu_e} = 0.3$ eV bei einem Vertrauensbereich von 3σ .

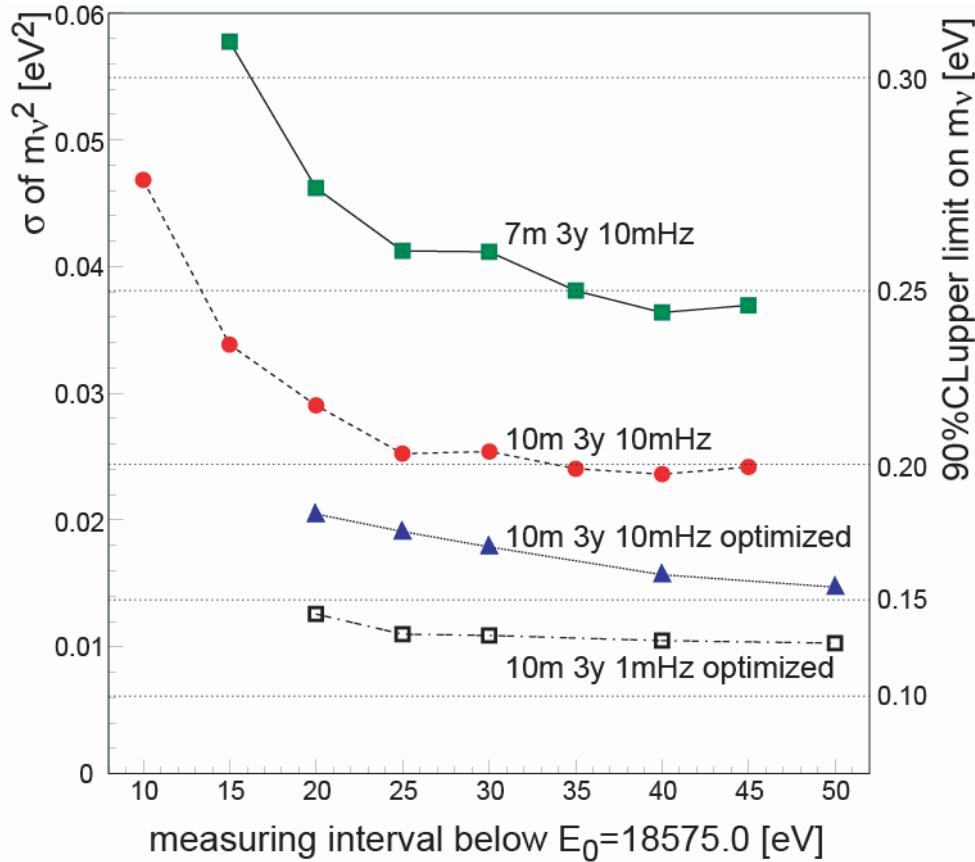


Abbildung 2.9: Sensitivität des KATRIN Experiments. Es ist die zu erwartende statistische Unsicherheit gegen die untere Grenze des Fitintervalls aufgetragen. Die unterschiedlichen Kurven sind für verschiedene Spektrometerdurchmesser, Meßpunktverteilungen und Untergrundzählraten berechnet. Bei allen Simulationen wurde von einer reinen Meßzeit von 3 Jahren ausgegangen. KATRIN wird einen Spektrometerdurchmesser von 10 m haben und geht von einer Untergrundrate von 10 mHz aus. Vielleicht wird eine weitere Absenkung auf 1 mHz möglich sein.

Kapitel 3

Untergrund in MAC-E-Filtern

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Spektrometer des Mainzer Neutrinoszenexperiments mehrfach umgebaut, um den Einfluß des Elektrodensystems auf die Untergrundzählrate zu bestimmen. Dieses Kapitel erläutert zunächst die Mechanismen, die zur Untergrundzählrate beitragen können, bevor die Änderungen des Elektrodensystems beschrieben werden. Daneben werden die verschiedenen Messungen, die mit den unterschiedlichen Aufbauten gemacht wurden, vorgestellt.

3.1 Einfluß des Untergrundes auf die Neutronmasse

Bei der Untersuchung des Tritium- β -Spektrums zur Bestimmung der Neutronmasse handelt es sich um ein Zählratenexperiment, bei dem die Form des Energiespektrums der Zerfallselektronen in einem kleinen Bereich unterhalb des Endpunktes E_0 des Zerfalls präzise vermessen wird. Da dieser Bereich auch den Einfluß systematischer Unsicherheiten bestimmt, sollte er möglichst klein gewählt werden, um den systematischen Fehler zu reduzieren. Gleichzeitig nimmt allerdings der statistische Fehler zu, da die Signalrate mit kleinerem Meßintervall abnimmt. So liegen z.B. für ein Intervall von $[E_0 - 10\text{eV}, E_0]$ nur $2 \cdot 10^{-10}$ aller Zerfälle in diesem Intervall. Alleine daraus läßt sich die Notwendigkeit einer möglichst geringen Untergrundzählrate ableiten. Betrachtet man jedoch zusätzlich den Einfluß des Untergrunds auf den systematischen Fehler, wird diese Notwendigkeit noch deutlicher: Die Zählrate in einem unendlich scharfen ($\Delta E=0$) MAC-E-Filter, die durch die Integration oberhalb einer bestimmten Energie qU erreicht wird, ist für $m_\nu = 0$ eV:

$$N_S(E) = r(E_0 - qU)^3 t, \quad (3.1)$$

wobei r ein Koeffizient ist, der durch das Tritium- β -Spektrum und die Quellstärke und -akzeptanz bestimmt wird. Eine konstante Untergrundrate b trägt während der Zeit t

$$N_B = b \cdot t \quad (3.2)$$

Ereignisse bei. Aus einem Datenpunkt, der bei einer beliebigen Energie unterhalb des Endpunktes gemessen wird, unter der Annahme der Kenntnis aller Parameter wie Signalstärke und Endpunkt E_0 , lässt sich aus diesen beiden Zahlen das Neutrinomassenquadrat mit der statistischen Unsicherheit von

$$\delta m_\nu^2 c^4 = \frac{2}{3} (E_0 - qU)^2 \frac{\sqrt{N_S + N_B}}{N_S} \quad (3.3)$$

bestimmen [Ott01]. Dieser Verlauf zeigt ein Minimum bei

$$N_S(qU) = 2N_B \quad (3.4)$$

An diesem optimalen Meßpunkt kann die statistische Unsicherheit $\delta m_\nu^2 c^4$ nun als Funktion der Parameter Zählrate r und Untergrundrate b angegeben werden:

$$\delta m_{\nu, \min}^2 c^4 = \left(\frac{16}{27} \right)^{\frac{1}{6}} r^{-\frac{2}{3}} b^{\frac{1}{6}} t^{-\frac{1}{2}} \quad (3.5)$$

Es ist zu sehen, daß die statistische Unsicherheit mit der Untergrundrate b langsamer steigt als sie mit r , der Zählrate, fällt. Trotzdem ist anzustreben, die Untergrundrate möglichst gering zu halten, um den optimalen Meßpunkt (Gl. 3.4) möglichst nahe am Endpunkt zu haben.

3.2 Untergrund in MAC-E-Filtern und mögliche Unterdrückung

In diesem Abschnitt soll zunächst gezeigt werden, wie Untergrund in MAC-E-Filtern entstehen kann und zeigt mögliche Methoden der Untergrundunterdrückung auf.

3.2.1 Untergrund aus der Detektorumgebung

Diese Untergrundkomponente stammt aus radioaktiven Zerfällen in der direkten Umgebung des Detektors bzw. wird durch kosmische Strahlung induziert. Durch sorgfältige Materialwahl und passive Abschirmung lässt sich diese

Komponente deutlich reduzieren. Im Mainzer Aufbau trägt sie, in einem $3\text{ cm}^2 \times 500\mu\text{m}$ großen Detektor, mit etwa 1 mHz bei¹.

3.2.2 Untergrund aus dem Spektrometervolumen

Ein Vorteil des MAC-E-Filters ist der große akzeptierte Raumwinkel bei gleichzeitig hoher Energieauflösung. Dies birgt jedoch auch einen Nachteil, wenn man bedenkt, daß Elektronen, die im Spektrometervolumen entstehen, durch das magnetische Führungsfeld zum Detektor transportiert werden. Entstehen diese Elektronen nun auch noch im Spektrometervolumen mit einer sehr niedrigen Startenergie, werden sie mit der Energie entsprechend dem Potential ihres Entstehungsorts beschleunigt, sind also auf dem Detektor energetisch nicht von Signalelektronen zu unterscheiden. Wie können nun Elektronen im Spektrometervolumen entstehen? Der naheliegendste Prozeß ist der Zerfall von Tritium, das von der Quelle ins Spektrometer gelangen konnte. Weiterhin ist es möglich, daß niederenergetische Elektronen durch Restgasionisation entstehen. Hierfür kommen besonders gespeicherte Teilchen (Elektronen und Ionen) in Frage, da der Wirkungsquerschnitt für die Wasserstoffionisation (s. Abb. 3.1) für ein einfach durchlaufendes Elektron zu gering ist. Im folgenden wird im Zusammenhang von gespeicherten Teilchen im Mainzer Spektrometer immer von Elektronen die Rede sein, da Ionen in der Mainzer Apparatur aufgrund ihres großen Zyklotronradius nicht gespeichert werden können, sondern im Verlauf einer Zyklotronumdrehung auf die Elektroden treffen. Elektronenfallen wurden in den Arbeiten [Thu01] und [Mue02] ausführlich besprochen. Im MAC-E-Filter können Elektronen entlang der Symmetriearchse entweder durch das elektrische Retardierungspotential oder durch den magnetischen Flaschenefekt reflektiert werden. In beiden Fällen führt der radiale Einschluß durch das Magnetfeld zu einer stabilen Speicherung. In [Thu01] wurden drei unterschiedliche Speicherarten identifiziert:

- Magnetische Speicherung

Die Elektronen werden jeweils vom hohen Magnetfeld der Spektrometersolenoiden reflektiert, zwischen denen sie oszillieren. Ein auf diese Art gespeichertes Elektron hält sich also im ganzen Spektrometervolumen links und rechts der Analyserebene auf.

- Kombinierte elektrisch-magnetische Speicherung

In diesem Fall ist der Aufenthalt des Elektrons auf eine Seite der Analyserebene beschränkt, da seine Energie nicht ausreicht, um die elektri-

¹Die im Folgenden angegebenen Zählraten beziehen sich auf das Auswertefenster von 15-21 keV und die inneren drei Detektorsegmente (s. Abschnitt "Detektor" in Kap. 2).

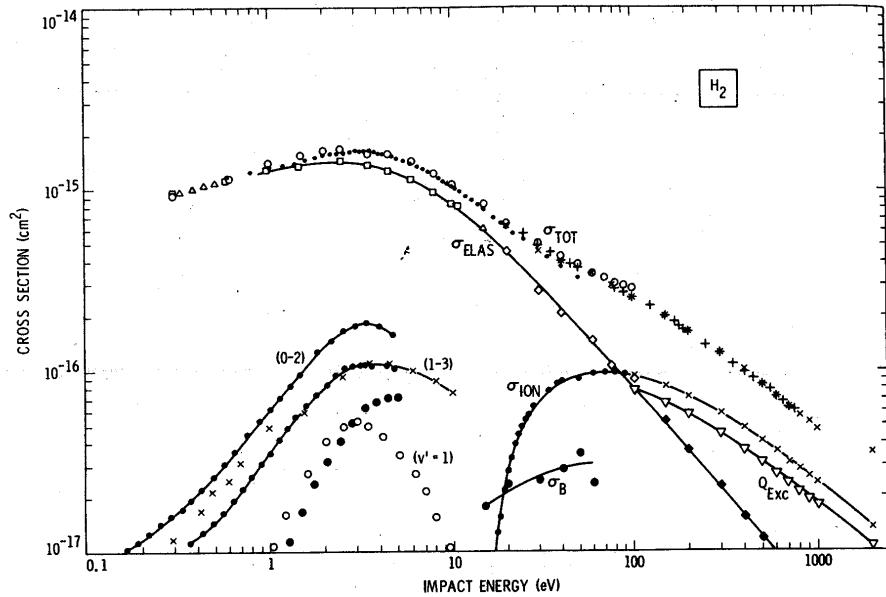


Abbildung 3.1: Wirkungsquerschnitte verschiedener Elektronstreu-prozesse an H_2 .

sche Potentialbarriere zu überwinden. Am anderen Umkehrpunkt wird das Elektron vom ansteigenden Magnetfeld reflektiert.

- Penning-artige Fallen

Bei diesem Typ von Fallen handelt es sich um rein elektrische Speicherung mit magnetischer Führung. Sie tritt in Ecken des Elektrodensystems auf, in denen die führende Magnetfeldlinie einen elektrischen Potentialtopf schneidet (s. Abb. 3.2).

Alle diese Fallentypen können durch Restgasionisation zu einer erhöhten Untergrundzählrate beitragen. Das gilt auch für den Fall der elektro-magnetischen Speicherung auf der Quellseite: ionisiert ein Elektron ein H_2 -Molekül, kann das positive Ion die Analysierebene überwinden und dort wiederum Restgas ionisieren.

Eine quantitative Analyse der Speicherbedingungen in MAC-E-Filtern lässt sich mit ADIPARK (ADIabatic PARticle trackKing) [Thu01] durchführen. Dazu werden geladene Teilchen an beliebigen Punkten im Spektrometervolumen mit verschiedenen Startparametern gestartet. Die Startpunkte der gespeicherten Teilchen werden dann in Konturplots dargestellt, die den Speicherphasenraum des Spektrometers wiedergeben. In Abb. 3.3 ist dies exemplarisch für Elektronen verschiedener Startenergien dargestellt.

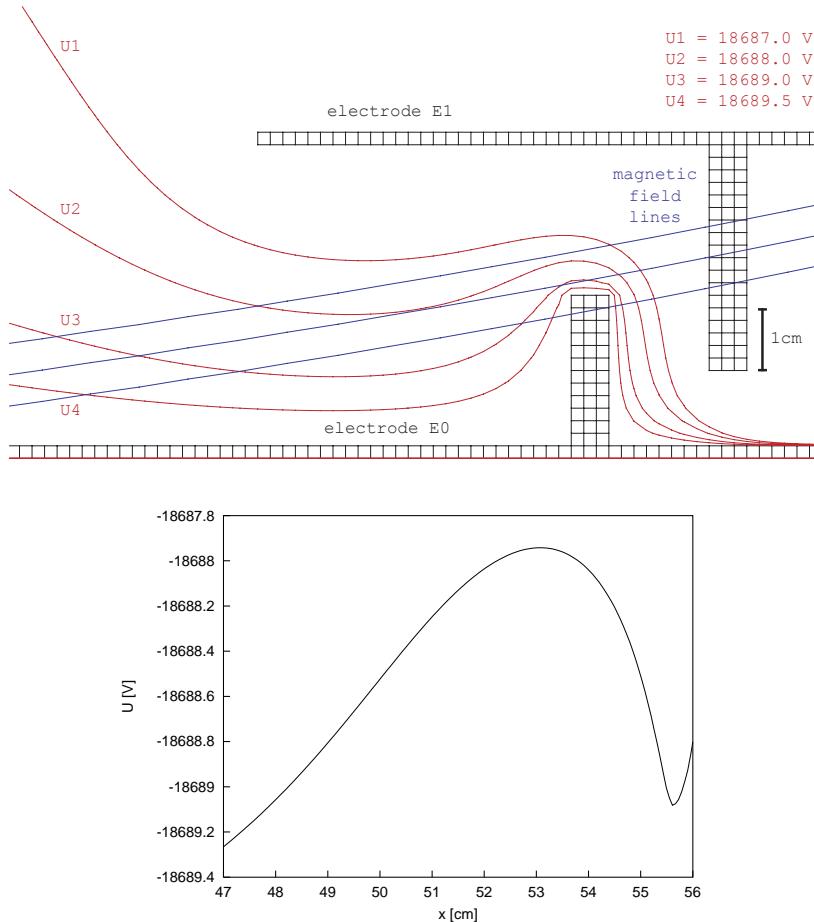


Abbildung 3.2: Penning-artige Falle [Thu01]. Im oberen Teil der Abbildung ist die ein Ausschnitt der Elektrodenkonfiguration des Mainz II Aufbaus mit den elektrischen Äquipotentiallinien (rot) und den magnetischen Feldlinien (blau) gezeigt. Der untere Teil der Abbildung zeigt das elektrische Potential entlang einer der Magnetfeldlinien, es wird deutlich, daß für Elektronen ein Potentialtopf im Bereich von $x = 48$ cm bis $x = 55$ cm entsteht, der die Speicherung von Elektronen erlaubt, deren Energie in der Parallelkomponente zur Magnetfeldlinie geringer als 1.2 eV ist.

Ebenfalls in [Thu01] und [Mue02] wurden Mechanismen zur Brechung der Speicherbedingungen untersucht. Diese sollen an dieser Stelle nur kurz besprochen werden.

Das Brechen der Speicherbedingungen beruht auf dem Einbringen eines elektrischen Dipolfeldes, durch das eine Driftbewegung, die sog. $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift, erzeugt wird. Diese Bewegung entsteht, wenn sich ein geladenes Teilchen durch nicht exakt parallele elektrische und magnetische Felder bewegt. Betrachtet man ein Elektron in einem homogenen Magnetfeld, wirkt ein dazu senkrecht

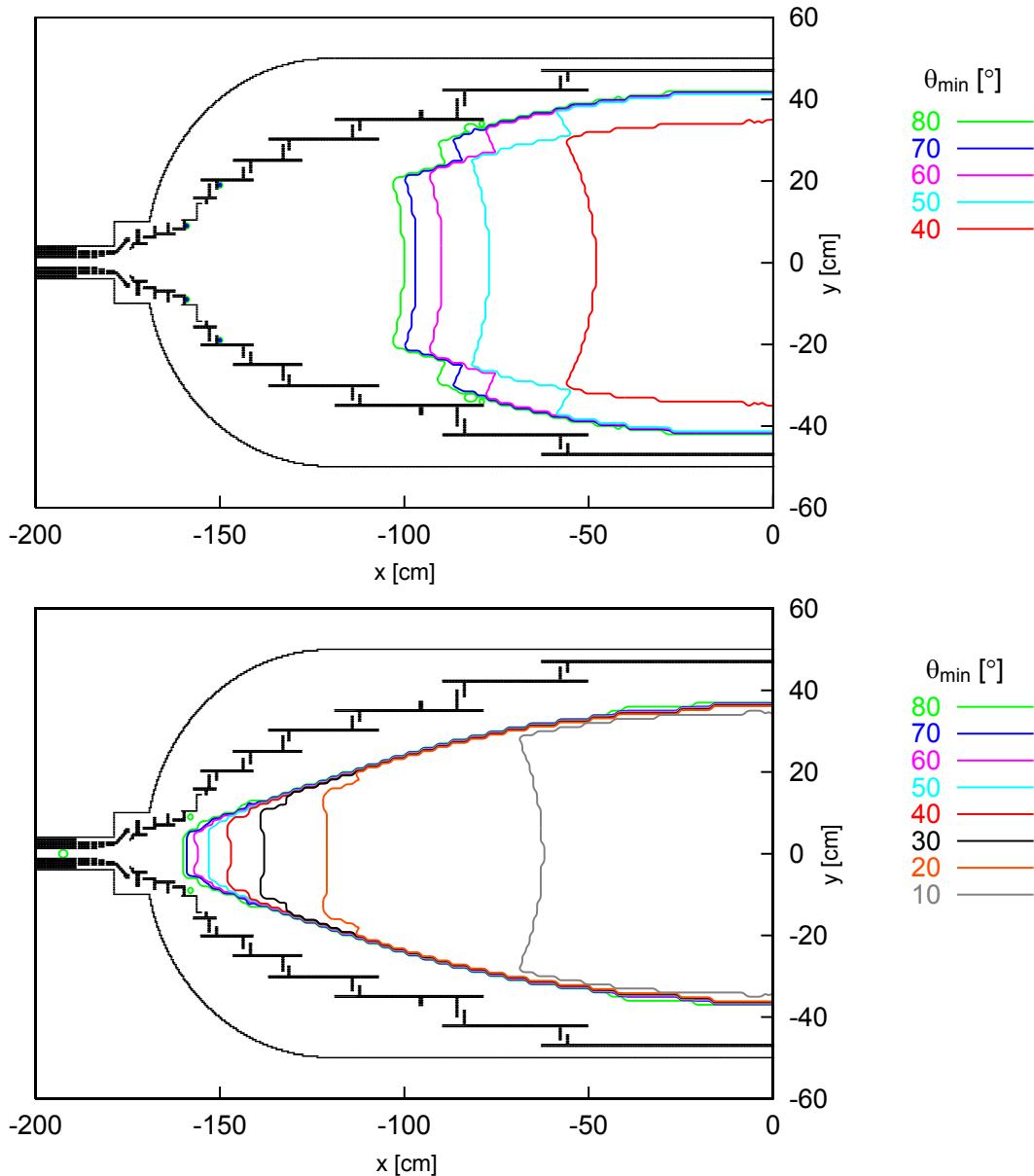


Abbildung 3.3: Speichervolumen-Karten des Mainz II Aufbaus [Thu01]. In dieser Abbildung sind exemplarisch zwei Karten des Speichervolumens im Mainz II Aufbau dargestellt. Die Konturplots umschließen jeweils die Startkoordinaten, von denen aus Elektronen bei gegebener Energie (oben 16 eV, unten 256 eV) gespeichert werden. Der Effekt der magnetischen Flasche wird deutlich.

elektrisches Dipolfeld beschleunigend und abbremsend, so daß das Elektron keine geschlossene Kreisbahn mehr beschreibt, sondern sich der Schwerpunkt der Bewegung senkrecht zum elektrischen und magnetischen Feld verschiebt.

Der Driftterm lässt sich in der adiabatischen Näherungsrechnung beschreiben durch:

$$\vec{v}_d = c \cdot \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}. \quad (3.6)$$

Legt man ein Dipolfeld an, das ausreichend stark ist, lassen sich die Trajektorien gespeicherter Teilchen im MAC-E-Filter so verformen, daß die Teilchen auf die Elektroden gelenkt werden und somit nicht länger gespeichert werden. Abb. 3.4 zeigt den Einfluß verschiedener Dipolfeldstärken auf die Bahn eines Elektrons.

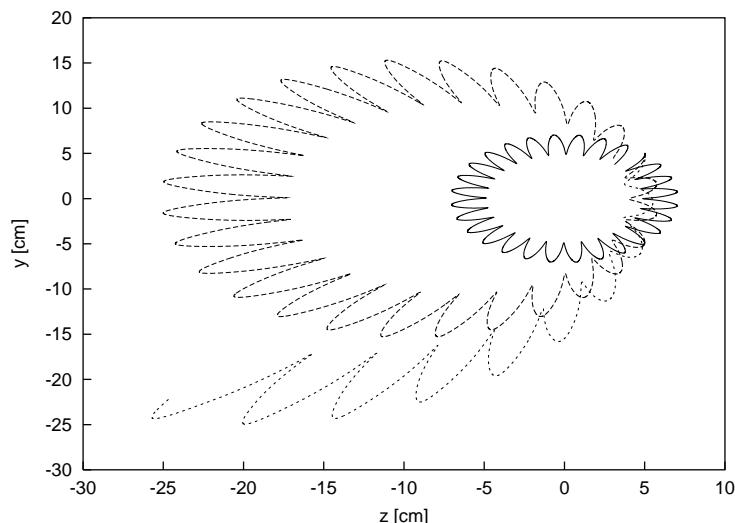


Abbildung 3.4: Elektronentrajektorien in Mainz II [Thu01]. Dargestellt sind simulierte Trajektorien für verschiedene starke Dipolfelder.

3.2.3 Untergrund von den Elektrodenoberflächen

Eine weitere Untergrundquelle sind Elektronen, die von der Elektrodenoberfläche stammen. Hier tritt bei einem MAC-E-Filter ein Mechanismus in Kraft, der diese Untergrundkomponente unterdrückt, die adiabatische Führung. So sollten keine Elektronen von außen in den auf den Detektor abgebildeten Flusschlauch gelangen können, da es keine verbindenden Feldlinien gibt (s. Abb. 2.2). Dennoch zeigen Messungen, daß ein Großteil des Untergrundes auf der Elektrodenoberfläche entsteht [Sch01]. Ein weiterer Hinweis auf den Ursprung von Untergrundelektronen auf der Elektrodenoberfläche liefert die sogenannte Zentrierung des Spektrometers. Dazu wird die Untergrundzählrate in Abhängigkeit der Felder der Erdfeldkompensationsspulen betrachtet. Verformt man

den magnetischen Flußschlauch so, daß man die Spektrometeroberfläche auf dem Detektor abbildet, sieht man ein deutliches Anwachsen der Untergrundzählrate (s. Abb. 3.5). Das Ziel ist also, die Zählrate zu minimieren.

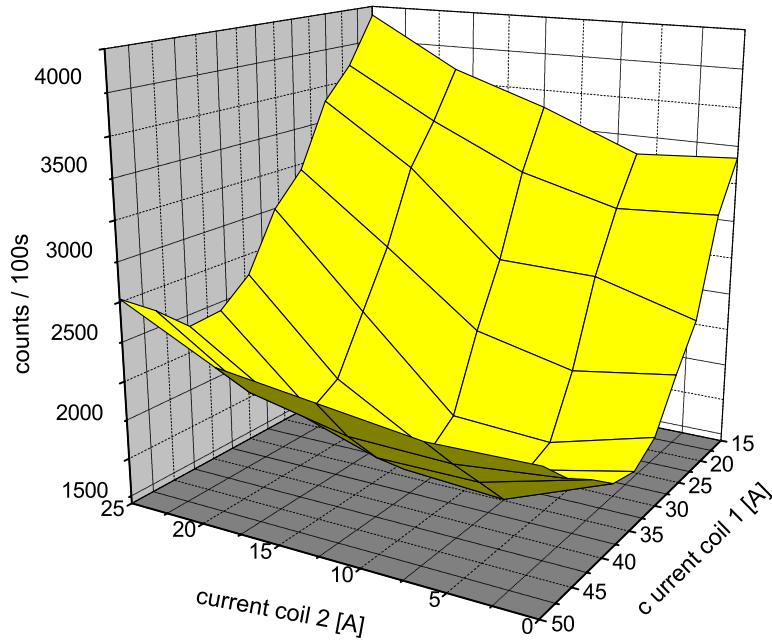


Abbildung 3.5: Zentrierung des X-Y-Magnetfeldes. Zur Minimierung der Untergrundzählrate werden die Ströme der X-Y-Spulen so gewählt, daß die Zählrate minimal ist. Im Diagramm ist der Verlauf der Ereignisrate gegen die Spulenströme dargestellt.

Die Entstehung von Elektronen auf den Elektrodenoberflächen kann verschiedene Gründe haben:

- Zerfall radioaktiver Isotope im Elektroden- oder Tankmaterial
- Emission von Sekundärelektronen nach Durchgang kosmischer Strahlung
- Feldemission von lokalen Spitzen an den Kanten der Elektrodenoberfläche

Die auf diese Weise entstehenden Elektronen sind größtenteils niederenergetisch und werden daher adiabatisch am Detektor vorbeigeführt. Dennoch gelangen etwa 10^{-6} der an der Elektrodenoberfläche entstandenen Elektronen

3.2. UNTERGRUND IN MAC-E-FILTERN UND MÖGLICHE UNTERDRÜCKUNG 47

zum Detektor und tragen zur Zählrate bei [Sch01]. Dieses Ergebnis wurde durch eine Messung mit einer externen γ -Quelle (^{22}Na) erzielt, die auf das Spektrometer gelegt wurde. Eine Vergleichsmessung, bei der sich die Quelle an der Position der Tritiumquelle hinter einer dünnen Folie befand, die auf einem Potential lag, das von 0 - 12 kV variiert wurde, lieferte das oben genannte Verhältnis. Es gibt verschiedene Ansätze, diesen Migrationsprozeß zu beschreiben: Einerseits kann ein Elektron nach einem Elektroneneinfang als schwereres Teilchen (z.B. H_2^-) auf nicht-adiabatischem Weg in das Spektrometerzentrum gelangen, des weiteren ist eine nicht-adiabatische Bewegung für Elektronen mit großem Zyklotronradius, also hoher Startenergie, möglich, die nur eine kleine Anzahl der entstehenden Sekundärelektronen haben. Eine weitere Erklärungsmöglichkeit ist eine Abweichung von der Axialsymmetrie im Aufbau des Spektrometers. Betrachtet man zunächst die Bewegung eines Elektrons im Fall von axialsymmetrischen elektrischen und magnetischen Feldern, ist diese Bewegung eine Überlagerung von drei Komponenten:

- der Zyklotronbewegung um die führende Magnetfeldlinie; diese Bewegung beschreibt eine Gyration um einen fiktiven Punkt, das sog. Führungszenrum, das auch in der adiabatischen Näherung zur Berechnung der Teilchentrajektorie benutzt wird,
- der Bewegung des Führungszentrums entlang der Magnetfeldlinie,
- einer bereits im vorigen Abschnitt erwähnten Bewegung senkrecht zum führenden Magnetfeld, die Magnetronbewegung. Diese Bewegung setzt sich aus zwei Komponenten zusammen,

$$\vec{v}_M = \vec{v}_{E \times B} + \vec{v}_{\nabla B}$$

der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift (s. Gl. 3.6), und der Gradientendrift:

$$v_{\nabla B} = \frac{m}{eB^3}(v_{||}^2 + v_{\perp}^2/2)(\vec{B} \times \nabla B), \quad (3.7)$$

In axialsymmetrischen Feldern sind \vec{E} , \vec{B} und ∇B parallel zu der (z,r)-Ebene, in der sich das Elektron befindet. Daher steht die Magnetrondrift senkrecht auf der Ebene, was dazu führt, daß sich der Radius der Elektronentrajektorie nicht verändern kann.

Sind das Magnetfeld und das elektrische Feld jedoch nicht exakt axialsymmetrisch, führt dies dazu, daß eine Änderung des Radius der Flugbahn möglich wird. Betrachtet man Abb. 3.4, wird allerdings deutlich, daß kleine Abweichungen von der Axialsymmetrie weiterhin zu geschlossenen Trajektorien führen, also nicht alleine für eine Änderung des Flugbahnradius verantwortlich sind.

Elektronen, die eine geringe azimutale Driftgeschwindigkeit haben, können jedoch radial in den abgebildeten Flußschlauch gelangen. Die Azimutaldrift ist die Summe der ∇B - und $\vec{E} \times \vec{B}$ -Driften, die klein werden kann, wenn die einzelnen Terme entgegengesetzte Vorzeichen haben. Dies kann in der Nähe der Analysierebene des Spektrometers auftreten, da die Radialkomponente des elektrischen Feldes dort positiv ist, ∇B aber negativ. Da $v_{\nabla B}$ abhängig von der kinetischen Energie des Elektrons ist, kann eine Kompensation der Magnetron-drift für einen bestimmten Startwinkel nur für bestimmte Energien erfolgen.

Unabhängig vom Mechanismus des genannten Prozesses ist es möglich, die Elektronen, die die magnetische Abschirmung überwinden, daran zu hindern, den auf dem Detektor abgebildeten Flußschlauch zu erreichen, indem man ein Potential erzeugt, das leicht negativer ist als die emittierende Oberfläche. Damit die das retardierende Feld erzeugende Elektrode nicht selbst zur Quelle von Sekundärelektronen wird, sollte sie aus dünnen Drähten bestehen und möglichst masselos sein.

Kapitel 4

Schirmelektroden zur Untergrundvermeidung

In diesem Kapitel wird das Prinzip einer Schirmelektrode vorgestellt, die benutzt werden kann, um die Untergrundzählrate in elektrostatischen Spektrometern zu reduzieren. Bei dieser Schirmelektrode handelt es sich um eine Elektrode, die aus Drähten aufgebaut ist und somit eine erheblich geringere Flächenbelegung als eine massive Elektrode hat.

Das Prinzip der Schirmgitterelektrode ist in Abb. 4.1 dargestellt: Sekundärelektronen, die z.B. durch kosmische Myonen in der Wand des Vakuumtanks oder der Elektrodenoberfläche erzeugt werden, werden durch eine Gitterelektrode, die selbst auf einem negativeren Potential liegt als die Tankwand, daran gehindert, ins Innere des Spektrometers einzudringen. Da die Oberfläche des Schirmgitters sehr viel kleiner ist als die Oberfläche der Elektroden, ist die Erzeugungswahrscheinlichkeit für Sekundärelektronen aus den Drähten gering. Denn letztere könnten ungehindert in den abgebildeten Flusschlauch gelangen, ihre Anzahl ist um das Verhältnis der Oberflächen zueinander reduziert. Daraus wird deutlich, daß eine möglichst geringe Oberflächenabdeckung f_{gc} für eine solche Gitterelektrode angestrebt wird.

Später wird diskutiert werden, daß es günstig ist, die Drähte parallel zu den Magnetfeldlinien zu spannen. Zunächst beschränken wir uns auf den einfachsten Fall einer unendlich langen Drahtelektrode. Abb. 4.2 verdeutlicht die Parameter, durch die eine solche Drahtelektrode beschrieben werden kann: Es handelt sich dabei um den Radius r des Vakuumtanks bzw. der Elektrode, den Abstand l der Drahtelektrode von der dahinter liegenden soliden Elektrode, den Durchmesser d des Drahtes und den Abstand s zwischen den einzelnen Drähten.

Der Potentialverlauf, der durch eine solche Elektrode erzeugt wird, ist in Abb.

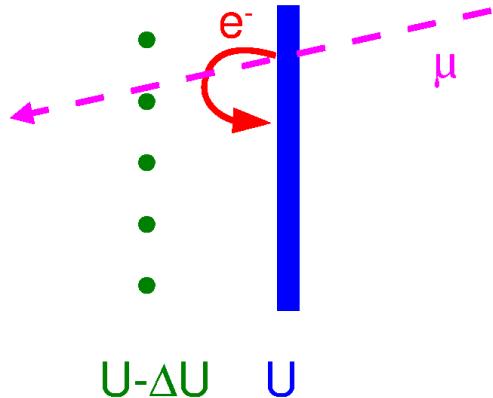


Abbildung 4.1: Prinzip der Drahtelektrode. Die Abbildung verdeutlicht das Prinzip der Drahtelektrode: Ein Myon aus der kosmischen Strahlung fliegt durch die Wand des Spektrometers und erzeugt dabei sekundäre Elektronen (Deltaelektronen). Diese werden durch das Schirmgitter, das auf einem leicht negativeren Potential liegt als die Tankwand, daran gehindert, in das sensitive Volumen des Spektrometers einzudringen.

4.4 für den Fall einer Gitterspannung von $U_{\text{Draht}} = 100$ V und einer Elektrodenspannung $U = 0$ V dargestellt. Es ist deutlich ein Anstieg des Potentials außerhalb des Schirmgitters ($r > 80$ cm) zu erkennen, innerhalb des Gitters ($r < 80$ cm) wird jedoch ein konstanter Potentialwert U_{innen} erreicht, der jedoch auf Grund des Einflusses des äußeren Potentials etwas niedriger liegt als das Potential an den Drähten. Der Durchgriff des äußeren Potentials kann durch einen Abschirmfaktor S beschrieben werden:

$$S = \frac{U_{\text{Draht}}}{U_{\text{Draht}} - U_{\text{innen}}} \approx 1 + \frac{2\pi \frac{l}{s}}{\ln\left(\frac{s}{\pi d}\right)} \quad (4.1)$$

Je größer der Faktor S wird, desto besser wird das Potential in der Analyseebene durch das Potential an der Gitterelektrode beschrieben, was durch die verschiedenen Potentialverläufe für verschiedene Drahtdurchmesser in Abb. 4.4 deutlich wird. Dies steht jedoch im Widerspruch zu der Anforderung, daß eine möglichst geringe Oberflächenabdeckung gefordert wird, die im wesentlichen - unter Vernachlässigung einer Haltekonstruktion - durch das Verhältnis von Drahtdurchmesser zum Abstand zwischen den einzelnen Drähten gegeben ist:

$$f_{gc} = \frac{d}{s}. \quad (4.2)$$

Daher muß ein Kompromiß zwischen dem Abschirmfaktor S und der Massenbelegung gefunden werden.

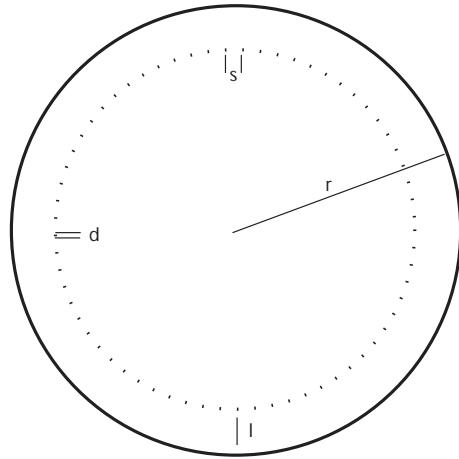


Abbildung 4.2: Parameter der Gitterelektrode. Die Eigenschaften der Drahtelektrode werden durch die folgenden Parameter festgelegt: den Drahtdurchmesser d , den Abstand der Drähte untereinander s , den Abstand der Drahtelektrode von der soliden Oberfläche l und dem Radius des Systems r .

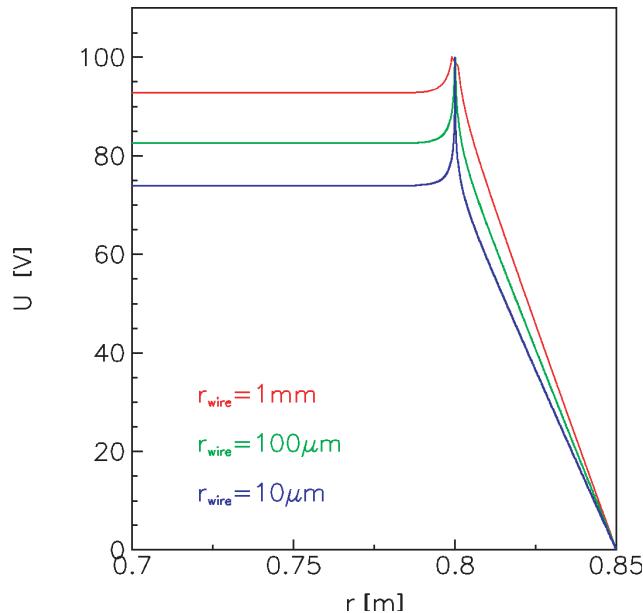


Abbildung 4.3: Potentialverlauf an den Drähten. Es ist der radiale Potentialverlauf der Schirmgitterelektrode dargestellt. Das Potential der Drahtelektrode wurde auf 100 V gesetzt, das Potential der Tankwand beträgt 0 V. Der Abstand der Drähte s beträgt 10 mm.

Dabei muß im Hinblick auf das KATRIN-Experiment ein weiterer experimenteller Punkt in Betracht gezogen werden. So ist es zur präzisen Bestimmung von m_ν^2 aus der Form des Tritium- β -Spektrums notwendig, zu jedem Ereignis die genaue Energie zu kennen. Diese ist durch das Retardierungspotential

52 KAPITEL 4. SCHIRMELEKTRODEN ZUR UNTERGRUNDVERMEIDUNG

gegeben. Nun gilt aber, daß eine unbekannte Fluktuation der Retardierungsspannung mit einer Gaußschen Varianz σ^2 eine systematische Verschiebung von m_ν^2 verursacht:

$$\Delta m_\nu^2 = -2 \cdot \sigma^2 \quad (4.3)$$

Da bei KATRIN sowohl das Vor- als auch das Hauptspektrometer als ganzes auf Hochspannung liegen werden, könnten Fluktuationen der Hochspannung durch äußere Einflüsse, wie z.B. das Heiz-Kühlsystem, erzeugt werden. Benutzt man jedoch zusätzlich ein inneres Elektrodensystem aus Gitterelektroden, so läßt sich die dort angelegte Retardierungsspannung sehr viel besser stabilisieren, als das für die Spannung an dem sehr großen Vakuumtank möglich ist.

Nach Gleichung (4.1) ist die Abhängigkeit der Unsicherheit des Retardierungspotentials in der Analysierebene $\Delta U_{\text{analysier}}$ von der Variation der Spannung des Tanks ΔU_{Tank} durch den Abschirmfaktor S reduziert:

$$\Delta U_{\text{analysier}} = \Delta U_{\text{Draht}} \left(1 - \frac{1}{S}\right) + \Delta U_{\text{Tank}} \left(\frac{1}{S}\right) \quad (4.4)$$

Der Einfluß möglicher Schwankungen der äußeren Hochspannung ist also stark reduziert.

Ein weiterer Punkt, der bei der Konstruktion einer Drahtelektrode beachtet werden muß, ergibt sich durch das Problem der möglichen Feldemission. Das elektrische Feld an der Drahtoberfläche kann durch

$$E_{\text{Draht}} \approx \frac{U_{\text{Draht}}}{l} \cdot \frac{s}{\pi d} \quad (4.5)$$

beschrieben werden. Es muß also darauf geachtet werden, daß nicht zu dünne Drähte gewählt werden, da ansonsten das notwendige Retardierungspotential nicht mehr von der Elektrode gehalten werden kann. Dies steht im Widerspruch zu der Forderung nach möglichst kleiner Oberflächenabdeckung f_{gc} steht, es muß also ein Kompromiss gefunden werden.

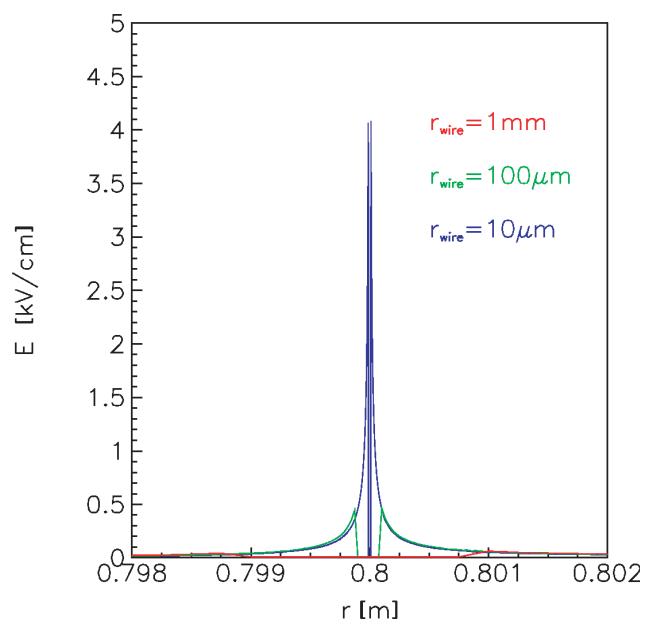


Abbildung 4.4: Feldverlauf an den Drähten. Es ist der absolute Feldverlauf an den Drähten einer Schirmgitterelektrode für verschiedene Drahtradien dargestellt. Das Potential der Drahtelektrode beträgt 100 V, das der Tankwand 0 V.

Kapitel 5

Test der Schirmgitterelektrode

Im Jahr 2002 wurde das Mainzer Neutronomassenspektrometer nach Abschluß der Tritiummessungen umgebaut. Während dieser Maßnahme wurde das Elektrodensystem so modifiziert, daß der Aufbau ähnlich den für KATRIN geplanten Elektroden (s. Kapitel 6) ist. Weiterhin wurde eine erste Drahtelektrode, wie sie im vorigen Kapitel beschrieben ist, zur Untergrundunterdrückung eingebaut. In diesem Kapitel werden sowohl die Modifikationen am Spektrometer als auch die mit diesem Aufbau durchgeführten Messungen beschrieben.

5.1 Modifikationen am Spektrometer: Mainz III

Während der Tritiummessungen Q1-Q12 wurde das in [Bor00] beschriebene und in Abb. 5.1 dargestellte Elektrodensystem (Mainz II) verwendet. Es bestand aus 27 einzelnen Elektroden, die alle mit unterschiedlichen Potentialen belegt waren. Diese Konfiguration führte zur Bildung von lokalen Penningartigen Fallen in den Ecken zwischen den einzelnen Elektroden (s. Abb. 3.2).

Bei den KATRIN-Spektrometern soll hingegen ein von E. Otten vorgeschlagenes Konzept (s. z.B. [Fla01])verfolgt werden: Das Retardierungspotential wird an einer einzigen Elektrode angelegt, so daß die Form des elektrischen Feldes durch die Elektrodenform gegeben ist. Zusätzlich wurde von G. Meisel vorgeschlagen, die Elektroden aus Drähten zu bauen, um die Ausgasrate im Vakuum zu reduzieren. Diese Idee wurde wiederum von Ch. Weinheimer aufgegriffen, der vorschlug die Drähte als Schirmgitter vor den eigentlichen Elektroden einzusetzen. Von Der Umbau des Mainzer Spektrometers war ein erster experimenteller Test, ob dieses Konzept funktioniert. Das neue Elektrodensystem wurde im Rahmen der Diplomarbeit von B. Müller [Mue02] entwickelt und konstruiert. Es ist in Abb. 5.2 dargestellt.

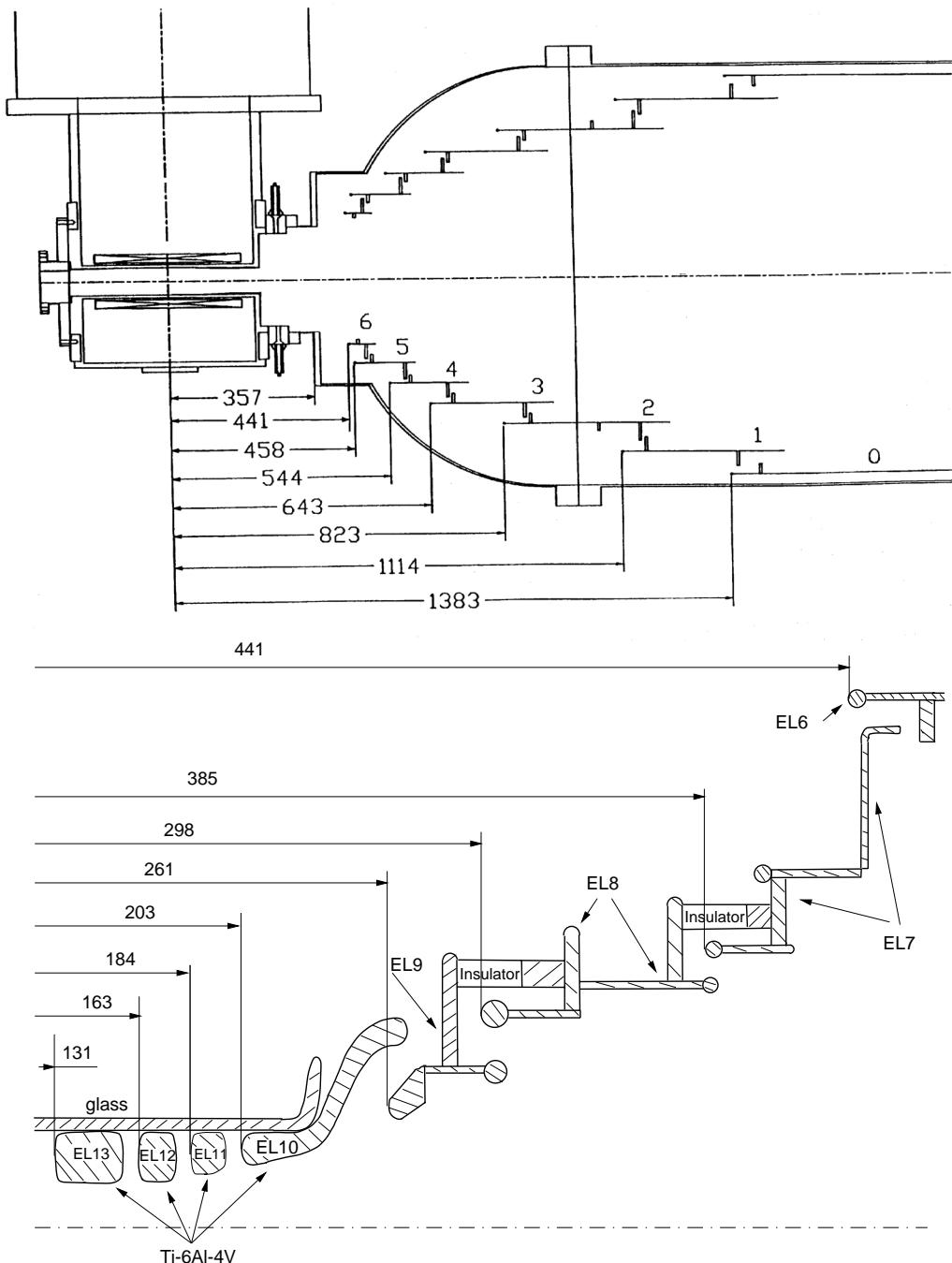


Abbildung 5.1: Das Elektrodensystem von Mainz II (aus [Bor00])

Zur Realisierung dieses Tests wurden die Elektroden E3-E13 sowohl auf der Detektor- als auch auf der Quellseite des Spektrometers entfernt. Elektrode E3 wurde durch eine neu konstruierte Elektrode ersetzt, die konisch zuläuft. Zusätzlich zu den Elektroden E1-E3, die untereinander kurzgeschlossen sind

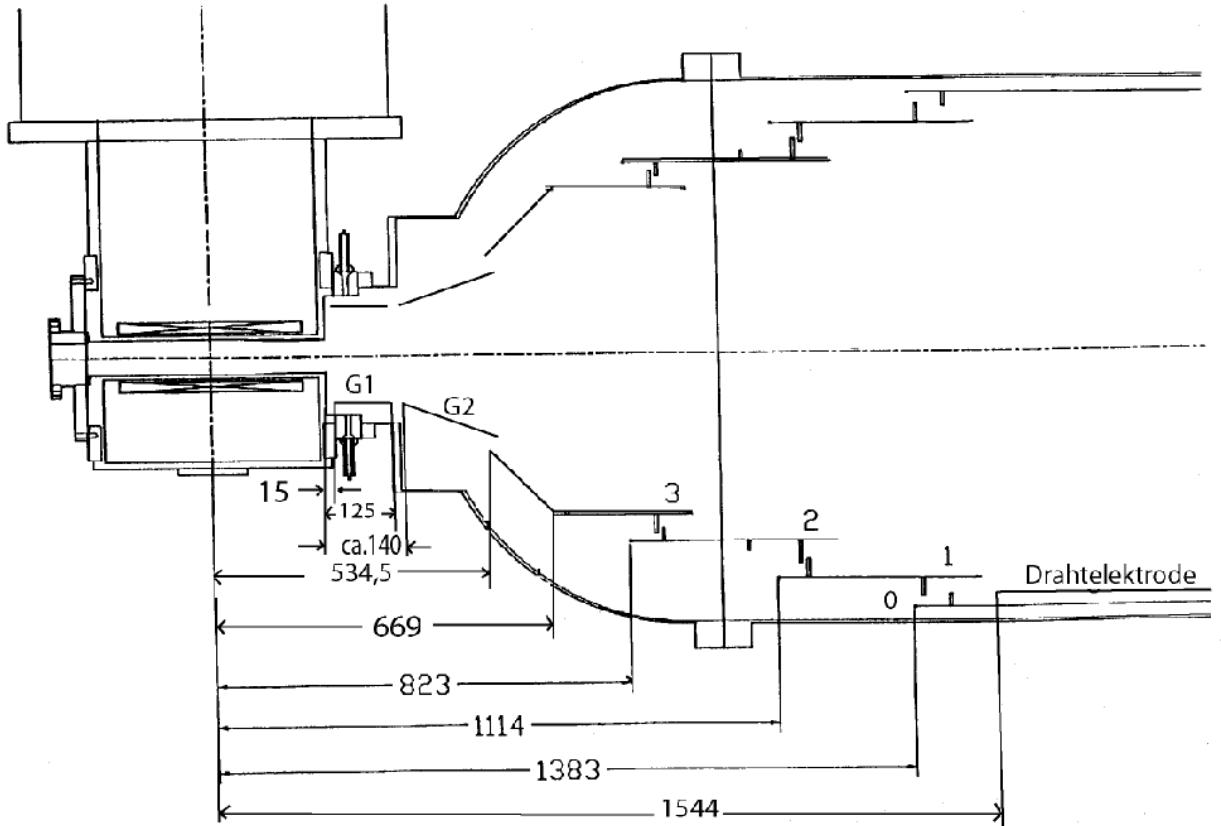


Abbildung 5.2: Das Elektrodensystem von Mainz III [Mue02].

und auf dem Retardierungspotential liegen, gibt es noch zwei Elektroden G1 und G2, welche auf Erdpotential liegen. Der Zweck dieser Elektroden liegt darin, den magnetischen Flusschlauch vom Außenraum der Elektroden abzuschirmen. Da um die zylindrischen Elektroden herum eine stabile Teilchenfalle besteht, könnten durch Wechselwirkungen Elektronen durch eine Öffnung zum Flusschlauch gelangen, was auf diese Art und Weise unterbunden wird. Bei allen Elektroden ist gewährleistet, daß sie einen genügend großen Abstand vom auf den Detektor abgebildeten Flusschlauch haben und somit keine Elektronen direkt über eine magnetische Feldlinie zum Detektor gelangen können.

Im Zentralteil des Spektrometers befindet sich eine Drahtelektrode, die der Untergrundunterdrückung dienen soll. Diese zylindrische Elektrode besteht aus vier Segmenten, die alle gegeneinander elektrisch isoliert sind. Somit ist es möglich, die Drahtelektrode sowohl im monopolaren Modus, im dipolaren Modus oder als Quadrupol zu benutzen. Die Drahtelektrode ist in Abb. 5.3 zu sehen, detaillierte Konstruktionszeichnungen der Elektrode sind in Anhang B zu finden.

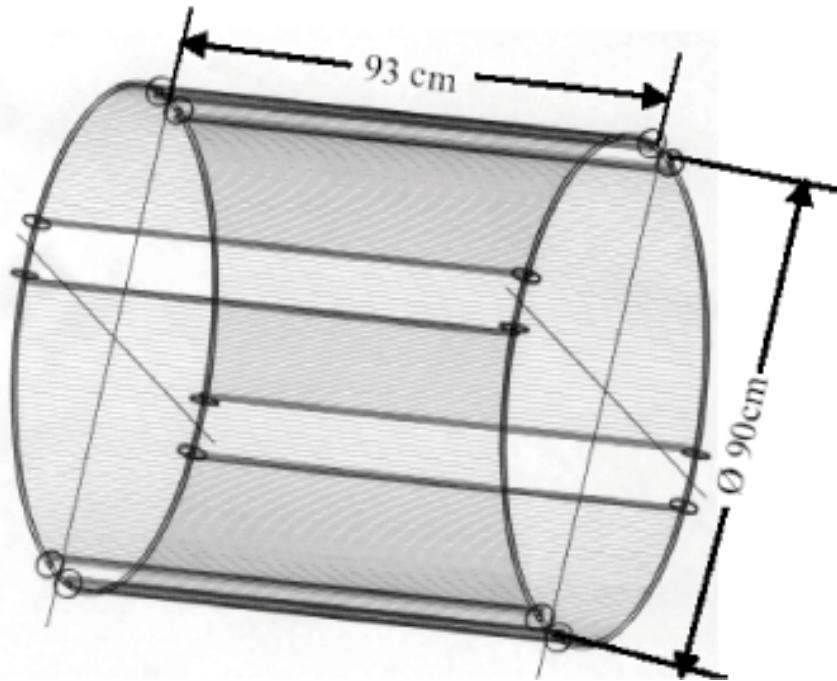


Abbildung 5.3: Konstruktionszeichnung der Drahtelektrode in Mainz III [Mue02] entnommen. Die Drähte haben einen Durchmesser von 0.2 mm und sind im Abstand von 1 cm voneinander angebracht.

5.2 Erste Messungen an Mainz III

In diesem Abschnitt werden kurz die Ergebnisse, die in [Mue02] erzielt wurden zusammengefaßt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die ersten Untergrundmessungen am Mainz III Spektrometer durchgeführt. Bei den Messungen handelte es sich um "Standarduntergrundmessungen", bei denen auf externe Untergrundquellen, wie sie später benutzt wurden, verzichtet wurde. Außerdem werden Messungen des Myon-induzierten Untergrundes beschrieben, die mit Hilfe von Koinzidenzmessungen mit Myon-Vetozählern im Rahmen von [Sch04] durchgeführt wurden.

Wie bereits in Kapitel 4 beschrieben, können Elektronen, die auf der zentralen Elektrode E0 starten, durch ein repulsives Potential auf der Drahtgitterelektrode daran gehindert werden, in den auf den Detektor abgebildeten Flusschlauch einzudringen. Um diesen Sachverhalt zu überprüfen, wurde zunächst die Untergrundrate in Abhängigkeit von der Spannung des Schirmgitters bestimmt. Die Resultate dieser Meßreihe sind in Abb. 5.4 zu sehen. Es ist deutlich zu erkennen, daß sich die Zählrate massiv verringert, wenn das Potential an den Drähten ansteigt.

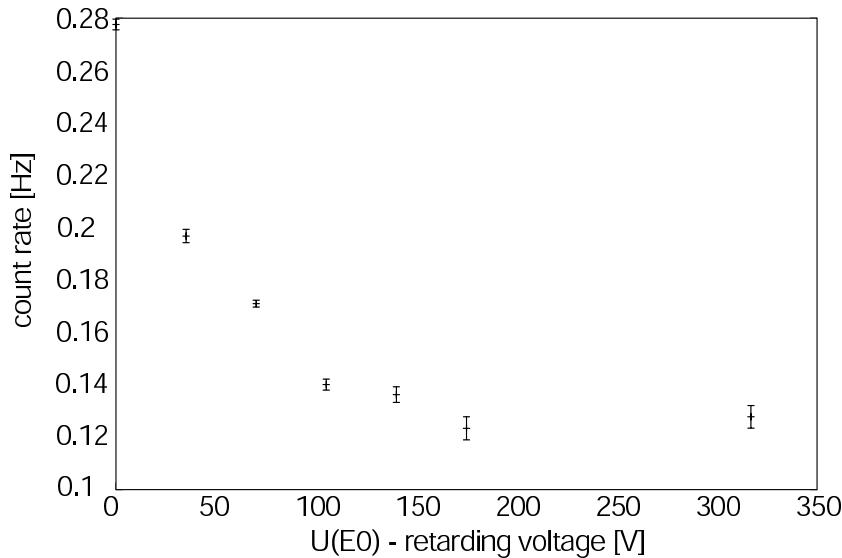


Abbildung 5.4: Abhängigkeit von der Schirmgitterspannung [Mue02].

Bei einem Magnetfeld von 1.7 T in den Spektrometersolenoiden wurde die Differenz der Potentiale zwischen der Schirmgitterelektrode und der zentralen Elektrode E0 variiert. Dabei waren die Elektroden E1, E2 und E3 sowohl quell- als auch detektorseitig kurzgeschlossen. Aufgetragen ist die Gesamtzählrate (Summe der Ereignisse der Detektorsegmente 1-4 im gesamten Energiebereich) gegen die Potentialdifferenz zwischen der Schirmgitterelektrode und $U_0 = -18600$ V.

Als weiterer Parameter wurde während der Messungen das Magnetfeld in den Spektrometersolenoiden verändert. Da in den Aufbauten Mainz I und Mainz II die Untergrundzählrate ab einem Feld von 2 T in den Spektrometermagneten stark anstieg, wurde bei einem Feld von 1.7 T gemessen. In diesen alten Aufbauten befanden sich in der Region des hohen Magnetfeldes bereits Elektroden, die für eine frue Retardierung der Elektronen sorgen sollten. Die Kombination von hohem Magnetfeld und elektrischem Feld unterstützte allerdings die Plasmabildung, was zum bereits erwahnnten Anstieg der Untergrundzählrate beitrug. Da aber im Mainz III-Aufbau diese Elektroden (E12-E4) ausgebaut wurden, wurde eine Variation des Magnetfeldes wieder möglich. So wurde die Untergrundrate bei den Magnetfeldern von 1.7, 3.4 und 5.1 T in den Spektrometersolenoiden bestimmt. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Tabelle 5.1 zu sehen. Insgesamt ist festzustellen, daß die Untergrundrate mit steigendem B-Feld abnimmt, was durch die erhöhte magnetische Abschirmung des Fluschlauches zu verstehen ist. Elektronen, die auf den Oberflächen entstehen, können bei höheren Feldern nicht in den abgebildeten Flußschlauch gelangen und werden folglich nicht auf dem Detektor nachgewiesen.

Eine Kombination des hohen Magnetfeldes von 5.1 T und des Drahtmonopols

Tabelle 5.1: Magnetfeldabhängigkeit der Untergrundzählrate des Spektrometers Mainz III [Mue02]. Das Schirmgitter war bei dieser Meßreihe nicht in Betrieb. Die Bleisteine zur Abschirmung des Detektors waren nicht angebracht. Die Zählraten werden in mHz angegeben. Es wird die Stärke des Magnetfeldes in den Spektrometersolenoiden angegeben.

B	\dot{N}_{tot}	$\dot{N}_{1,2,3}$	\dot{N}_1	\dot{N}_2	\dot{N}_3	\dot{N}_4
1,7 T	$1014,4 \pm 11,2$	$224 \pm 5,3$	$14,9 \pm 1,4$	$53 \pm 2,6$	$156,1 \pm 4,4$	$441 \pm 7,4$
3,4 T	$282,2 \pm 7,5$	$51,8 \pm 3,2$	$5,8 \pm 1,1$	$6,8 \pm 1,2$	$39,2 \pm 2,8$	$82,8 \pm 4,1$
5,1 T	$248,1 \pm 5,2$	35 ± 2	$4,4 \pm 0,7$	$6,6 \pm 0,8$	$24,1 \pm 1,6$	$49,9 \pm 2,3$

erlaubte es im Rahmen der Arbeit [Mue02] den bis dahin besten Untergrundwert von 5.3 mHz für das Mainzer Neutrinosmassen Experiment zu erreichen. Der Detektoruntergrund trägt zu diesem Wert noch mit 1 mHz bei, so daß der reine Spektrometeruntergrund bei 4.3 mHz liegt.

Weiterhin wurde die Untergrundzählrate in Abhängigkeit vom Restgasdruck im Spektrometer bestimmt. Diese Art der Messungen wurden auch schon an Mainz II ausgeführt [Ulr00] [Sch01]. Dazu wurde der Restgasdruck durch Einlassen von He erhöht. Es ergab sich jeweils eine quadratische Abhängigkeit zwischen Untergrundrate und Druck (s. Abb. 5.5). Eine Wiederholung dieser Messungen mit dem umgebauten Mainz III System ergab ein anderes Verhalten: Es konnte keine Druckabhängigkeit der Untergrundzählrate mehr festgestellt werden, dies wird auch in Abb. 5.6 deutlich. Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten liefert die geringere Anzahl lokaler Penningfallen im modifizierten Mainz III Aufbau gegenüber Mainz II. Die in diesen Fallen gespeicherten Elektronen erzeugen durch Restgasionisation weitere Elektronen, die die Fallen verlassen und den Detektor erreichen können (vgl. Kapitel 3).

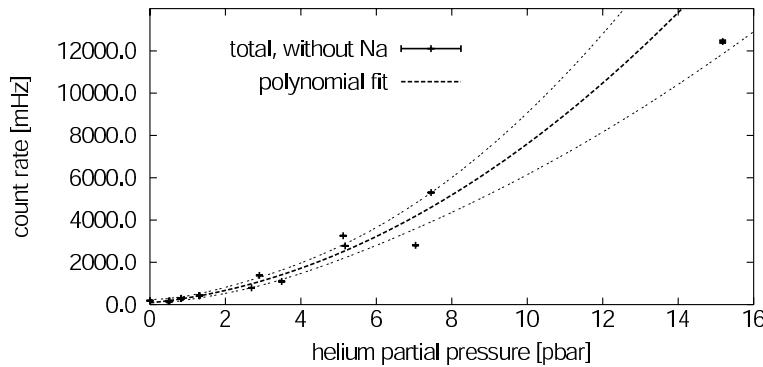


Abbildung 5.5: Druckabhängigkeit in Mainz II [Sch01]. Dargestellt ist die Gesamtzählrate des Untergrunds (d.h. die Zählrate in den Segmenten 1-4 bei allen Energien) in Abhängigkeit des Heliumpartialdrucks im Spektrometer.

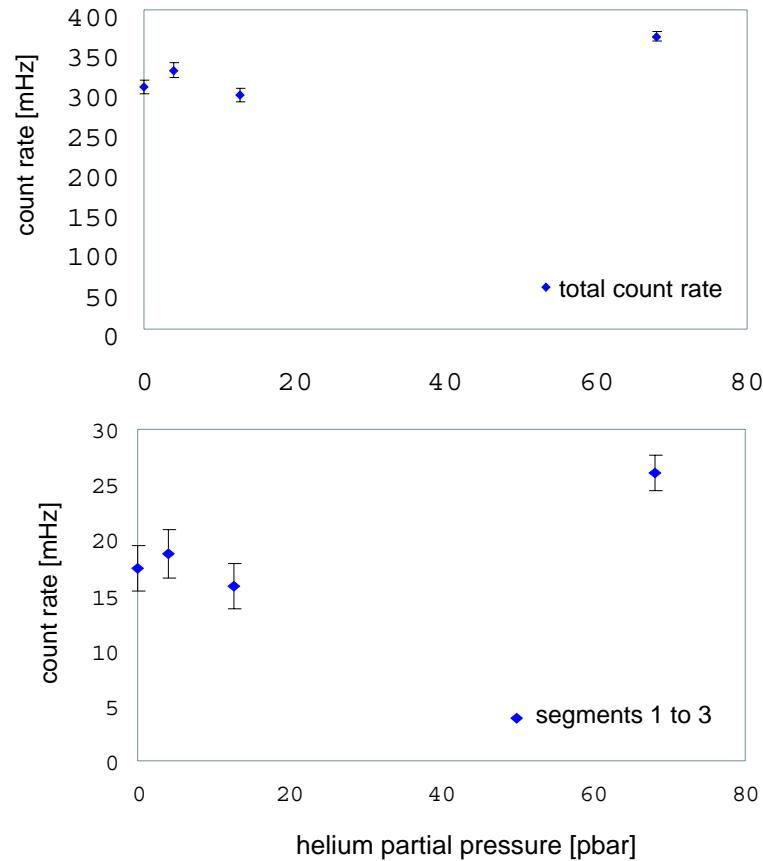


Abbildung 5.6: Druckabhängigkeit in Mainz III [Mue02]. Aufgetragen ist die Gesamtzählrate des Untergrunds (oben) bzw. die Zählrate in den Segmenten 1-3 im Auswertefenster gegen den Heliumpartialdruck im Spektrometer.

5.2.1 Myonen induzierter Untergrund

Zur Bestimmung des Einflusses kosmischer Strahlung, insbesonders kosmischer Myonen, wurde in [Sch04] eine Untersuchung durchgeführt, um Koinzidenzen zwischen Myonen, die das Spektrometer durchqueren und Untergrundereignissen nachzuweisen. Dazu wurden über- und unterhalb des Spektrometers Plastiksintillatoren angebracht, die von Photomultiplierröhren ausgelesen wurden (Abb. 5.7). Wenn nun gleichzeitig ein Ereignis in den Szintillationszählern überhalb und unterhalb des Spektrometers auftritt, hat ein Myon den Vakuumtank durchquert. In diesem Fall wird geschaut, ob auch ein Untergrundereignis im Detektor nachgewiesen wird.

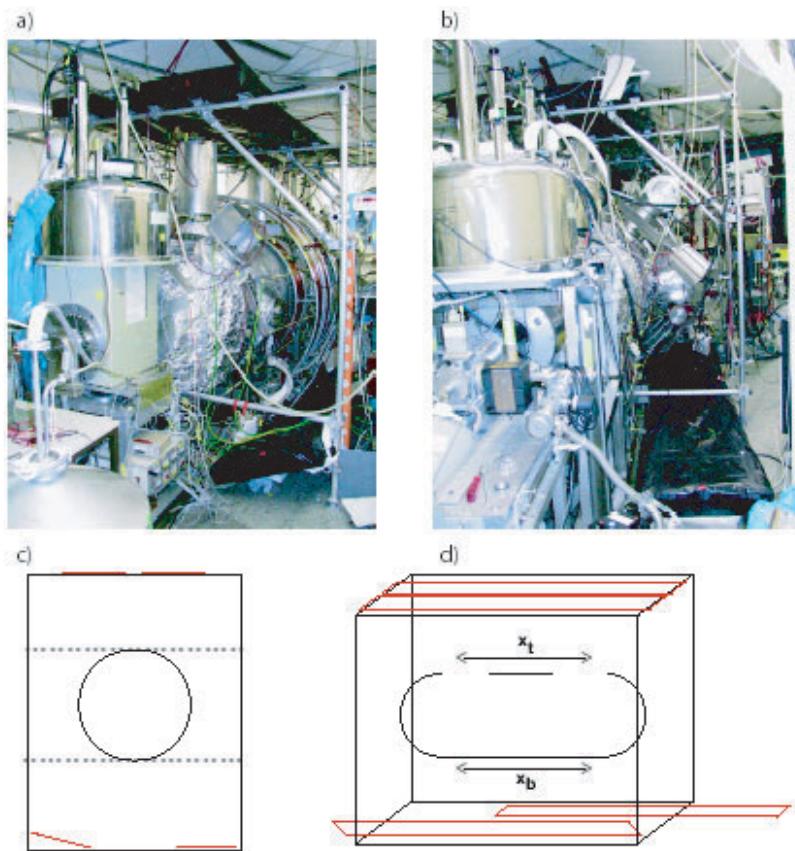


Abbildung 5.7: Aufbau des Myonvetos [Sch04]. Zu sehen sind das Spektrometer, a) von der Quelle aus, b) vom Detektor aus betrachtet. Die deutlich erkennbaren Aufbauten am Spektometertank sind die Ursache der nicht symmetrischen Anordnung der Myon-Detektoren. c) und d) Schematische Zeichnungen des Aufbaus. x_t und x_b in d) symbolisieren die Koordinaten der Ortsverteilung, die mittels der in c) eingezeichneten Flächen (gestrichelte Linien) und der Signallaufzeit in den Szintillatoren bestimmt wurden.

Diese Untersuchungen wurden für verschiedene Magnetfeldstärken sowohl mit eingeschalteter Schirmgitterelektrode ($U_{Draht} = U_0 - 175$ V), als auch mit ausgeschalteter Schirmgitterelektrode durchgeführt. Die maximale Magnetfeldstärke wurde dabei durch die Funktionsweise der Photomultiplier auf 3.15 T in den Spektrometersolenoiden beschränkt. Als weitere Feldwerte wurden 1.7 T, das "Standardfeld" während der Tritium-Messungen und ein Zwischenwert von 2.45 T gewählt. Auf diese Weise war es möglich auch in diesen Messungen den Einfluß der magnetischen Abschirmung zu testen. Die Resultate der Messungen sind in den Abb. 5.8 und 5.9 dargestellt. Es sind jeweils die Differenzzeitspektren zwischen den initialen Durchgang eines Myons und des darauf folgendem Untergrundereignis dargestellt. In beiden Fällen ist zunächst die magnetische Abschirmung zu erkennen, die Ereignisraten sind für niedrigere Magnetfelder größer als für höhere Felder. Weiterhin ist zu erkennen, daß es bei ausgeschaltetem Schirmgitter (Abb. 5.8) eine Häufung von Untergrundereignissen in den ersten 10 μ s nach einem Myondurchgang gibt. Für das eingeschaltete Schirmgitter gibt es diese Häufung ebenfalls, allerdings mit einer weitaus niedrigeren Rate und zu prompten Ereignissen hin verschoben.

Es kann also bestätigt werden, daß ein Teil des Untergrunds in MAC-E-Filtern durch kosmische Myonen induziert wird. Diese Untergrundkomponente kann aber durch die Schirmgitterelektrode stark reduziert werden.

5.3 Weitere Messungen an Mainz III

Im folgenden Abschnitt werden nun die Untergrundmessungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, dargestellt.

5.3.1 Messungen mit externer Röntgenquelle

Systematische Untergrunduntersuchungen mit MAC-E-Filtern sind sehr zeitaufwändig, besonders da man die Zählrate so weit wie möglich reduzieren möchte. Ein weiteres Problem ist, daß die Unterscheidung zwischen Untergrundelektronen, die von der Elektrodenoberfläche kommen, und denen, die im Spektrometervolumen entstehen, nicht möglich ist. Um diese Untersuchungen, insbesondere Untersuchungen der Wirkungsweise der Schirmgitterelektroden, dennoch durchführen zu können, wurde ab Frühjahr 2003 eine Röntgenröhre als externe Untergrundquelle eingesetzt. Es handelt sich dabei um eine Röhre des Typs HiRay 7 von Heiman Systems, mit einer maximalen Energie von 140 keV. Richtet man diesen Röntgenstrahl auf das Spektrometer, so werden beim Durchgang der Photonen durch das Metall des Vakuumtanks und der Elektroden durch Photo- und Comptoneffekt Elektronen erzeugt. Die maximale Energie Sekundärelektronen entspricht der maximalen Photonenenergie

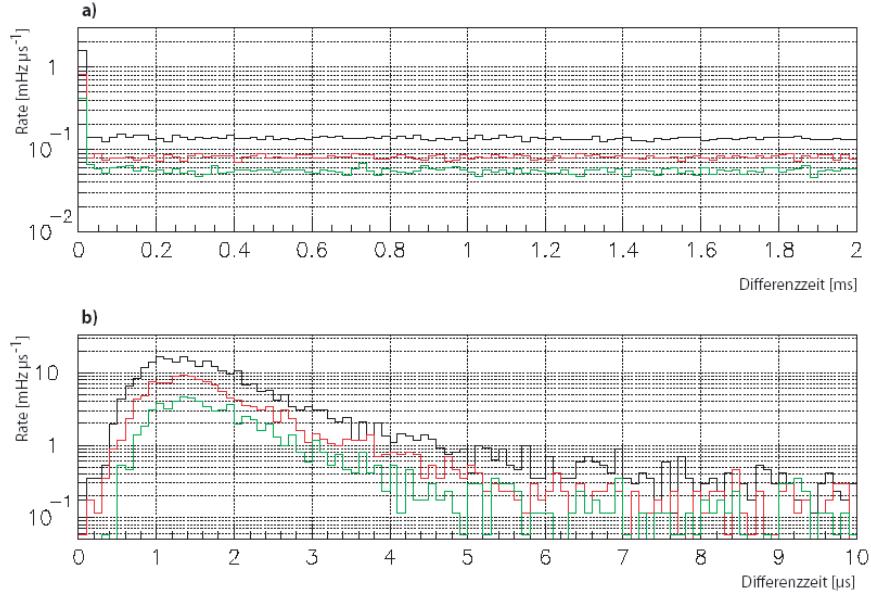


Abbildung 5.8: Koinzidenzmessungen ohne Schirmgitter [Sch04]. Die Abbildungen zeigen die Differenzzeitspektren der Messungen a) im Bereich $\Delta t < 2 \text{ ms}$ und b) für die ersten $10 \mu\text{s}$ zwischen einem initialen Myonereignis und einem darauf folgenden Ereignis im Halbleiterzähler. Das schwarze Spektrum entspricht der Messung bei einem Pinch-Magnetfeld von $\text{BP} = 1.75 \text{ T}$, rot entspricht $\text{BP} = 2.45 \text{ T}$, grün $\text{BP} = 3.15 \text{ T}$. Das Spektrum zeigt eine eindeutige Häufung von Untergrundereignissen für kurze Differenzzeiten von weniger als $10 \mu\text{s}$ (unteres Bild) für alle Magnetfeldstärken.

der Röntgenquelle. In Abb. 5.10 ist das Sekundärelektronenspektrum gezeigt. Dabei sind die Spektren der vier Ringsegmente des Detektors getrennt dargestellt. In allen Spektren erkennt man deutlich die Maximalenergie von 160 keV ($= qU_{\text{Xray}} + qU_0$), die durch die zusätzliche Beschleunigung der Elektronen durch die Spektrometerspannung erzeugt wird. Weiterhin ist eine Zunahme der Sekundärelektronenereignisse von innen (Segment 1) nach außen (Segment 4) zu sehen. In allen Segmenten ist die Linie bei der Retardierungsspannung U_0 deutlich ausgeprägt. Diese Linie entsteht, da niederenergetische Sekundärelektronen auf diesem Potential entstehen und zum Detektor beschleunigt werden. Mit Hilfe dieser externen Untergrundquelle lassen sich nun systematische Untersuchungen des Untergrundverhaltens des Mainzer Spektrometers in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern wie Schirmgitterspannung, magnetischem Zusatzfeld und Druck durchführen.

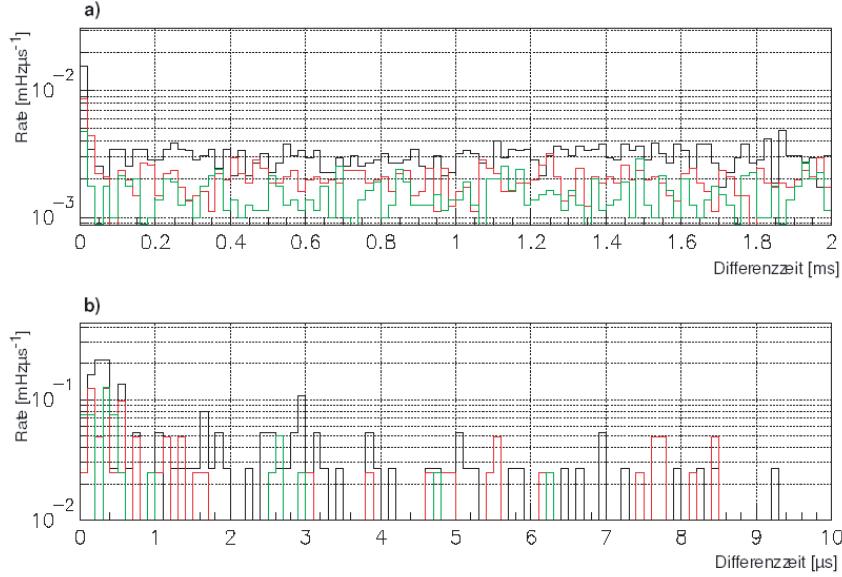


Abbildung 5.9: Koinzidenzmessungen mit Schirmgitter [Sch04]. Die Differenzzeitspektren bei einem Abschirmpotential von $U_{Draht} = +175$ V analog zu Abb. 5.8 a) und b). Das Spektrum zeigt auch bei eingeschaltetem Schirmgitter eine eindeutige Häufung von Untergrundereignissen für kurze Differenzzeiten von weniger als $10 \mu\text{s}$. Das Maximum ist im Vergleich zu den Messungen mit ausgeschalteter Drahtelektrode zu prompteren Zeiten hin verschoben (unteres Bild).

5.3.1.1 Untergrundabhängigkeit von der Schirmgitterspannung

Zunächst wurde im Anschluß an die Messungen in [Mue02] und [Sch04] die Abhängigkeit der Untergrundzählrate mit externer Röntgenquelle von der Spannung der Schirmgitterelektrode untersucht. Abb. 5.11 zeigt den Zusammenhang zwischen der Schirmgitterspannung und der Untergrundzählrate für die Detektorsegmente 1 - 4. Es wird deutlich, daß in allen Segmenten die Zählrate mit negativer Gitterspannung abnimmt. Dies wird aufgrund der immer stärkeren Abschirmungswirkung auch so erwartet. Allerdings ist dieser Effekt in den äußeren Segmenten sehr viel stärker ausgeprägt, als in den inneren, was auf die höhere magnetische Abschirmung der innenliegenden Segmente zurückzuführen ist.

In der Folge wurde das Verhältnis der Zählrate mit ausgeschaltetem Schirmgitter zur Zählrate mit eingeschaltetem Schirmgitter, der sog. Unterdrückungsfaktor, bestimmt. Dies geschah in Abhängigkeit vom Bestrahlungsort, da die Schirmgitterelektrode nur den Zentralteil des Spektrometers überdeckt. Weiterhin wurden verschiedene Potentialkonfigurationen berücksichtigt, die in Abb.

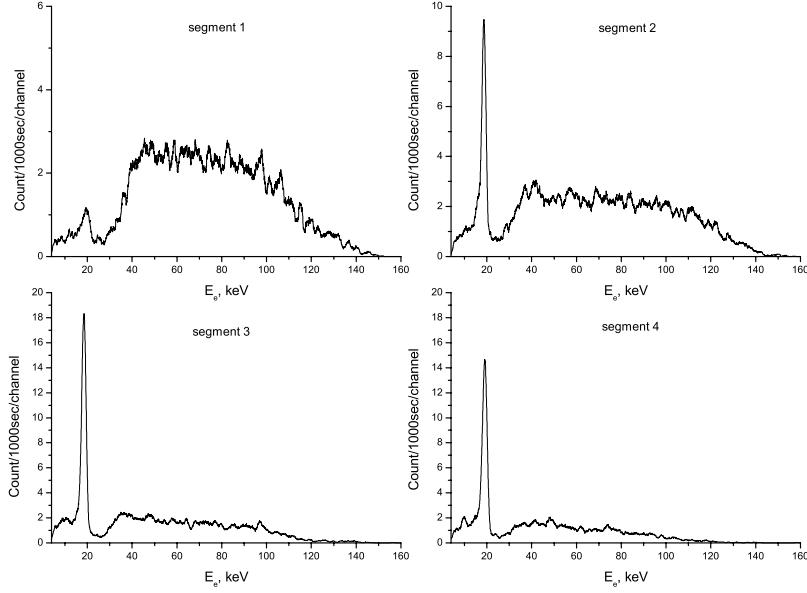


Abbildung 5.10: Untergrundspektren mir externer Röntgenquelle. Dargestellt sind die Energiespektren in den Detektorsegmenten 1-4 der Sekundärelektronen, die durch die HiRay 7 Röntgenröhre im Spektrometermaterial erzeugt werden. Es ist jeweils die Linie bei der Retardierungsenergie von $qU_0 = 18.6$ keV zu erkennen.

5.12 dargestellt sind. Die unterschiedlichen Potentialbelegungen spielen eine Rolle, da durch das zusätzliche zentrale Potential eine Abweichung vom typischen MAC-E-Filter Potentialverlauf verursacht wird. Des weiteren muß der Durchgriff des Potentials der soliden Elektrode durch die Gitterelektrode berücksichtigt werden (vgl. Kapitel 4).

Die einzelnen Potentialkonfigurationen unterscheiden sich wie folgt:

- Konfiguration 1:

Die soliden Elektroden $E_0 - E_3$ liegen sowohl detektor- als auch quellseitig auf dem Potential von $U_0 = -18600$ V. Die Schirmgitterelektrode hat ein Potential von $U_0 - 100V = -18700$ V. Das Retardierungspotential liegt bei dieser Konfiguration nicht bei der gewünschten Größe von -18600 V sondern bei etwa -18680 V.

- Konfiguration 2:

In diesem Fall liegen die Elektroden $E_1 - E_3$, sowie das Schirmgitter auf dem Retardierungspotential U_0 , und die zentrale Elektrode E_0 hat ein

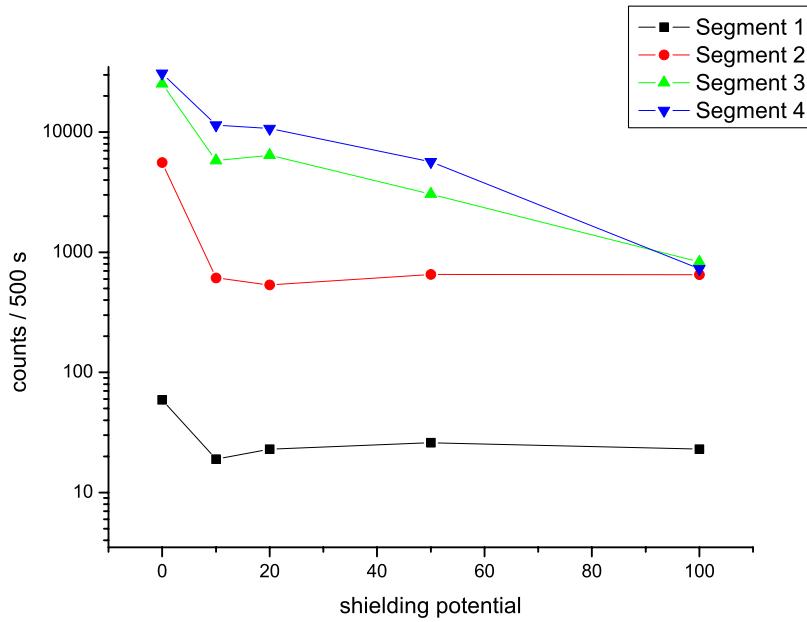


Abbildung 5.11: Abhängigkeit der Untergrundzählrate von der Schirmgitterspannung. Es ist die Anzahl der Ereignisse in 500 s Mezeit² gegen die Schirmgitterspannung U_{screen} aufgetragen.

um 100 V positiveres Potential. Auf diese Weise wird nur ein elektrisches Feldminimum erzeugt (s. Abb. 5.12b), jedoch ist der Durchgriff des Potentials von E_0 noch nicht berücksichtigt. Dieser Durchgriff führt dazu, daß das Potential in der Nahre der Analysierebene etwas positiver ist als in den Bereichen der Elektroden $E_1 - E_3$ was zu einem zusätzlichen Potentialwall führt.

- Konfiguration 3:

Entspricht Konfiguration 2, außer, daß der Potentialdurchgriff berücksichtigt wird, indem das Schirmgitter auf $U_{\text{Draht}} = U_0 - 18\text{V}$ gelegt wird. Dieser Wert folgt aus Gl. 4.1 (vgl. Kapitel 4).

Für diese unterschiedlichen Potentialbelegungen wurden die Unterdrückungsfaktoren, die als das Verhältnis der Zählrate mit ausgeschaltetem zu eingeschaltetem Schirmgitter definiert sind, an jeweils fünf Positionen bestimmt (Abb. 5.13): Einmal im Zentrum des Spektrometers, also direkt im Bereich der Schirmgitterelektrode, an drei weiteren detektorseitigen Positionen, eine davon (Position 4) im Bereich der Elektrode G_1 , die sich auf Erdpotential befindet, und einer weiteren Position auf der Quellseite. Der Röntgenstrahl wurde dabei durch einen Kollimator mit 4 cm Durchmesser und 33 cm Länge

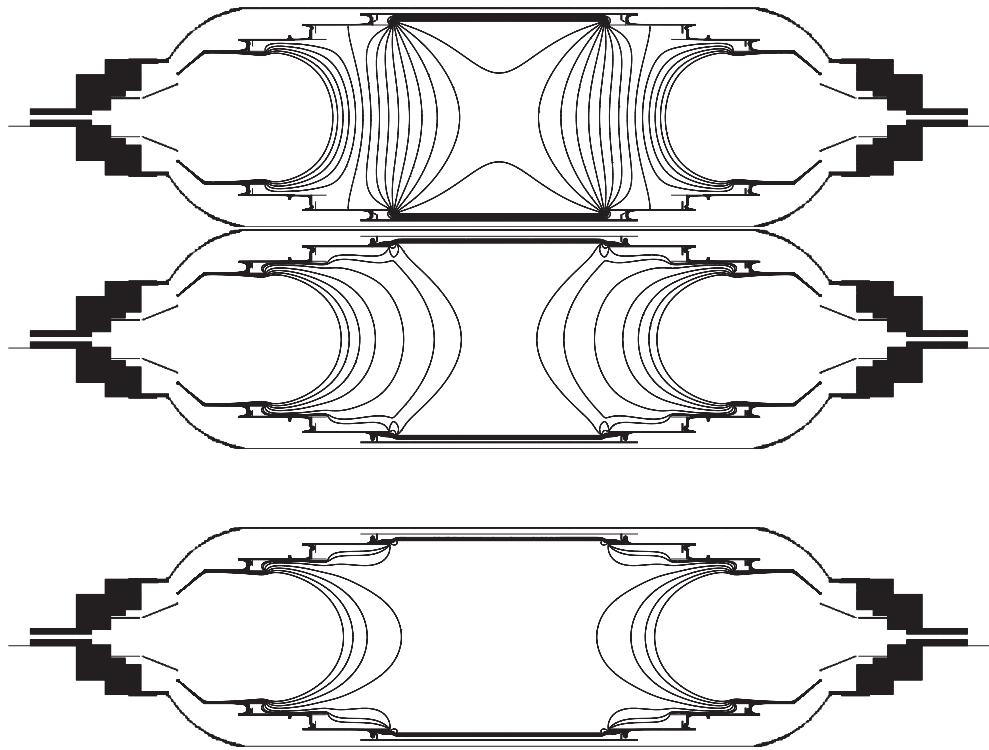


Abbildung 5.12: Mainz III: verschiedene Potentialbelegungen. Es sind die Äquipotentiallinien im Abstand von 10 V für die verschiedenen im Text beschriebenen Potentialbelegungen gezeigt. Von oben nach unten: Konfiguration 1, Konfiguration 2, Konfiguration 3.

definiert. Der Strahlfleck auf dem Spektrometer hat also in etwa einem Meter Abstand einen Durchmesser von 13 cm. Beim Austritt des Strahls auf der gegenüberliegenden Spektrometerseite beträgt der Strahldurchmesser etwa 27 cm, trifft also auch hier komplett auf die Schirmgitterelektrode.

Die Resultate der Messungen sind in den Abb. 5.14 - 5.16 für die verschiedenen Elektrodenverschaltungen dargestellt. Die dargestellten Daten entsprechen jeweils den Ereignissen im Segment 3 des Detektors im Auswertefenster von 15 - 21 keV³.

Für Konfiguration 1 (Abb. 5.14) wird deutlich, daß der höchste Unterdrückungsfaktor im Bereich der Schirmgitterelektrode erreicht wird, dies entspricht den Erwartungen, die eine Unterdrückung um den Faktor $1/f_{gc} = 50$ vorhersagt.

³Die Analyse beschränkt sich auf Segment 3, da für die inneren Segmente der Einfluß der magnetischen Abschirmung zu- und die röntgeninduzierte Zählrate abnimmt.

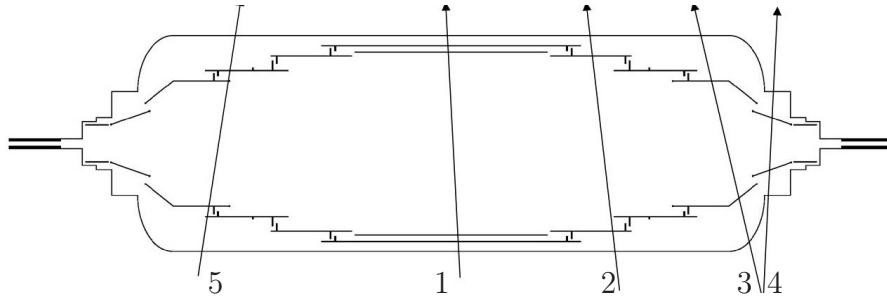


Abbildung 5.13: Bestimmungspositionen der Unterdrückungsfaktoren.

In dieser Abbildung sind die Positionen gezeigt, an denen die Unterdrückungsfaktoren bestimmt wurden.

In den Positionen abseits der Schirmgitterelektrode ist die Unterdrückung geringer, was zum einen an den geringeren Ereigniszahlen aufgrund des höheren Magnetfeldes (vgl. Abschnitt 5.3.1.2, und zum anderen am geringeren Einfluß der Gitterelektrode liegt. Die hohe Unterdrückung in Position 5, die der Quellseite entspricht, kann auf den zusätzlichen Potentialwall in Konfiguration 1 zurückgeführt werden: Bei eingeschaltetem Schirmgitter können Elektronen mit einer Energie kleiner als $E=18680$ eV die Analysierebenen nicht mehr überwinden und zum Detektor gelangen. Dieser Effekt kann auch dazu führen, daß die Unterdrückung in Position 1 höher ist, als die Oberflächenabdeckung erwarten läßt, da ein Teil der Sekundärelektronen in der quellseitigen Hälfte des Spektrometers erzeugt wird.

In Konfiguration 2 (Abb. 5.15) sind sowohl die Ereigniszahlen als auch die Unterdrückungsfaktoren um etwa einen Faktor 10 geringer als in den Konfigurationen 1 und 3. Dies kann auf eine Elektronenfalle zurückgeführt werden, die durch das nicht berücksichtigten Durchgriffes der soliden Elektrode entsteht.

In Konfiguration 3 (Abb. 5.16) ist wiederum in Position 1, im Zentrum des Spektrometers die höchste Unterdrückung zu finden, sie entspricht hier den Erwartungen mit einem Unterdrückungsfaktor von 50, was der Oberflächenabdeckung von 2% genügt. Nach außen hin nehmen die Unterdrückungsfaktoren ebenso wie die Ereigniszahlen ab. Dies ist wiederum auf das höhere Magnetfeld und die damit höhere magnetische Abschirmung in diesen Positionen zurückzuführen.

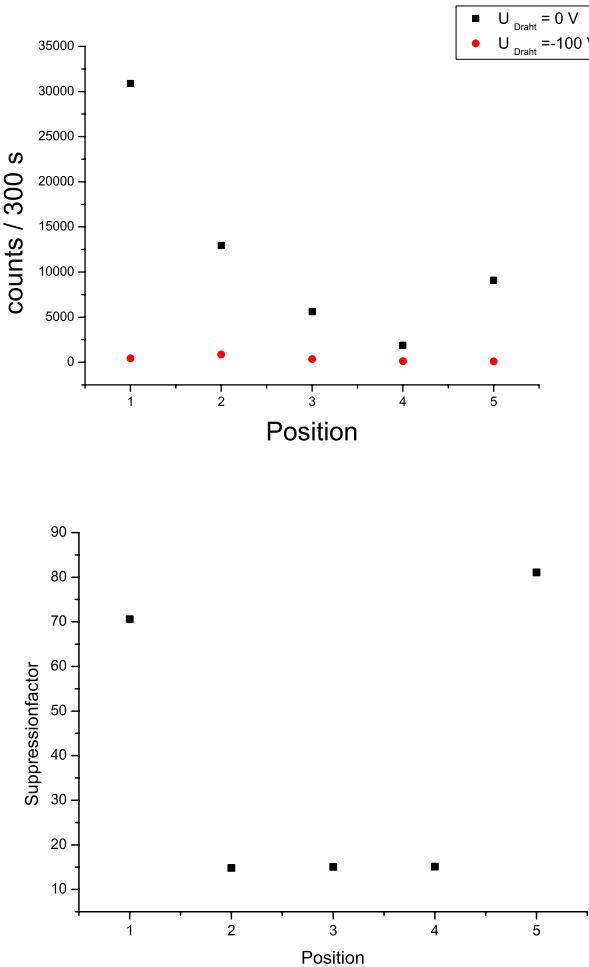


Abbildung 5.14: Unterdrückungsfaktoren für Konfiguration 1. Es sind die Zählraten (oben) und die Unterdrückungsfaktoren für die unterschiedlichen Positionen dargestellt. Zur Bestimmung der Faktoren wurde das Verhältnis der Ereigniszahlen von ausgeschaltetem zu eingeschaltetem Schirmgitter für die unterschiedlichen Positionen bestimmt.

5.3.1.2 Untersuchung der magnetischen Abschirmung

Die Verwendung der Röntgenröhre erlaubt neben der Untersuchung der im vorigen Abschnitt erläuterten Untergrundunterdrückung durch die Schirmgitterelektrode auch die Untersuchung des zweiten Effektes, der im MAC-E-Filter zur Untergrundunterdrückung beiträgt: der magnetischen Abschirmung. Aufgrund der adiabatischen Führung sollte es Elektronen, die auf den Oberflächen der Elektroden entstehen, nicht möglich sein, in den auf den Detektor abgebildeten Flusschlauch zu gelangen (vgl. Kapitel 3). In [Mue02] und [Sch04] wurde

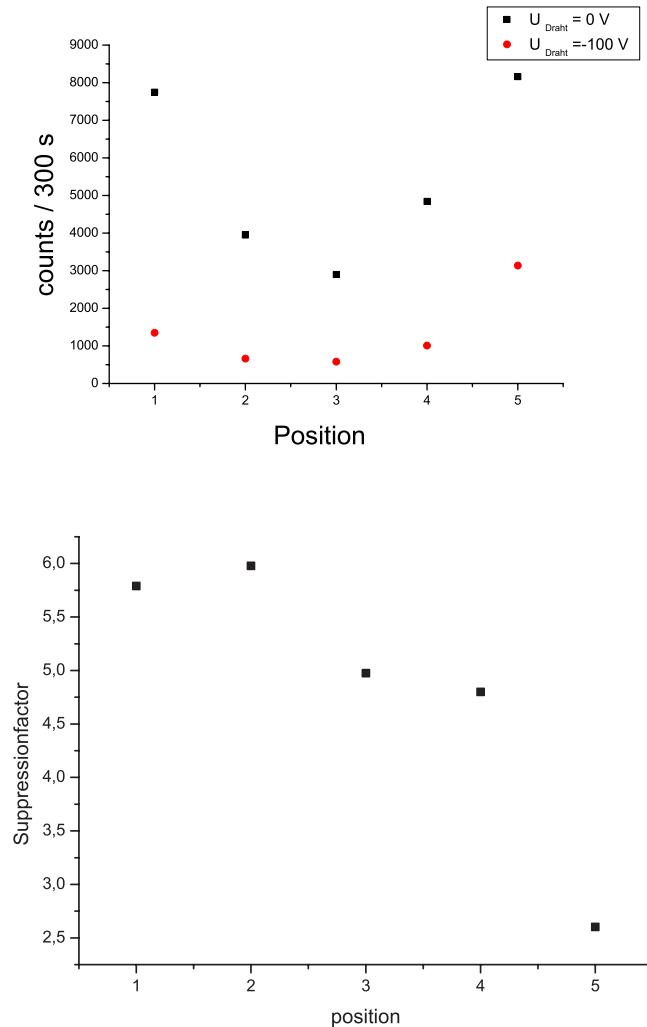


Abbildung 5.15: Unterdrückungsfaktoren für Konfiguration 2. Es sind die Zählraten (oben) und die Unterdrückungsfaktoren für die unterschiedlichen Positionen dargestellt. Zur Bestimmung der Faktoren wurde das Verhältnis der Ereigniszahlen von ausgeschaltetem zu eingeschaltetem Schirmgitter für die unterschiedlichen Positionen bestimmt.

auch eine entsprechende Abhängigkeit der Untergrundzählrate vom Magnetfeld in den Spektrometersolenoiden gemessen. Die Verwendung der externen Röntgenquelle erlaubt einen weiteren Zugang zu diesem Unterdrückungsmechanismus. Durch die Röntgenphotonen sollten die Augerlinien des Elektronenmaterials (Edelstahl: Eisen, Nickel, Chrom) im Sekundärelektronenspektrum sichtbar werden. Diese Linien liegen im Bereich von 6-8 keV, es wird also ein deutlicher Peak im Bereich von 24-26 keV im Spektrum erwartet, da die Elektrode auf dem Retardierungspotential von 18 kV liegt. Abb. 5.17(a) macht

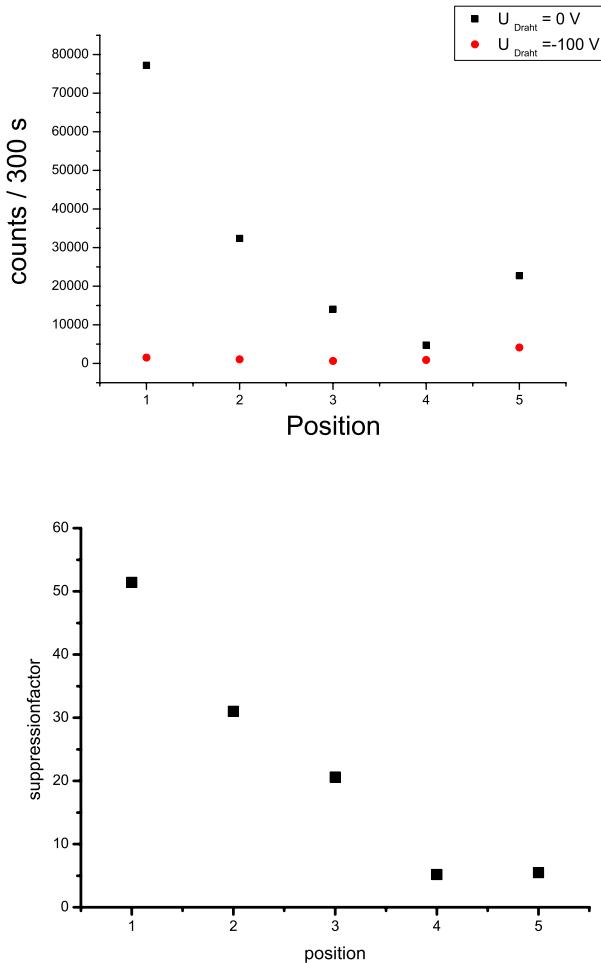


Abbildung 5.16: Unterdrückungsfaktoren für Konfiguration 3. Es sind die Zählraten (oben) und die Unterdrückungsfaktoren für die unterschiedlichen Positionen dargestellt. Zur Bestimmung der Faktoren wurde das Verhältnis der Ereigniszahlen von ausgeschaltetem zu eingeschaltetem Schirmgitter für die unterschiedlichen Positionen bestimmt.

deutlich, daß diese Linie nicht in den Daten zu sehen ist, es sind lediglich die U_0 -Linie und der hochenergetische Untergrund zu sehen. Die linke Flanke dieses kontinuierlichen, hochenergetischen Untergrunds läßt sich als magnetischer Cutoff interpretieren. Dieses Spektrum wurde bei einem starken magnetischen Zusatzfeld, das durch die Luftspulen im Zentrum des Spektrometers erzeugt wird, aufgenommen, das 3.6 Gauß betrug, was einem Spulenstrom von 4.5 A entspricht. Das Feld in den Spektrometersolenoiden betrug 1.7 T, so daß ihr Streufeld in der Analysierebene 5 Gauß entspricht. Somit liegt ein Magnetfeld von 8.6 Gauß im Zentrum des Spektrometers vor. Wird nun dieses Feld

durch eine Abschwächung des Zusatzfeldes reduziert, so verschiebt sich die Abschneidekante des Sekundärelektronenspektrums zu niedrigeren Energien, was in Abb. 5.17(b) deutlich wird. Ebenso wird der erwartete Peak durch Augerelektronen bei 26 keV sichtbar. Der Effekt der magnetischen Abschirmung zeigt sich also deutlich in der Veränderung der spektralen Form in Abhängigkeit des Feldes der magnetischen Zusatzspule.

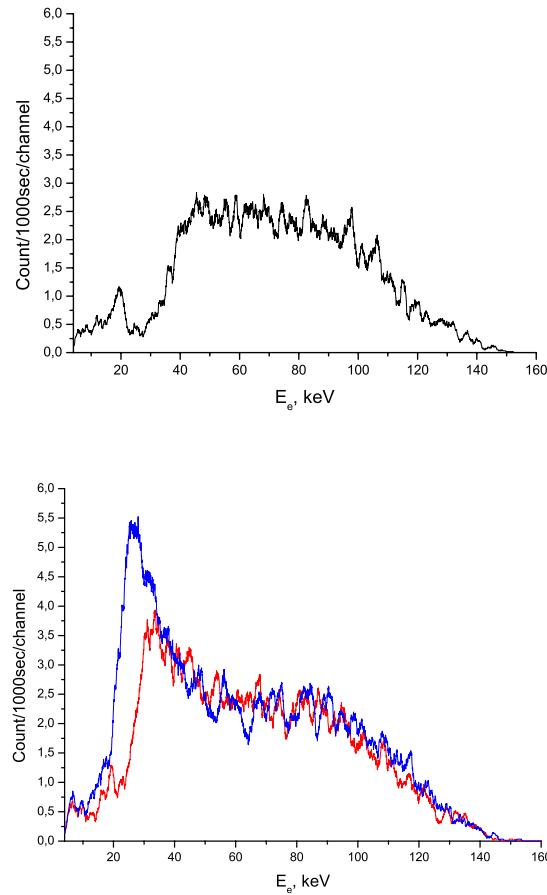


Abbildung 5.17: Magnetische Abschirmung. (a) zeigt das Sekundärelektronenspektrum im 1. Detektorsegment bei Standardzusatzfeld (8.6 Gauß), es ist der U_0 -Peak zu erkennen, nicht jedoch die erwartete Augerlinie bei 24-26 keV. Diese wird in (b) deutlich, bei denen das magnetische Zusatzfeld abgeschwächt wurde (5.8 Gauß (blau), 6.6 Gauß (rot)).

5.3.1.3 Druckabhängigkeit

Die Druckabhängigkeit der Untergrundzählrate wurde bereits in den Arbeiten [Sch01] und [Mue02] mit unterschiedlichen Ergebnissen untersucht. Während

in [Sch01] eine quadratische Abhängigkeit der Untergrundzählrate vom Restgasdruck im Spektrometer (Mainz II) zu erkennen war, war dies in den in [Mue02] durchgeführten Messungen (Mainz III) nicht der Fall.

Die Untersuchung der Druckabhängigkeit mit Hilfe der Röntgenquelle als externe Untergrundquelle hat den Vorteil, daß die Meßdauer im Vergleich zu den vorherigen Messungen stark reduziert werden konnte, was zu einer höheren Stabilität des Restgasdruckes im Verlauf der Messungen führt. Der Druck im Spektrometer wurde durch Einlassen von Helium verändert. Dies war notwendig, da zu diesem Zeitpunkt noch Volumengetterpumpen der Firma SAES im Tank installiert waren, die eingelassenen Wasserstoff sofort gebunden hätten, ein solcher Eingriff hätte die Pumpen langfristig unwirksam gemacht. Der Restgasdruck wurde zwischen $1 \cdot 10^{-10}$ und $3.1 \cdot 10^{-9}$ mbar variiert. Bei jeder Druckeinstellung wurde der Zentralteil der Spektrometers (Position 1 in Abb. 5.13) für 1000 Sekunden mit der Röntgenquelle bestrahlt. Die Messungen wurden sowohl mit ein- als auch mit ausgeschaltetem Schirmgitter durchgeführt. Abb. 5.18 ist zu entnehmen, daß die Resultate aus [Mue02] reproduziert werden konnten. Es wurde keine Druckabhängigkeit der Untergrundzählrate festgestellt. Dieses Ergebnis wird auf die reduzierte Anzahl der Penningfallen im modifizierten Aufbau gegenüber des Mainz II Aufbaus zurückgeführte.

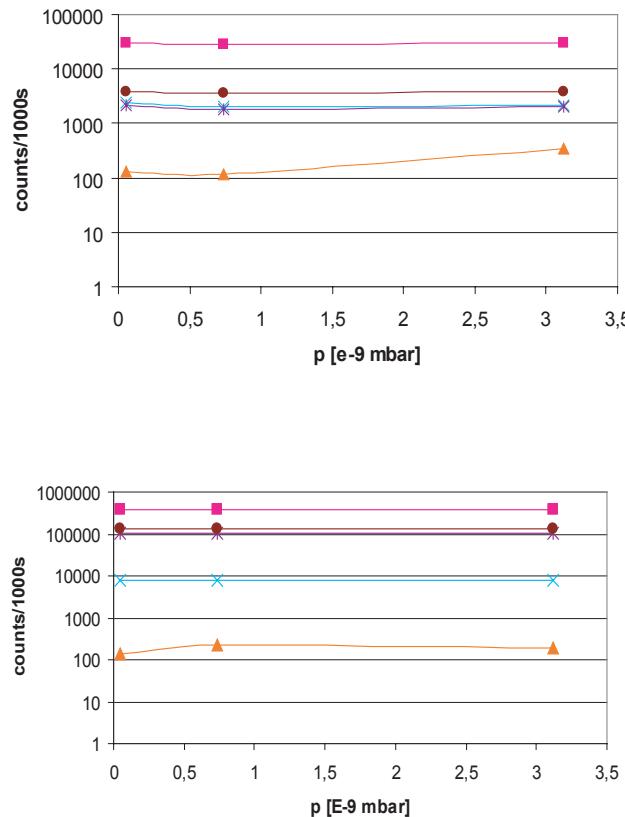


Abbildung 5.18: Druckabhängigkeit der Untergrundzählrate. Es ist die Ereigniszahl pro 1000 s gegen den Restgasdruck im Spektrometer aufgetragen. Die verschiedenen Farben beschreiben die Gesamtrate (pink) und die einzelnen Detektorsegmente: S1 (rot), S2 (cyan), S3 (blau) und S4 (braun). Sowohl für den Fall des eingeschalteten Gitters (oben) als auch für den Fall des ausgeschalteten Gitters ist keine Abhängigkeit der Zählrate vom Druck zu erkennen. Der Druck wurde durch Einlassen von He variiert.

5.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Verwendung einer Röntgenröhre als externe Untergrundquelle zur systematischen Untersuchung des Untergrundes im Mainzer Neutrinomassen Spektrometer war erfolgreich. Durch diese "schaltbare" Untergrundquelle war es nicht nur möglich, die Eigenschaften der Schirmgitterelektrode zu bestimmen und zu verstehen, sondern sie erlaubte auch die genaue Untersuchung von Phänomenen, die bisher zu widersprüchlichen Resultaten führten. So wurde mit hoher Statistik festgestellt, daß der Aufbau Mainz III keine Druckabhängigkeit zeigt, was das Ergebnis aus [Mue02] unterstreicht. Weiterhin wurde der Effekt der magnetischen Abschirmung, der bisher nur durch quantitative Effekte nachgewiesen werden konnte, durch spektrale Informationen des Sekundärelektronenspektrums bekräftigt.

Kapitel 6

Design des KATRIN Vorspektrometers

Das KATRIN Vorspektrometer soll als Filter dienen, der den zur Bestimmung der Neutrinomasse uninteressanten niederenergetischen Teil des Tritium- β -Spektrums abschneidet. Die Notwendigkeit eines solchen Filters begründet sich in der Reduktion der Untergrundzählrate im Hauptspektrometer, die mit seiner Hilfe erreicht werden kann. Da die Anzahl der Elektronen, die das Hauptspektrometer erreichen, verringert wird, wird auch die Anzahl der Streuprozesse am Restgas, welche durch Ionisationen bedeutend zum Untergrund beitragen können, reduziert. Inelastische Streuung, die auf der Quellseite des Spektrometers stattfindet, kann zwar nicht direkt zu einer Erhöhung der Untergrundzählrate beitragen, da weder in den Streuprozessen erzeugte niederenergetische Elektronen noch sowohl positiv als auch negativ geladene Ionen direkt zum Detektor gelangen können. Dennoch gibt es mehrstufige Prozesse, die zu einer erhöhten Untergrundrate beitragen können. Zum einen können positive Ionen das Analysierpotential des Hauptspektrometers überwinden, da sie zum Zentrum hin beschleunigt werden. Wenn sie nun ihrerseits wieder inelastisch am Restgas streuen, können die entstehenden niederenergetischen Elektronen auf den Detektor beschleunigt werden. Diese Elektronen sind nur sehr schwer oder überhaupt nicht von Elektronen aus dem β -Zerfall zu unterscheiden, falls der Streuprozeß an einem Ort stattfindet, dessen Potential nahe dem Analysierpotential ist.

Weiterhin können gestreute Elektronen sowie im Streuprozeß erzeugte Ionen gespeichert werden und Kettenreaktionen füttern.

Diese Mechanismen in ein Vorspektrometer zu verlagern, wird diese Probleme nicht komplett beseitigen, aber sicherlich zu ihrer Unterdrückung beitragen. Ein zusätzliches Problem kann allerdings in der Konfiguration mit zwei hintereinander geschalteten Spektometern entstehen, da durch die beiden elektrischen Analysierebenen und die magnetische Führung eine Penningfalle zwi-

schen den Spektrometern errichtet wird. Diese Problematik wurde in [Ess04] diskutiert. Dazu wurden neben den Eigenschaften der Fallen verschieden Kühlprozesse für gespeicherte Elektronen untersucht. Elektronen, die im hohen Magnetfeld der Transportssolenoiden im elektrischen Potentialtopf zwischen den Analysierebenen von Vor- und Hauptspektrometer gespeichert sind, verlieren durch zwei Prozesse Energie:

- Synchrotronstrahlung
- elastische Streuung

Simulationen, die beide Kühlprozesse berücksichtigen, zeigen, daß die typische Speicherzeit bei einem Druck von 10^{11} mbar 1000 s beträgt. Weiterhin zeigen die Simulationen, daß ein Einfluß auf die Untergrundzählrate nur gegeben ist, falls es zu einer Kettenreaktion kommt, da die meisten Ionisationen im Bereich des Erdpotentials stattfinden. Es wird allerdings in Betracht gezogen die gespeicherten Elektronen mechanisch, mit Hilfe eines Drahtes, aus dem System zu entfernen. Hierzu sind allerdings noch weitere Untersuchungen notwendig.

Zusätzlich dient das Vorspektrometer auch als weitere differentielle Pumpstrecke, die dazu beiträgt, einen Tritiumpartialdruck im Hauptspektrometer von geringer als 10^{-20} mbar zu erreichen.

Nicht zuletzt ist zu bemerken, daß das Vorspektrometer als Prototyp für das Hauptspektrometer gesehen werden kann, an dem neue Konzepte für das Elektrodensystem getestet werden können. So ist bei KATRIN z.B. geplant die Hochspannung direkt an den Spektrometertank anzulegen, das Konzept der Drahtelektroden soll auch im Hauptspektrometer angewendet werden, und es wird ein Druck von $< 10^{-11}$ mbar angestrebt, wozu ein neues Heiz-Kühlsystem beitragen soll (vgl. Kapitel 2). Weiterhin wird eine Stabilität der Hochspannung im Bereich von ppm gefordert, wozu ein neuartiger Spannungsteiler an der Universität Bonn aufgebaut wird [?]. Für alle diese Neuerungen werden Testaufbauten benötigt, die allerdings nicht extra aufgebaut werden müssen, da man das Vorspektrometer für diese Untersuchungen nutzen kann.

Da die Aktivität der Tritiumquelle des KATRIN-Aufbaus etwa einhundertmal höher ist, als die der Experimente in Mainz und Troitsk, ist die Zahl der ins Spektrometer migrierenden Elektronen entsprechend höher. Will man nun im Hauptspektrometer zu den existierenden Experimenten vergleichbare Verhältnisse haben, so muß die Anzahl der Elektronen, die das Hauptspektrometer erreichen, reduziert werden. Zur Bestimmung der Neutrinomasse interessiert uns nur eine kleine Region von 25 - 200 eV unterhalb des Endpunktes des β -Spektrums. Das Vorspektrometer kann als Filter mit einer Filterspannung

von etwa $E_{\text{filter}} = E_0 - 500 \text{ eV} \approx 18075 \text{ eV}$ bis $E_{\text{filter}} = E_0 - 200 \text{ eV} \approx 18375 \text{ eV}$ liegen. Dazu ist eine Energieauflösung des Spektrometers von unter 100 eV ausreichend.

6.1 Energieauflösung und Magnetsystem

Neben der Erzeugung des magnetischen Führungsfeldes bestimmt das Magnet-
system eines MAC-E-Filters die Auflösung des Spektrometers (siehe Gl. 2.10). Die Auflösung sollte besser sein als die Differenz zwischen E_0 und E_{filter} . In Abb. 6.1, die die Transmissionsfunktion des Vorspektrometers, ein β -Spektrum im Endpunktsbereich und die Faltung dieser beiden Funktionen darstellt, wird dies deutlich: Oberhalb der Energie $E = \Delta E$ ist die Transmissionsfunkti-
on flach, d.h. in diesem Bereich kann das Tritiumspektrum ohne Störung im Hauptspektrometer untersucht werden.

Ursprünglich wurde für das Vorspektrometer eine Auflösung von

$$\Delta E = \frac{B_{\min}}{B_{\max}} \cdot E_0 \approx 50 \text{ eV} \quad (6.1)$$

angestrebt. Doch im Verlauf dieser Arbeit wurde von der KATRIN-Kollaboration beschlossen, zur Erhöhung der Sensitivität auf die Neutrinomasse die Quell-
stärke um den Faktor zwei zu erhöhen und den Durchmesser des Hauptspek-
trometers von 7 m auf 10 m zu vergrößern (vgl. Kap. 2). Um den Durchmesser der differentiellen Pumpstrecken beibehalten zu können ging mit diesen Va-
riationen eine Änderung im Design der Magnetstrecke einher: Das maximale Magnetfeld (Pinchfeld) wurde von 10 T auf 6 T reduziert. Zu diesem Zeitpunkt waren die Spektrometersolenoiden und der Vakuumtank des Vorspektrometers allerdings schon spezifiziert und bestellt. Dies hat jedoch kein weitreichenden Folgen, außer daß man von der Energieauflösung von $\Delta E = 50 \text{ eV}$ Abstand nehmen muß. Dies bedeutet aber keine Einschränkung der Funktionsweise des Vorspektrometers, da es nicht als Spektrometer dient, sondern, wie bereits oben beschrieben, als Filter.

Es wird gefordert, daß ein magnetischer Fluß von $\Phi = 191 \text{ Tcm}^2$ durch das komplette KATRIN-System transportiert wird [Kat01]. Nach den früheren Be-
trachtungen wurde damit die Auflösung von 50 eV durch ein Streufeld von etwa 270 Gauß erreicht:

$$B_A = B_{\max} \cdot \frac{\Delta E}{E} \approx 10 \text{ T} \cdot \frac{50 \text{ eV}}{18375 \text{ eV}} = 272 \text{ Gauss} \quad (6.2)$$

Durch die Festlegung der Solenoide und des Abstands der Solenoide untereinander durch die Dimensionen des Vakuumtanks ist dieses Streufeld bestimmt. Die Veränderung des Pinchfeldes bewirkt also eine Verschlechterung der Energieauflösung auf

$$\Delta E = \frac{B_{\min}}{B_{\max}} \cdot E_{\text{filter}} \approx 85 \text{ eV} \quad (6.3)$$

Dieser Wert genügt immer noch den Anforderungen des Vorspektrometers.

Die Transmissionsbedingungen eines MAC-E-Filters sind in Kapitel 2 beschrieben, zusammenfassend sei hier nur wiederholt, daß die Energie in der Bewegung parallel zum Magnetfeld immer positiv sein muß (vgl. Gl. 2.11). In Abb. 6.11 ist die Transmissionsfunktion des Vorspektrometers, mit den oben beschriebenen Magneten, für verschiedene Startradien dargestellt. Man erkennt, daß die Transmissionsfunktion mit größeren Startradien schmäler wird, was auf die bessere Auflösung auf den Außenbahnen zurück zu führen ist. Diese bessere Auflösung ist durch das niedrigere Magnetfeld in der Analysierebene bedingt. Außerdem ist eine Verschiebung der Funktion entlang der Energieachse zu erkennen, was auf den Potentialdurchgriff des Spektrometers zurückzuführen ist, Elektronen auf den inneren Bahnen werden also vor Elektronen auf äußeren Trajektorien transmittiert. Es ist weiterhin zu beachten, daß die Transmissionsfunktion des Spektrometers davon abhängt, ob es als Teil des KATRIN-Gesamtsystems einschließlich der Transportstrecken benutzt wird, oder als einzeln stehendes Spektrometer, wie es zunächst während der ersten elektromagnetischen Tests und Untergrunduntersuchungen der Fall sein wird. Der Unterschied liegt darin, daß das Pinchmagnetfeld im "standalone"-Modus direkt von den Spektrometersolenoiden gegeben ist und nicht vom Transportsystem. Weiterhin ist das Magnetfeld in der Analysierebene geringer, da die zusätzlichen Streufelder fehlen. Dies führt dazu, daß die Auflösung des einzelnen Spektrometers mit 87 eV etwas höher liegt, als es im Betrieb mit der kompletten Strahlführung der Fall sein wird (vgl. 6.1). Transmissionsfunktion für das einzeln stehende Spektrometer sind ebenfalls in Abb. 6.11 dargestellt.

Die Anforderung an die Auflösung bestimmt direkt das Magnetfeld in der Analysierebene B_A und die Fläche der Analysierebene A_A . Dies erfolgt über den geforderten transportierten magnetischen Fluß von

$$A_A \geq \frac{\Phi}{B_A} = \frac{191 \text{ Tcm}^2}{272 \text{ Gauss}} = 7022 \text{ cm}^2 \Rightarrow r_A \geq 47.3 \text{ cm} \quad (6.4)$$

Wenn man den kompletten magnetischen Fluß der WGTS abbilden möchte, was z.B. nötig ist, wenn man die Tritiumdichte in der Quelle mit Hilfe eines Ringdetektors zwischen Vor- und Hauptspektrometer kontrollieren möchte,

muß ein Fluß von $\Phi = 233 \text{ Tcm}^2$ transportiert werden, dies entspricht einem Radius der Analysierebene von $r_A \geq 52.2 \text{ cm}$.

Da Messungen der Untergrundzählrate im existierenden Mainzer Spektrometer auf eine radiale Abhängigkeit hindeuten (s. Kapitel 3), sollte der Abstand zwischen Elektrodensystem und transportiertem Flußschlauch möglichst groß sein. Je größer der Abstand ist, desto wirkungsvoller kann die magnetische Abschirmung des MAC-E-Filters wirken. Diese Abschirmung wurde in Kapitel 3 ebenfalls näher erläutert, hier sei nur bemerkt, daß sie auf der Annahme beruht, daß Untergrundelektronen auf der Elektrodenoberfläche erzeugt werden und in das sensitive Volumen des Spektrometers driften. Dieser Vorgang sollte jedoch bei perfekten adiabatischen Bedingungen nicht möglich sein. Dennoch erreicht ca. jedes 10^{-6} Elektron den Flußschlauch [Sch01].

Der Innendurchmesser des Vakuumtanks beträgt nach diesen Planungen 1680 mm, damit auch noch genügend Platz für das Drahtelektrodensystem zwischen Tankwand und Flußschlauch gegeben ist.

Die Spektrometermagnete müssen nun zwei Anforderungen erfüllen:

- Das Streufeld in der Analysierebene muß Gleichung 6.2 entsprechen.
- Der magnetische Fluß muß durch ein Ventil zwischen dem Spektrometermagneten und dem anschließenden Transportmagneten geführt werden. Es handelt sich um einen Vollmetallzugschieber der Firma VAT mit einer Nenngröße von DN 200CF.

Beide Anforderungen führen zu einer Spule mit großem Durchmesser und hohem magnetischen Moment.

Als Augsgangspunkt zur Optimierung der Spulenparameter diente das in [Fic00] vorgestellte Magnetsystem. Da jedoch im Gegensatz zu dem dort berechneten System eine höhere Feldstärke von 4.5 T benötigt wird, wurde die Spulenlänge verlängert und die Dicke der Wicklung erhöht. Die Spulenparameter sind in Tabelle 6.1 wiedergegeben. Werden zwei Spulen dieser Bauart axial so zueinander ausgerichtet, daß ihre Zentren 430 cm auseinanderliegen, ergibt sich in der Mitte der Anordnung eine magnetische Analysierebene mit einem Feld von 0.0219 T auf der Achse. Nimmt man zusätzlich das Streufeld der benachbarten Transportsoleonide mit in die Betrachtung auf, so beträgt das Magnetfeld 0.0253 T in der Analysierebene. Bei diesen Rechnungen wurde der Vorschlag der Firma ACCEL für die Transportelemente benutzt [Fla01]. Der radiale Verlauf des Magnetfeldes, mit und ohne Transportsoleoniden, ist in Abb. 6.3 gezeigt. In [Fic00] wurden zusätzlich zu den supraleitenden Spektrometersolenoiden

Luftspulen eingeplant, um das Magnetfeld in der Analysierebene zu homogenisieren. Dies ist für das Vorspektrometer zunächst nicht vorgesehen, da die Korrekturmöglichkeiten durch Luftspulen nur im Bereich einiger Gauß liegen, will man einen großen Aufwand für die Kühlung der Spulen vermeiden.

Diese Konfiguration der Magnete bestimmt nun die Rahmenbedingungen für den Vakuumtank und das Elektrodensystem, das im nächsten Abschnitt besprochen wird. In Abb. 6.4 ist die Vorspektrometer-Konfiguration schematisch dargestellt. Neben den Magneten ist das Schema der Elektroden und des Vakuuttanks dargestellt.

Tabelle 6.1: Parameter der Vorspektrometer-Solenoiden und Geometrie des Spektrometers und des Flusschlauches

		“default”
coil		
inner radius of coil	[cm]	24
length of coil	[cm]	32
thickness of coil	[cm]	7
volume of coil	[l]	38.7
current density	[A/mm ²]	100
central field	[T]	4.5
field at wire	[T]	5.8
stored energy	[MJ]	1
radial distance coil-warm bore	[cm]	4
axial distance coil-end of magnet	[cm]	12
geometry and flux tube in the prespectrometer		
distance magnet-magnet (center)	[cm]	430
length of prespectrometer (500 CF-500CF)	[cm]	350
Central field in analysing plane with stray field (r=0)	[T]	0.0272
Central field in analysing plane without stray field (r=0)	[T]	0.0212
radius of nominal flux (191 Tcm ²)	[cm]	47.5
radius of enhanced flux (231 Tcm ²)	[cm]	52.0
radius of ground-to-ground	[cm]	77.3
valve type	NW	200/200
diameter of beamtube	[mm]	160
energy resolution of the prespectrometer		
energy resolution at center	[eV]	87.5
energy resolution at center without strayfield	[eV]	85
field inhomogeneity in analysing plane with strayfield	[%]	27
field inhomogeneity in analysing plane without strayfield	[%]	30
radial potential drop ΔU	[V]	38

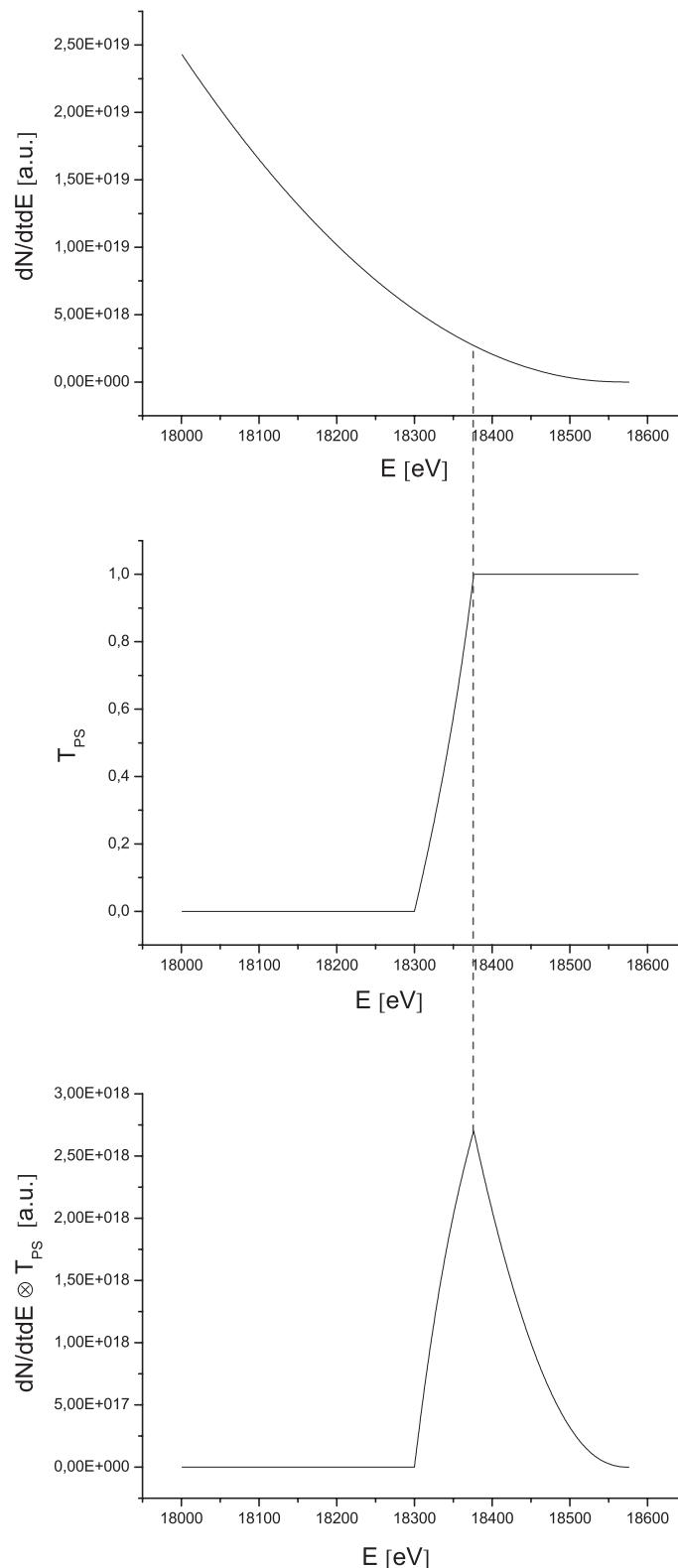


Abbildung 6.1: Filterspannung des Vorspektrometers. Dargestellt sind der Endpunktsbereich des Tritium- β -Spektrums, die Transmissionsfunktion des Vorspektrometers auf der Achse, sowie die Faltung dieser beiden Funktionen. Es wird deutlich, daß das Spektrum überhalb von $E_{\text{filter}} + \Delta E$ störungsfrei untersucht werden kann.

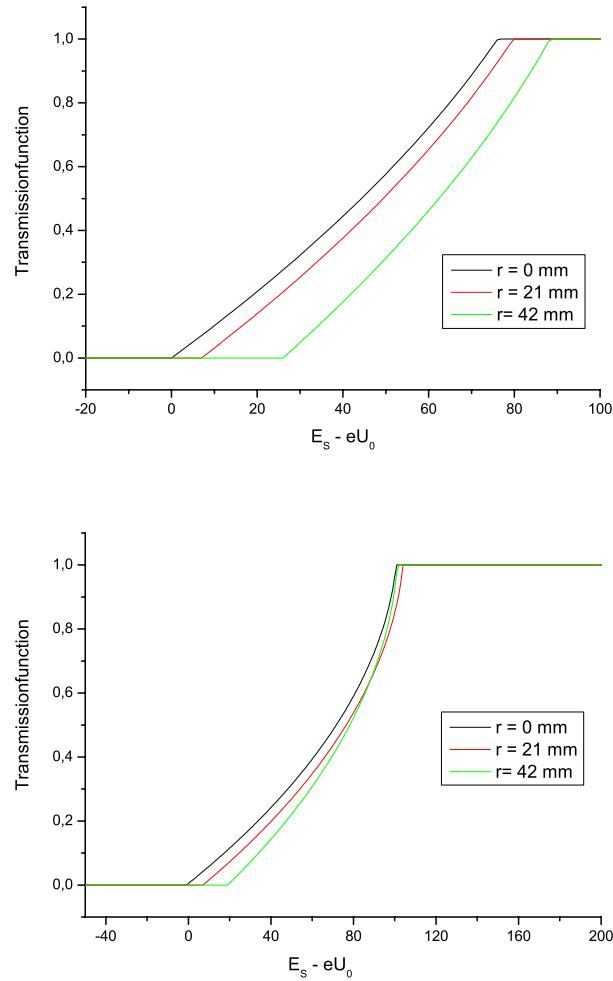


Abbildung 6.2: Transmissionsfunktion des Vorspektrometers. Es ist die auf 1 normierte Transmissionfunktion des Vorspektrometers für verschiedene Startradien dargestellt. Das obere Diagramm zeigt die Funktion mit einem Pinchmagnetfeld von 6 T, wie es im endgültigen Betriebsmodus sein wird. Der untere Graph zeigt die Transmissionsfunktion ohne Pinchmagneten und damit die Funktion während der elektromagnetischen Tests, die vor der Fertigstellung der Transportstrecke durchgeführt werden.

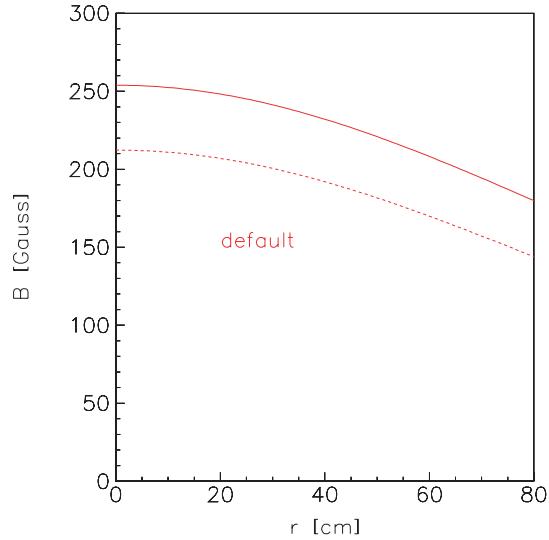


Abbildung 6.3: Streufeld der Spektrometersolenoide in der Analyseebene des Vorspektrometers. Die durchgezogene Linie beschreibt das Magnetfeld unter Berücksichtigung der Streufelder der Transportsolenoide, des Hauptspektrometers und des Detektors. Die gepunktete Linie zeigt das Streufeld der Vorspektrometersolenoide.

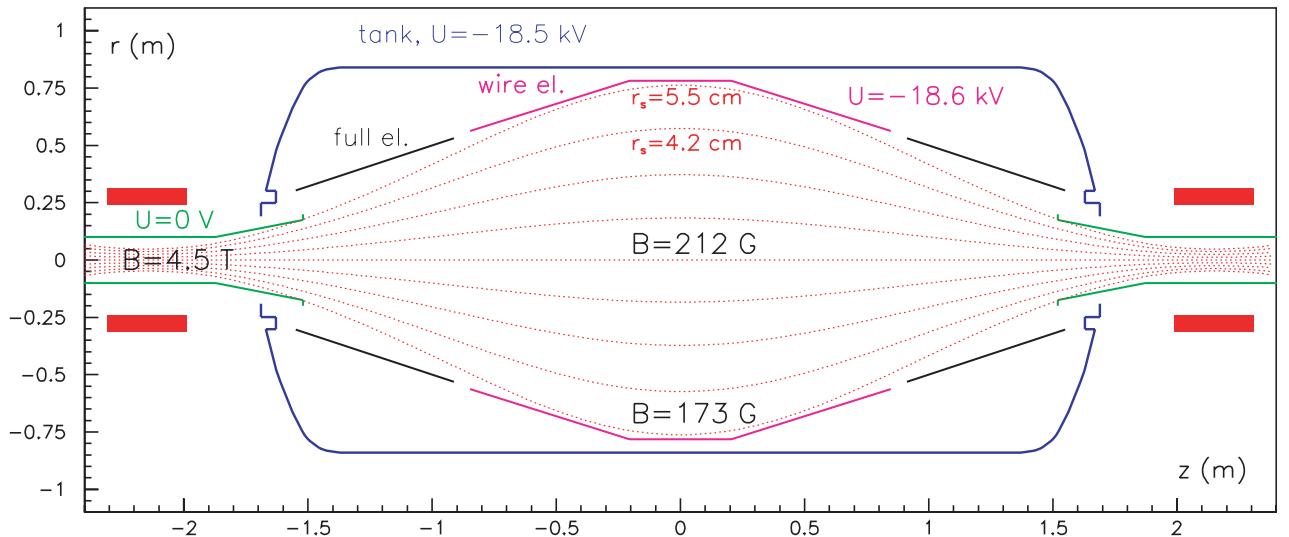


Abbildung 6.4: Schematische Darstellung der Konfiguration des Vorspektrometers. Neben dem auf HV liegenden Vakuumtank (blau), sind das innere Elektrodensystem (rot, schwarz), das Strahlrohr (grün), die Spektrometermagnete sowie verschiedene Magnetfeldlinien dargestellt.

6.2 Das Elektrodensystem

In [Fla01] wurde ein Spektrometerkonzept vorgeschlagen, das darauf beruht, die Retardierungsspannung direkt an einem entsprechend geformten Vakuumtank anzulegen und auf ein komplexes inneres Elektrodensystem zu verzichten. Diese Idee sollte zunächst am Vorspektrometer getestet werden, bevor das Konzept beim Entwurf des Hauptspektrometers angewendet wird.

Zunächst wird die Form der Elektroden durch den magnetischen Flusschlauch definiert, d.h., der Transport der Elektronen von der Quelle zum Detektor muß gewährleistet sein. Eine weitere Anforderung an das Elektrodensystem ist die, daß das System eine möglichst geringe Anzahl an Fallen aufweisen soll. Die Formung der Elektroden bietet viele Möglichkeiten, die Bildung von lokalen Fallen zu unterbinden (s. Abschnitt 6.3.2). Dies geschieht prinzipiell dadurch, daß die Elektroden parallel zu den Magnetfeldlinien verlaufen, was am leichtesten durch eine konische Elektrodenform zu realisieren ist.

Unter diesen Randbedingungen würde die Form des Vakuumtanks sehr kompliziert, aus diesem Grund wird auf einen zylindrischen Tank mit einem inneren Elektrodensystem zur Formung des elektrischen Feldes und zur Untergrundunterdrückung zurückgegriffen. Dieses System erlaubt es dann auch, für den Fall, daß sich dieses Konzept als fehlerhaft erweist, den Tank auf Erdpotential zu legen und das elektrische Feld allein durch ein inneres Elektrodensystem zu erzeugen. Dieses Ausweich-Design wird von der Arbeitsgruppe in Troitsk bearbeitet und hier nicht näher erläutert.

Das angestrebte Elektrodensystem soll aus den in den Kapiteln 4 und 5 beschriebenen Gründen als Schirmgitterelektrode aufgebaut werden, um eine möglichst geringe Untergrundzählrate zu ermöglichen.

Ein weiterer Punkt, dem Aufmerksamkeit gewidmet werden muß, ist die Verbindung zweier Elektroden auf unterschiedlichem Potential durch eine Magnetfeldlinie. Eine solche Verbindung könnte zu Penningentladungen führen und damit die Untergrundzählrate sehr stark anheben. Im Vorspektrometer sind neben dem auf Hochspannung liegenden Vakuumtank und dem inneren Elektrodensystem aus Drähten auch Erdelektroden vorgesehen. Da die Spannungsdifferenz zwischen diesen Erdblenden und den Elektroden mit bis zu 30 kV besonders groß ist, ist insbesondere darauf zu achten, daß keine Verbindung zwischen den Erdblenden und den Elektroden durch Magnetfeldlinien gegeben ist. D.h., daß die Elektroden so geplant werden, daß eine Elektronentrajektorie,

die auf einer Erdblende beginnt, auf der anderen endet (vgl. Abb. 6.4). Durch diese Randbedingung wird der Durchmesser des Elektrodensystems, und somit des Vakuumtanks bestimmt. Der Tankdurchmesser beträgt 1720 mm, der Durchmesser des Elektrodensystems 1600 mm. Das komplette System ist in Abb. 6.4 schematisch dargestellt. In dieser Abbildung wir auch deutlich, dass eine Feldlinie, die auf der Spitze der einen Erdelektrode beginnt, auf der Spitze der anderen endet.

In Abb. 6.5 ist schematisch dargestellt, wie diese Punkte realisiert wurden.

6.2.1 Die Elektroden

In diesem Abschnitt wird das innere Elektrodensystem des Vorspektrometers beschrieben, das aus drei einzelnen Elektroden besteht: einer Zentralelektrode, mit zylindrischem Mittelteil, der an den Enden konisch zuläuft, und zwei konsischen Elektroden, die links und rechts der Zentralelektrode montiert werden. Alle drei Elektroden sind entlang der z-Achse geteilt, so daß mit Hilfe der einzelnen Hälften ein Dipolfeld erzeugt werden kann. Der Abstand der einzelnen Elektroden muß so bemessen sein, daß Unterschiede in der Hochspannung bis zu 5 kV nicht zu Feldemission führen. Das im Vorspektrometer herrschende Vakuum erleichtert diese Aufgabe sicherlich, andererseits muß aber beachtet werden, daß sich das Elektrodensystem in einem hohen Magnetfeld befindet.

Die zentrale Elektrode (s. Abb. 6.6) bildet das Herzstück des Elektrodensystems. Sie besteht aus einem Halterahmen aus Edelstahlstäben mit 10 mm Durchmesser, in die Drähte gespannt werden. Der Innendurchmesser beträgt 1560 mm, die gesamte Länge der Elektrode beträgt 1700 mm, wobei der zylindrische Teil eine Länge von 300 mm hat. Der konische Teil verjüngt sich zu einem Durchmesser von 1120 mm.

Dieser Teil der Elektrode ist als Schirmgitter ausgelegt und kann somit zur Untergrundunterdrückung genutzt werden (vgl. Kapitel 4 und 5). Die verwendeten Drähte haben einen Durchmesser von 0.5 mm und sind im zylindrischen Teil im Abstand von 20 mm angebracht. Durch die Verjüngung zum Konus beträgt der Abstand der Drähte bei dem kleinen Radius noch 14 mm.

Mit dieser Konfiguration sind im Zentrum des Spektrometers nach Gl. 4.1 Abschirmfaktoren von ungefähr $S=13$ zu erreichen. Dieser Faktor nimmt in den konsischen Teilen zu, da zum einen der Drahtabstand abnimmt und zum anderen der Abstand zur Tankwand zunimmt.

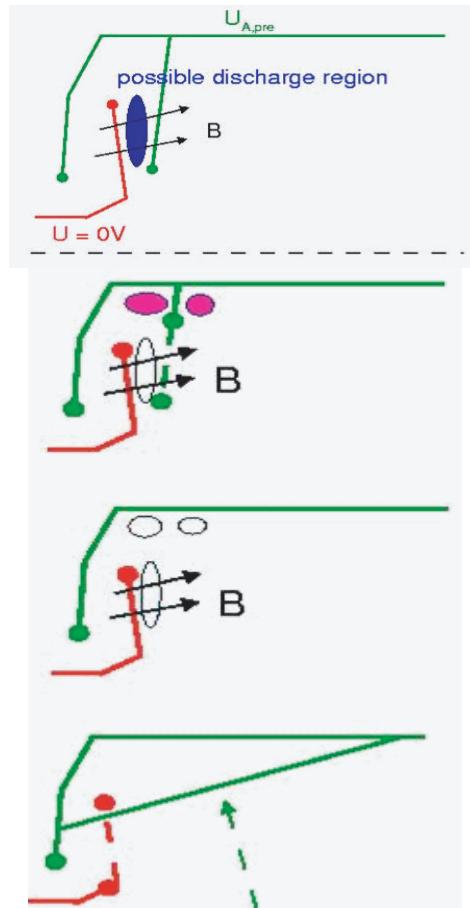


Abbildung 6.5: Entwicklung der Vorspektrometerelektroden. Zunächst wurden Stellen identifiziert, an denen Elektroden, die auf unterschiedlichen Potentialen liegen durch Magnetfeldlinien verbunden werden, da es zwischen diesen Elektroden zu Entladungen kommen kann (blaue Fläche), wurden diese dann vermieden. Im nächsten Schritt wurden potentielle Fallen für geladene Teilchen ausfindig gemacht (violette Flächen), und ebenfalls beseitigt. Darauf hin ergab sich das Problem, daß der Felddurchgriff der Elektrode auf Erdpotential zu groß war, was durch die konische Form der HV-Elektroden vermieden werden konnte. Diese Konfiguration zeigt auch keine lokalen Teilchenfallen mehr auf.

Die konischen Elektroden (Abb. 6.7), die sich dem zentralen Teil anschließen, werden aus Blech gefertigt. Da diese Koni nur einen Abstand von 5 cm von der Tankwand haben und auch nur einen sehr geringen Abstand zu den Erd-elektroden aufweisen, ist dies notwendig, da ansonsten die Feldstärken an den Drähten so groß werden würden, daß es zu Feldemissionen käme. Aus diesem Grund werden die der Tankwand zugewandten Seiten der Koni auch durch ein Rohr mit 20 mm Durchmesser abgeschlossen.

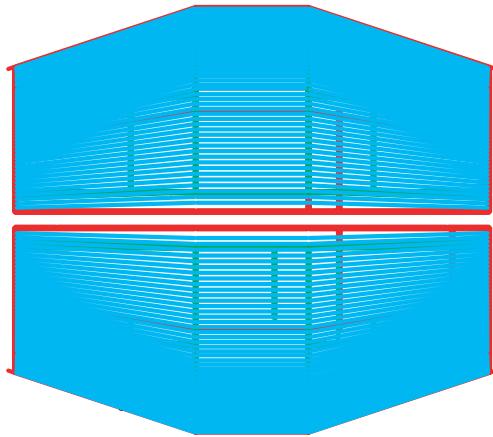


Abbildung 6.6: Zentrale Elektrode des Vorspektrometers. Die Haltekonstruktion der Elektrode ist in rot dargestellt, die Drähte in cyan. Mit dieser Konfiguration wird eine Oberflächenabdeckung f_{gc} von 2.5 % erreicht. Die Länge der Elektrode beträgt 1700 mm, der Durchmesser im zylindrischen Teil 1560 mm.

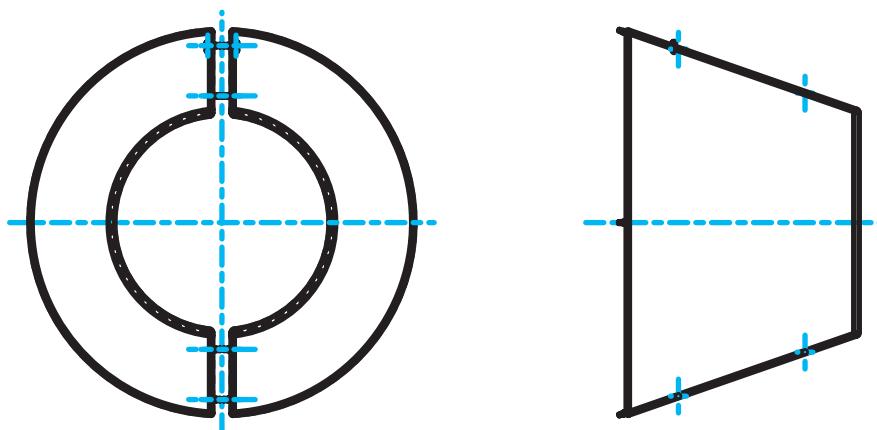


Abbildung 6.7: Konische Elektrode des Vorspektrometers. Diese aus Blech gefertigten Elektroden haben eine Länge von 685 mm, der Durchmesser verringert sich von 1100 mm auf 660 mm.

Der Abstand zwischen den einzelnen Elektroden ist so ausgelegt, daß Spannungsdifferenzen bis zu 5 kV angelegt werden können, ohne zu Feldemissionen zu führen. Dies ist notwendig, da diese Spannungsdifferenzen im Dipolmodus auftreten können, um möglicherweise gespeicherte Ionen aus dem Spektrometer entfernen zu können (vgl. Abschnitt 6.3.2.2). Die Elektroden werden auf einer Haltekonstruktion montiert, die auf dem Tankpotential liegt, der Abstand zu den Elektroden wird durch Glasisolatoren gewährleistet. Abb. 6.8 zeigt eine Zeichnung der Elektroden und der Haltekonstruktion, wie sie im

Vorspektrometer montiert werden.

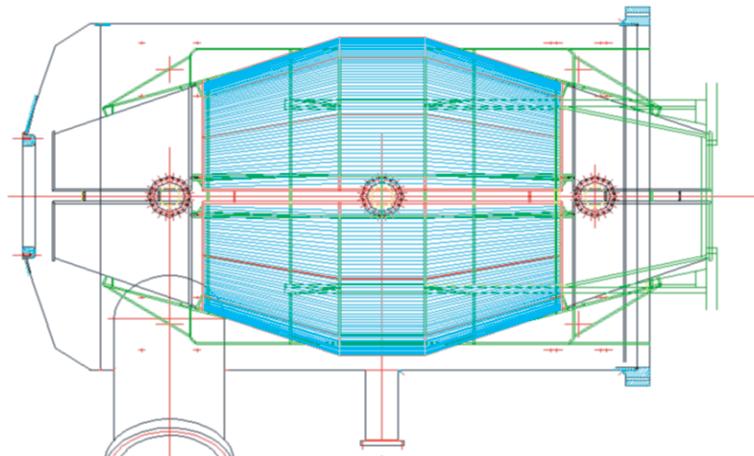


Abbildung 6.8: Elektroden im Vorspektrometer. Es ist eine Einbauzeichnung der Elektroden im Vorspektrometer dargestellt. Der Blick ist von oben auf das Spektrometer gerichtet. Die Montage findet durch den 1700 mm Flansch statt, der auf der rechten Seite zu sehen ist.

Neben den Elektroden auf Hochspannung kommen ebenso wie im Mainz III-Aufbau (vgl. Kapitel 5) Elektroden auf Erdpotential zum Einsatz. Diese stellen im Prinzip eine Verlängerung des Strahlrohrs des Transportsystems dar und sind durch einen Isolator vom Vakuumtank, der ja auf Hochspannung liegt, getrennt.

In Abb. 6.9 sind die Potentialverhältnisse im Spektrometer durch Äquipotentiallinien dargestellt, dabei liegt der Tank auf -18500 V, die Drahtelektrode auf -18600 V und die konischen Elektroden ebenfalls auf -18500 V.

Abb. 6.10 zeigt eine schematische Darstellung des Gesamtaufbaus des Vorspektrometers einschließlich der Magnete, Elektroden, Pumpports, Ventile und Grundrahmen.

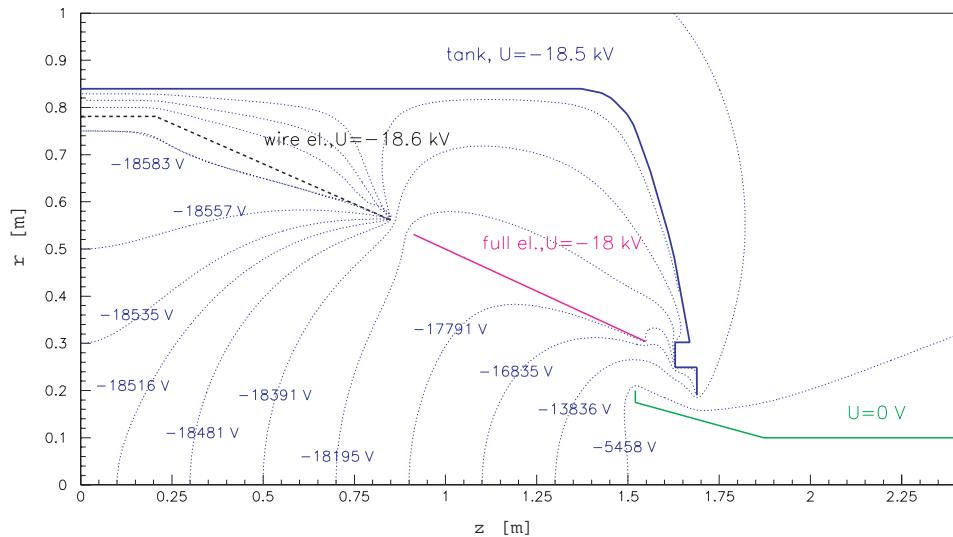


Abbildung 6.9: Äquipotentiallinien im Vorspektrometer [Glu04].

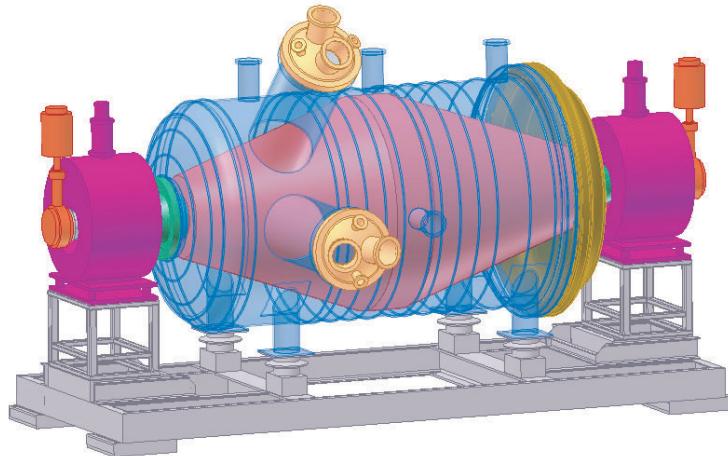


Abbildung 6.10: Schema des Vorspektrometers. Es ist eine Gesamtansicht des Vorspektrometers einschließlich der Magnete, Elektroden, Pumpports und Grundrahmen dargestellt.

6.3 Simulationen des Systems

Zur Simulation der Spektrometer wurde neben eigens zu diesem Zweck selbst entwickelten Programmen das kommerzielle Programm SIMION 7.0 verwendet. Dieses Programm wurde zur Berechnung der elektrostatischen Potentiale der soliden Elektroden und teilweise zur Bahnverfolgung der geladenen Teilchen in elektromagnetischen Potentialen benutzt. Eine Beschreibung der Ar-

beitsweise von SIMION 7.0 ist in [Fla01] zu finden.

Die magnetischen Feldkarten, die sowohl von SIMION als auch von ADIPARK verwendet werden können, wurden durch das Programm Bfield_3D, das im Rahmen von [Fla01] erstellt wurde, berechnet. In der Referenz ist auch eine genaue Beschreibung der implementierten Algorithmen zu finden.

Das Paket ADIPARK wurde bereits in Kapitel 3 erwähnt. Es ermöglicht die Simulation einer großen Anzahl von Teilchen, da es die Teilchentrajektorie nicht mikroskopisch, sondern in adiabatischer Näherung berechnet [Thu01].

Die elektrostatischen Potentiale der Gitterelektroden wurden mit Hilfe eines Programmes berechnet, welches von F. Glück [?] entwickelt wurde. Ebenfalls von F. Glück stammt eine weitere Routine zur Verfolgung geladener Teilchen in elektromagnetischen Feldern, die die numerische Genauigkeit von SIMION übertrifft. Diese beiden Programme sind in [Val04] dokumentiert, weiterhin finden sich dort Untersuchungen zur Numerik der Trackingprogramme.

6.3.1 Transmission und adiabatisches Verhalten

Untersuchung der Transmission

Die im vorigen Abschnitt vorgestellten Komponenten sind das Produkt ausgiebiger Simulationen. Die endgültigen Berechnungen, die zu diesen Resultaten führten, werden hier dargestellt.

Die Überprüfung der Transmissionsfunktion erfolgt durch die Simulation der Teilchenbahnen in den elektromagnetischen Feldern des Spektrometers. Dazu wurde das Programm von F. Glück verwendet. Zur Beurteilung der Transmissionsfähigkeit des Spektrometers betrachtet man die Bewegungsenergie der Elektronen in der Bewegung parallel zum magnetischen Führungsfeld. Das Programm berechnet die Startenergie unter der Annahme der adiabatischen Transformation und der Voraussetzung, daß die Longitudinalenergie der Elektronen in der Analysierebene verschwindet. Dabei werden sowohl das Magnetfeld als auch das elektrische Potential am Startort berücksichtigt. Wenn die Longitudinalenergie entlang dieses Weges negativ wird, so transmittiert das Spektrometer nicht.

Die elektrischen Potentiale wurden ebenfalls mit einem Programm von F. Glück berechnet. Dieses Programm ist in der Lage das tatsächliche Potential

der Gitterelektrode in 3D zu berechnen, so daß man nicht mehr auf die Annäherung durch eine solide Elektrode angewiesen ist, wie es bei der Benutzung von SIMION der Fall war. Eine ausführliche Beschreibung des Programms ist in [Val04] zu finden.

Die Resultate der Untersuchungen des Vorspektrometers sind in Abb. 6.11 dargestellt. Die Potentialbelegung der Elektroden ist in diesem Fall so gewählt, daß die konischen Elektroden und die Zentralelektrode auf dem selben Potential von $U=-18600$ V liegen. Der Startwinkel in der virtuellen Quelle, dem Zentrum des quellseitigen Solenoiden, wurde so gewählt, daß er dem maximalen Startwinkel von 51° in der realen Quelle bei 3.6 T entspricht. Bei einem Feld von 4.5 T ergibt sich der Startwinkel zu 60° . Es ist die Longitudinalenergie von Elektronen gezeigt, die bei verschiedenen Startradien gestartet wurden. Es wird deutlich, daß für große Startradien die Longitudinalenergie negativ wird, was auf eine zu frühe Retardierung hinweist, was bedeutet, daß die Energieanalyse nicht im minimalen Magnetfeld stattfindet, also noch nicht die komplette Energie von der transversalen in die parallele Komponente der Bewegung transformiert ist.

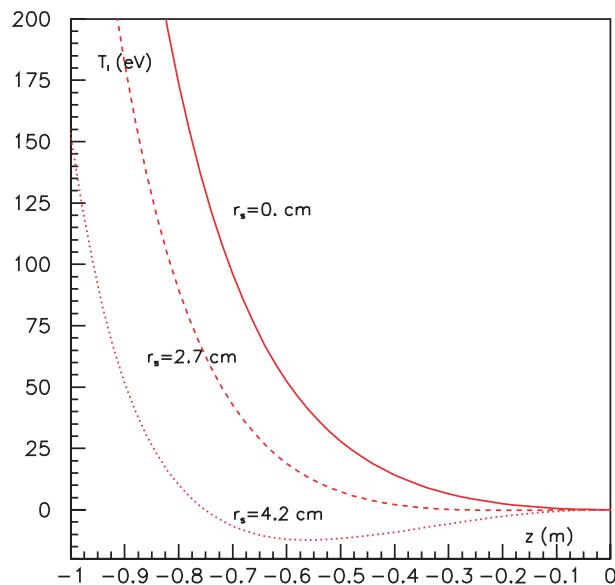


Abbildung 6.11: Transmission des Vorspektrometers mit Drahtelektroden. Es ist die Longitudinalenergie der Elektronen entlang der Spektrometerachse für verschiedene Startradien dargestellt.

Dieses Problem ist dadurch zu beheben, daß an den konischen Elektroden leicht positivere Potentiale angelegt werden als an der zentralen Gitterelektrode, auf diese Weise wird der elektrische Potentialdurchgriff des Vorspektrometers re-

duziert und der zu frühen Retardierung der Elektroden entgegengewirkt.

In Abb. 6.12 ist wiederum die Longitudinalenergie der Elektronen gegen die Position entlang der Spektrometerachse dargestellt. Es handelt sich dabei um ein Elektron, das jeweils bei dem maximalen Startradius von 36.5 mm mit einem Startwinkel von 60° gestartet wurde. Die unterschiedlichen Kurven entsprechen den verschiedenen Potentialen der konischen Elektroden. Es wird deutlich, daß die Signatur der zu frühen Retardierung, der Unterschwinger in der Longitudinalenergie, ab einem Potential von $U = -18500$ V auf den konischen Elektroden verschwindet. Es ist anzumerken, daß die parallele Komponente der Energie in Abb. 6.12 insgesamt um 100 eV größer ist als in Abb. 6.11, da als Überschußenergie 100 eV gewählt wurden, was etwa den Bedingungen während der Vermessung des Tritiumspektrums entspricht. Das Spektrometer transmittiert also auch bei einem maximalen Startwinkel von 60° die Elektronen auf den äußersten Bahnen. Abb. 6.13 zeigt den Verlauf des elektrischen Potentials für zwei verschiedene Potentiale auf den konischen Elektroden. Hier wird deutlich, daß durch das positivere Potential auf den konischen Elektroden der Potentialdurchgriff in der Analysierebene vergrößert wird (die Differenz zwischen dem Potential auf der Drahtelektrode und dem Potential an einem bestimmten Radius im Spektrometer wird größer), wodurch die zu frühe Retardierung vermieden wird. Allerdings tritt dadurch eine Penningfalle auf, da das elektrische Potential entlang der Magnetfeldlinie, die nahe an der Elektrode verläuft ($r=5.5$ cm), ein lokales Minimum hat, in dem dort entstehende Elektronen gefangen werden können (vgl. Abschnitt 6.3.2).

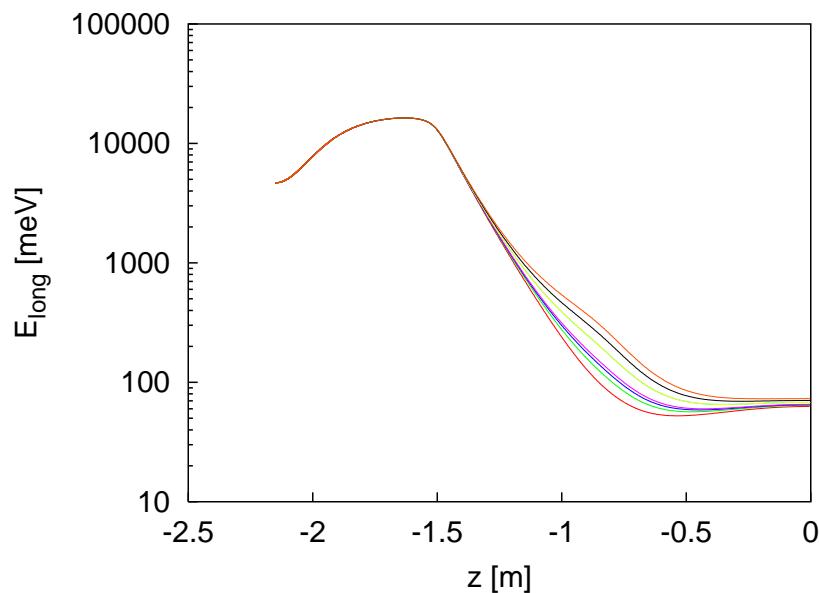


Abbildung 6.12: Transmission des Vorspektrometers mit Drahtelektroden. Es ist die Longitudinalenergie der Elektronen entlang der Spektrometerachse für verschiedene Potentialbelegungen der konischen Elektroden dargestellt. Das Potential wurde von $U=-18600$ V (rot) zu $U=-18000$ V (orange) in 100 V Schritten variiert. Die Elektroden starteten bei den Simulationen im linken Spektrometermagneten bei einem Startradius von $r=36$ mm und mit einem Startwinkel von 60° gegen die führende Magnetfeldlinie.

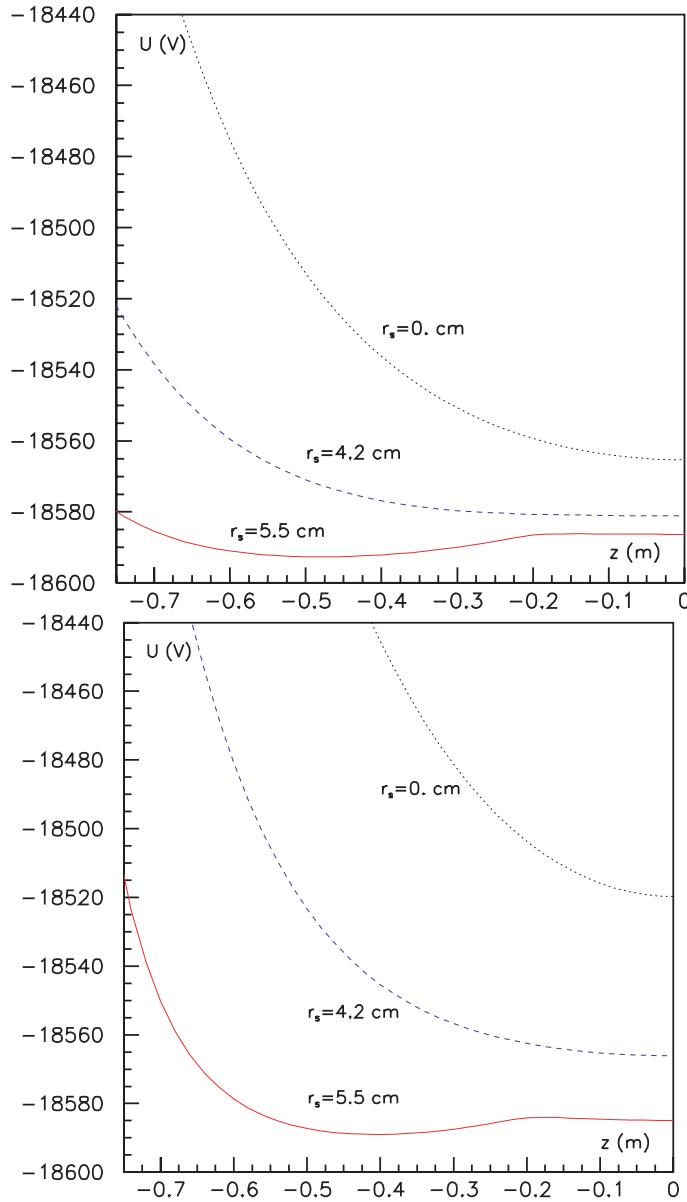


Abbildung 6.13: Potentialverlauf im Vorspektrometer. Dargestellt ist der Potentialverlauf entlang verschiedener Magnetfeldlinien im Vorspektrometer. Das obere Diagramm zeigt diesen Verlauf für den Fall, daß die Potentiale auf der Zentralelektrode und den konischen Elektroden identisch sind ($U = -18600$ V). Im unteren Diagramm beträgt das Potential auf den konischen Elektroden $U = -18000$ V. Es wird deutlich, daß sich das Potential in der Analysierebene ($z=0$) verringert, wodurch die zu frühe Retardierung verhindert wird. Die Diagramme sind [Glu04] entnommen.

Untersuchung des adiabatischen Verhaltens

Weiterhin ist das adiabatische Verhalten des Spektrometers von Interesse. Dieses bestimmt die Transformation der Energie aus der Zyklotronbewegung in die Parallelbewegung der Elektronen. Um eine genaue Energieanalyse gewährleisten zu können, muß diese Transformation adiabatisch erfolgen.

Zur Untersuchung der Adiabasie wird der Parameter ΔE_{\perp} benutzt. Dieser gibt die Differenz zwischen der Transversalkomponente der Energie in der Analysierebene und dem theoretischen Wert der Energie in der Analysierebene an. Der theoretische Wert ist einfach durch das Verhältnis der Magnetfelder am Startort und in der Analysierebene aufgrund der Annahme der adiabatischen Transformation nach Gl. (2.8) gegeben. Für ΔE_{\perp} folgt damit:

$$\Delta E_{\perp} = \gamma_2 \cdot E_{\perp 2} - \gamma_1 \cdot E_{\perp 1} \frac{B_2}{B_1}. \quad (6.5)$$

In Abb. 6.14 ist die Verletzung der senkrechten Energiekomponente ΔE_{\perp} als Ergebnis von Simulationen der Elektronenbahnen durch das Vorspektrometer dargestellt. Zur Ermittlung der Parameter wurden sowohl das Magnetfeld als auch die Energie in der Bewegung senkrecht zur Magnetfeldlinie im Zentrum des Spektrometersolenoiden, dem Startpunkt der Trajektorie, und in der Analysierebene bestimmt. Alle Elektronen hatten eine Startenergie von 18700 eV, während die Retardierungsspannung an der zentralen Gitterelektrode 18.6 kV und 18.5 kV an den konischen Elektroden betrug. Berücksichtigt man zusätzlich den Potentialdurchgriff des Spektrometers, ergeben sich somit abhängig von dem Startradius Überschußenergien von 100-150 eV. Die Abbildung zeigt nun die Verletzung der Adiabasie für verschiedene Startradien in Abhängigkeit vom Startwinkel. Dabei wird deutlich, daß die Adiabieverletzung ΔE_{\perp} für Elektronen, die parallel zu den Magnetfeldlinien starten ($\vartheta = 0$) verschwindend gering ist. Weiterhin wird deutlich, daß die Abweichungen von den optimalen adiabatischen Bedingungen auf den inneren Trajektorien niedriger ist als auf den äußeren Bahnen. Dies ist auf die stärkere Krümmung der außen liegenden Trajektorien zurückzuführen. Weiterhin fällt das Magnetfeld radial nach außen ab, so daß die Transformation der Energie für die äußeren Elektronen schwächer ausfällt. Insgesamt ist die adiabatische Energietransformation jedoch für alle Elektronen gewährleistet.

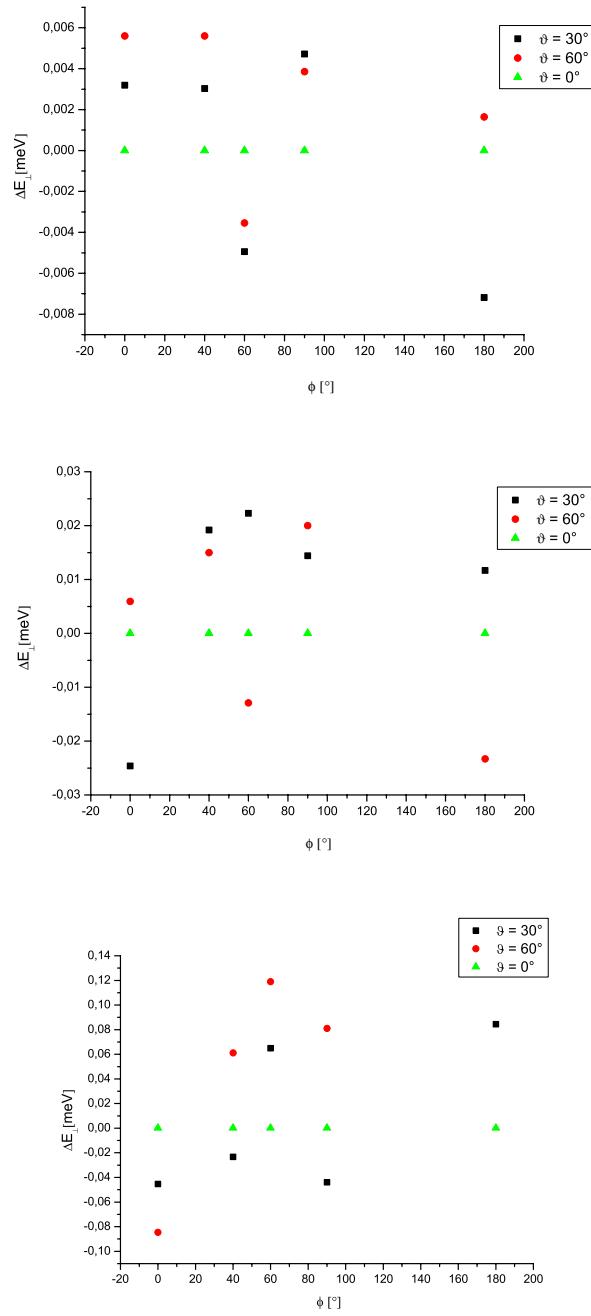


Abbildung 6.14: Verletzung der Energiekomponente in der Bewegung senkrecht zur Magnetfeldlinie. Dargestellt ist die Verletzung der Adiabasis gegen den azimuthalen Startwinkel für verschieden polare Startwinkel. Die verschiedenen Diagramme entsprechen den Startradien $r=5$ mm (oben), $r=15$ mm (Mitte), $r=32$ mm (unten).

6.3.2 Fallen im Vorspektrometer

Wie bereits erwähnt, können in den Spektrometern von KATRIN gespeicherte Teilchen zu einer Erhöhung der Untergrundzählrate beitragen (vgl. Kapitel 3). Um diesen Einfluß zu minimieren, sollen Dipolfelder eingesetzt werden, die simuliert werden. Es soll gezeigt werden, daß eine Brechung der Speicherbedingungen durch das Anlegen eines Dipolfeldes möglich ist.

Das KATRIN Vorspektrometer unterscheidet sich vom Mainzer Spektrometer, für das ähnliche Simulationen in [Mue02] durchgeführt wurden, insofern, als es sowohl einen größeren Durchmesser als auch ein höheres Magnetfeld hat, wodurch neben der Speicherung von Elektronen auch die Speicherung von positiven Ionen möglich wird.

6.3.2.1 Elektronenfallen

Die Untersuchung der Speicherbedingungen im Spektrometer setzte die Simulation einer großen Zahl von Teilchen voraus. Dazu wurden jeweils Elektronen mit Startenergien von 10, 100 und 1000 eV und Startwinkeln zwischen 10° und 80° von verschiedenen Startpunkten im Spektrometer gestartet und adiabatisch verfolgt, wozu das Program ADIPARK [Thu01] genutzt wurde. Stellte sich ein Elektron als gespeichert heraus, was entweder nach einer gewissen Anzahl an Reflexionen (50) oder nach dem Überschreiten einer gewissen Flugzeit (250 μ s) der Fall war, so wurden die Startkoordinaten in die Speichervolumenkarte aufgenommen. Auf diese Weise wurde das Spektrometervolumen mit einem Raster von 5×5 cm abgescannt.

Zunächst wurde das Speicherverhalten von Elektronen ohne angelegte Dipolfelder untersucht, dabei lag auf allen Elektroden ein Potential von -18.6 kV an. Abb. 6.15 zeigt die entsprechenden Speichervolumenkarten (vgl. auch Kapitel 3). Es fällt sofort auf, daß Elektronen mit niedrigen Startenergien von 10 eV kaum gespeichert werden, was daran liegt, daß die Auflösung des Spektrometers bei 85 eV liegt. D.h., es können nur Elektronen gespeichert werden, die eine größere Energie als 85 eV in der Transversalkomponente ihrer kinetischen Energie haben. Die Großzahl der Elektronen, die z.B. durch Restgasionisation entstehen werden energetisch unterhalb dieser Speicherschwelle liegen, sie werden also nicht weiter zur Untergrundzählrate beitragen. Die verbleibende Falle im Bereich der Erdelektroden wurde mikroskopisch mit SIMION simuliert, dabei stellte sich heraus, daß es sich nicht um reale Fallen, sondern um numerische Artefakte handelt.

Es ist anzumerken, daß die in Abschnitt ?? erwähnten Penningfallen hier nicht sichtbar werden, da für diese Simulationen die Potentialkarten aus SIMION verwendet wurden, die das Potential der Drähte durch eine solide Elektrode annähern. Aus diesem Grund wurde auch der Bereich nahe an den Elektroden nicht untersucht, sondern nur das Spektrometervolumen betrachtet, in dem der Einfluß der einzelnen Drähte vernachlässigbar ist. Das Speichervolumen für Elektronen mit Startenergien von 100 eV ist schon bedeutend größer, während Elektronen mit Startenergien von 1 keV fast im gesamten Spektrometervolumen gespeichert werden. Allerdings dürfte nur eine sehr geringe Anzahl an Elektronen mit diesen Startenergien im Spektrometer entstehen, weshalb im weiteren auf die Simulationen dieser Elektronen verzichtet wurde. Auch in diesen Fällen wurde untersucht, ob die Falle im Bereich der Erdblende einer realen Fallen entspricht, oder ob es sich um numerische Fehler handelt, dabei stellte sich heraus, daß in diesem Bereich die Speicherung von Elektronen mit 100 eV Startenergie möglich ist, jedoch nur, wenn ihr Startwinkel gegenüber der führenden Magnetfeldlinie größer als 70° ist. Bei den inneren Konturlinien in diesem Bereich in Abb. 6.15 handelt es sich also um numerische Artefakte. Die Fallen für Elektronen mit 1 keV Startenergie sind real. Auch der Bereich direkt innerhalb der Elektroden wurde durch mikroskopische Simulationen überprüft, und es wurde festgestellt, daß dort entstehende Elektronen magnetisch auf die Erdelektrode geführt werden, also tatsächlich nicht gespeichert werden.

Im nächsten Schritt wurde zwischen der oberen und der unteren Elektrodenhälfte eine Potentialdifferenz von 1 kV angelegt und die obigen Simulationen für die Startenergien von 10 eV und 100 eV wiederholt. Die Resultate sind in Abb. 6.16 dargestellt. Auch hier wird deutlich, daß Elektronen mit niedriger Startenergie nur gespeichert werden, wenn sie im Bereich der Erdelektroden starten. In diesem Bereich ist der Einfluß des Dipolfeldes natürlich auch sehr gering. Für Elektronen mit 100 eV Startenergie wird das gespeicherte Volumen durch den Einfluß des Dipolfeldes deutlich geringer. Dieser Effekt wird noch deutlicher, wenn man die Speichervolumenkarten betrachtet, die mit einer Potentialdifferenz von 2 kV zwischen den Elektrodenhälften berechnet wurde (Abb. 6.17). Durch Anlegen dieser Potentialdifferenz ist es möglich, fast alle gepeicherten Elektronen mit Startenergien bis zu 100 eV aus dem Spektrometervolumen zu driften.

Die Drahtelektrode kann zusätzlich ebenfalls zur Speicherung von Elektronen beitragen. Betrachtet man Gl. 4.1, so wird deutlich, daß der Abschirmfaktor der Gitterelektrode neben dem Abstand zwischen Gitter und solider Elektrode, bzw. Tankwand, auch vom Abstand der Drähte untereinander abhängt. In Abb. 6.6 ist zu erkennen, daß am konischen Ende der Elektrode der Abstand der Drähte untereinander klein wird, und gleichzeitig der Abstand zur

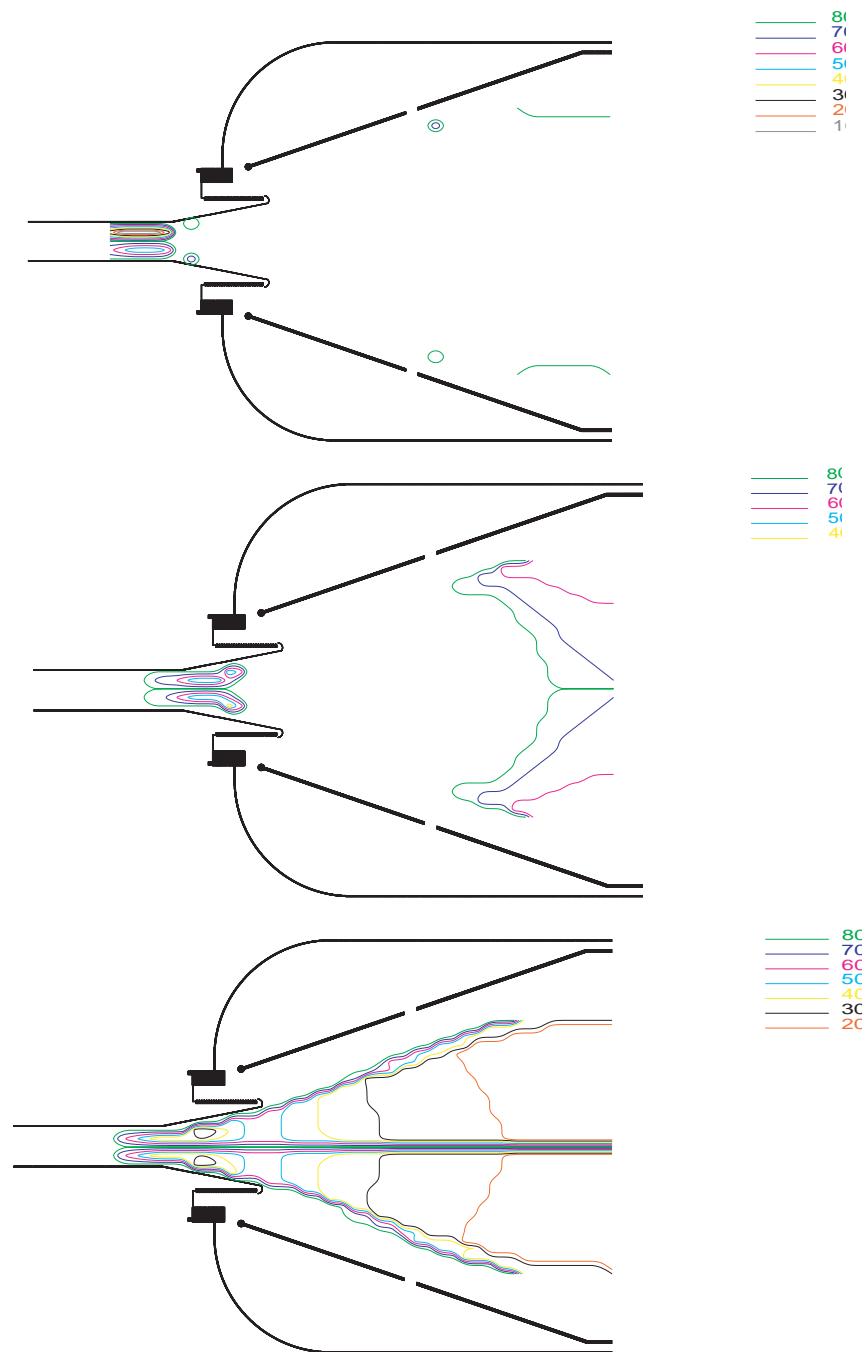


Abbildung 6.15: Elektronenfallen im Vorspektrometer. Dargestellt sind die Speichervolumenkarten für Elektronen mit Startenergien von 10 eV (oben), 100 eV (Mitte) und 1 keV (unten). Die Konturlinien entsprechen jeweils den gespeicherten Startwinkeln.

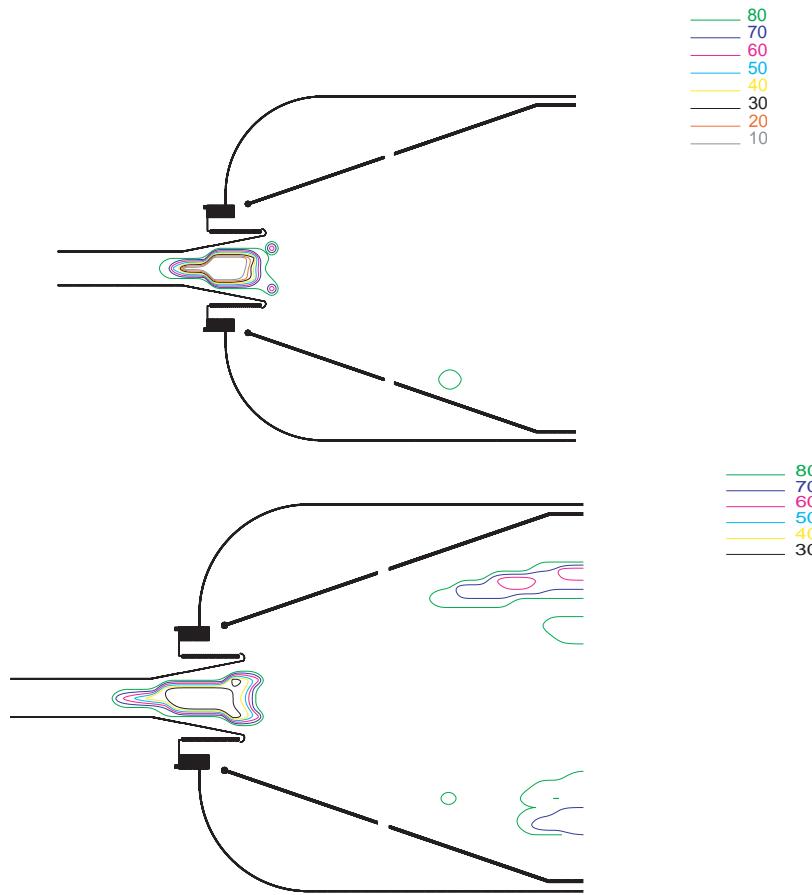


Abbildung 6.16: Elektronenfallen im Vorspektrometer mit Dipolspannung von 1 kV. Dargestellt sind die Speichervolumenkarten für Elektronen mit Startenergien von 10 eV (oben) und 100 eV.

Tankwand groß, beides führt zu einem größeren Abschirmfaktor S entlang des Konus, als im zylindrischen Teil der Elektrode. Damit ist der Einfluß des Potentials der Tankwand im Spektrometerzentrum in der Nähe der Elektrode größer, als im Bereich des konischen Teils. Die rote Kurve in Abb. 6.13 zeigt den Potentialverlauf in der Nähe der Zentralelektrode. Es wird deutlich, daß ein lokales Minimum im Potential und damit für Elektronen eine Penningfalle entsteht (vgl Kapitel 3).

Diese Fallen können allerdings durch Abschalten der Schirmgitterelektrode beseitigt werden, da die Speicherbedingungen für eine verschwindende Potentiadifferenz nicht mehr gegeben sind.

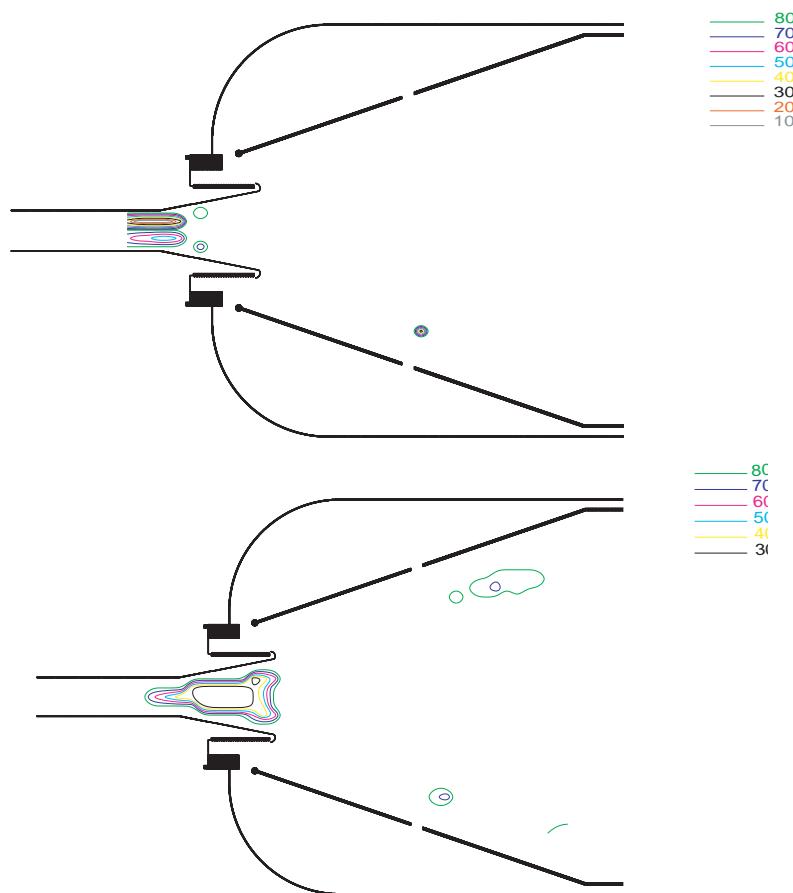


Abbildung 6.17: Elektronenfallen im Vorspektrometer mit Dipolspannung von 2 kV. Dargestellt sind die Speichervolumenkarten für Elektronen mit Startenergien von 10 eV (oben) und 100 eV.

6.3.2.2 Ionenfallen

Da im Vorspektrometer auch die Speicherung von Ionen möglich ist, wurden ähnliche Simulationen, wie sie im vorigen Abschnitt beschrieben wurden, auch für Protonen durchgeführt.

Abb. 6.18 verdeutlicht, daß Protonen mit Startenergien zwischen 10 und 1000 eV von allen Startpositionen im Spektrometer gespeichert werden. Die Teilung des Speichervolumens entlang der Spektrometerachse ist ein numerischer Artefakt, wie mikroskopische Berechnungen mit SIMION 7.0 gezeigt haben. Auch auf der Achse fliegende Teilchen sind, unabhängig vom Startwinkel, gespeichert. Doch auch in diesem Fall können die Speicherbedingungen durch Anlegen einer Potentialdifferenz zwischen den Elektrodenhälften gebrochen werden. Abb. 6.19 und 6.20 machen dies für Potentialunterschiede von 1 bzw. 2 kV deutlich. Insbesondere wird deutlich, daß sich für ein Dipolpotential von 2 kV die Speicherung auf eine Hälfte des Spektrometervolumens beschränkt. In diesem Fall kann die Speicherung im ganzen Spektrometer durch ein dynamisches Dipolfeld, welches abwechselnd auf den Hälften der Elektrode angelegt wird, verhindert werden.

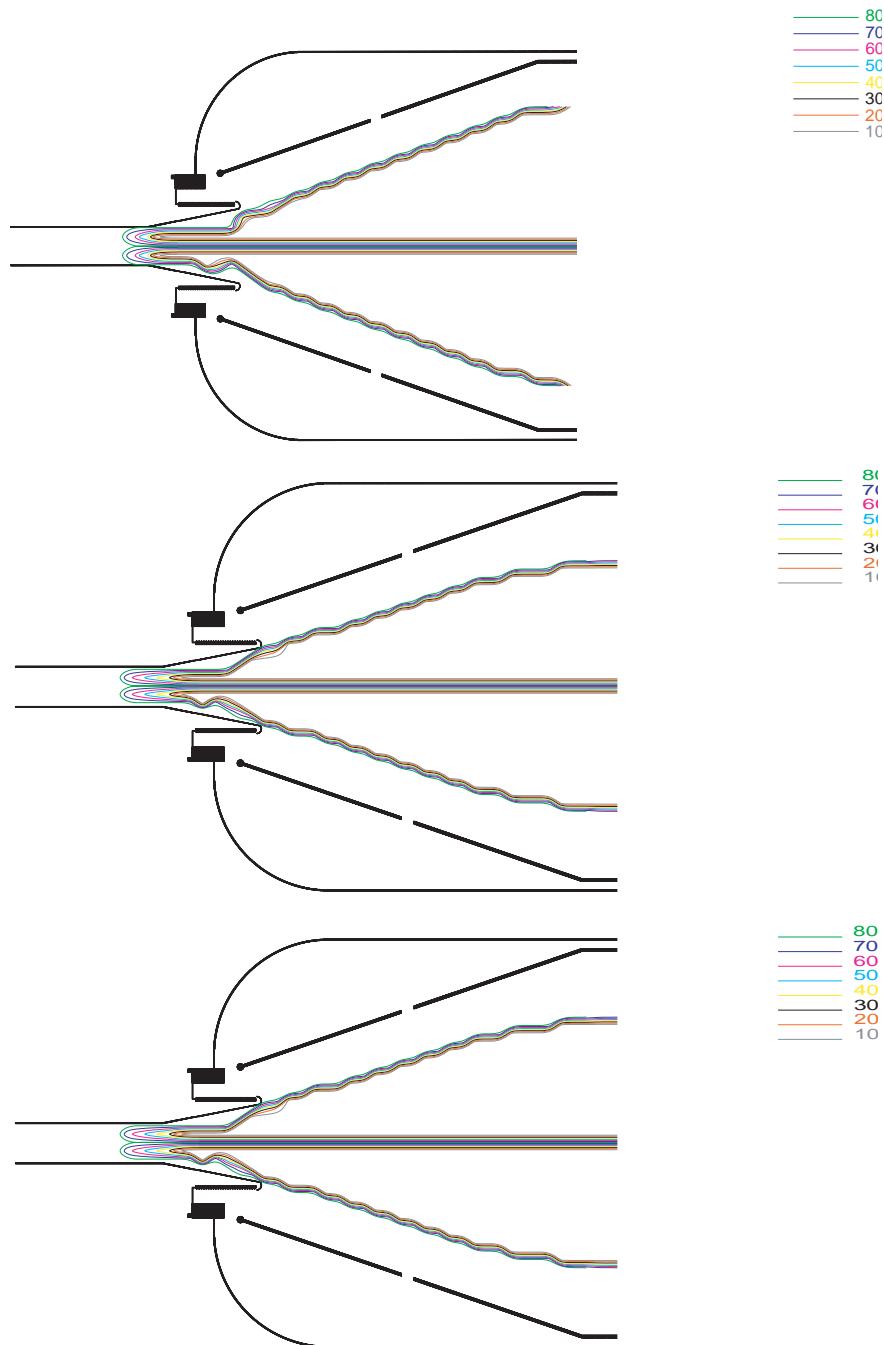


Abbildung 6.18: Ionenfallen im Vorspektrometer. Dargestellt sind die Speichervolumenkarten für Protonen mit Startenergien von 10 eV (oben), 100 eV (Mitte) und 1 keV (unten). Die Konturlinien entsprechen jeweils den gespeicherten Startwinkeln. Die Teilung des Speichervolumens entlang der Spektrometerachse ist ein numerischer Artefakt, wie mikroskopische Berechnungen mit SIMION 7.0 gezeigt haben.

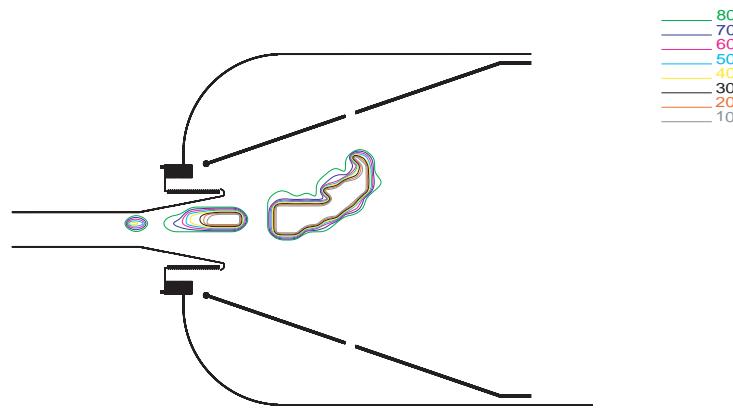


Abbildung 6.19: Ionenfallen im Vorspektrometer mit Dipolspannung von 1 kV. Dargestellt sind die Speichervolumenkarten für Protonen mit Startenergien von 10 eV.

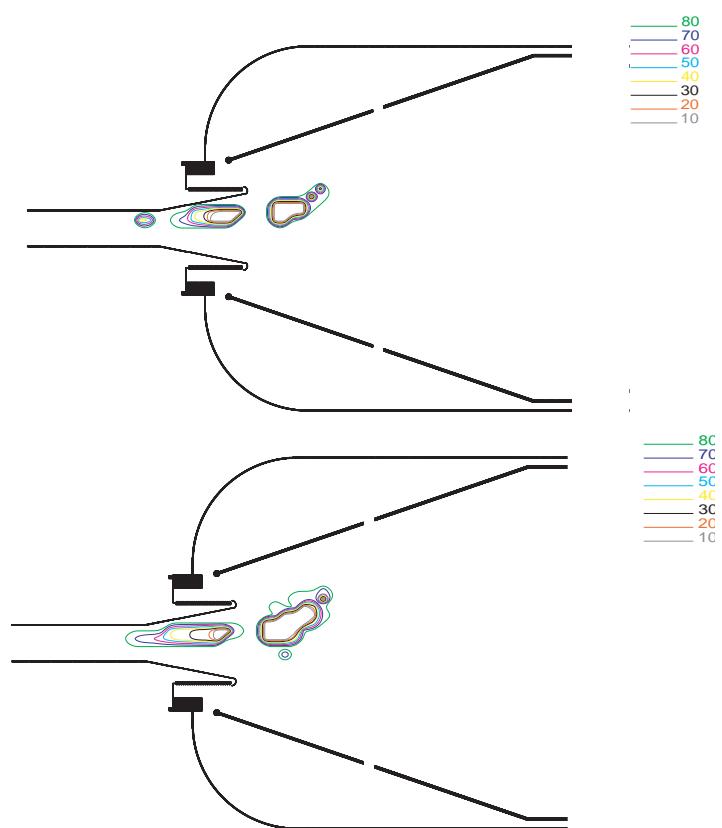


Abbildung 6.20: Ionenfallen im Vorspektrometer mit Dipolspannung von 2 kV. Dargestellt sind die Speichervolumenkarten für Protonen mit Startenergien von 10 eV (oben) und 100 eV (unten).

6.4 Status des Vorspektrometers

Zur Zeit wird das Vorspektrometer am Forschungszentrum Karlsruhe aufgebaut. Der Vakuumtank, der von der Firma SDMS, Frankreich hergestellt wurde, wurde bereits im Oktober 2003 geliefert. Seitdem wurden das Heiz-Kühlsystem der Firma Lauda und das Vakuumsystem installiert und in Betrieb genommen. Die Spektrometersolenoiden wurden im Dezember 2003 von der Firma Cryogenics angeliefert, sie entsprachen jedoch nicht den gestellten Anforderungen, so daß sie zur Modifikation zurück ans Werk geschickt wurden.

Trotzdem war es möglich, im ersten Halbjahr 2004 Vakuumtests am Vorspektrometertank durchzuführen, die alle zufriedenstellend verliefen. So wurde in ersten Tests, ohne NEG-Streifen ein Druck von $8 \cdot 10^{-11}$ mbar und eine Ausgasrate von $7.3 \cdot 10^{-14}$ mbar l / s cm² erzielt. Diese Ergebnisse konnten durch den Einsatz der Getterstreifen weiter verbessert werden, der Enddruck konnte bis in den 10^{-12} -Bereich verbessert werden, wo allerdings keine genaue Messung des Vakuums möglich war. Während dieser Messungen wurde das Spektrometer auf -20 °C gekühlt.

Das Elektrodensystem, das von der University of Washington, Seattle gebaut wird, wird Ende 2004 in Karlsruhe eintreffen und in das Vorspektrometer eingebaut werden. Zu diesem Zeitpunkt werden auch die Magnete wieder am Forschungszentrum erwartet, und auch die Hochspannungsversorgung wird dann einsatzbereit sein, so daß Anfang 2005 erste Tests des elektromagnetischen Designs am Vorspektrometer durchgeführt werden können. Zu diesen Untersuchungen zählen die Überprüfung der Hochspannungsstabilität sowie die experimentelle Bestimmung der Transmissionsfunktion mit Hilfe einer Elektronenkanone. An diese Tests werden sich dann Untergrunduntersuchungen anschließen, in deren Rahmen die Eigenschaften der Drahtelektrode analog zu den Untersuchungen am Mainzer Spektrometer bestimmt werden. So werden z.B. wiederum externe Untergrundquellen zum Einsatz kommen, um die Untergrundunterdrückung durch die Schirmgitterelektrode zu untersuchen.

Abb. 6.21 und 6.22 zeigen den Aufbau des Vorspektrometers im Sommer bzw. Herbst 2003.



Abbildung 6.21: Aufbau des Vorspektrometers. Es ist das Vorspektrometer einschließlich der Spektrometersolenoiden zu sehen. Im Vordergrund ist das Vakuumsystem zu erkennen, das aus kaskadierten Turbomolekularpumpen besteht.



Abbildung 6.22: Aufbau des Vorspektrometers. Es ist der derzeitige Aufbau des Vorspektrometers dargestellt. Mittlerweile ist die Thermoisolation angebracht und das sog. Trockenluftgehäuse installiert. Dieses wird benötigt, um Kondensation der Luftfeuchtigkeit auf den Isolatoren zu verhindern, da das Spektrometer zur Reduktion der Ausgasrate bei einer Temperatur von -20°C betrieben werden soll.

Kapitel 7

Experimenteller Test des Vorspektrometerdesigns

In Kapitel 5 wurden bereits erste experimentelle Untersuchungen einer Schirmgitterelektrode beschrieben. Die dort verwendete Elektrode erstreckte sich jedoch nur über den Zentralteil des Spektrometers, es war also keine totale Abschirmung der soliden Elektrodenoberflächen möglich. Ein weiteres Problem trat in diesem Aufbau durch den Potentialdurchgriff der soliden Elektroden durch das Schirmgitter auf. Dieser Einfluß konnte experimentell deutlich gemacht werden (s. Kapitel 5). Um diese Probleme zu beheben und gleichzeitig das Konzept der Elektrode für das KATRIN Vorspektrometer zu testen, wurde das Mainzer Neutrinomassen Spektrometer erneut modifiziert. Es wurde eine Gitterelektrode konstruiert, die die komplette Oberfläche der soliden Elektroden gegen den Flusschlauch abschirmt. Da diese Elektrode auf einem Potential liegt, spielt der Durchgriff der Vollmetallelektroden keine Rolle mehr. In diesem Kapitel wird das Design der neuen Gitterelektrode (Mainz V) vorgestellt und die damit durchgeführten experimentellen Tests beschrieben.

7.1 Das neue Elektrodensystem

7.1.1 Mainz IV

Es wurde eine Elektrodenkonfiguration gefunden, die es erlaubt, den magnetisch geführten Flusschlauch komplett gegenüber den Vollmetallelektroden abzuschirmen (s. Abb. 7.1). Dazu wurden die in Mainz III verwendeten, konisch zulaufenden Elektroden E3¹ wieder durch die zylindrischen Elektroden des

¹Diese konischen Elektroden werden im Folgenden E3_k genannt

Mainz II Aufbaus ersetzt. Das so entstandene zylindrische Elektrodensystem wurde durch eine Drahtelektrode mit zylindrischem Zentralteil und zwei konischen Enden ergänzt. Der Zentralteil hat eine Länge von 940 mm und einen Durchmesser von 830 mm, dieser Durchmesser verjüngt sich auf einer Länge von 854 mm zum Enddurchmesser von 394 mm. Die Elektrode besteht aus einer Tragekonstruktion aus 8 mm dicken Edelstahlstäben und zwei Halbringen aus 8 mm Gewindestangen. An den Enden der Elektrode befindet sich jeweils ein Halbring, der durch einen Isolator elektrisch gegen den Rest der Haltestruktur isoliert ist. An diesem Ring befinden sich im Abstand von 10 mm Haken, in die die Drähte eingehangen werden. Die Drähte werden durch Isolatoren geführt, die im Abstand von 2 cm an den Gewindestangen angebracht sind. An der anderen Seite der Elektrode werden die Drähte durch eine Feder gespannt in den Halterung eingehängt. So wurde erreicht, daß die Drähte gegenüber der Tragestruktur elektrisch isoliert sind und die Elektrode näher am Ideal einer massenlosen Elektrode ist. Diese Konfiguration hat eine Oberflächenbelegung von $f_{gc} = 1\%$ und erreicht im Zentralteil einen Abschirmfaktor von $S = 6.5$. Abb. 7.2 zeigt die Elektrode im zusammengebauten Zustand außerhalb des Spektrometers. Die Teilung in zwei halbzylindrische Elektroden erfolgte, damit ebenso wie in Mainz III ein Betrieb der Elektrode als Dipolelektrode möglich ist.

Eine weitere Veränderung gegenüber Mainz III fand statt, indem die Erdelektronen G1 und G2 wieder entfernt wurden. Simulationen hatten gezeigt, daß sie sich negativ auf die adiabatischen Bedingungen im Spektrometer auswirkten [Mue02].

Die Funktionsweise des modifizierten Spektrometers wurde in [San03] simuliert, dazu wurden neben Untersuchungen der Transmission des Spektrometers auch Untersuchungen zur adiabatischen Energietransformation durchgeführt.

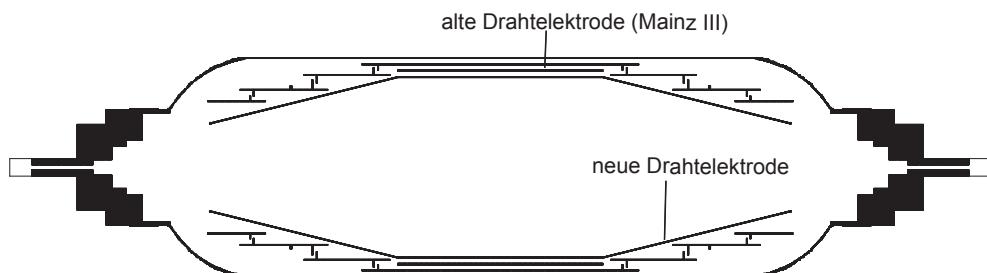


Abbildung 7.1: Elektrodensystem des Mainz IV Aufbaus. Zu erkennen ist die neue Drahtelektrode, die aus einem zylindrischen Zentralteil besteht, der sich zu den Enden hin konisch verjüngt.



Abbildung 7.2: Die Drahtelektrode bei einem Testaufbau vor dem Einbau ins Spektrometer.

Nach Inbetriebnahme dieser Konfiguration zeigte sich jedoch, daß die Untergrundzählrate etwa sechs Größenordnungen oberhalb der Erwartungen lag, d.h. im kHz-Bereich anstatt im mHz-Bereich (s. Tabelle 7.1)². Da auch die Variation des Magnetfeldes keine Wirkung zeigte, wie noch in [Mue02], konnten als Ursache für diese überhöhte Zählrate Feldemissionen an den Drähten identifiziert werden.

Berechnungen des Potentials entlang der Drähte ergaben Feldstärken bis zu 1000 V/mm (s. Abb.7.3). Im Mainz III Aufbau führten jedoch Feldstärken von 700 V/mm zu Feldemissionen [Mue02]. Die Feldstärke kann jedoch um fast eine Größenordnung reduziert werden, wenn man wieder die konischen Elektroden $E3_k$ benutzt, die auch während der Mainz III Phase Verwendung fanden [Mue02]. Ein weiterer Schritt zu niedrigeren Feldern entlang der Drähte wurde durch das Einsetzen von Aluminiumröhren über jedem zweiten Draht vollzogen. Durch diese Maßnahme wurden die Felder weiter reduziert, wie Abb.

²Das Minimum in der Ereignisrate bei einer angelegten Spannung von 12 kV tritt auf, da erst in diesem Bereich die volle Detektoreffizienz erreicht wird, und somit der Rauschpeak abnimmt.

Tabelle 7.1: Zählraten der Messungen mit dem Mainz IV Aufbau.

U_0 [kV]	G [counts/100s]	S1 [counts/100s]	S2 [counts/100s]	S3 [counts/100s]	S4 [counts/100s]
8,00	99839	17967	20914	26095	35367
9,00	25633	3757	4710	7022	10172
10,00	2587	470	399	572	1147
11,00	106	6	21	19	58
12,00	30	5	12	8	3
13,00	1938	321	274	259	1088
14,00	668	203	208	130	126
15,00	1861	586	704	384	192
16,00	13090	4298	5047	2585	1194
17,00	82418	30661	27478	15351	9412
18,00	391391	171495	108153	74164	648072
18,60	687236	291417	215300	137084	86817

7.4 zu entnehmen ist. Die blaue Linie zeigt die Feldstärke an den Drähten ohne Röhrchen, die grüne die an den mit Röhrchen überzogenen Drähten. Insgesamt konnte die Feldstärke also um etwa einen Faktor 50 auf 20-60 V/mm verringert werden.

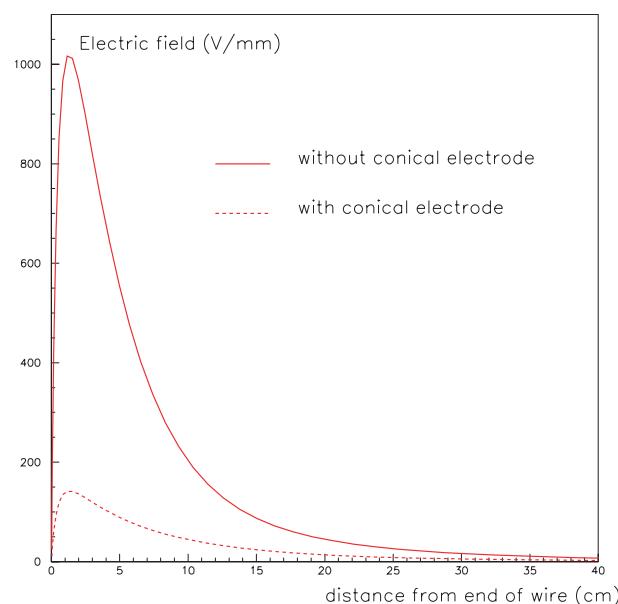


Abbildung 7.3: Feldstärke entlang eines Drahtes. Dargestellt ist die Feldstärke entlang eines Drahtes der Schirmgitterelektrode, von der Kante der Elektrode aus gesehen. Die durchgezogene Linie zeigt den Verlauf ohne die konische Elektrode $E3_k$, die gestrichelte Linie den mit $E3_k$.

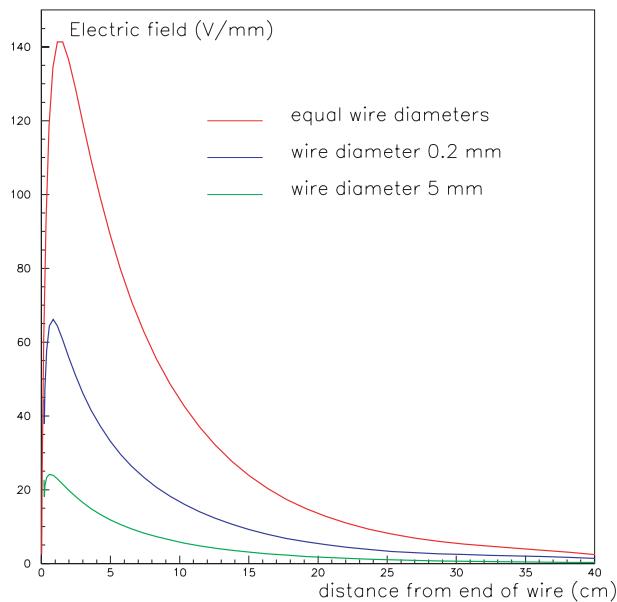


Abbildung 7.4: Feldstärke entlang eines Drahtes. Hier ist die Feldstärke entlang der Drähte der Gitterelektrode für den Fall gezeigt, daß die konische Elektrode E_{3k} eingebaut ist (rote Linie entspricht der gestrichelten Linie aus Abb. 7.3). Wenn zusätzlich jeder zweite Draht von einem Röhrchen von 5 mm Durchmesser abgeschirmt wird, ergibt sich eine weitere Reduktion, dabei zeigt die grüne Linie den Verlauf für die abgeschirmten Drähte, die blaue den der nicht abgeschirmten.

7.1.2 Mainz V

Die Konfiguration Mainz V (Abb. 7.5) besteht im wesentlichen aus der im vorigen Abschnitt beschriebenen Drahtelektrode, die nun aber in Verbindung mit den konischen Elektroden $E3_k$ verwendet wird. An der Drahtelektrode wurde an jedem zweiten Draht eine Abschirmung aus Aluminium angebracht, die einen Durchmesser von 5 mm hat (s. Abb. 7.6). Weiterhin finden wieder die konischen Erdelektroden G2 Verwendung, um die Abschirmung des magnetisch geführten Flusschlauches und des Detektors von Photonen aus dem Außenraum der Elektroden zu gewährleisten. Es wird durch diese Elektroden auch verhindert, daß Elektronen, die an der Kante von $E3_k$ emittiert werden, magnetisch in die Nähe des Detektors geführt werden. Sie werden statt dessen auf die Elektrode G2 treffen, da diese aus Aluminium gefertigt ist, ist die Ausbeute an harten Röntgenphotonen sehr gering. Insgesamt ist der Aufbau Mainz V dem Entwurf des KATRIN Vorspektrometers sehr ähnlich (vgl. Abb. 6.4).

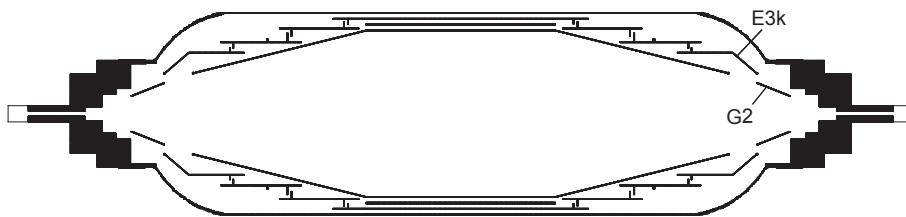


Abbildung 7.5: Elektrodensystem des Mainz V Aufbaus. Hier werden die Unterschiede der Aufbauten Mainz IV und Mainz V deutlich. Ebenso wie die konische Elektrode $E3_k$ kommt auch wieder die Erdelektrode G2 zum Einsatz.



Abbildung 7.6: Konisches Ende der Drahtelektrode. Es ist zu erkennen, daß an jedem zweiten Draht ein Aluminiumröhrlchen zur Abschirmung angebracht ist.

7.1.2.1 Simulationen des Mainz V Spektrometers

Auch das Mainz V System wurde durch Simulationen am Rechner untersucht. Dabei stand die Adiabasieverletzung in Vordergrund, die im Gegensatz zu den zu Mainz IV durchgeföhrten Simulationen auch mit dem realen Feld der Schirmgitterelektrode durchgeföhr wurde.

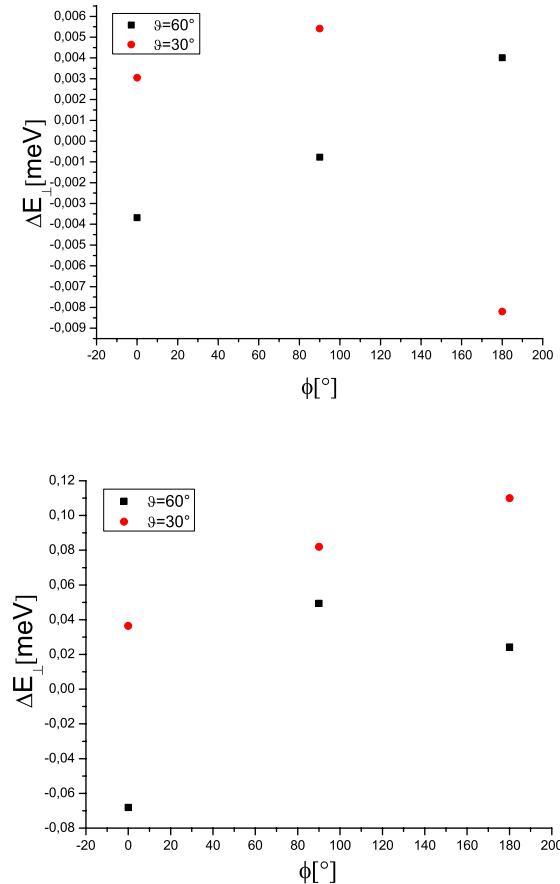


Abbildung 7.7: Verletzung der Adiabasie in Mainz V. Das obere Diagramm zeigt die Verletzung der senkrechten Energiekomponente ΔE_{\perp} in der Analysierebene (vgl. Kapitel 6) gegen den Azimuthwinkel des Elektrons für einen Startradius von $r=2 \text{ mm}$. Im unteren Diagramm sind die Werte für den äußeren Startradius von $r=5 \text{ mm}$ angegeben. Die Simulationen wurden jeweils mit einem Magnetfeld von 5.1 T im Zentrum der Spektrometersolenoide durchgeführt. Die Elektronen wurden im Zentrum des Spektrometermagneten gestartet.

Abb. 7.7 ist zu entnehmen, daß die Verletzung der Adiabasie im modifizierten System kein Problem darstellt, da die Verletzung der senkrechten Energiekomponente sowohl für äußere als auch für innere Trajektorien geringer als 0.1

meV ist. Es wird auch deutlich, daß die Verletzung der Adiabasie auf den innen liegenden Bahnen geringer ausfällt als auf den äußeren, was auf die geringere Krümmung der Trajektorien zurückzuführen ist. Weiterhin fällt auf, daß die Abweichung ΔE_{\perp} für die größeren Startwinkel ϑ geringer ist als für die kleineren. Dies ist zu verstehen, wenn man bedenkt, daß die Adiabasie durch eine geringe Änderung des Magnetfeldes während eines Zyklotronschritts bestimmt wird. Für größere Startwinkel wird die Zyklotronschritt-länge geringer, also wird die Änderung des Magnetfeldes während dieses Schrittes ebenfalls geringer.

Abb. 7.8 zeigt die Energie in der Longitudinalkomponente der Bewegung entlang der Spektrometerachse für verschiedene Startradien. Die Simulationen wurden unter der Annahme der adiabatischen Transformation durchgeführt. D.h. die Elektronen starten unter einem Winkel von 89.99° und werden in der Analysierebene 0 eV Überschußenergie haben. In der Darstellung wird deutlich, daß die komplette Energie zunächst als Transversalenergie vorliegt, und dann in die Longitudinalkomponente transformiert wird, bevor die retardierung durch das elektrische Gegenfeld eintritt. Auch hier wird auf der äußeren Trajektorie, wie auch beim Vorspektrometer, ein Unterschwinger in der Longitudinalenergie von 1 eV festgestellt. Dieser Effekt ist auf die unterschiedliche Abschirmung des Potentials der soliden Elektroden durch die konische Drahtelektrode zurückzuführen. Für Elektronen mit einer Überschußenergie von 1 eV transmittiert das Spektrometer allerdings.

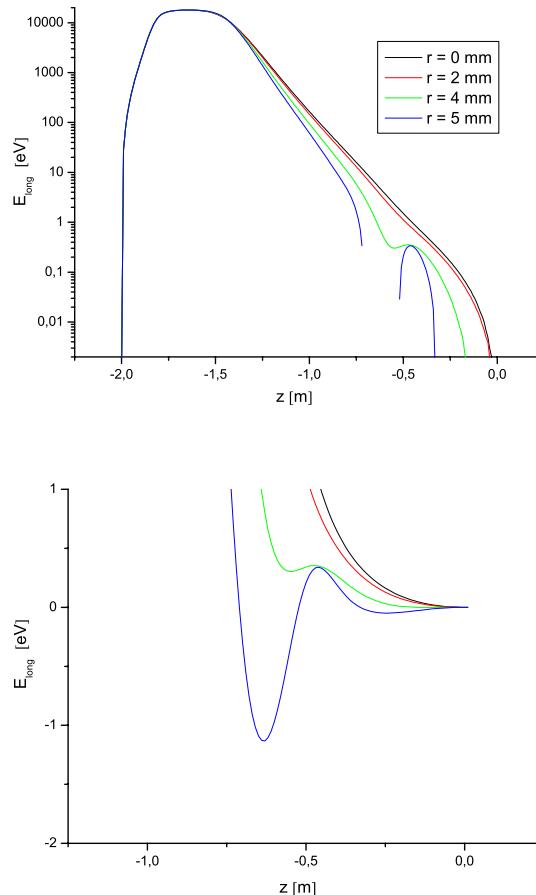


Abbildung 7.8: Longitudinalenergie in Mainz V. Die Diagramme zeigen den Verlauf der Longitudinalenergie der Bewegung eines Elektrons entlang der Spektrometerachse. Im oberen Diagramm ist der komplette Verlauf logarithmisch dargestellt, im unteren der Bereich in der Nähe der Analysierebene linear. Die Energie wurde in abibatischer Näherung unter der Annahme eines Starwinkels von 89.99° und Überschussenergie von 0 eV in der Analysierebene ($z=0$) berechnet. Wenn eine Überschussenergie von 1 eV in der Analysierebene zugelassen wird, transmittiert das Spektrometer auch auf der äußeren Trajektorie.

7.2 Messungen am modifizierten Spektrometer

7.2.1 Variation des Drahtgitterpotentials

Zunächst wurden mit dem modifizierten Aufbau Mainz V Standarduntergrundmessungen durchgeführt. Dazu wurde für die Spektrometersolenoiden ein Magnetfeld von 5.1 T gewählt. Bei diesem Feld wurden während der Messungen an Mainz III die besten Resultate erzielt.

Die ersten Untersuchungen widmeten sich der Variation des Schirmgitterpotentials. Dazu wurde das Retardierungspotential von $U_0 = -18.6$ kV an beide Hälften der Schirmgitterelektrode angelegt, während die kurzgeschlossenen Elektroden E0-E3 auf einem Potential von $U_0 + \Delta U$ lagen. Dieses ΔU wurde nun variiert, um die Abhängigkeit der Untergrundzählrate vom Schirmgitterpotential zu untersuchen.

Die Resultate dieser Messungen sind in Abb. 7.9 dargestellt. Man erkennt eine deutliche Abnahme der Zählrate mit steigender Schirmgitterspannung, bis bei etwa $U_{\text{Draht}} = 200$ V eine Sättigung der Rate auftritt. Der für $U_{\text{Draht}} = 250$ V erreichte Wert von 2.8 mHz ist der niedrigste Untergrundwert, der je in einem MAC-E-Filter gemessen wurde. Um den Beitrag zum Untergrund zu bestimmen, der während dieser Messungen aus dem Spektrometer kommt, wurde zusätzlich der Detektoruntergrund bestimmt. Dazu wurde eine Messung durchgeführt, bei der der Zugschieber zwischen Detektor und Spektrometer geschlossen war. Die Zählrate betrug in diesem Fall 1.6 mHz. Aus dem Spektrometer tragen also 1.2 mHz zur Untergrundrate bei. Es ergibt sich durch das Gitter also eine Untergrundunterdrückung um den Faktor 15.

Zum Vergleich wurde diese Meßreihe bei einem Magnetfeld von 1.7 T in den Solenoiden wiederholt. Dieses Feld entspricht dem Magnetfeld, das während der Tritiummessungen benutzt wurde. Die Resultate dieser Reihe sind in Abb. 7.10 zu sehen. Auch hier ist ein deutlicher Abfall der Zählrate mit wachsender Schirmgitterspannung zu sehen, bevor die Zählrate ab ca. $U_{\text{Draht}} = 150$ V annähernd konstant wird. Insgesamt liegen die Zählraten dieser Meßreihe über denen der Reihe mit höherem Magnetfeld, das kann jedoch durch die schwächere magnetische Abschirmung erklärt werden (vgl. Kapitel 3). Die Unterdrückung durch das Schirmgitter beträgt in diesem Fall 10.

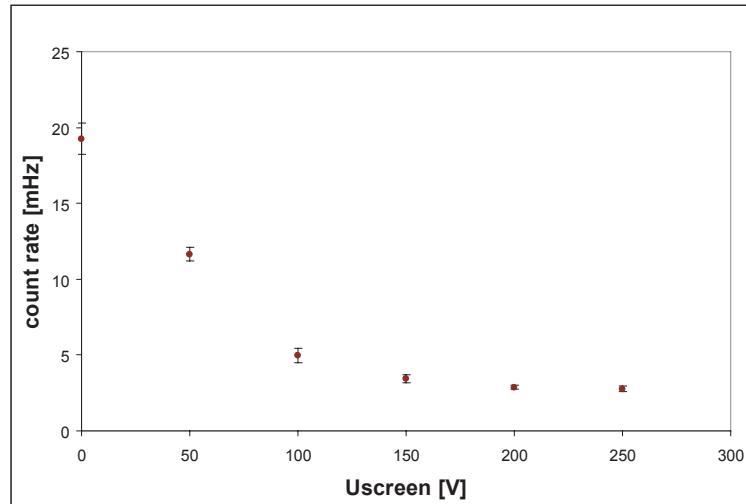


Abbildung 7.9: Variation des Schirmgitterpotentials. Dargestellt ist die Untergrundzählrate in den Detektorsegmenten S1 - S3 im Mainz V-Aufbau gegen das Schirmgitterpotential. Diese Messungen wurden bei einem Zentralfeld von 5.1 T in den Spektrometersolenoiden durchgeführt. Der reine Detektoruntergrund betrug 1.6 mHz.

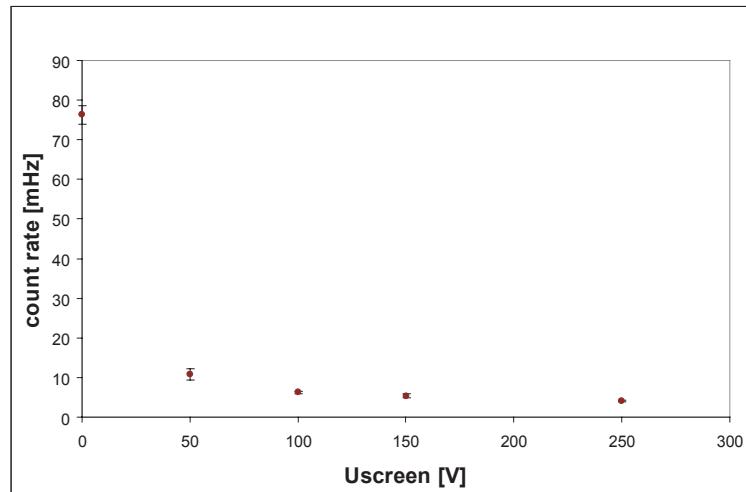


Abbildung 7.10: Variation des Schirmgitterpotentials. Dargestellt ist die Untergrundzählrate in den Detektorsegmenten S1 - S3 im Mainz V-Aufbau gegen das Schirmgitterpotential. Diese Messungen wurden bei einem Zentralfeld von 1.7 T in den Spektrometersolenoiden durchgeführt. Der reine Detektoruntergrund betrug 1.6 mHz.

7.2.2 Druckabhängigkeit

Mit dem neuen Aufbau wurde auch die Druckabhängigkeit erneut untersucht. Da bei dem Umbau darauf verzichtet wurde, die früher benutzten NEG-Streifen³ weiter zu verwenden, war es möglich, auch die Abhängigkeit der Untergrundzählrate bei erhöhtem Restgasdruck zu bestimmen, nicht nur vom künstlich erhöhten He-Partialdruck.

Zur Untersuchung der Abhängigkeit vom Restgasdruck wurde das Vakuum durch Abschalten der Turbomolekularpumpe (TMP) verschlechtert. Eine Untersuchung mit einem Quadrupolmassenfilter zeigte, daß das Restgas dominant aus H₂O besteht weiterhin ist H₂ vorhanden. Nach Wiedereinschalten der TMP konnten dann bei verschiedenen Drücken Untergrundmessungen durchgeführt werden. Der Druck variierte zwischen $2 \cdot 10^{-8}$ und $1 \cdot 10^{-10}$ mbar. Das Ergebnis der Messungen (s. Abb. 7.11) zeigt einen linearen Anstieg der Untergrundzählrate mit wachsendem Druck. Dieses Resultat steht in Widerspruch zu den Resultaten, die für erhöhten He-Partialdruck erzielt wurden. Um diese Diskrepanz zu verifizieren, wurde eine weitere Messung der Druckabhängigkeit mit He vollzogen. Hierbei wurde der Druck im Spektrometer durch Einlassen von He ebenfalls zwischen $2 \cdot 10^{-8}$ und $1 \cdot 10^{-10}$ mbar variiert. In Abb. 7.12 wird deutlich, daß die Zählrate in diesem Fall tatsächlich wieder annähernd konstant ist, wie auch in den Messungen am Mainz III-Aufbau.

Eine Erklärung dieser unterschiedlichen Verläufe für die verschiedenen Gase kann auf Eigenschaften des Spektrometers schließen lassen: Die verwendeten Gase H₂O (im wesentlichen das Restgas bei angehaltenen Turbopumpen) und He unterscheiden sich in ihrer Ionisationsenergie, die für H₂O 12 eV beträgt und für He 24.6 eV. Die Druckabhängigkeit wird durch einen Ionisationsprozeß erklärt. Danach ionisieren gespeicherte Teilchen das Restgas, so daß die entstehenden Elektronen die Falle verlassen können und auf den Detektor beschleunigt werden. Dieser Prozeß ist natürlich von der Streuwahrscheinlichkeit und damit vom Restgasdruck abhängig. Wenn nun die Tiefe der Fallen nicht groß genug ist, um Elektronen zu speichern, deren Energie zur Ionisation von He ausreicht, so sollte die Druckabhängigkeit verschwinden. Für Gase mit niedrigerer Ionisationsenergie kann sie aber weiterhin bestehen.

Um diese Hypothese zu überprüfen, wurde eine dritte Meßreihe mit erhöhtem Ar-Partialdruck durchgeführt. Die Ionisationsenergie von Argon liegt bei 15.8 eV. Wiederum wurde der Druck im Spektrometer zwischen $2 \cdot 10^{-8}$ und $1 \cdot 10^{-10}$ mbar variiert. Das Resultat ist in Abb. 7.13 dargestellt. Auch hier ist eine

³non evaporable getter

leichte lineare Abhängigkeit zu erkennen, die jedoch nicht so ausgeprägt ist wie für Wasser, wodurch die Hypothese bestätigt wird.

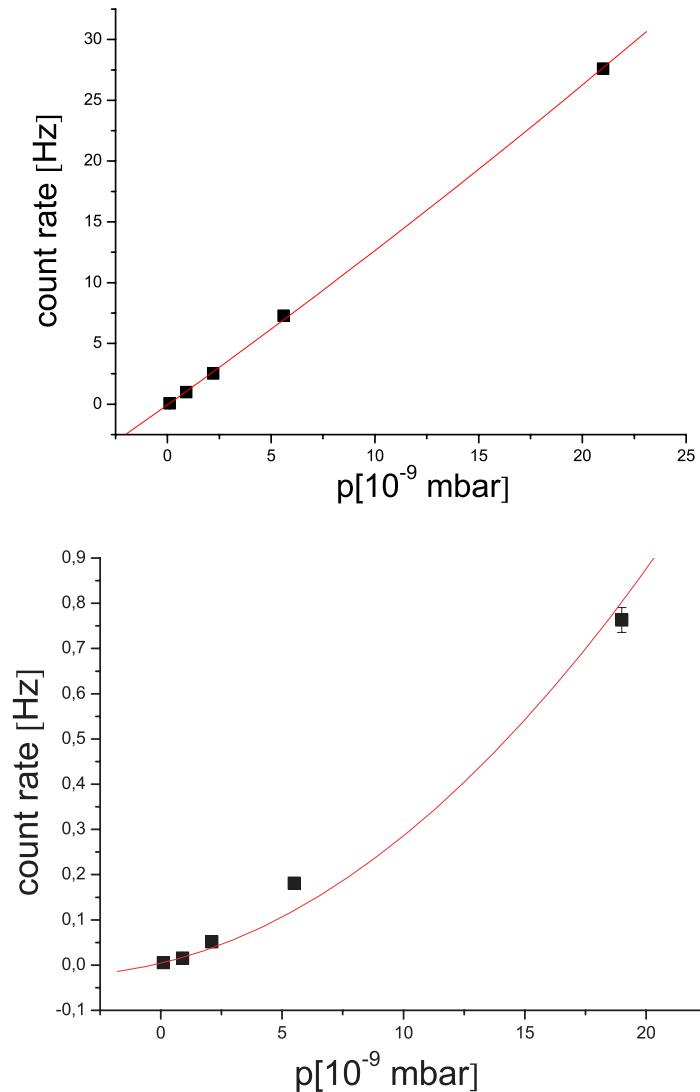


Abbildung 7.11: Variation des Restgasdruckes (im wesentlichen H_2O).
Es ist die Untergrundzählrate in Abhängigkeit vom Restgasdruck im Spektrometer dargestellt. Das obere Bild zeigt eine Meßreihe mit ausgeschaltetem Schirmgitter, das untere eine mit einer Schirmgitterspannung von $U_{\text{screen}} = 100 \text{ V}$.

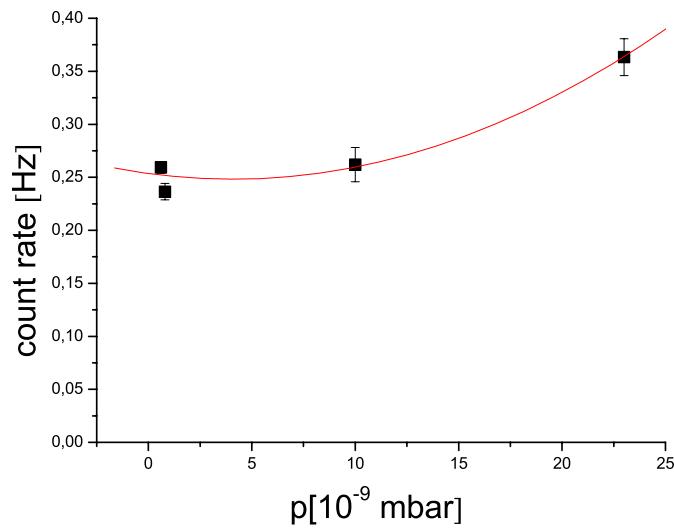


Abbildung 7.12: Variation des Restgasdruckes mit He. Dargestellt ist die Druckabhängigkeit der Untergrundzählrate bei erhöhtem He-Partialdruck. Bei der Messung war das Schirmgitter ausgeschaltet.

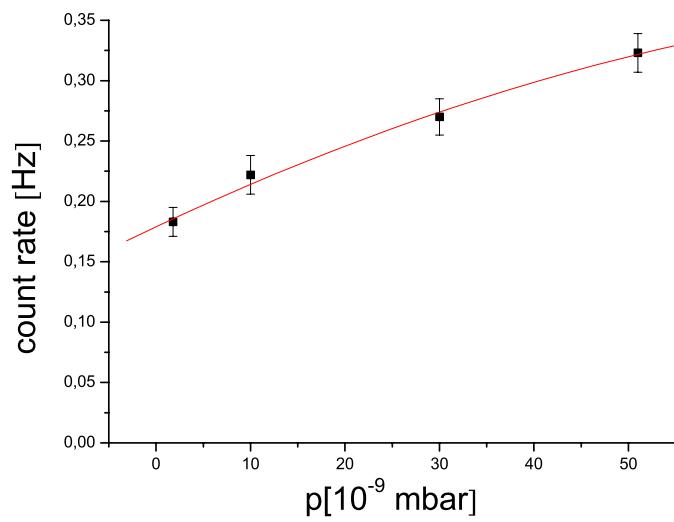


Abbildung 7.13: Variation des Restgasdruckes mit Ar. Dargestellt ist die Druckabhängigkeit der Untergrundzählrate bei erhöhtem Ar-Partialdruck. Bei der Messung war das Schirmgitter ausgeschaltet.

Tabelle 7.2: Anpassungskoeffizienten der Druckabhängigkeit. Es wurde jeweils ein Polynom 2. Ordnung der Form $y = A + Bx + Cx^2$ an die Daten angepasst.

Gas	A	ΔA	B	ΔB	C	ΔC
H ₂ O	-0.0467	0.0030	1.22191	0.0189	0.00467	0.00107
H ₂ O (grid)	0.00391	4.442E-4	0.01277	8.157E-4	0.00154	9.1989E-5
He	0.25355	0.00528	-0.00262	0.00329	3.225E-4	1.4744E-4
Ar	0.17904	0.01295	0.00368	0.00154	-1.73563E-5	2.93056E-5

7.3 Untersuchungen mit externer Röntgenquelle

Eine wichtige Motivation für den erneuten Umbau des Mainzer Spektrometers war es zu testen, ob die Unterdrückungsfaktoren, die mit der zentralen Schirmgitterelektrode erzielt wurden auch mit einer erweiterten Gitterelektrode, die dem Feldverlauf eines MAC-E-Filters entspricht, reproduziert werden kann. Damit würde auch gleichzeitig getestet, ob das Konzept für das Vorspektrometer, das in Kapitel 6 vorgestellt wurde, funktioniert.

Zur Bestimmung der Unterdrückungsfaktoren wurden wieder, analog zu den Messungen an Mainz III (vgl. Kapitel 5), die Verhältnisse der Ereignisraten von aus- zu eingeschaltetem Schirmgitter nach Beschuß mit der Röntgenquelle an verschiedenen Positionen des Spektrometers gebildet (s. Abb. 7.14).

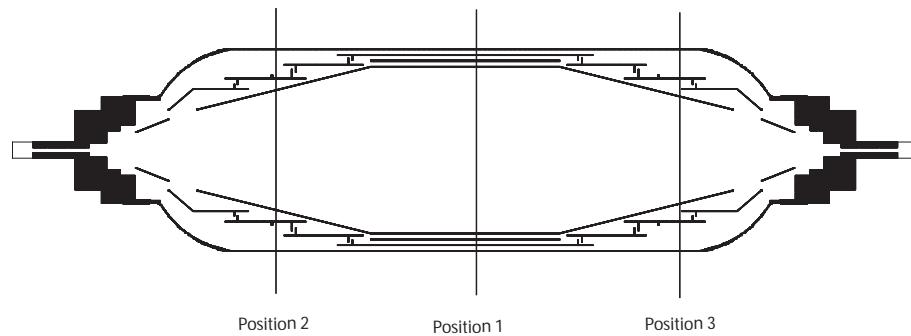


Abbildung 7.14: Meßpositionen im Mainz V Aufbau. In diesem Diagramm sind die Positionen dargestellt, die zur Bestimmung der Untergrundunterdrückungsfaktoren mit der externen Röntgenquelle genutzt wurden.

Die Ergebnisse sind in Abb. 7.15 dargestellt. Es ist zu erkennen, daß die Unterdrückungsfaktoren insgesamt niedriger ausgefallen sind, als bei den vergleichbaren Messungen an Mainz III, dies ist jedoch auf das höhere Magnetfeld und damit auf die stärkere magnetische Abschirmung zurück zu führen, die alleine schon zu einer stärkeren Untergrundunterdrückung, auch ohne das Schirmgitter, führt. Die tendenziell niedrigere Unterdrückung auf der Quellseite (Position 2) gegenüber der Detektorseite (Position 3) ist dadurch zu erklären, daß die auf der Quellseite entstehenden Elektronen noch das Retardierungspotential im Zentrum des Spektrometers überwinden müssen, während die Elektronen auf der Detektorseite direkt auf den Detektor beschleunigt werden. Daher ist die Ereignisszahl in Position 2 schon niedriger als in Position 3. Der Unterdrückungsfaktor für Segment 3 in Position 3 ist nicht dargestellt, da die Ereigniszahl mit ausgeschaltetem Gitter in diesem Fall unrealistisch hoch ist (um einen Faktor 10 höher als für alle anderen). Es wird vermutet, daß im hohen Magnetfeld durch den Einfluß der Sekundärelektronen eine Penningentladung

gezündet wurde, deren charakteristische Eigenschaft eine stark überhöhte Erignisrate im äußeren Segment ist (vgl. Messungen mit Mainz IV). Den direkten Vergleich mit Mainz III kann man Abb. 7.16 entnehmen, die dort gezeigten Unterdrückungsfaktoren wurden bei einem Magnetfeld von 1.7 T aufgenommen. Erwartungsgemäß sind sie höher als die Werte, die bei dem dreimal so hohem Magnetfeld ermittelt wurden. Auch hier wird deutlich, daß Position 2 aufgrund der zusätzlichen Retardierung der Elektronen unterdrückt wird. Es ist jedoch nicht verstanden, wieso die Unterdrückungsfaktoren in Mainz V insgesamt niedriger ausfallen, als für Mainz III. Zwar waren in diesen Messungen die beiden Schirmgitter auf dem selben Potential, was insbesondere heißt, daß auch die Haltestruktur der neuen Schirmgitterelektrode auf dem selben Potential lag wie die Drähte, dennoch sollte diese höhere Oberflächenabdeckung von nunmehr 3% gegenüber 2% in Mainz III nicht zu einem so drastischen Abfall der Unterdrückungsfaktoren führen, sondern sollte maximal zu einer Verschlechterung der Unterdrückung um den Faktor 2 führen.

Eine mögliche Erklärung dieses Effektes ergibt sich nach der Betrachtung der Zählraten aus den Messungen der Spannungsabhängigkeiten ohne Röntgenröhre: In diesen Fällen ergeben sich im Mainz V Aufbau Unterdrückungsfaktoren von 15 für $B=5.1$ T und 10 für $B=1.7$ T (vgl. Abschnitt 7.2.1). Diese Werte sind sehr wohl mit den Unterdrückungsfaktoren verträglich, die in den Messungen mit der Röntgenröhre ermittelt wurden. Vergleicht man weiterhin die Werte die im Rahmen von [Mue02] mit und ohne Gitterspannung gemessen wurden, ergibt sich für ein Magnetfeld von $B=5.1$ T ein Unterdrückungsfaktor von 6.6 (vgl. Kapitel 5), dieser Wert stimmt nicht gut mit den Werten der Unterdrückungsfaktoren von etwa 50 überein, die mit Röntgenröhre im Mainz III Aufbau erzielt wurden. Es ist also davon auszugehen, daß die hohen Unterdrückungsfaktoren, die in Mainz III mit Röntgenröhre erzielt wurden Artefakte sind. Eine Möglichkeit wäre eine lokale Penningfalle, die durch das Abschalten des Gitters zerstört wird. In Abb. 7.17 ist der Verlauf der Äquipotentiallinien in der Nähe der Elektrode E0 und der Gitterelektrode dargestellt. Es wird deutlich, daß für den Fall des ausgeschalteten Gitters eine Penningfalle entsteht. Diese ist zwar mit 0.1 eV sehr flach, könnte jedoch trotzdem zur Speicherung von Elektronen führen. Die Transversalenergie der gespeicherten Elektronen kann durchaus in dem Bereich liegen, der Restgasionisation zuläßt, da durch die Tiefe der Penningfalle nur die longitudinale Energie beschränkt ist. Schaltet man das Gitter ein, verschwindet diese Falle und somit die Möglichkeit Elektronen zu speichern.

Eine weitere Möglichkeit, die zu der Verringerung der Unterdrückungsfaktoren geführt haben kann, ist die Veränderung im Vakuumsystem, insbesondere das Entfernen der NEG-Pumpen. Diese waren im Inneren des Elektrodensy-

stems untergebracht und sorgten somit in diesem Bereich für ein sehr gutes Vakuum. Nachdem die NEG-Streifen entfernt wurden, wurde derselbe Enddruck von etwa $1 \cdot 10^{-10}$ mbar erreicht wie mit NEG-Pumpen, was zunächst überraschend ist. Jedoch ist der Leitwert des Elektrodensystems nicht sehr hoch, so daß eine geringere Pumpleistung im Inneren des Systems zu einem lokalen schlechteren Vakuum führt, was jedoch an den Meßröhren aufgrund der stärkeren Pumpleistung außerhalb des Elektrodensystems nicht auffällt. Die schlechteren Vakuumbedingungen im Mainz V Aufbau können dazu führen, daß die Sekundärelektronen der Röntgenstrahlung das Restgas ionisieren und die entstehenden Elektronen auf dem Detektor nachgewiesen werden. Dies würde bedeuten, daß neben der Untergrundkomponente von der Elektrodenoberfläche, die der Beurteilung durch die Unterdrückungsfaktoren zugänglich ist eine weitere Komponente auftritt, die keinen Einfluß auf die Unterdrückungsfaktoren hat. Daher kann keine genaue Aussage der Unterdrückung der Elektronen von der Elektrodenoberfläche gemacht werden.

Weiterhin ist die spektrale Charakteristik der Röntgenquelle unbekannt, daher ist auch die genaue Zusammensetzung des Sekundärstrahls unbekannt. Einen genaueren Kenntnis dieser Informationen könnte zu einer befriedigerenden Erklärung der schwächeren Unterdrückung führen.

Es muß jedoch betont werden, daß diese Prozesse und ihre Ursachen nicht wirklich verstanden sind. Um quantitative Aussagen über diese Prozesse machen zu können müssen weitere systematische Untersuchungen mit der externen Röntgenquelle folgen, die im Rahmen dieser Arbeit aufgrund eines Defektes des supraleitenden Detektormagneten nicht mehr möglich waren.

Weiterhin wurde die Funktionsweise des Dipolmodus der neuen Schirmgitterelektrode mit Hilfe der externen Röntgenquelle getestet. Dazu wurde zunächst eine Dipolspannung von 100 V angelegt. Das Sekundärelektronenspektrum, das nach Beschuß mit der Röntgenröhre auf das Zentrum des Spektrometers aufgenommen wurde, ist in Abb. 7.18 zu sehen. Es zeigt deutlich die Linie bei $U_0 = 18.6$ keV, allerdings keine Linien bei höheren Energien. Betrachtet man den Verlauf der elektrischen und magnetischen Felder, so wird deutlich, daß die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift (vgl. Kapitel 3) antiparallel zu den einfallenden Sekundärelektronen ist. Diese Elektronen werden also abgebremst und daran gehindert in den abgebildeten Flußschlauch zu gelangen. Dreht man nun das Vorzeichen der Drift um, indem man die Richtung des Dipolfeldes ändert, und betrachtet erneut das Sekundärelektronenspektrum (Abb. 7.19), so werden neben dem U_0 -Linie, Linien bei Vielfachen der Retardierungsspannung deutlich. Diese Linien werden von koinzident auf dem Detektor auftreffenden Elektronen erzeugt. Dies läßt sich durch die Beschleunigung der Sekundärelektronen in den Fluß-

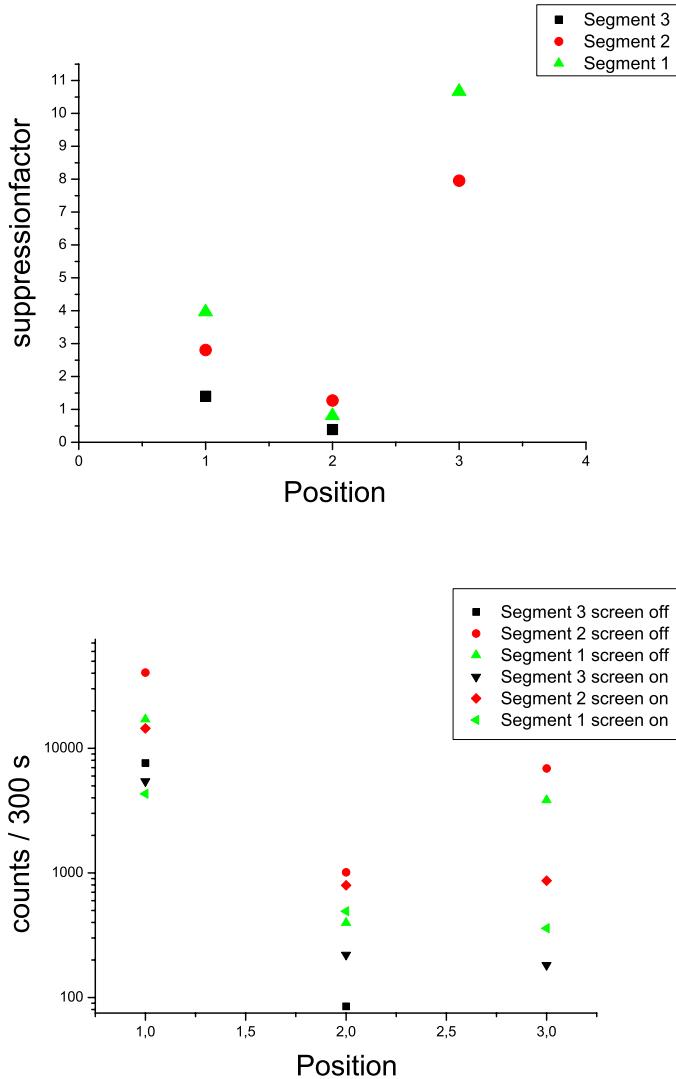


Abbildung 7.15: Unterdrückungsfaktoren in Mainz V. Dargestellt sind die Unterdrückungsfaktoren an verschiedenen Positionen im Mainz V-Aufbau. Zur Bestimmung dieser Faktoren wird das Verhältnis der Zählraten zwischen ein- und ausgeschalteten Schirmgitter gebildet. Diese Messungen wurden bei einem Feld von 5.1 T in den Spektrometersolenoiden durchgeführt.

schlauch hinein erklären.

Es wird also deutlich, daß durch das Anlegen des Dipolfeldes eine Driftbewegung der Elektronen im Spektrometer verursacht wird, und somit eine Brechung der Speicherbedingungen möglich ist (vgl. Kapitel 3).

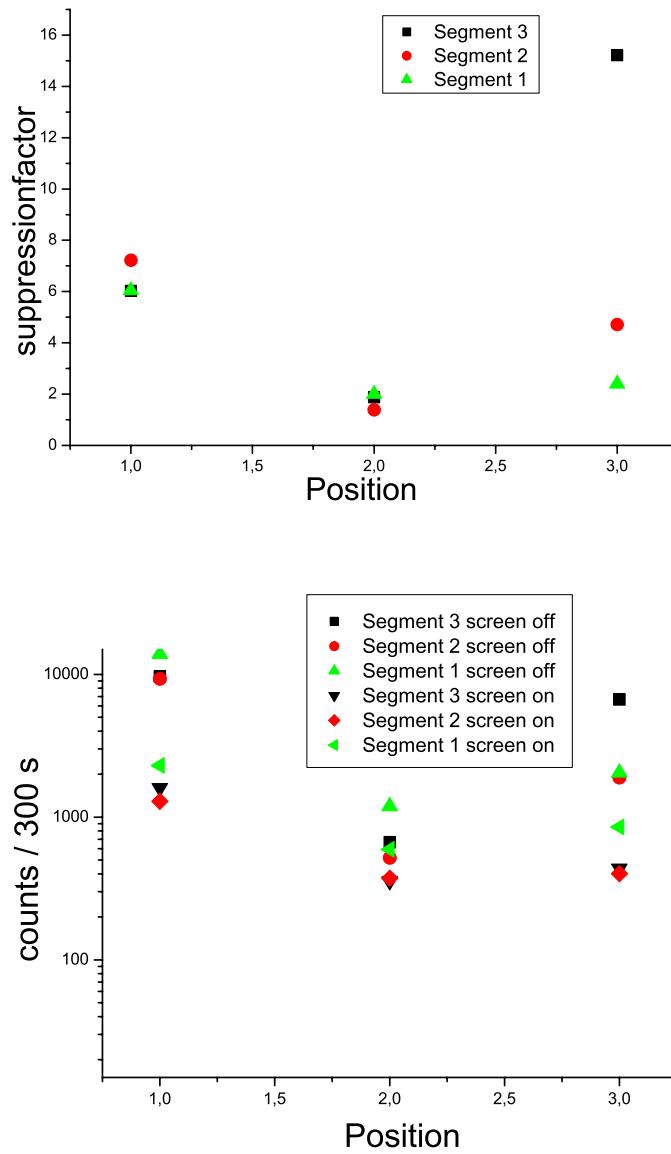


Abbildung 7.16: Unterdrückungsfaktoren in Mainz V. Dargestellt sind die Unterdrückungsfaktoren an verschiedenen Positionen im Mainz V-Aufbau. Zur Bestimmung dieser Faktoren wird das Verhältnis der Zählraten zwischen ein- und ausgeschalteten Schirmgitter gebildet. Diese Messungen wurden bei einem Feld von 1.7 T in den Spektrometersolenoiden durchgeführt.

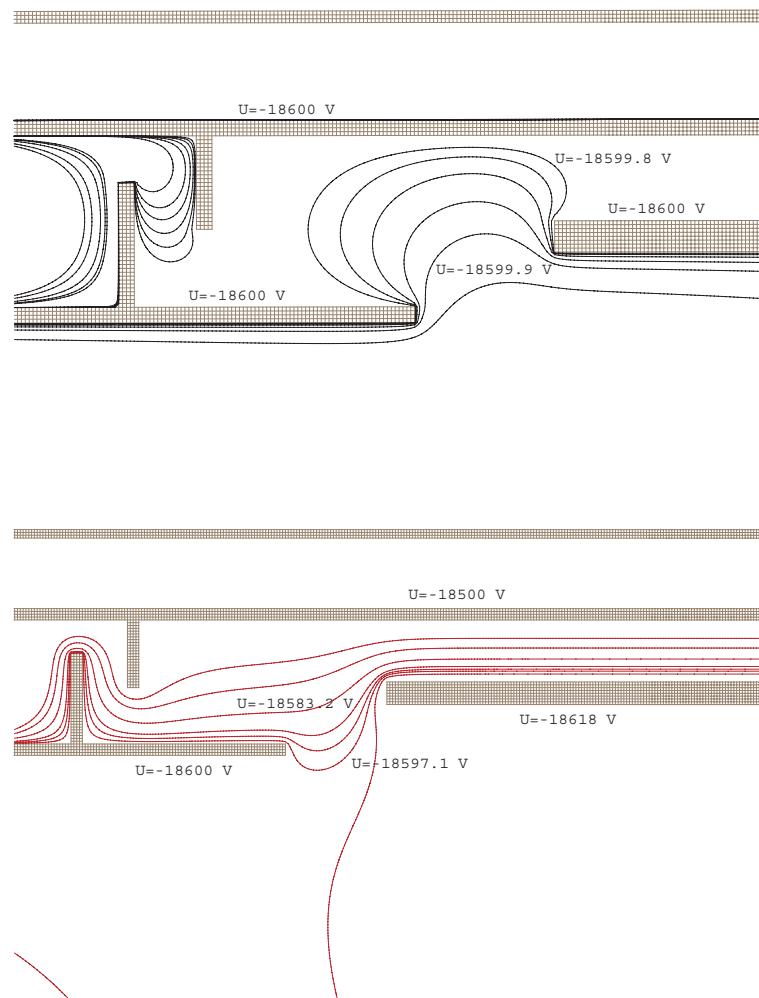


Abbildung 7.17: Äquipotentiallinien in Mainz III. Dargestellt sind die Äquipotentiallinien in der Gegend der Elektroden E0, E1 und des Schirmgitters. In der oberen Abbildung ist das Schirmgitter ausgeschaltet, liegt also auf dem selben Potential wie E0 und E1. Durch den Potentialdurchgriff entsteht eine Penningfalle, die im Falle des eingeschalteten Gitters (unten) verschwindet.

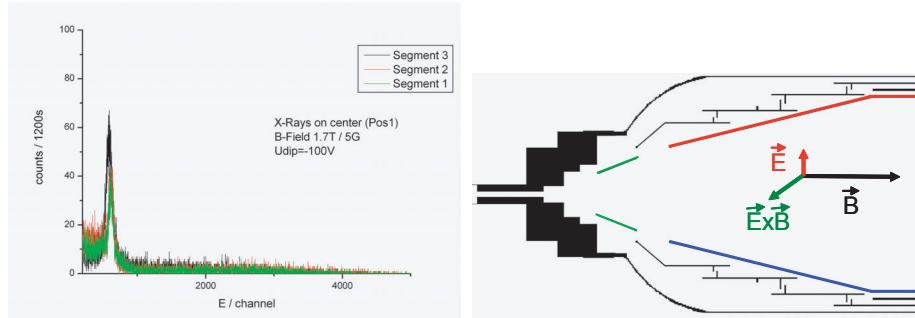


Abbildung 7.18: Untersuchung des Dipoleffekts. Es ist das Sekundärelektronenspektrum gezeigt, das bei einem Dipolpotential von 100 V aufgenommen wurde. Dieses Feld erzeugt eine Drift entgegen der Flugrichtung der Elektronen (die Röntgenröhre zielt aus Richtung des Betrachters auf das Zentrum des Spektrometers).

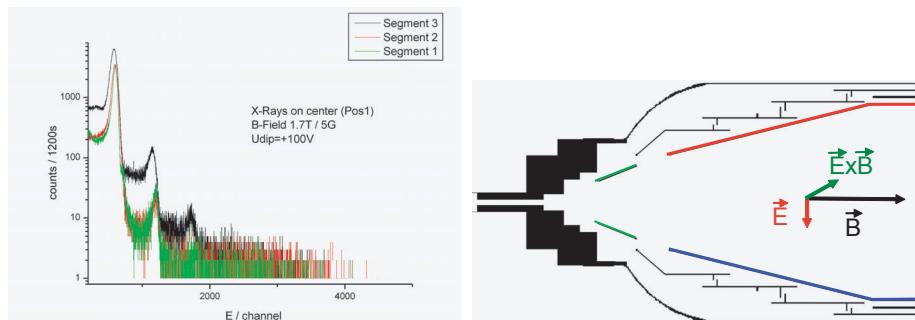


Abbildung 7.19: Untersuchung des Dipoleffekts. Es ist das Sekundärelektronenspektrum gezeigt, das bei einem Dipolpotential von -100 V aufgenommen wurde. Dieses Feld erzeugt eine Drift parallel der Flugrichtung der Elektronen (die Röntgenröhre zielt aus Richtung des Betrachters auf das Zentrum des Spektrometers).

7.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Durch den Einsatz der neuen Schirmgitterelektrode, welche fast den kompletten magnetischen Flußschlauch gegenüber den soliden Elektroden abschirmt, war es möglich, die niedrigste Untergrundzählrate im einem MAC-E-Filter (im Vergleich zu Mainz und Troitsk) zu messen. Der Wert von 2.8 mHz bei einem Detektoruntergrund von 1.6 mHz deutet auf einen Beitrag von etwa 1.2 mHz aus dem Spektrometer hin. Damit ist eine Anforderung der KATRIN-Kollaboration annähernd erfüllt, die fordert das jede Untergrundkomponente weniger als 1 mHz betragen soll. Das Schirmgitter ist also ein erfolgreiches Konzept und kann sowohl für das Vorspektrometer, als auch für das Hauptspektrometer verfolgt werden.

Die Untersuchung der Druckabhängigkeit mit verschiedenen Gasen zeigt eine Möglichkeit auf, die es erlaubt Aussagen über Speichermechanismen und Tiefen von Elektronenfallen zu treffen. Dies kann aufgrund der verschiedenen Ionisationsenergien der Gase erfolgen, wenn man die unterschiedlichen Verläufe der Druckabhängigkeit der Untergrundzählrate vergleicht.

Untersuchungen mit der Röntgenröhre als externer Untergrundquelle konnten Unterdrückungsfaktoren von etwa 15 im Spektrometer gemessen. Dieser Wert liegt weit unter dem Unterdrückungswert, der in Mainz III gemessen werden konnte. Eine mögliche Erklärung wird jedoch durch die Betrachtung der Speicherbedingungen in der Nähe der Schirmgitterelektrode deutlich. Eine weitere systematische Untersuchung mit der externen Röntgenquelle sollte folgen, diese war jedoch im Rahmen dieser Arbeit aufgrund des Defektes eines der supraleitenden Magneten nicht mehr möglich.

Die Röntgenröhre erlaubte einen Nachweis der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift, die zur Brechung der Speicherbedingungen im Spektrometer genutzt werden kann.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Das folgende Kapitel liefert eine Zusammenfassung und abschließende Bewertung der Erkenntnisse, die im Laufe dieser Doktorarbeit erzielt wurden. Weiterhin wird ein Ausblick auf die weiteren Aktivitäten im Zusammenhang mit den elektrostatischen Spektrometern des KATRIN-Experiments gegeben.

8.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Untergrundmessungen am Mainzer Neutronenmassenexperiment durchgeführt. Das Ziel dieser Messungen war es, Erkenntnisse über die Mechanismen der Untergrundentstehung in MAC-E-Filtern zu sammeln und Methoden zu ihrer Unterdrückung zu entwickeln. Die erlangten Resultate flossen dann direkt in das Design des KATRIN-Vorspektrometers ein und werden auch für das Vorspektrometer berücksichtigt.

Die durchgeführten Untergrunduntersuchungen basieren auf den Arbeiten [Sch01] und [Mue02], in denen erstmals experimentell gezeigt wurde, daß eine große Komponente der Untergrundzählrate von Elektronen stammt, die ihren Ursprung auf den Oberflächen der Elektroden haben. Weiterhin wurden gespeicherte Elektronen als mögliche Untergrundquelle identifiziert.

Eine Modifikation des Spektrometers durch eine zusätzliche Schirmgitterelektrode erlaubte eine effektive Unterdrückung beider Untergrundquellen. Das Konzept dieser Schirmgitterelektrode geht davon aus, daß Elektronen, die auf den Oberflächen der soliden Elektroden mit geringen Energien entstehen, durch ein repulsives Potential, das vor der soliden Elektrode besteht, daran gehindert werden, in das sensitive Volumen des Spektrometers zu gelangen. Das

repulsive Potential wird dabei durch eine Drahtelektrode im zentralen Teil des Spektrometers erzeugt. Dieser erste Aufbau erlaubte einen erfolgreichen Test des Konzeptes der Schirmgitterelektrode, der in der Arbeit [Mue02] durchgeführt wurde. In dieser Arbeit wurden mit Hilfe einer Röntgenröhre als externer Untergrundquelle systematische Untersuchungen des Untergrundes durchgeführt. Dazu wurde der Röntgenstrahl auf das Spektrometer gerichtet und die Zählrate und das Spektrum der Sekundärelektronen im Detektor betrachtet. Dabei wurde insbesondere das Verhältnis der Zählraten zwischen eingeschalteter und ausgeschalteter Abschirmelektrode untersucht. Auf diese Weise konnte die Wirkungsweise der Schirmgitterelektrode eindrucksvoll belegt werden, da die Untergrundzählrate bei eingeschaltetem Gitter bis zu einem Faktor 50 unterdrückt wurde.

Aufgrund dieser Resultate wurde das Spektrometer erneut modifiziert, diesmal, um die gesamte solide Elektrode abzuschirmen, nicht nur den zentralen Teil. Das Elektrodendesign ist dabei schon dem Design sehr ähnlich, das für das KATRIN-Vorspektrometer verwendet wird. Die systematischen Untergrunduntersuchungen wurden mit dem modifizierten System fortgesetzt und erweitert. So wurden die Funktionsweise der Schirmgitterelektrode mit und ohne externer Untergrundquelle, die Druckabhängigkeit der Untergrundzählrate bei verschiedenen Restgaszusammensetzungen und die Effekte des Dipolfeldes untersucht.

- Die Untersuchung der Abhängigkeit der Untergrundrate von der Schirmgitterspannung wurde bei zwei verschiedenen Magnetfeldern durchgeführt, einmal bei 1.7 T in den Spektrometersolenoiden und einmal bei 5.1 T. Weiterhin wurde die Potentialdifferenz zwischen der Gitterelektrode und der soliden Elektrode zwischen 0 V und -250 V variiert. Für beide Magnetfelder ist eine Abnahme der Untergrundzählrate mit betragsmäßig ansteigender Gitterspannung zu erkennen. Dabei wurde mit 2.8 mHz für das Feld von 5.1 T und einer Schirmgitterspannung von $\Delta U = -250$ V der beste Untergrundwert erreicht, der jemals in einem MAC-E-Filter gemessen wurde.
- Die Druckabhängigkeit der Untergrundzählrate im Spektrometer wurde mit Restgas (hauptsächlich Wasser), Helium und Argon untersucht. Der für diese Messungen entscheidende Unterschied dieser Gase liegt dabei in der Ionisationsenergie. So verschwindet die Druckabhängigkeit der Zählrate bei erhöhtem Heliumpartialdruck, bei höherem Wasserpartialdruck ist aber eine lineare Abhängigkeit zwischen Druck und Zählrate zu erkennen. Für Argon ist diese lineare Abhängigkeit ebenfalls gegeben, jedoch nicht so stark. Der Zusammenhang zwischen Restgasdruck und

Untergrundzählrate kann durch die Restgasionisation erklärt werden. So können Elektronen im Spektrometer das Restgas ionisieren und die dabei entstehenden Elektronen auf den Detektor gelangen. Da die Elektronen nur eine sehr begrenzte Aufenthaltsdauer im Spektrometer haben, wird die Ionisation hauptsächlich von gespeicherten Elektronen induziert. Daher ist es möglich, eine Abhängigkeit der Untergrundrate und der Tiefe des Fallenzentrums zu erkennen. Da Helium die höchste Ionisationsenergie hat und ein erhöhter Heliumpartialdruck nicht zu einem Anstieg der Zählrate führt, wird davon ausgegangen, daß die Fallenzentren tief genug sind, um Helium zu ionisieren.

- Die Bestimmung der Unterdrückungsfaktoren mit der externen Röntgenröhre lieferten nur einen maximalen Wert von etwa 15, der nicht dem Wert von 50 entspricht, der mit dem Mainz III Aufbau ermittelt werden konnte. Mögliche Ursachen könnten in lokalen Fallen oder in veränderten Vakuumbedingungen liegen. Diese Punkte bedürfen weiterer Klärung, diese war im Rahmen dieser Arbeit aufgrund eines Defektes in einem der supraleitenden Magnete nicht mehr möglich.
- Die Effekte des Dipolfeldes wurden mit der externen Röntgenquelle untersucht. Dabei konnten die Driftbewegungen der Elektronen nachgewiesen werden, die auch zum Brechen der Speicherbedingungen im Spektrometer genutzt werden können. Der Einsatz der externen Untergrundquelle erlaubt dabei Erkenntnisse aus spektralen Informationen, die auf andere Art und Weise nicht zu erzielen sind.

Nachdem gezeigt wurde, daß das Konzept der Abschirmelektroden aus Drähten funktioniert, wurde neben den bereits zusammengefaßten Untersuchungen des Untergrunds das Design des Vorspektrometers für das KATRIN-Experiment durchgeführt. Das Vorspektrometer wird dazu dienen, den niederenergetischen Teil des Spektrums, der keine interessanten Informationen über die Neutrinomasse enthält, abzuschneiden. Dazu genügt eine moderate Energieauflösung von etwa 85 eV, diese wird erreicht, wenn das Feld in den Spektrometerspulen 4.5 T und das Streufeld in der Analysierebene 200 G beträgt.

Das Vorspektrometer wird über ein System von drei Elektroden verfügen, eine zentrale Drahtelektrode und links und rechts davon jeweils eine konische Elektrode aus Vollmaterial. Die soliden Elektroden sind notwendig, da durch sie starke Feldstärken an den Drahtenden, die nahe an der Tankwand liegen, zu vermeiden.

Simulationen haben gezeigt, daß das Vorspektrometer den Anforderungen an einen MAC-E-Filter genügt. Die Transmission des Systems, die Güte der adia-

batischen Energietransformation und die Speicherbedingungen im Spektrometer wurden überprüft. Sowohl die Transmission als auch das adiabatische Verhalten des Systems entsprechen den Anforderungen. Es ist jedoch möglich sowohl Elektronen mit mittleren Energien als auch Protonen im Vorspektrometer zu speichern. Diese Speicherbedingungen können jedoch durch Anlegen eines Dipolfeldes zwischen den geteilten Elektroden gebrochen werden. So bewirkt eine Dipolspannung von 2 kV eine komplette Entleerung der Fallen, wenn sie in kurzem Meßpausen angelegt wird.

8.2 Ausblick

Das Vorspektrometer ist als erste Komponente des KATRIN-Experiments bereits vor Ort am Forschungszentrum Karlsruhe. Es haben bereits erste erfolgreiche Vakuumtests stattgefunden. Als nächster Schritt wird das Elektroden- system, das von der University of Washington, Seattle hergestellt wurde, in das Spektrometer eingebaut, bevor im Anschluß daran mit den experimentellen Tests des elektromagnetischen Designs begonnen werden kann. Ein Ziel dieser Tests wird es sein, zu sehen, ob die Idee, den Vakuumtank auf Hochspannung zu legen, umgesetzt werden kann. Weiterhin muß getestet werden, ob die Untergrundmechanismen in dem relativ hohem Magnetfeld von 200 G in der Analysierebene verstanden werden können, da diese im Prinzip sehr verschieden von denen im Mainzer Spektrometer sein können.

Neben diesen Untersuchungen wird die Planung des Hauptspektrometers weitergehen, wobei der Schwerpunkt der Aktivitäten bei der Konstruktion und Simulation der Schirmgitterelektrode liegt. Insbesondere wird die Untersuchung der Speicherbedingungen wichtig sein, da hier im Gegensatz zum Vorspektrometer sowohl Elektronen als auch positive Ionen gespeichert werden können.

Am Mainzer Spektrometer werden unterdessen Kalibrationsquellen für KATRIN getestet werden. Dabei handelt es sich zum einen um eine Am/Co-Quelle und zum anderen um eine gefrorene ^{83m}Kr -Konversionselektronenquelle.

Letztendlich wird das Mainzer Spektrometer in ein hochauflösendes Monitor- spektrometer für KATRIN umfunktioniert werden. Es wird eine Auflösung von 1 eV angestrebt. Zur Zeit finden Simulationen statt, um festzustellen, wie dieses Ziel erreicht werden kann. Das Monitorspektrometer soll später dafür sorgen, Fluktuationen in der Retardierungsspannung des Hauptspektrometers aufzuzeigen. Es wird dazu mit einer Kalibrationsquelle parallel zum Haupt- spektrometer bei gleicher Retardierungsspannung betrieben, eine Fluktuation

der Retardierungsspannung würde sich dann durch eine Verschiebung der Kalibrationslinie äußern.

Nach dem Zeitplan der KATRIN-Kollaboration sollen die Hauptkomponenten des Experiments, die fensterlose gasförmige Tritiumquelle (WGTS) und das Hauptspektrometer, im Jahr 2007 angeliefert und in Betrieb genommen werden. Das gesamte Experiment soll dann den Betrieb 2008 aufnehmen. Das Sensitivitätslimit von 0.2 eV für eine obere Grenze der Neutrinomasse wird dann nach drei Jahren reiner Meßzeit erreicht werden.

Anhang A

Fusionsprozesse in der Sonne

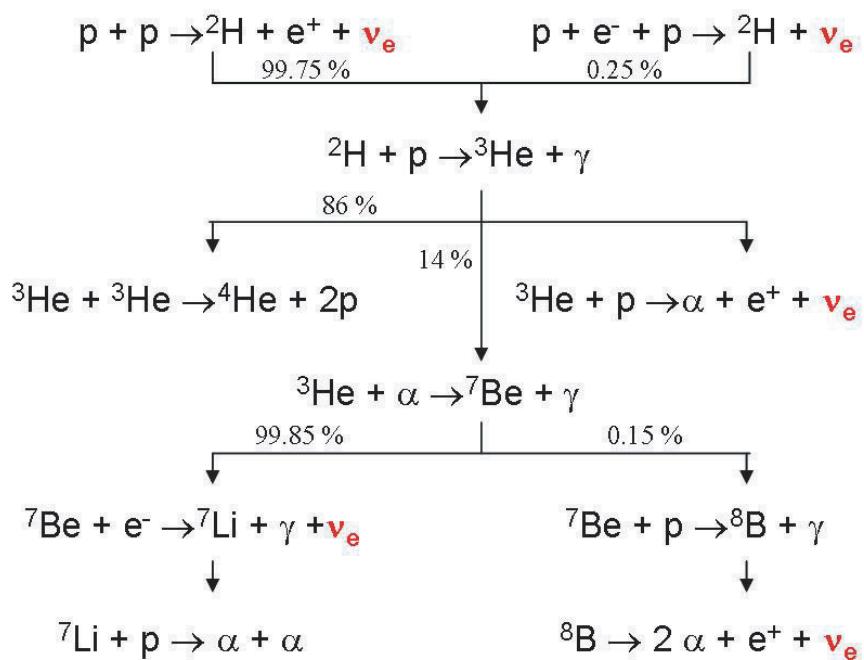


Abbildung A.1: Fusionsreaktionen in der Sonne.

Anhang B

Konstruktionszeichnungen Mainz III

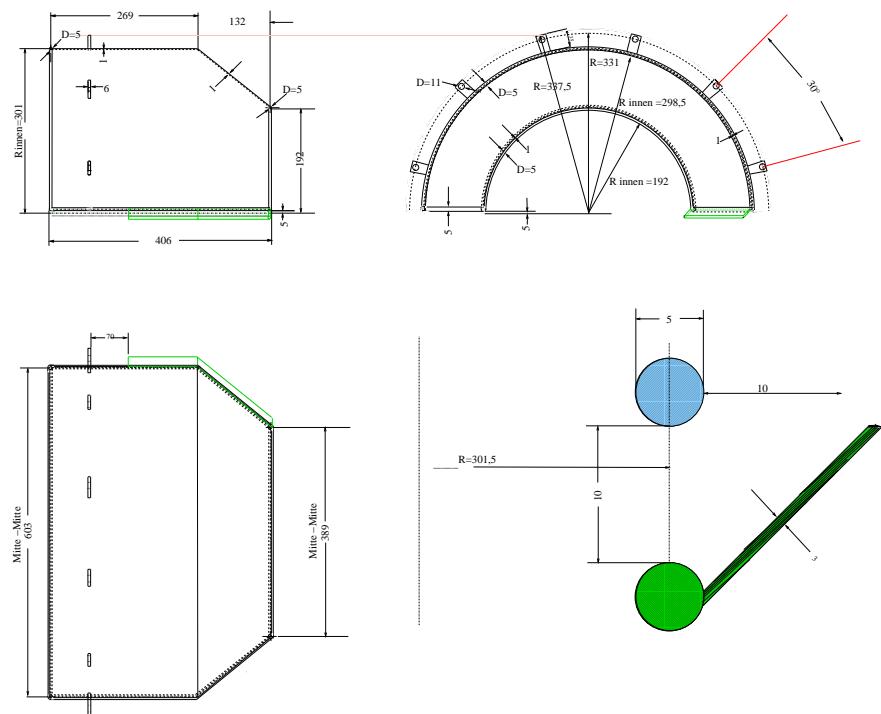


Abbildung B.1: Konstruktionszeichnung der Elektrode E3 [Mue02] entnommen.

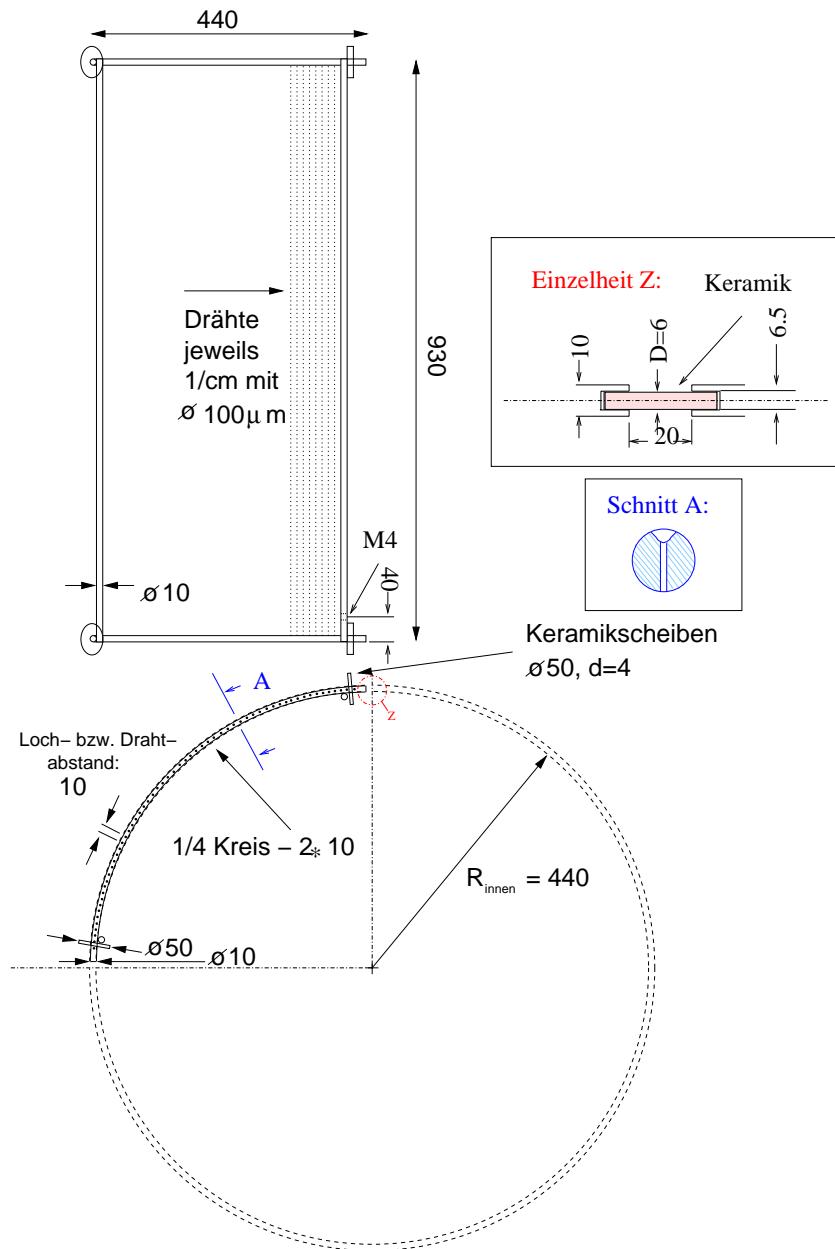


Abbildung B.2: Konstruktionszeichnung der Drahtelektrode in Mainz III [Mue02] entnommen.

Literaturverzeichnis

- [Abd95] J.N. Abdurashitov et al., Nucl. Phys. Rev. **B** (Proc. Suppl.) **38** (1995) 60
- [Ahm01a] Q.R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 071301 (2001)
- [Ahm01b] Q.R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 011301 und 011302 (2002)
- [Ahm03] S.N. Ahmed et al., necl.ex/0309004 (2003)
- [Ahn01] S.H. Ahn et al., Phys. Lett. **B511** (2001) 178
- [Ahn03] M.H. Ahn et al., Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 041801
- [All03] S.W. Allen et al., astro-ph/0306386 (2003)
- [Ans95] P. Anselmann et al. Phys. Lett. **B342** (1995) 237
- [APS04] www.interactions.org
- [Ath95] C. Athanassopoulos et al., Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 2650
- [Bah03] <http://www.sns.ias.edu/jnb/>
- [Bar91] H. Barth, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1991
- [Bar98a] R. Barate et al., Eur. Phys. Jour. **C2** (1998) 395
- [Bar97] H. Barth, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1997
- [Bon99] J. Bonn, L. Bornschein, B. Degen, E.W. Otten, Ch. Weinheimer, NIM **A421** (1999) 256
- [Bon01] J. Bonn, et al. Nuclear Physics B 91 (2001) 273-276
- [Bor00] B. Bornschein, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2000
- [Bor02] L. Bornschein, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2002

- [Bor03] B. Bornschein, J. Bonn, L. Bornschein, E.W. Otten, Ch. Weinheimer, Self-Charging of Quench Condensed Tritium Films, Journal of Low Temperature Physics, Vol. 131, Nos. 1/2, (2003)
- [Dan62] G. Danby et al., Phys. Rev. Lett. **9** (1962) 36
- [Dav96] R. Davis, Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.) **48** (1996) 284
- [Don00] Long Baseline News, Juli 2000, <http://hepunx.rl.ac.uk/minos/longbnews/0007.html>
- [Eit00] K. Eitel, New Jour. Phys. **2** (2000) 1
- [Ell87] S.R. Elliot et al., Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 2020
- [Ess04] K. Valerius, Diplomarbeit, HISKP, Universität Bonn, 2005
- [Fel98] G.J. Feldmann and R.D. Cousins, Phys. Rev. **D57** (1998) 3873
- [Fer34] E. Fermi, Z. Phys. **88** (1934) 161
- [Fic00] L. Fickinger, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2000
- [Fla01] B. Flatt, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2001
- [Fle98] L. Fleischmann, Doktorarbeit, Universität Mainz, 1998
- [Fle00a] L. Fleischmann, J. Bonn, B. Degen, M. Przyrembel, E.W. Otten, Ch. Weinheimer and P. Leiderer, J. Low Temp. Phys. **119** (2000) 615
- [Fle00b] L. Fleischmann, J. Bonn, B. Bornschein, P. Leiderer, E.W. Otten, M. Przyrembel, Ch. Weinheimer, Euro. Phys. J. **B16** (2000) 521
- [Fuk98] Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562
- [Fuk99] Y. Fukuda et al., Phys. Lett. **B467** (1999) 185
- [Glu04a] F. Glueck, Persönliche Mitteilung
- [Glu04] F. Glueck, Seminarvortrag, Institut für Kernphysik, FZ Karlsruhe, 19.10.2004
- [Hag02] K. Hagiwara et al., (Particle Data Group), Phys. Rev. **D66** (2002) 010001
- [Jac82] J.D. Jackson, Klassische Elektrodynamik, W. de Gruyter, Berlin 1982
- [Kam03] KamLAND Kollaboration, Phys. Rev. Lett 90, 021802 (2003)

- [Kla04] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al., NIM A 522 (2004)
- [Kat01] A next generation Tritium Beta Decay Experiment, <http://www-ik1.fzk.de/tritium>
- [Kra03] C. Kraus, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2003
- [Kub92] G. Kube, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1992
- [Lob04] V.M. Lobashev, private communication
- [Mue02] B. Müller, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2002
- [Mur03] H. Murayama, <http://histoshi.berkeley.edu/neutrino/>
- [nas03] <http://www.nas.edu/bpa/reports/index.html>
- [Ott01] E.W. Otten,
- [Pau30] W. Pauli, Breif an die Physikalische Gesellschaft in Tübingen vom 4.12.1930, nachzulesen in L.M. Brown, Phys. Today **31** (1978) 23
- [Paw95] PAW, Physics Analysis Workstation, Application Software Group Computing and Networks Group, CERN, 1995
- [Pic92a] A. Picard, H. Backe, H. Barth, J. Bonn, B. Degen, Th. Edling, R. Haid, A. Hermanni, P. Leiderer, Th. Loeken, A. Molz, R.B. Moore, A. Osipowicz, E.W. Otten, M. Przyrembel, M. Schrader, M. Steininger and Ch. Weinheimer, NIM **B63** (1992) 345
- [Thu01] T. Thümmler, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2002
- [Rei59] F. Reines, C.L. Cowan, Phys. Rev. **113** (1959) 273
- [San03] S. Sanchez, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2003
- [Sch90] M. Schrader, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1990
- [Sch97] N. Schmitz, 'Neutrinophysik', Teubner Verlag, Stuttgart, 1997
- [Sch01] J.-P. Schall, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2001
- [Sch04] F. Schwamm, Dissertation, Institut f. Kernphysik, FZ Karlsruhe
- [SIM] <http://www.srv.net/ klack/simion.html>
- [Spe03] D.N. Spergel et. al. astro-ph/0302209 (2003) Astrophys. J. Suppl. **148** (2003) 175
- [Far01] Y. Farzan, O.L.G. Peres, A.Yu. Smirnov hep-ph/0105105

- [Tur99] M.S. Turner, astro-ph/9912211
- [Ulr00] H. Ulrich, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2000
- [Val04] K. Valerius, Diplomarbeit,HISKP, Universität Bonn, 2005
- [Wei99] Ch. Weinheimer, B. Degen, A. Bleile, J. Bonn, L. Bornschein, O. Kachchenko, A. Kovalik, E.W. Otten, Phys. Lett. **B460** (1999) 219