

Untersuchung systematischer Effekte
und erste Tritiummessungen
mit dem verbesserten
Mainzer Neutrinomassenexperiment

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

Beate Bornschein, geb. Degen
geboren in Köln

Mainz 2000

Tag der Prüfung: 08.01.2001

Zusammenfassung

Das Mainzer Neutrinomassenexperiment untersucht das β -Spektrum von Tritium in der Nähe des Endpunktes und bestimmt daraus die Ruhemasse des Elektronantineutrinos. Die Messungen werden mit einem integrierenden, elektrostatischen Gegenfeldspektrometer (Energy Filter) durchgeführt, bei dem das Prinzip der magnetischen adiabatischen Kollimation (Magnetic Adiabatic Collimation) angewandt wird, um gleichzeitig eine hohe Raumwinkelakzeptanz (bis max. 2π) und eine sehr gute Energieauflösung ($\Delta E/E \approx 1/4000$) zu erreichen. Als Tritiumquellen werden schockkondensierte Tritiumfilme eingesetzt, deren Schichtdicke mittels eines ellipsometerischen Verfahrens kontrolliert wird.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit bestand darin, das Mainzer Experiment in entscheidenden Punkten zu verbessern und zu erweitern. Das Ziel war es, die Sensitivität auf die Neutrinomasse zu erhöhen und die von der Gruppe aus Troitsk berichtete Anomalie im Tritium- β -Spektrum („Troitsk Hypothese“) zu überprüfen. Diese beschreibt eine monoenergetische Linie variabler Amplitude einige eV unterhalb des β -Endpunktes, deren Position mit einer Halbjahresperiode variiert.

Dazu wurde u.a. ein neuer Quellkryostat eingesetzt, der stabil bei 1.86 K arbeitet und so das Entnetzen des Tritiumfilms verhindert, das in erster Linie für das „Problem der negativen Massenquadrate“ bei früheren Mainzer Messungen verantwortlich gemacht wird. Zusätzlich wurde ein magnetischer Krümmer mit LHe-kalter Bohrung zwischen Tritiumquelle und Spektrometer eingebaut, der verhindert, daß von der Quelle abdampfende Tritiummoleküle in das Spektrometer gelangen und dort wie bisher Untergrund verursachen können. Der gesamte Umbau erfolgte mit dem Ziel, erstmals eine Datennahme von mehreren Monaten pro Jahr zu ermöglichen (Standardmeßbetrieb).

Nach dem Umbau 1995-1997 wurde der Endpunktbereich des Tritium- β -Spektrums bis Ende 1998 in 4 Meßphasen über jeweils etwa 4 Wochen vermessen. Das Signal-zu-Rauschverhältnis war gegenüber den alten Messungen von 1991 und 1994 unter anderem durch Verringerung des Untergrundes und die Verwendung dickerer Quellfilme (500 Å statt 120 Å) um einen Faktor 10 vergrößert worden. Desweiteren wurden zur Verringerung des systematischen Fehlers ergänzende systematische Messungen durchgeführt. Diese zeigten, daß erstens der Energieverlust der Elektronen durch inelastische Streuung in schockkondensiertem Deuterium signifikant anders ist als in gasförmigem Tritium und daß sich zweitens Tritiumfilme aufgrund der Eigenradioaktivität aufladen (bei 500Å Dicke +3 V auf der Oberfläche). Es wurde ein einfaches Modell entwickelt, daß den Aufladeeffekt in Stärke und Zeitverhalten zufriedenstellend beschreibt.

Die erreichte Sensitivität der Mainzer Daten war ausreichend, um die Troitsk Hypothese zu überprüfen. Eine der 3 im Jahr 1998 durchgeführten Messungen unterstützt die Anomalie, die Daten einer 6 Monate später durchgeführten Messung dagegen nicht. Somit stehen die Ergebnisse im Widerspruch zur postulierten Halbjahresperiode.

Die neuen Messungen zeigen bei Vergrößerung des Auswertintervalls keinen Trend zu unphysikalisch negativen Massenquadraten. Bei einer Beschränkung des Auswertintervalls auf einen Bereich von 70 eV unterhalb des β -Endpunkts lautet das Ergebnis der letzten Messung von 1998:

$$m_{\bar{\nu}_e}^2 c^4 = -3.5 \pm 6.0_{\text{stat}} \pm 2.2_{\text{sys}} \text{ eV}^2 \Rightarrow m_{\bar{\nu}_e} c^2 \leq 3.0 \text{ eV} \quad (95\% \text{ C.L., unified approach})$$

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Prinzip des Experiments	9
2.1	Das Tritium- β -Spektrum	9
2.2	Experimenteller Aufbau	13
2.2.1	Das Mainzer MAC-E-Filter	13
2.2.2	Aufnahme eines β -Spektrums	16
2.2.3	Quelle und Detektor	17
3	Probleme und Beschränkungen ...	21
3.1	Die Tritiummessung 1994	21
3.2	Mögliche Ursachen für das Problem der negativen	23
3.3	Entnetzen der Tritiumfilme	25
3.4	Die Troitsk-Anomalie	28
3.5	Weitere experimentelle Beschränkungen	29
4	Der Umbau des Mainzer Neutrinoexperimentes	33
4.1	Überblick	33
4.2	Der magnetische Krümmer	36
4.3	Die Quelle	38
4.3.1	Der Durchfluskkryostat	38
4.3.2	Das Quellsubstrat	42
4.3.3	Das Einlaßsystem	44
4.3.4	Die Quellpositionierung	46
4.4	Das Spektrometer	47

4.4.1	Verbesserung des Vakuumsystems und der Hochspannungsstabilität	48
4.4.2	Veränderungen an den Retardierungselektroden	50
4.4.2.1	Die neuen Hochfeldelektroden	50
4.4.2.2	Kapazitäten und gewählte Potentiale	57
4.4.3	Zusätzliche Komponenten	60
4.4.3.1	Die Vorelektrode	60
4.4.3.2	Zusatz- und Erdfeldkompensationsspulen	60
4.5	Der Detektor	61
4.5.1	Änderungen am Detektoraufbau	62
4.5.2	Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen	64
4.6	Das Experimentüberwachungssystem	66
5	Erste Tritiummessung mit dem verbesserten ...	69
5.1	Durchführung der Messung	69
5.1.1	Die Quell- und Hochspannungsversorgung	70
5.1.2	Datenaufnahme und Experimentsteuerung	71
5.1.3	Die physikalischen Parameter der Meßphase Q2	73
5.2	Aufbereitung der Rohdaten	73
5.2.1	Manuelle Überprüfung der Rohdaten	74
5.2.2	Automatisierte Filterung der Rohdaten und Mittelung der Quellvorspannung U_S	76
5.2.3	Bestimmung der Zählrate und Totzeitkorrektur	77
5.3	Erste Ergebnisse	78
5.3.1	Qualität der neuen Daten	78
5.3.2	Untergrund mit und ohne Tritium	79
5.4	Neue Probleme	82
6	Ergänzende systematische Untersuchungen	83
6.1	Schichtdickenbestimmung des Tritiumfilms	83
6.1.1	Kurze Einführung in die Ellipsometrie	84
6.1.2	Altes und neues Verfahren zur Bestimmung der Filmstärke	87

6.1.3	Untersuchungen zur Systematik	90
6.1.4	Zusammenfassung: Reproduzierbare Tritiumfilmpräparationen	96
6.1.5	Bestimmung des Schichtdickenfehlers von Tritiumfilmen	97
6.2	Energieverluste im Tritiumfilm	100
6.3	Aufladung des Tritiumfilms	103
6.3.1	Einführung	103
6.3.2	Beschreibung des Aufladeeffektes mit Hilfe einer Aktivierungs- energie	105
6.3.3	Einfaches elektrodynamisches Modell der Aufladung	109
6.3.4	Ergebnisse der Messungen und Diskussion	114
7	Datenauswertung und Ergebnisse	121
7.1	Überblick über die Tritiummeßphasen Q2 bis Q5	121
7.2	Die Anpassungsfunktion	123
7.2.1	Fermifunktion	124
7.2.2	Elektronische Endzustände	125
7.2.3	Aufladung	126
7.2.4	Rückstreuung	126
7.2.5	Energieverlustfunktion	127
7.2.6	Fortsetzung des β -Spektrums für negative Massenquadrate .	129
7.3	Standardanpassung mit 4 freien Parametern	130
7.3.1	Ergebnisse der Standardanpassungen	130
7.3.2	Systematischer Fehler des Parameters m_ν^2	133
7.3.3	Neutrinomassenquadrate	134
7.3.4	Untersuchung von Teildatensätzen	135
7.4	Suche nach der Troitsk Stufe	138
7.4.1	Implementierung der Troitsk-Stufe in der Anpassungsfunktion	138
7.4.2	Meßphasen Q2 bis Q5	138
7.4.3	Überprüfung der 'Stufe' in Q4	140
7.5	Bestimmung einer Obergrenze für m_ν	143
8	Diskussion und Ausblick	145

A Technische Spezifikationen	149
A.1 Feldkarte des Krümmers und Quellpositionierung	149
A.2 Maße der Elektroden	152
B Kenngrößen des neuen Detektors	159
B.1 Untersuchung der Energieauflösung des Detektors	159
B.2 Totschicht des Detektors	164
C Die Transmissionsfunktion	167
C.1 Herleitung der neuen Transmissionsfunktion	167
D Ablauf einer standardisierten Tritiummeßphase	173
E Die Meßpunktverteilungen	175
F Bestimmung des Temperaturgradienten...	181

Abbildungsverzeichnis

1.1	Massen der fundamentalen Fermionen des Standardmodells.	2
1.2	Ergebnisse aller Tritium- β -Experimente seit 1986	7
2.1	Signatur einer Neutrinomasse	11
2.2	Prinzip des Mainzer MAC-E-Filters	15
2.3	Prinzip der Messung des Endpunktsbereiches des Tritium- β -Spektrums mit dem MAC-E-Filter	16
2.4	Mit dem Detektor aufgenommenes Energiespektrum der letzten 200 eV des Tritium- β -Spektrums	17
2.5	Skizze des Siliziumdetektors	18
2.6	Skizze der Tritiumquelle	19
3.1	Tritiummessung von 1994	22
3.2	Mögliche Ursachen für das Problem der negativen Neutrinomassen- quadrate	24
3.3	Entnetzen eines Tritiumfilms	26
3.4	Troitsk Stufe	29
3.5	Untergrund während der Tritiummessung von 1994	30
4.1	Skizze des Experiments nach Umbau	34
4.2	Magnetfeld des Krümmers	37
4.3	Skizze des neuen Quellaufbaus	39
4.4	Skizze des Quellpräparationsortes	40
4.5	Quelltemperaturlangzeitkurve	41
4.6	Substrathalterung	43
4.7	Das Gaseinlaßsystem	45
4.8	Untergrundspektrum nach der Graphitierung	48

4.9	Die alten Elektroden des magnetischen Hochfeldbereiches	52
4.10	Die neuen Elektroden des magnetischen Hochfeldbereiches	53
4.11	Die Elektroden E6 bis E0	54
4.12	Photo der Hochfeldelektroden E10 bis E13	55
4.13	Photographie der Masselektrode	55
4.14	Photographie des Elektrodensystems I	56
4.15	Photographie des Elektrodensystems II	56
4.16	Schematischer Aufbau des Spannungsteilers für das Elektrodensystem	58
4.17	Elektrischer Durchgriff an den Elektroden des magnetischen Hochfeldbereiches	59
4.18	Elektrisches Feld im magnetischen Hochfeldbereich	59
4.19	Die Erdfeldkompensationspulen	61
4.20	Darstellung des Detektorbereiches	62
4.21	Spektrum des Detektoruntergrundes nach dem Umbau.	63
4.22	Einfluß der Energie der Elektronen auf die Nachweiseffizienz des Detektors bei konstantem Meßfenster	64
5.1	Die Spektrometerhochspannungsregelung	70
5.2	Meßpunktverteilung der Q2-Tritiummeßphase	71
5.3	Schematische Darstellung der Datenaufnahme und der Experimentsteuerung	72
5.4	Flußdiagramm: Von den Rohdaten zum β -Spektrum	74
5.5	Beispiel eines plötzlichen starken Zählratenanstieges	75
5.6	Zeitliche Änderung der Quellvorspannung	76
5.7	Tritium- β -Spektren, Vergleich der Mainzer Messungen von 1994 und 1997 (Q2)	78
5.8	Untergrund vor und während der Q2-Tritiummeßphase	80
5.9	Differenzzeitspektrum einer Untergrundmessung ohne Tritiumquelle .	81
6.1	Reflexion und Transmission einer ebenen Welle an einem Mehrschichtsysteme	84
6.2	Schema der PCSA Ellipsometeranordnung	85
6.3	Beispiel—Ellipse	86
6.4	Schichtdickenauswertung: Vergleich alte und neue Methode	89

6.5	Experimentell bedingte Schwankungen bei der Ellipsometrie	90
6.6	Einfluß der Parameter Φ_0 und n_1 auf Lage und Größe der Ellipse . .	93
6.7	Auswirkungen experimenteller Parameter auf die Ellipsometrie	94
6.8	Auswirkung eines nicht korrekt ausgeheizten Substrates	95
6.9	Ellipse: Vergleich Deuterium - Tritium	96
6.10	Korrektur des Brechungsindex n_1	98
6.11	Energiedifferentielle Wirkungsquerschnitte für Tritiumgas und schock- kondensierte Deuteriumfilme.	101
6.12	Aufladung des Tritiumfilms	104
6.13	Position der K32 Konversionslinie des ^{83m}Kr als Funktion der Schicht- dicke	105
6.14	Einfaches Modell des Ladungstransportes durch das Gitter des Quell- films	107
6.15	Modell zur Aufladung eines abschreckend kondensierten Tritiumfilms	110
6.16	Bestimmung der kritischen elektrischen Feldstärke	117
6.17	Zeitabhängigkeit des Aufladevorganges	118
7.1	Responsefunktion des Experiments	124
7.2	Fitintervall	130
7.3	Systematische Fehler in Abhängigkeit von E_{low}	135
7.4	Neutrinomassenquadrate der Messungen Q2 bis Q5.	136
7.5	Neutrinomassenquadrate von Teildatensätzen der Q4 Messung. . . .	137
7.6	Überprüfung der Troitsk Hypothese an den Daten von Q2 bis Q5. . .	139
7.7	Residuen der Standardanpassung an die Daten von Q4 und Q5. . . .	140
7.8	Überprüfung der Stufenhypothese an Datensätzen der Q4 von jeweils einer Woche.	141
7.9	Überprüfung der Stufenhypothese an Q4, Variation von E_{low}	142
7.10	Überprüfung der Stufenhypothese an Q4, Variation der systemati- schen Einflußgrößen	142
8.1	Vergleich der Ergebnisse der Meßphase Q5 mit den Ergebnissen der Messung von 1994.	146
A.1	Skizze zur Feldkarte des Krümmers	149
A.2	Die Quellpositionierung	151

A.3	Maße der Elektroden E0 bis E6	153
A.4	Maße der Elektroden E7 und E8	154
A.5	Maße der Elektrode E9	155
A.6	Maße der Elektrode E10	156
A.7	Maße der Elektroden E11 und E12	157
A.8	Maße der Elektrode E13	158
B.1	Prinzipieller Aufbau der Meßelektronik für ein Detektorsegment . . .	160
B.2	Gammalinien-Eichspektrum	161
B.3	Energieauflösung für Photonen in Abhängigkeit von der Sperrspannung	162
B.4	Ausbildung der Ladungsträgerverarmungszone des Detektors	163
B.5	Antwort des Detektors auf 19 keV Elektronen	164
B.6	FWHM von Elektronenlinien als Funktion der Elektronenenergie . .	165
B.7	Energieverlust von monoenergetischen Elektronen in der Totschicht des Detektors	166
C.1	Die Feldverhältnisse in der Quellregion	168
C.2	Transmissionsfunktion des MAC-E-Filters	171
F.1	Bestimmung des Temperaturgradienten...	183

Tabellenverzeichnis

1.1	Die 12 elementaren Fermionen des Standardmodells	2
4.1	Physikalische Eigenschaften des HOPG-Substrates	42
4.2	Potentiale der Elektroden E0 bis E13	58
6.1	Schichtdickenauswertung Q2 bis Q5	100
6.2	Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse der Energieverlustmessungen in Wasserstoff	102
7.1	Tritiummeßphasen nach Umbau und Erweiterung des Experiments	122
7.2	Rückstreukoeffizienten für Graphit	127
7.3	Streuwahrscheinlichkeiten von 18.5 keV Elektronen für die Tritiumfilme Q2 bis Q5.	128
7.4	Ergebnisse der Standardanpassung für verschiedene untere Auswertegrenzen	132
A.1	Kapazität der Elektroden gegen Masse	158
E.1	Meßpunktverteilung für Q2-Messung, 18370 eV bis 18660 eV	176
E.2	Meßpunktverteilung für Q3-Messung, 18370 eV bis 18660 eV	177
E.3	Meßpunktverteilung für Q4-Messung, 1. Teil und Q5-Messung, 18370 eV bis 18660 eV	178
E.4	Meßpunktverteilung für Q4-Messung, 2. Teil, 18370 eV bis 18660 eV	179

Kapitel 1

Einleitung

1995 erhielten Frederick Reines und Clyde Cowan den Nobelpreis für Physik für den 1956 erfolgten Nachweis der Existenz des Elektronantineutrinos. Sie beobachteten damals die Wechselwirkung eines Neutrinos mit einem Proton in einer wässrigen Kadmiumchlorid-Lösung:



Als starke Neutrinoquellen wurden Kernreaktoren verwendet, d.h. die Neutrinos hatten Energien bis etwa 8 MeV [Rei59]. Mit ihrem Nachweis bestätigten Reines und Cowan das Vorhandensein eines neutralen Spin-1/2-Teilchens, das Wolfgang Pauli schon 1930 postuliert hatte [Pau30], um den Energie- und Drehimpulserhaltungssatz beim β -Zerfall zu gewährleisten. Diese schienen in Frage gestellt, da man ein kontinuierliches β -Spektrum statt einer monoenergetischen Linie beobachtet hatte. Bereits vier Jahre später (1934) formulierte Enrico Fermi eine Theorie des β -Zerfalls [Fer34], die bis heute lediglich erweitert worden ist. In dieser Theorie setzte er das postulierte Teilchen als masselos ein und prägte dafür den Namen 'Neutrino'. Der von Reines und Cowan gefundene Wirkungsquerschnitt für die in (1.1) genannte Reaktion betrug $\sigma = (1.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-43} \text{ cm}^2$ [Rei59] und stand im Einklang mit der Fermitheorie.

1962 wurde unter der Führung von Ledermann, Schwartz und Steinberger das Myon-Neutrino am Synchrotron in Brookhaven nachgewiesen (Erzeugung eines künstlichen hochenergetischen Myon-Neutrinostrahls, Nobelpreis 1988) und in diesem Jahr schließlich im Rahmen des DONUT-Experimentes am Fermi Lab das letzte noch fehlende Neutrino, das ν_τ [Don00].

Nach dem Standardmodell der Elementarteilchenphysik gehören die drei genannten Neutrinosorten zu den 12 fundamentalen Fermionen, aus denen die gesamte Materie aufgebaut ist (siehe Tabelle 1.1). Die 12 Spin-1/2-Teilchen lassen sich in 3 Familien (auch Generationen oder Flavours genannt) einteilen. Dabei bilden die drei geladenen Leptonen e^- , μ^- und τ^- jeweils mit einem Neutrino ein schwaches Isospindublett. Analog zu den Leptonen gibt es 3 Quarkdubletts. Jeweils ein Leptonendublett und ein Quarkdublett bilden eine Familie. Die Familien werden nach steigender Masse

Tabelle 1.1: Die 12 elementaren Fermionen des Standardmodells.

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	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$

angeordnet. Aus dem Standardmodell selbst kann die Masse der 12 elementaren Fermionen nicht abgeleitet werden, d.h. die Massen müssen experimentell bestimmt und von außen in das Modell eingesetzt werden. Bis vor kurzem war experimentell noch keine Neutrinomasse gefunden worden, deshalb wurden die Massen der drei Neutrinosorten auf Null gesetzt. In Abbildung 1.1 sind die experimentellen Massenwerte aller 12 fundamentalen Fermionen dargestellt, wobei für die Neutrinos die experimentellen Obergrenzen aus direkten Massenbestimmungen eingetragen sind.

Praktisch alle Präzisionsmessungen zur elektroschwachen Wechselwirkung können mit dem Standardmodell gut beschrieben werden. Trotzdem ist die Tatsache, daß

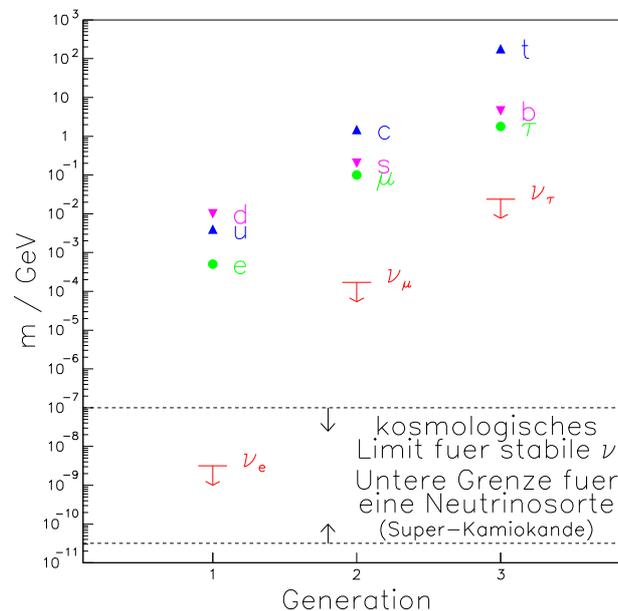


Abbildung 1.1: Massen der fundamentalen Fermionen des Standardmodells. Die Werte stammen aus Referenz [Par98], bzw. für die Bestimmung der Obergrenze des Elektronantineutrinos aus [Lob99, Wei99]. Das Limit für stabile Neutrinos stammt aus der Urknalltheorie und die Untergrenze wird aus den Ergebnissen des Superkamiokandeexperimentes abgeleitet. Beides wird im Text näher erläutert.

es im Standardmodell 19 freie Parameter gibt (darunter die Massen der 12 fundamentalen Fermionen) unbefriedigend. Es gibt deshalb Versuche, das Standardmodell als Niederenergie-Näherung in eine fundamentalere Theorie einzubinden, in der zusätzlich zur elektromagnetischen und schwachen auch die starke Wechselwirkung ab einer Massenskala von $m_{\text{GUT}} (\hat{=} \approx 10^{15} \text{ GeV})$ einheitlich beschrieben werden kann. Die sogenannten 'Grand Unified Theories' (GUT's) sagen jedoch meist eine endliche Ruhemasse für die Neutrinos voraus. Allerdings ist es schwierig, die offensichtliche Kleinheit der Neutrinomassen zu erklären. Eine Möglichkeit ist der Seesaw-Mechanismus, der die Neutrinomassen z.B. mit den Massen der geladenen fundamentalen Fermionen skaliert. Dies führt in den Massenmodellen im allgemeinen zu einer hierarchischen Anordnung der Neutrinomassen. Eine andere Möglichkeit ist, die Existenz zusätzlicher Teilchen zu fordern (z.B. das Higgsteilchen) und daraus die Neutrinomassen abzuleiten, die dann degeneriert sein können ($m_1 \approx m_2 \approx m_3$). Neutrinomassen im Bereich von $1 \text{ eV}/c^2$ wären hier innerhalb der Modelle möglich. Welche der vielen Massenmodelle wirklich zutreffen, kann nur durch das Experiment entschieden werden. Wünschenswert wäre hier eine direkte Absolutmessung der Neutrinomassenskala.

Sollten die Neutrinomassen im Bereich von $1 \text{ eV}/c^2$ liegen, dann wären sie und ihre Massen in der Kosmologie von großer Bedeutung. Nach der Urknalltheorie muß es neben der 1965 von Penzias und Wilson entdeckten kosmischen Mikrowellenhintergrundstrahlung [Pen65] eine etwa ebenso starke Neutrino-Hintergrundstrahlung geben, die nach dem Urknall aus der Abkopplung des entarteten Neutrinogases übrig geblieben ist und deren experimenteller Beweis aufgrund der niedrigen Energie bis jetzt noch nicht gelungen ist. Ihre Anzahl beträgt pro Neutrinofamilie 112 cm^{-3} [Sch97], damit gibt es im Universum etwa 10^9 mal mehr Neutrinos als Baryonen (Protonen, Neutronen,...). Aufgrund ihrer großen Zahl würden die Neutrinos schon mit einer Masse im eV-Bereich einen wichtigen Beitrag zur Masse der Dunklen Materie leisten. Aufgrund von Messungen der Radialabhängigkeit der Sternsgeschwindigkeiten in Galaxien und anderen Beobachtungen weiß man, daß es einen großen nicht sichtbaren Anteil von (dunkler) Materie im Universum geben muß. Schätzungen ergaben, daß der Anteil an dunkler Materie mehr als 60 mal so groß ist wie der Anteil an sichtbarer Materie, zu dem die Sterne gehören. Ein Teil dieser Masse könnte von den Neutrinos aufgebracht werden. Über den Gesamtanteil an dunkler Materie im Universum herrscht noch keine Klarheit. Das beste Verständnis z.Z. ist ein flaches Universum mit einer von Null verschiedenen kosmologischen Konstanten Λ . Es wird angenommen, daß die Massen-/Energiedichte Ω_0 ungefähr gleich eins ist und sich zu etwa zwei Dritteln aus der Vakuumenergiedichte Ω_Λ und einem Drittel aus der Materiedichte Ω_M zusammensetzt. Für die Neutrinos wäre ein Anteil von $\Omega_\nu = 15\%$ möglich [Tur99].

Experimentellen Zugang zu der Frage, ob Neutrinos eine Masse haben und wie groß diese ist, hat man mit Experimenten zu Neutrinooszillationen, doppeltem β -Zerfall, Flugzeitanalyse und zur Kinematik schwacher Zerfälle. Zur letztgenannten Gruppe der Experimente gehört auch das Mainzer Experiment, das im nächsten Kapitel ausführlich erläutert wird. An dieser Stelle sollen nur kurz die prinzipiellen Unterschiede

der einzelnen experimentellen Zugänge zur Neutrinomasse erläutert werden.

Unter Neutrinooszillationen (siehe z.B. [Boe92]) versteht man oszillierende Übergänge der Art $\nu_\alpha \leftrightarrow \nu_\beta$ mit $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$. Dabei setzt man voraus, daß Flavour-eigenzustände $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ und Masseneigenzustände (ν_1, ν_2, ν_3) nicht identisch sind und somit ein Neutrino flavour in einen anderen übergehen kann. Dies setzt einerseits voraus, daß die Leptonenzahlen L_α nicht streng erhalten sind, und andererseits, daß nicht alle Neutrinos die gleiche Masse haben. Das heißt vor allem: nicht alle Neutrinos sind masselos. Wird experimentell ein Oszillationssignal gesehen, dann gilt dies als Evidenz für das Vorhandensein einer von Null verschiedenen Neutrinomasse. Im Rahmen der internationalen Konferenz 'NEUTRINO 98' gaben Sprecher des Superkamiokande Experiments den Nachweis von Neutrinooszillationen bei atmosphärischen Neutrinos [Fuk98] bekannt. Bei diesem Experiment werden die durch kosmische Strahlung in den oberen Schichten der Erdatmosphäre erzeugten Myon- und Elektronneutrinos gemessen. Die Messungen ergaben ein signifikantes Defizit von Myonneutrinos gegenüber den Elektronneutrinos (\approx Faktor 2), wobei das Defizit nur von den Myonneutrinos verursacht wurde, die den Detektor von unten erreicht hatten, also durch die Erde geflogen waren. Die einzige widerspruchsfreie Erklärung ist im Moment das Vorhandensein von Neutrinooszillationen: ν_μ 's wandeln sich beim Durchgang durch die Erde in ν_τ 's um und werden deswegen nicht im Detektor nachgewiesen. Aus den genannten Ergebnissen läßt sich allerdings keine Aussage über absolute Neutrinomassen machen, sondern nur über die Differenz der Massenquadrate der beteiligten Neutrinosorten. Im vorliegenden Fall ist das Ergebnis $1.5 \cdot 10^{-3} < \Delta m^2 < 1.5 \cdot 10^{-2} \text{ eV}^2/c^4$ (90% C.L.) [Fuk99].

Auch die sogenannten Sonnenneutrinoexperimente (z.B. Gallex, Sage), die die Neutrinorate von der Sonne messen, erhalten einen zu niedrigen Neutrinofluß. Wie bei den atmosphärischen Neutrinos scheinen auch hier Neutrinooszillationen eine mögliche Erklärung zu sein. Eine weitere Evidenz für Neutrinooszillationen wurde von dem Beschleunigerexperiment LSND im ν_e, ν_μ -Sektor mit einer Massendifferenz $|m_{\nu_e}^2 - m_{\nu_\mu}^2|$ von bis zu $1 \text{ eV}^2/c^4$ bekannt gegeben [Ath95]. Diese Evidenz konnte jedoch vom KARMEN-Experiment nicht bestätigt werden [Eit00].

Der neutrinolose doppelte β -Zerfall bietet einen möglichen Zugang zur Bestimmung der Neutrinomasse. Doppelter β -Zerfall bedeutet, daß in einem Kern zwei β -Zerfälle gleichzeitig ablaufen, d.h im Falle eines $\beta^-\beta^-$ -Zerfalls werden gleichzeitig zwei Elektronen und zwei Elektronantineutrinos emittiert:

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (1.2)$$

Er wurde zum ersten Mal 1987 nachgewiesen [Ell87]. Beobachtet wird der doppelte β -Zerfall oft bei Kernen, für die energetisch der einfache Zerfall verboten ist. Im Gegensatz zum normalen doppelten β -Zerfall werden beim neutrinolosen doppelten β -Zerfall die beteiligten Elektronneutrinos nicht emittiert, sondern als virtuelles Teilchen zwischen den beiden beteiligten Kernen ausgetauscht. Solch ein Zerfall setzt zwei Neutrinoeigenschaften voraus: Zum einen muß das Elektronneutrino ein Majoranateilchen sein, d.h. Teilchen und Antiteilchen sind identisch. Zum anderen muß,

solange man das Standardmodell nicht um rechtshändige geladene schwache Ströme erweitert, das Neutrino am ersten Zerfallsvertex als linkshändiges Teilchen emittiert und dann am zweiten Vertex als rechtshändiges Teilchen absorbiert werden. Eine gemischte Helizität ist aber nur möglich, wenn das Neutrino eine von Null verschiedene Masse hat. Wird der neutrinolose doppelte β -Zerfall beobachtet, dann kann aus der Kenntnis des Kernmatrizelementes und der Halbwertszeit des betreffenden Zerfalls die Elektronenneutrinomasse berechnet werden. Aus der Nichtbeobachtung des Zerfalls können obere Grenzen für die Masse des Elektronenneutrinos abgeleitet werden. Diese sind aber nur unter der Voraussetzung gültig, daß die Neutrinos tatsächlich Majoranateilchen sind. Die zur Zeit niedrigste Obergrenze liefert das Heidelberg-Moskau-Experiment, das den Zerfall



untersucht. Das Experiment hat bisher keinen neutrinolosen doppelten β -Zerfall beobachten können und gibt als obere Massengrenze für ein Majorananeutrino den Wert $m_\nu \leq 0.35 \text{ eV}/c^2$ (90% C.L.) an [Die00].

Einen weiteren Zugang zur Neutrinomasse bieten die Experimente zur direkten Neutrinomassenbestimmung, die ohne weitere Modellannahmen auskommen. Bei diesen Experimenten wird nur die Gültigkeit der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$ verlangt. Typisch ist auch hier, daß der meßbare Parameter das Neutrinomassenquadrat ist. Es gibt prinzipiell zwei experimentelle Möglichkeiten, die realisiert werden können. Die eine sind Neutrinoflugzeitmessungen, die andere ist die Untersuchung der Kinematik schwacher Zerfälle.

Die Idee bei den Flugzeitmessungen ist, daß die Zeit gemessen wird, die die relativistischen Neutrinos benötigen, um eine bestimmte Flugstrecke zurückzulegen. Solche Messungen sind auf der Erde nicht möglich, da sehr lange Flugstrecken und hochintensive Neutrinoquellen benötigt werden. Die Anwendung der Methode wurde erstmals bei den Neutrinos von der Supernova 1987A in der Großen Magellan'schen Wolke möglich. In dem Fall war die Zeit gesucht, die die Neutrinos für die Strecke 'Große Magellan'sche Wolke - Erde' benötigen. Wenn das Neutrino eine Masse hat, dann ist seine Geschwindigkeit energieabhängig und die Ankunftszeit der Neutrinos auf der Erde ebenfalls. Da der absolute Startzeitpunkt der Neutrinos unbekannt ist, bildet man die Differenz der Ankunftszeiten zweier Neutrinos mit verschiedener Energie und leitet daraus die Masse ab:

$$\Delta t_{obs} = t_{obs}(E_1) - t_{obs}(E_2) = \frac{L}{c} \frac{m_\nu^2 c^4}{2} \cdot \left(\frac{1}{E_1^2} - \frac{1}{E_2^2} \right) + \Delta t_0 \quad (1.4)$$

Dabei ist L die Flugstrecke, E_1 und E_2 die Energie der beteiligten Neutrinos und Δt_0 die modellabhängige Startzeitdifferenz. Aus dem Nachweis von insgesamt 19 Elektronenneutrinos konnte als obere Grenze für die Masse des Elektronenneutrinos $23 \text{ eV}/c^2$ abgeleitet werden [Par98].

Bei der Bestimmung der Neutrinomasse aus der Kinematik schwacher Zerfälle werden nicht die Neutrinos selber nachgewiesen, sondern die geladenen Zerfallsprodukte

eines schwachen Zerfalls mit Neutrinoemission. Mit Hilfe von Impuls- und Energieerhaltungssatz kann dann eine Aussage über die Masse der beteiligten Neutrinos gemacht werden.

Die Masse des Myonneutrinos wird mit Hilfe der folgenden Reaktionen untersucht:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{bzw.} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.5)$$

Bei einem Zerfall in Ruhe ergibt sich aus Energie- und Impulserhaltung für die Masse des Myonneutrinos:

$$m_\nu^2 = m_\pi^2 + m_\mu^2 - 2 \cdot m_\pi \cdot \sqrt{m_\mu^2 + p_\mu^2/c^2} \quad (1.6)$$

p_μ wird dabei auf das Laborsystem bezogen. Die Größen m_π , m_μ und p_μ wurden in drei verschiedenen Experimenten mit sehr hoher Genauigkeit bestimmt und dann mit Hilfe von Glg. 1.6 eine obere Grenze für die Myonneutrinomasse errechnet [Par00]:

$$m(\nu_\mu) < 190 \text{ keV}/c^2 \quad 90\% \text{ C.L.} \quad (1.7)$$

Mit Hilfe eines neuen Experiments am PSI soll die Pionmasse um etwa einen Faktor 5 genauer bestimmt und damit die Obergrenze für das Myonneutrino weiter gesenkt werden.

Um die Taumasse zu messen, werden an e^+e^- -Collidern Taupaare erzeugt und deren hadronische Zerfälle untersucht. Besonders interessiert man sich für Zerfälle mit vielen Pionen im Endkanal, da diese kinematisch die für das Tauneutrino zur Verfügung stehende kinetische Energie stark reduzieren:

$$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^+ (\pi^0) + \nu_\tau \quad \text{bzw.} \quad \tau^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- (\pi^0) + \bar{\nu}_\tau \quad (1.8)$$

Die gesuchte Größe ist die invariante Masse der 5 bzw. 6 Pionen, da diese durch die Tauneutrinomasse begrenzt ist:

$$M_{5(6)\pi}^2 c^4 = \left(\sum_{i=1}^{5(6)} E_i, \sum_{i=1}^{5(6)} \vec{p}_i c \right)^2 \leq (m(\tau) - m(\nu_\tau))^2 c^4 \quad (1.9)$$

Die aktuelle obere Grenze für die Masse des Tauneutrinos lautet [Bar98a]:

$$m(\nu_\tau) < 18.2 \text{ MeV}/c^2 \quad (95\% \text{ C.L.}) \quad (1.10)$$

Die empfindlichste Methode zur Bestimmung der Elektronneutrinomasse ist die Vermessung von erlaubten β -Spektren. Diese werden nach Fermis Goldener Regel nur durch das Quadrat des Übergangsmatrixelementes und durch die Phasenraumdichte bestimmt. Damit lässt sich das β -Spektrum herleiten zu:

$$\frac{dN}{dE} \propto p(E + m_e c^2) (E_0 - E) \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_{\bar{\nu}_e}^2 c^4} \quad (1.11)$$

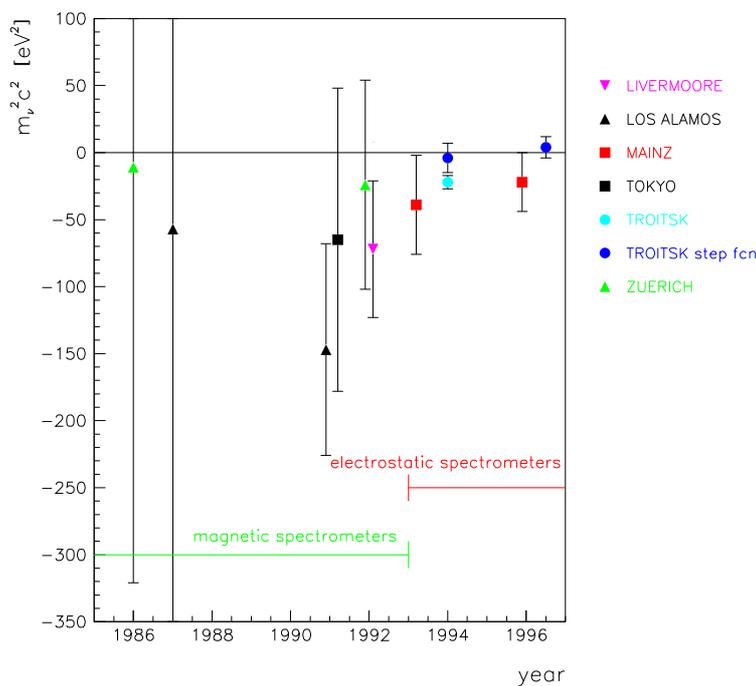


Abbildung 1.2: Ergebnisse aller Tritium- β -Experimente seit 1986. Aus [Fri86, Wil87, Rob91, Kaw91, Hol92, Sto95, Wei93b, Bel95, Bac96].

Dabei sind E , p die Energie und der Impuls des Elektrons, E_0 der β -Endpunkt $m_{\bar{\nu}_e}$ die Ruhemasse des Elektronantineutrinos. Die gesuchte Neutrinoruhemasse geht quadratisch ein, d.h. m_ν^2 ist der Parameter, der bei dieser Art von Experiment bestimmt wird. In den letzten Jahren wurde eine Reihe von Experimenten durchgeführt, die den Endpunktsbereich des Tritium- β -Spektrums vermessen haben. In Kapitel 2 wird erklärt, warum der β -Zerfall des Tritiums besonders gut für diese Art von Experimenten geeignet ist. Eine Veröffentlichung im Jahr 1980 von Lubimov et al. [Lub80], in der von einer endlichen Ruhemasse für das Elektronantineutrino berichtet wurde, sorgte für Aufsehen. Das letzte Ergebnis dieser Gruppe lautete $17 \text{ eV}/c^2 < m_{\bar{\nu}_e} < 40 \text{ eV}/c^2$ [Bor85]. Dieses Ergebnis konnte jedoch durch die nachfolgenden Experimente nicht bestätigt werden. Abbildung 1.2 zeigt die Ergebnisse aller Tritium- β -Experimente aus den Jahren 1986 bis 1996. Man erkennt, daß sich zwar die Genauigkeit der Bestimmung von m_ν^2 um fast 2 Größenordnungen verbessert hat, es aber keine experimentellen Anzeichen für eine von Null verschiedene Neutrinoruhemasse gibt. Zusätzlich kommt hinzu, daß seit Beginn der 90er Jahre signifikant unphysikalisch negative Massenquadrate aufgetreten sind (siehe auch Diskussion in Kapitel 3).

Zu Beginn der vorliegenden Arbeit waren von den in Abb. 1.2 aufgeführten Experimenten nur noch die Tritium- β -Experimente in Troitsk und in Mainz aktiv. Das Ziel dieser Arbeit war es zum einen, durch Umbau und Verbesserung des Mainzer Neutrinomassenexperimentes Langzeitmessungen zu ermöglichen und so die statisti-

sche Qualität der Daten zu erhöhen und zum anderen den systematischen Fehler der Daten zu verringern.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: Nach einer Erläuterung des Prinzips des Mainzer Neutrinomassenexperimentes in Kapitel 2 folgt in Kapitel 3 eine ausführliche Diskussion der Problematik der negativen Neutrinomassenquadrate. Kapitel 4 ist dem Umbau des Experiments gewidmet und Kapitel 5 beschreibt die erste Messung mit dem verbesserten Experiment. In Kapitel 6 werden die Ergebnisse der Untersuchungen zur Systematik des Experiments diskutiert. Kapitel 7 beschreibt die Datenauswertung und zeigt die Ergebnisse der vier im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Tritiummeßphasen. Die Arbeit schließt mit Diskussion und Ausblick.

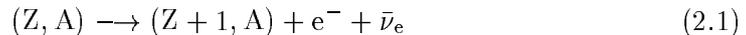
Kapitel 2

Prinzip des Experimentes

Dieses Kapitel beschreibt das Prinzip des Mainzer Neutrinomassenexperimentes. Zunächst wird gezeigt, wie die Neutrinomasse¹ in das β -Spektrum eingeht und welche Anforderungen an ein Experiment zur genauen Bestimmung der Neutrinomasse sich hieraus ergeben. Nach der Beschreibung des Tritium- β -Spektrums wird kurz die Wirkungsweise des Mainzer Spektrometers (MAC-E-Filter) erläutert. Auf Quelle und Detektor als die restlichen Hauptbestandteile des Experimentes wird an dieser Stelle nur kurz eingegangen, da sie eingehend im Rahmen des Kapitels 4 (Umbau des Experimentes) erläutert werden.

2.1 Das Tritium- β -Spektrum

Beim β^- -Zerfall eines nackten Atomkerns wandelt sich der Kern mit der Massenzahl A und der Ladungszahl Z in einen Kern der Ladungszahl $Z+1$ um, wobei die Massenzahl A konstant bleibt. Bei diesem Prozeß wird ein Elektron und ein Elektronantineutrino emittiert.



Die Zerfallsenergie verteilt sich dabei auf den Kern (Rückstoßenergie), das β -Zerfallselektron und das Neutrino. Aufgrund der Energieerhaltung kann die Masse des Elektronantineutrinos aus der Untersuchung des Energiespektrums dN/dE der β -Zerfallselektronen bestimmt werden.

Ohne Berücksichtigung des Kernrückstoßes² läßt sich das Energiespektrum dN/dE nach Fermis Goldener Regel aus der Phasenraumdicke des Elektrons und des Neutrinos sowie dem Quadrat des Kernmatrixelementes berechnen zu [Boe92]:

¹Im folgenden wird — sofern die Eindeutigkeit der Darstellung nicht beeinträchtigt wird — die Ruhemasse des Elektronantineutrinos nur noch mit Neutrinomasse bezeichnet und in der Einheit eV/c^2 angegeben

²Die Berücksichtigung der Rückstoßenergie führt zu einer kleinen Erniedrigung des β -Endpunktes bei gleichzeitiger Erhöhung der Zerfallsamplitude [Wei93a]. Da die Form des Spektrums jedoch nicht verändert wird, kann der Rückstoß des Kerns vernachlässigt werden, sofern man die Endpunkte nicht direkt miteinander vergleichen will.

$$\frac{dN}{dE} = \frac{G_f^2 m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \cos^2(\Theta_c) |M|^2 F(Z, E) p(E + m_e c^2) (E_0 - E) \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_\nu^2 c^4} \quad (2.2)$$

mit G_f : Fermi-Kopplungskonstante

Θ_c : Cabbibo-Winkel

M : Kernmatrixelement

F : Fermi-Funktion

E_0 : β -Endpunkt

m_e, m_ν : Ruhemasse des Elektrons und des Neutrinos.

Dabei geht die gesuchte Neutrinomasse quadratisch ein, d.h., $m_\nu^2 c^4$ ist der Parameter, der bei der Vermessung eines Tritium- β -Spektrums bestimmt wird.

Das Mainzer Experiment verwendet als Quelle einen kondensierten Film aus molekularem Tritium (T_2)³. Wegen der hier vorhandenen Hüllenelektronen muß das oben beschriebene Zerfallsspektrum (Glg. 2.2) modifiziert werden. Nach der Änderung der Kernladungszahl können die Elektronen nur die neuen Orbitale des Tochteratoms bzw. Tochtermoleküls besetzen. Als neue Elektronenkonfiguration kommen nicht nur der Grundzustand sondern auch angeregte Zustände der Tochter in Frage.

Die Besetzungswahrscheinlichkeiten dieser Endzustände werden mit Hilfe der Methode der 'sudden approximation' berechnet [Mig77]. Bei dieser Näherung nimmt man an, daß sich die ursprünglichen Wellenfunktionen Ψ_i der Hüllenelektronen während des Zerfalls nicht ändern. Nach dem Zerfall müssen sie in die Eigenfunktionen Ψ_f des neuen Kerns entwickelt werden. Die Besetzungswahrscheinlichkeiten der Endzustände der Tochter ergeben sich dann aus den Überlappintegralen der Wellenfunktionen Ψ_i mit den n Wellenfunktionen Ψ_{fn} der Tochter. Für die Besetzungswahrscheinlichkeit $W_{i \rightarrow fn}$ gilt

$$W_{i \rightarrow fn} = |\langle \Psi_{fn} | \Psi_i \rangle|^2. \quad (2.3)$$

Ein gemessenes Tritium- β -Spektrum setzt sich demnach zusammen aus der Summe⁴ der mit den $W_{i \rightarrow fn}$ gewichteten Einzelspektren der Zerfälle in die verschiedenen Endzustände. Die Einzelspektren sind dabei um die Anregungsenergien der Elektronenhülle V_n verschoben. Für das β -Spektrum erhält man dann:

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

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

Entwickelt man den Term

$$\varepsilon_n \sqrt{\varepsilon_n^2 - m_\nu^2 c^4} \quad (2.5)$$

³Zur Vereinfachung wird für Tritium das Symbol T statt ${}^3\text{H}$ verwendet.

⁴Für die Kontinuumszustände muß man die Besetzungswahrscheinlichkeiten durch eine Wahrscheinlichkeitsdichte ersetzen und das Summenzeichen durch ein Integral.

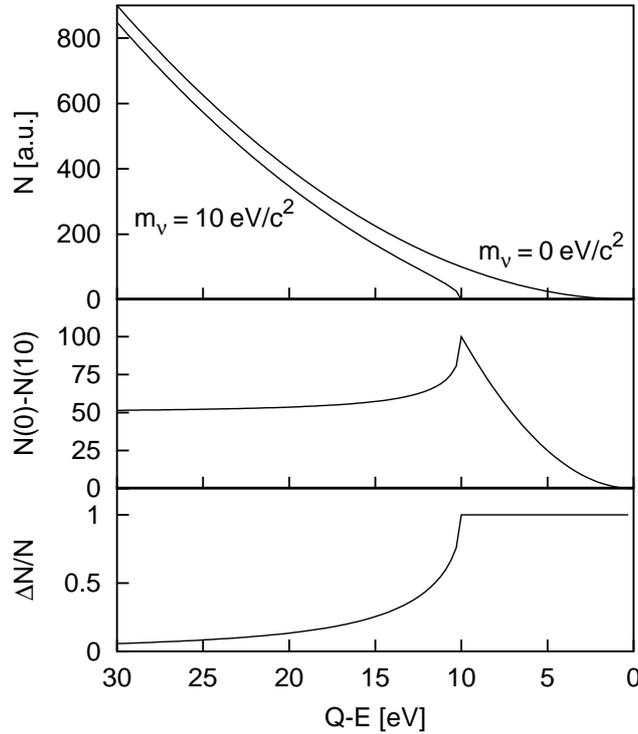


Abbildung 2.1: Signatur einer von Null verschiedenen Neutrinomasse. Oben dargestellt ist der Endpunktsbereich des Tritium- β -Spektrums für zwei angenommene Neutrinomassen von 0 und 10 eV für den Übergang in den elektronischen Grundzustand des Tochterions ${}^3\text{He}^+$. Im mittleren Bild ist die (absolute) Differenz der beiden Spektren und im unteren Bild die relative Differenz eingezeichnet. Die Signatur für eine von Null verschiedene Neutrinomasse ist in der Nähe des β -Endpunktes am stärksten, verschwindet jedoch nirgendwo ganz.

für große ε_n , so erhält man weit unterhalb des Endpunktes

$$\varepsilon_n^2 - \frac{1}{2}m_\nu^2 c^4. \quad (2.6)$$

Eine von Null verschiedene Neutrinomasse macht sich also durch eine Absenkung des Spektrums bemerkbar, die proportional zu $-m_\nu^2 c^4$ ist, sowie durch ein Abknicken vor dem eigentlichen Endpunkt. Abbildung 2.1 verdeutlicht diesen Zusammenhang anhand zweier theoretischer Tritium- β -Spektren. Die Signatur für eine von Null verschiedene Neutrinomasse ist in der Nähe des β -Endpunktes am stärksten.⁵

Ein Experiment zur Bestimmung der Neutrinomasse muß folglich das β -Spektrum in der Nähe des Endpunktes vermessen, also dort, wo die Zählrate $\frac{dN}{dE}$ sehr klein

⁵Da die Signatur auf eine von Null verschiedene Neutrinomasse nirgendwo ganz verschwindet, ist es im Prinzip möglich, einen großen Bereich des Spektrums zu vermessen. Dazu müssen jedoch auch die systematischen Effekte, wie z.B. der Energieverlust durch inelastische Streuung der Elektronen in der Quelle, genau genug bekannt sein. In der Regel ist dies sehr schwierig (siehe dazu Diskussion der Ergebnisse in Kapitel 7), so daß man auf einen kleinen Bereich in der Nähe des Endpunktes beschränkt bleibt.

ist. Daraus ergeben sich nun Kriterien, die zur Wahl von Tritium als Quellmedium geführt haben:

- Niedrige Endpunktsenergie:
Nach Glg. 2.4 ist der relative Anteil der Zerfälle in einem Energieintervall $\Delta E = E - E_0$ bzgl. des Endpunktes E_0 gegeben zu $\left(\frac{\Delta E}{E_0}\right)^3$ [Boe92]. Es ist daher von Vorteil, einen β -Emitter mit einem niedrigen Endpunkt zu verwenden. Tritium mit $E_0 = 18.6$ keV ist hier ein sehr guter Kandidat. Bei Tritium ist der relative Anteil der Zerfälle in die letzten 9 eV unterhalb ϵ_n jeweils nur $1 \cdot 10^{-10}$.
- Kurze Halbwertszeit:
Wegen der geringen Zählrate im Bereich des Endpunktes benötigt man eine möglichst starke Quelle. Die Dicke des verwendeten Materials kann jedoch nicht beliebig groß gewählt werden, da dann auch der Anteil der β -Zerfallselektronen, die in der Quelle inelastisch streuen, größer wird. Dies bedeutet eine unerwünschte Modifikation des Spektrums. Die Tritiumhalbwertszeit ist mit 12.3 a so klein, daß man brauchbare Zählraten bei noch nicht zu großen Streuwahrscheinlichkeiten erhält. Optimal wäre eine reine Tritiumquelle (kein Isotopenmisch).
- Endzustandsspektren (final states):
Die Analyse einer Tritiummessung steht und fällt mit der Genauigkeit, mit der das Endzustandsspektrum bekannt ist. Für atomares und molekulares Tritium läßt es sich auf Grund des einfachen Aufbaus der Elektronenhülle genauer berechnen als für jeden anderen β -Emitter (siehe auch Kap. 7).

Aus der oben abgeleiteten Bedingung, daß ein Neutrinomassenexperiment das β -Spektrum in seinem Endpunktsbereich vermessen sollte, ergeben sich auch Bedingungen an das zu verwendende Spektrometer:

- Akzeptierter Raumwinkel:
Wegen der niedrigen Zählrate sollte das Spektrometer einen möglichst großen akzeptierten Raumwinkel für die emittierten β -Elektronen besitzen (ideal 4π).
- Energieauflösung:
Die Energieauflösung des Spektrometers sollte im Bereich seiner statistischen Empfindlichkeitsgrenze für die Neutrinomasse liegen, auf die man sensitiv werden will (also einige eV). Dies entspricht einer relativen Auflösung $\frac{\Delta E}{E_0}$ im Bereich von 10^{-4} .
- Untergrund: Das Spektrometer sollte so ausgelegt sein, daß es im Betrieb eine möglichst niedrige Untergrundzählrate aufweist. Ein gutes Signal-zu-Rauschverhältnis ⁶ ist für das Gelingen des Experimentes von entscheidender Bedeutung.

⁶Das Signal-zu-Rauschverhältnis S/N ist definiert zu

$$\frac{S}{N} = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (2.7)$$

mit S = Anzahl Signalereignisse und B = Anzahl Untergründereignisse

Die eben genannten Anforderungen werden von dem in Mainz [Pic90, Pic92a] entwickelten Spektrometer erfüllt, das die Vorzüge einer großen Raumwinkelakzeptanz (2π) und einer hohen Energieauflösung (2-6 eV) in sich vereinigt.

Im folgenden Abschnitt wird nur die prinzipielle Funktionsweise des Mainzer Spektrometers erklärt; die Details werden erst im Zusammenhang mit der Beschreibung des im Rahmen dieser Doktorarbeit erfolgten Umbaus des Spektrometers näher erläutert (siehe Kapitel 4). Das gleiche gilt für die Quellapparatur und den Detektoraufbau.

2.2 Experimenteller Aufbau

2.2.1 Das Mainzer MAC-E-Filter

Das Mainzer MAC-E-Filter ist ein integrierendes, elektrostatisches Gegenfeldspektrometer (Energy Filter), bei dem das Prinzip der magnetischen adiabatischen Kollimation (Magnetic Adiabatic Collimation) angewandt wird, um gleichzeitig eine hohe Raumwinkelakzeptanz und eine sehr gute Energieauflösung zu erreichen. Mit Hilfe von Abbildung 2.2 soll die Funktionsweise näher erläutert werden. Hauptbestandteile des Spektrometers sind zwei supraleitende Magnete, die ein zur Mittelebene des Spektrometers symmetrisches magnetisches Führungsfeld erzeugen. Diesem Feld überlagert ist ein elektrostatisches Gegenfeld, das durch ein System von zylinderförmigen Elektroden erzeugt wird, die ebenfalls symmetrisch zur Mittelebene des Spektrometers angeordnet sind. Die Quelle befindet sich im Zentrum des linken Solenoiden. Praktisch alle in den vorderen Halbraum emittierten Elektronen werden auf Zyklotronbahnen gezwungen und folgen den Magnetfeldlinien in die Mitte des Spektrometers, wo das Magnetfeld am schwächsten ist ($B_{\min} \approx 1/4000 B_{\max}$ ⁷).

Aufgrund des abnehmenden Magnetfeldes wirkt auf die Elektronen, die wegen der Zyklotronbewegung ein magnetisches Bahnmoment $\vec{\mu}$ besitzen, eine Gradientenkraft

$$\vec{F}_{\nabla} = \vec{\nabla} (\vec{\mu} \cdot \vec{B}), \quad (2.8)$$

die die Elektronen in Richtung Spektrometermitte beschleunigt.

Wegen der Energieerhaltung im statischen Magnetfeld erfolgt die Erhöhung der Energiekomponente parallel zu den Magnetfeldlinien (E_{\parallel} = Longitudinalenergie) ausschließlich auf Kosten der Energiekomponente senkrecht dazu (E_{\perp} = Transversalenergie). Es wird also Energie aus der Zyklotronbewegung in Longitudinalenergie umgewandelt.

Das dem Magnetfeld parallel überlagerte elektrische Feld hat nun zwei Aufgaben. Die erste Aufgabe ist die frühe elektrische Retardierung der Elektronen (= Umwandlung von Longitudinalenergie in potentielle Energie), die dafür sorgt, daß die

⁷Wegen $\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}$ und $\mu = 1$ (Vakuum) wird im folgenden der Begriff Magnetfeld(stärke) als Synonym für die magnetische Flußdichte verwendet.

Elektronenbewegung adiabatisch bleibt. Adiabatisch bedeutet hier, daß die relative Magnetfeldänderung $\Delta B/B$ pro Zyklotronumlauf hinreichend klein ist. Unter dieser Bedingung, die für das Mainzer Spektrometer erfüllt ist [Pic92a], ist dann das Produkt aus dem magnetischen Bahnmoment der Elektronen $\vec{\mu}$ und dem relativistischen Faktor γ eine Erhaltungsgröße [Jac82]:

$$\gamma \cdot \mu = \frac{p_{\perp}^2}{2m_e B} = \text{konst.} \quad (2.9)$$

Dabei ist p_{\perp} der Transversalimpuls der Elektronen. In nichtrelativistischer Näherung⁸ gilt dann:

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} = \text{konst. mit } E_{\perp} = \frac{p_{\perp}^2}{2m_e} . \quad (2.10)$$

Damit kann die Entwicklung der Transversalenergie von einem Anfangswert $E_{\perp i}$ im Magnetfeld B_i bis zu einem Endwert $E_{\perp f}$ im Magnetfeld B_f quantitativ beschrieben werden als

$$E_{\perp f} = E_{\perp i} \cdot \frac{B_f}{B_i} . \quad (2.11)$$

Elektronen, die im Feldmaximum (B_{\max}) starten, haben demzufolge in der Spektrometermitte, wo das Magnetfeld minimal ist ($B_{\min} \approx B_{\max}/4000$) fast die gesamte ursprünglich vorhandene Transversalenergie in Longitudinalenergie umgewandelt, die allein vom elektrischen Gegenfeld analysiert werden kann. Für die Auflösung ΔE des Spektrometers gilt dann:

$$\Delta E = E_{\perp f} = E_0 \cdot \frac{B_{\min}}{B_{\max}} \approx 4.8 \text{ eV} \quad (2.12)$$

mit $E_0 =$ maximale Startenergie ($\approx 18.6 \text{ keV}$).

Dieses Parallelisieren der Impulse der Elektronen in Richtung der magnetischen Feldlinien wird Magnetische Adiabatische Kollimation genannt und ist notwendige Voraussetzung für die elektrostatische Energieanalyse. Diese wirkt wegen der überlagerten Zyklotronbewegung in adiabatischer Näherung ausschließlich auf die Longitudinalkomponente. Dazu wird von den Zylinderelektroden in der Spektrometermitte ein elektrostatisches Potentialmaximum U_0 erzeugt, das als elektrostatisches Filter wirkt und nur Elektronen durchläßt, deren Longitudinalenergie in der Spektrometermitte ($E_{\parallel f}$) groß genug ist, um eben diesen Potentialberg zu überwinden:

$$E_{\parallel f} = E_S - E_{\perp f} > -e \cdot U_0 \quad (2.13)$$

mit $E_S =$ Startenergie der Elektronen.

Da das Spektrometer symmetrisch zur Mittelebene aufgebaut ist, werden alle Elektronen, die das Retardierungspotential überwinden, wieder beschleunigt und magnetisch auf einen Detektor geführt, der sich im Zentrum eines dritten Solenoiden befindet. Dort werden sie mit ihrer Startenergie nachgewiesen. Die genaue Abhängigkeit des Anteils der transmittierten Elektronen vom Startwinkel und Quellpotential – die sog. Transmissionsfunktion – wird in Anhang C hergeleitet.

⁸Beim Tritiumzerfall ist die Abweichung des relativistischen Faktors γ von 1 immer kleiner als 4%. In dieser Rechnung wird deshalb γ mit 1 angenähert. In der Anpassungsfunktion (siehe Abschnitt 7.2) wird der Faktor selbstverständlich berücksichtigt.

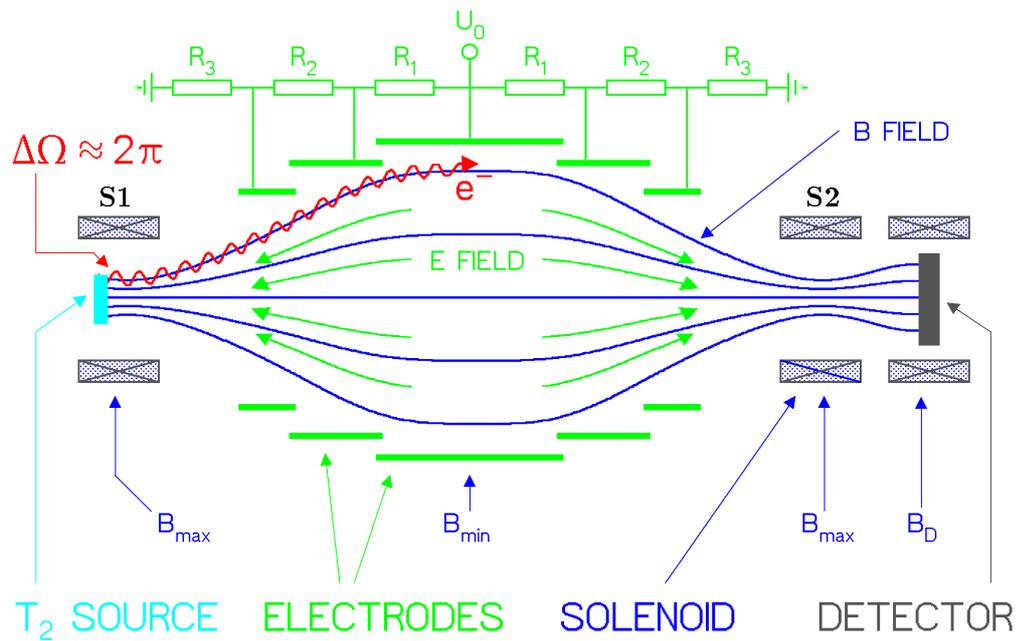


Abbildung 2.2: Prinzip des Mainzer MAC-E-Filters. Die Hauptbestandteile des Spektrometers (oben) sind die beiden Solenoiden S1 und S2, die ein magnetisches, zur Mittelebene symmetrisches Führungsfeld aufbauen. Elektronen, die vom linken Solenoiden in den vorderen Halbraum starten, werden auf Zyklotronbahnen gezwungen und folgen den Feldlinien zur Mitte des Spektrometers, wo das magnetische Feld sehr klein ist. Durch den Magnetfeldgradienten wird die zu Anfang vorhandene Transversalenergie der Elektronen fast vollständig in Longitudinalenergie umgewandelt (Prinzip der Magnetischen Adiabatischen Collimation, siehe Impulsvektoren \vec{p}_e (unten)). Die Energieanalyse erfolgt durch ein elektrostatisches Gegenfeld, das durch zylinderförmige Elektroden erzeugt wird. Alle Elektronen, deren Longitudinalenergie größer ist als das angelegte Gegenpotential U_0 , können den Potentialberg überwinden (Energie-Filter) und werden auf den Detektor fokussiert.

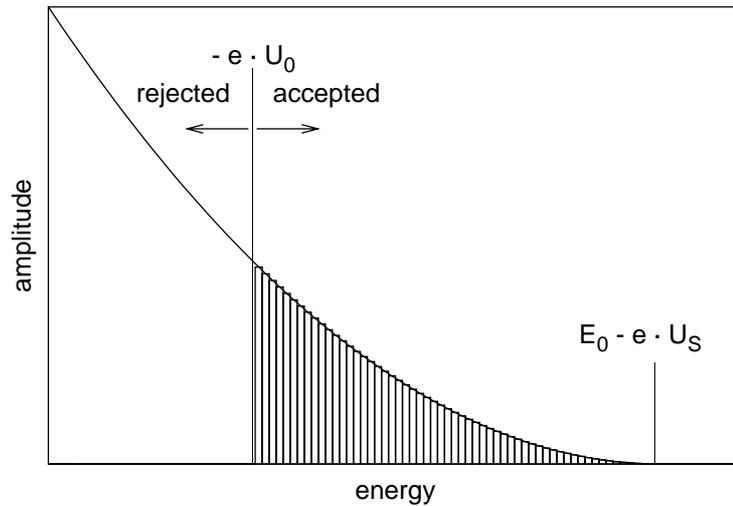


Abbildung 2.3: Prinzip der Messung des Endpunktsbereiches des Tritium- β -Spektrums mit dem MAC-E-Filter. In Mainz wird der Endpunktsbereich des Tritium- β -Spektrums gemessen, indem die Analysierspannung U_0 des Spektrometers konstant gehalten und das Potential der Quelle U_S schrittweise variiert wird. Alle β -Zerfallselektronen, deren Energie größer ist als das Retardierungspotential $-e \cdot U_0$ ($U_0 < 0$), können das MAC-E-Filter überwinden und werden im Detektor nachgewiesen. Dabei haben die Elektronen die maximale Energie $E_0 - e \cdot U_S$ ($U_S < 0$) und die minimale Energie $-e \cdot U_0$.

2.2.2 Aufnahme eines β -Spektrums

Es gibt im Prinzip zwei Möglichkeiten, den Endpunktsbereich des Tritium- β -Spektrums zu vermessen. Entweder läßt man das Potential an der Quelle (U_S) konstant und tastet durch Änderung der Retardierungsspannung U_0 das β -Spektrum ab, oder man variiert schrittweise U_S und hält U_0 konstant. In Mainz wird die zweite Methode angewandt. Das hat einerseits den Vorteil, daß sich die Spektrometerverhältnisse nicht ändern, wodurch u.a. die Untergrundzählrate konstant bleibt. Andererseits ist es technisch gesehen viel einfacher, die hohe Retardierungsspannung des Spektrometers (-18690 V) konstant zu halten und die viel niedrigere Spannung an der Quelle (zwischen -20 V und -320 V, siehe auch Anhang E) zu verändern. In Abbildung 2.3 ist das Prinzip der Messung des Endpunktsbereiches des Tritium- β -Spektrums gezeigt. Abbildung 2.4 stellt ein mit dem Detektor aufgenommenes Energiespektrum der Elektronen dar, die das MAC-E-Filter bei einer vorgegebenen Quellspannung überwinden konnten. Die Linienform wird ausführlich in Anhang B.1 beschrieben.

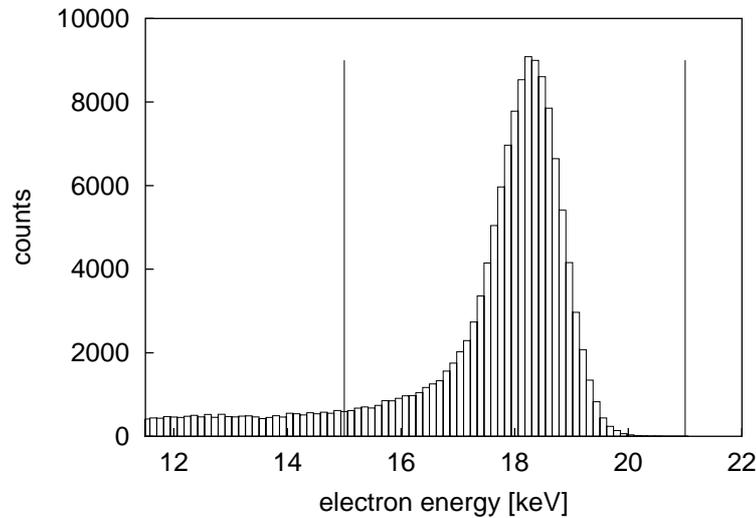


Abbildung 2.4: Mit dem Detektor aufgenommenes Energiespektrum der letzten 200 eV des Tritium- β -Spektrums. Die senkrechten Linien geben das Meßfenster an (15 bis 21 keV). Nur die innerhalb dieses Energiefensters nachgewiesenen Ereignisse werden zur Auswertung der Tritiumdaten herangezogen.

2.2.3 Quelle und Detektor

Detektor:

Zum Nachweis der Elektronen wird ein ionenimplantierter Silizium-Halbleiterdetektor verwendet, der fünffach segmentiert ist (Skizze siehe Abb. 2.5).

An dieser Stelle wird nicht weiter auf die technischen Einzelheiten des Detektoraufbaus eingegangen. Details sind in den Referenzen [Loe88, Wei89, Kub92] beschrieben, der ladungsempfindliche Vorverstärker in [Sch90, Wei92]. Alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Änderungen und die daraus resultierenden neuen physikalischen Kenngrößen sind in Abschnitt 4.5 und im Anhang B zu finden.

Wichtig im Zusammenhang mit dem Spektrometer ist jedoch die Positionierung des Detektors im Feldmaximum eines dritten Solenoiden (siehe Abb. 2.2), die hier näher erläutert werden soll. Durch die Verwendung eines dritten Magneten kann die magnetische Feldstärke am Ort des Detektors unabhängig von der Einstellung der beiden Spektrometersolenoiden gewählt werden. Man hat so die Möglichkeit, das Magnetfeld am Detektor kleiner einzustellen als im Zentrum des zweiten Solenoiden ($B_D \approx 0.31 \cdot B_{\max, \text{spec}}$). Gleichzeitig ist aber gewährleistet, daß die Magnetfeldlinien senkrecht auf der Oberfläche des Detektors stehen. Der Vorteil dieser Anordnung liegt in der Begrenzung des Winkels, mit dem die Elektronen auf den Detektor auftreffen. Ist δ der Anstellwinkel zwischen der Flugrichtung der Elektronen und dem Magnetfeld, dann gilt für die Impulse $p_{\perp} = p \cdot \sin(\delta)$. Ist der Gesamtimpuls p konstant, folgt aus Gl. 2.10:

$$\frac{\sin^2(\delta)}{B} = \text{konst.} , \quad (2.14)$$

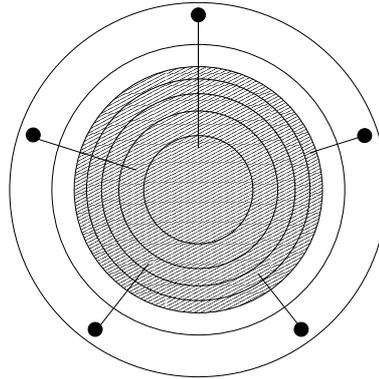


Abbildung 2.5: Skizze des Siliziumdetektors. Die aktive Fläche des Detektors besteht aus fünf ringförmigen Segmenten von je 1 cm^2 Fläche und ermöglicht so eine grobe radiale Ortsauflösung.

und für den maximalen Anstellwinkel ergibt sich

$$\delta_{D,\max} = \arcsin \left(\sqrt{\frac{B_D}{B_{\max,\text{spec}}}} \right) \approx 34^\circ \quad (2.15)$$

statt der 90° , die man im Zentrum des 2. Solenoiden erwarten würde. Dadurch reduziert sich der aus dem Detektor zurückgestreute Anteil der Elektronen (zur Liniennorm siehe auch Anhang B).

Quelle:

Als β -Quelle wird beim Mainzer Neutrinomassenexperiment ein abschreckend kondensierter Film aus molekularem Tritium verwendet (siehe Abb. 2.6). Die Schichtdicke betrug bei den früher durchgeführten Messungen etwa $136 \text{ \AA} \approx 40$ Monolagen [Bar97]. Dabei muß beachtet werden, daß ein abschreckend kondensierter Film keinen regulären Kristall bildet, der Begriff Monolagen also eher als Mittelwert gemeint ist ($1 \text{ ML} \triangleq 3.4 \text{ \AA}$). Bei einer Substratfläche von 1 cm^2 entspricht die o.g. Dicke etwa einer Quellfilmaktivität von 60 MBq .

Als Unterlage für den Tritiumfilm dient ein HOPG-Substrat⁹, das an flüssiges Helium (LHe) angekoppelt ist. Die Eignung von HOPG als Quellsubstrat für das Mainzer Experiment ist im Rahmen der Referenz [Ket94] untersucht worden. Zu erwähnen ist an dieser Stelle nur, daß das gewählte Material mikroskopisch glatt ist und mit $Z=6$ eine geringe Ladungszahl hat. Beides reduziert den Beitrag zur Rückstreuung zum gemessenen Spektrum¹⁰. Die Temperatur der Quelle betrug bei früheren Messungen 2.8 K [Bar97]. Aus Gründen, die in Kapitel 3 näher erläutert werden, sind die Tritiummessungen im Rahmen dieser Arbeit bei deutlich niedrigeren Temperaturen

⁹Highly Orientated Pyrolytic Graphite = hochreine, pyrolytisch hergestellte Graphitkristalle, deren Flächennormale genauer als 0.4° relativ zur Oberflächennormalen des Substrats ausgerichtet sind [Ket94].

¹⁰Zur Bedeutung und Beschreibung der Rückstreuung siehe Abschnitt 7.2.4

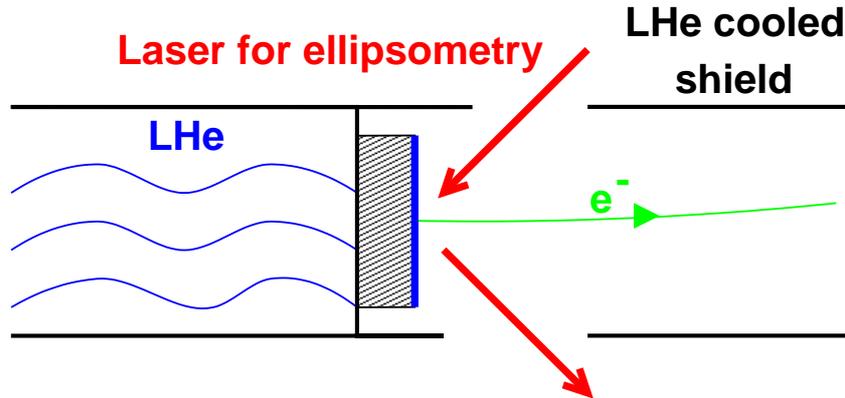


Abbildung 2.6: Skizze der Tritiumquelle. Zur Präparation wird das Tritiumgas über eine Kapillare auf ein < 2 K kaltes Graphitsubstrat geleitet. Es entsteht ein abschreckend kondensierter Tritiumfilm, dessen Schichtdickenwachstum mit Hilfe der Ellipsometrie (siehe Abschnitt 6.1) kontrolliert wird.

($T \leq 2$ K) durchgeführt worden. Die dadurch erforderliche Änderung der Quellaparatur wird in Kapitel 4 beschrieben.

Wichtig im Zusammenhang mit dem Prinzip des Experimentes ist die Tatsache, daß die Quelle, ähnlich wie der Detektor, in einem schwächeren Magnetfeld $B_S < B_{\max}$ positioniert werden kann (hier: vor dem Feldmaximum). Nach Glg. 2.14 ergibt sich dann für den maximal akzeptierten Startwinkel $\delta_{S,\max}$ der Elektronen:

$$\delta_{S,\max} = \arcsin \sqrt{\frac{B_S}{B_{\max}}}. \quad (2.16)$$

Durch die hier noch nicht berücksichtigte Beschleunigung durch die Quellspannung U_S werden Glg. 2.16 und die Transmissionsfunktion leicht verändert (siehe Anhang C.1). Mit der Wahl von B_S kann die maximale Weglänge der Elektronen im Film und damit die Wahrscheinlichkeit für eine inelastische Streuung, die zu unerwünschten Energieverlusten im Film führt, beschränkt werden. Der Nachteil einer solchen Anordnung ist, daß sich dann der vom Spektrometer akzeptierte Raumwinkel verringert:

$$\frac{\Delta\Omega}{4\pi} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\delta_{S,\max}} 2\pi \sin(\delta) d\delta = \frac{1}{2}(1 - \cos(\delta_{S,\max})) \quad (2.17)$$

Durch Wahl der Quellposition wird der maximal akzeptierte Startwinkel für die in dieser Doktorarbeit vorgestellten Messungen auf 45° beschränkt (siehe auch Abschnitt 4.3.4).¹¹ Die Wahl hängt unter anderem von der Dicke der Quelle ab und der Genauigkeit, mit der die Energieverluste der Elektronen im Film beschrieben werden können (siehe auch Abschnitt 6.2).

¹¹Später sind auch Messungen mit 60° Öffnungswinkel durchgeführt worden [Bor01].

Kapitel 3

Probleme und Beschränkungen der bisherigen Messungen

Wie in der Einleitung dargelegt, war es das Ziel des Mainzer Experimentes, die Sensitivität auf eine nicht verschwindende Neutrino Ruhemasse zu steigern, wenn möglich bis in den Bereich von einigen eV/c^2 . Dazu war jedoch ein Umbau des Experimentes erforderlich, der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt worden ist. Das vorliegende Kapitel beschreibt die Gründe, die zu dem Umbau führten. Der Umbau selber ist dann im nächsten Kapitel erläutert.

3.1 Die Tritiummessung 1994

Bis Ende 1994 konnten zwei Datensätze von Tritiummessungen (neue Obergrenzen) am Mainzer Neutrinomassenexperiment gewonnen werden, einer 1991 (siehe Referenzen [Wei93a, Wei93b]) und der zweite 1994 (siehe [Bar97, Bac96]). Im folgenden werden die Ergebnisse der letzteren Messung zusammengefaßt, um dann auf die Problematik negativer Massenquadrate eingehen zu können.

Bei der Messung von 1994 ist das Tritium- β -Spektrum etwa 4 Wochen mit ein und derselben Quelle vermessen worden. Die Quelltemperatur betrug 2.8 K, die Quelledicke 40 ML. Abbildung 3.1 zeigt das aus dieser Messung gewonnene Neutrinomassenquadrat m_ν^2 als Funktion der unteren Grenze E_{low} des zur Auswertung genutzten Energieintervalls. Die obere Grenze betrug immer 18.68 keV. Da im Idealfall die angepaßten Werte — also auch das Neutrinomassenquadrat ¹— unabhängig vom gewählten Auswertintervall sein sollten, ist diese Art der Darstellung eine gute Möglichkeit, unbekannt systematische Fehler zu erkennen. Etwaige Trends sind hier deutlich zu sehen. Aus der Abbildung 3.1 kann man folgendes erkennen:

- Für kleine Auswertintervalle (man betrachtet also nur einen kleinen Energiebereich unterhalb des β -Endpunktes) ist der statistische Fehler relativ groß und m_ν^2 ist kompatibel mit Null. Der systematische Fehler ist klein.

¹Erläuterungen zur Anpassungsfunktion siehe Abschnitt 7.2

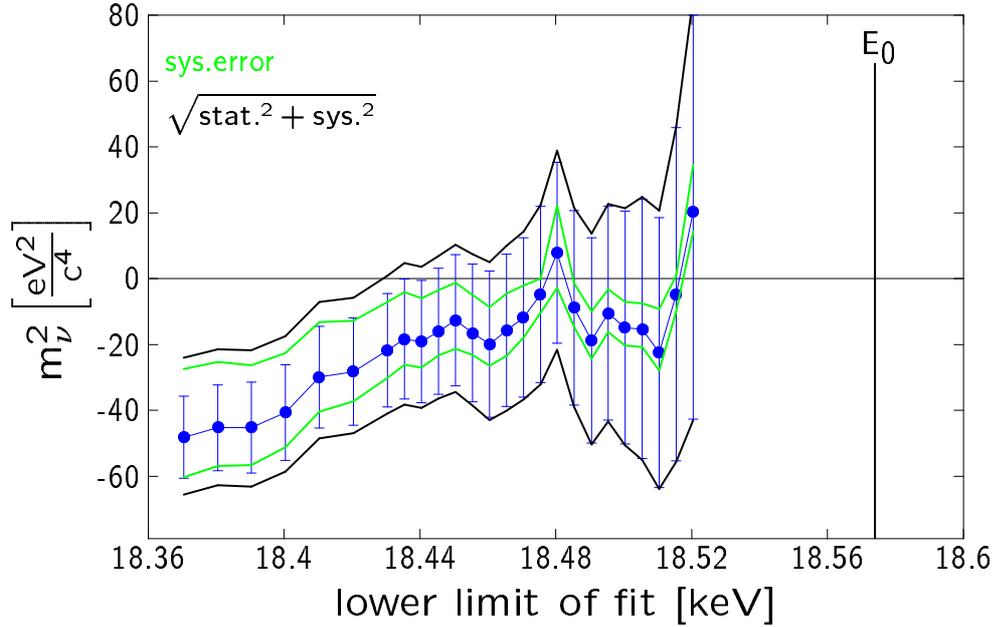


Abbildung 3.1: Tritiummessung von 1994: Neutrinomassenquadrat als Funktion der unteren Grenze E_{low} des Auswertintervalls (nach [Bar97]). Die Fehlerbalken repräsentieren die statistischen Unsicherheiten der Datenpunkte und die graue Einhüllende die systematischen. Das äußere schwarze Band kennzeichnet den Gesamtfehler. E_0 ist der Endpunkt des β -Spektrums.

- Nimmt man mehr und mehr Datenpunkte von weiter unterhalb von E_0 mit hinzu, vergrößert also das Auswertintervall, dann verringert sich einerseits wegen der nun besseren Statistik der statistische Fehler, andererseits nimmt jedoch der systematische Fehler zu und dominiert schließlich.
- Gleichzeitig erkennt man, daß der Anpassungsparameter m_ν^2 bei Vergrößerung des Auswertintervalls immer negativer wird und ab $E_{\text{low}} < 18.43$ keV nicht mehr innerhalb der Fehlergrenzen mit Null kompatibel ist. Dieser unphysikalische Trend zu negativen Massenquadraten konnte nicht mit den damals bekannten systematischen Unsicherheiten erklärt werden. Ein ähnlicher Trend war auch bei der ersten Messung 1991 beobachtet worden [Wei93a, Wei93b].

Um die Ergebnisse der 94er Messung mit anderen Experimenten vergleichen zu können, mußte aus einem festzulegenden Auswertintervall eine Obergrenze für die Neutrinoruhemasse bestimmt werden. Dazu wurde wie bei der Messung von 1994 das größte Intervall gewählt, bei dem der Trend zu negativen Neutrinomassenquadraten noch nicht merklich eingesetzt hat. Für dieses Intervall ($E_{\text{low}} = 18.43$ keV) lautete das Ergebnis [Bar97, Bac96]:

$$m_{\bar{\nu}_e}^2 = \left(-22 \pm 17_{\text{stat}} \pm 14_{\text{sys}} \right) \text{ eV}^2/c^4 = \left(-22 \pm 22_{\text{ges}} \right) \text{ eV}^2/c^4 \quad (3.1)$$

Daraus ergab sich eine obere Grenze ² für das Neutrinomassenquadrat von:

$$m_{\bar{\nu}_e} \leq 5.6 \text{eV}/c^2 \quad (95\% \text{CL, Bayesische Methode}) \quad (3.2)$$

3.2 Mögliche Ursachen für das Problem der negativen Massenquadrate

In diesem Abschnitt sollen kurz einige mögliche Ursachen für negative Massenquadrate vorgestellt werden. Wie in Abschnitt 7.2 noch genauer erläutert, enthält die normale Anpassungsfunktion nur vier freie Parameter. Es sind dies die Amplitude (A), der Endpunkt (E_0), das Neutrinomassenquadrat (m_ν^2) und der Untergrund (B). Die restlichen physikalischen Effekte, die einen Einfluß auf die Messung haben, werden von außen vorgegeben. Sie werden entweder durch unabhängige systematische Untersuchungen ermittelt (wie z.B. der Energieverlust der beim Zerfall emittierten Elektronen im Tritiumfilm) oder aus der Literatur übernommen (Endzustandsspektrum).

Sollte nun einer dieser physikalischen Effekte in der Realität von der gewählten Beschreibung abweichen oder sollte es einen Effekt geben, der bis dato noch gar nicht berücksichtigt worden war, dann würde der Fit ³ die vier freien Parameter mißbrauchen, um die Fitfunktion an die Daten anzupassen. In diesem Zusammenhang ist dann m_ν^2 der bevorzugte Parameter, da dieser der einzige der vier freien Parameter ist, der die Form des β -Spektrums verändern kann. Der Grund für das Verhalten von m_ν^2 in Abbildung 3.1 ist in solch einem Vorgang zu suchen.

Abbildung 3.2 zeigt die Ergebnisse von Untersuchungen, die gemacht worden sind, um eine mögliche Ursache für die negativen Massenquadrate zu finden (aus Referenz [Ott94]). Bild 3.2a zeigt die Differenz der Daten von 1994 und einer Anpassung an sie für $E_{\text{low}} = 18.43 \text{ keV}$ und $m_\nu^2 = 0$. $E_{\text{low}} = 18.43 \text{ keV}$ war dabei der Wert, bei dem der Standardfit noch mit Null kompatible Massenquadrate geliefert hatte. Die Anpassung ist zu niedrigeren Energien hin extrapoliert worden. Man sieht ganz deutlich einen Überschuß an Zählrate, der ins Spektrum hinein (also zu niedrigeren Energien hin) mit der 3. Potenz anwächst. Um den Verlauf der Differenz besser zu erkennen, wurde die Darstellung durch Ziehen der 3. Wurzel linearisiert. Genau so würde ein zusätzliches β -Spektrum aussehen, das einen Endpunkt von $E'_0 = E_{\text{low}} - 90 \text{ eV}$ hat und eine relative Zerfallsstärke von 4%.

²Nach [Par94], in der mehrere Methoden vorgestellt werden.

³Im folgenden wird für Anpassung(sfunktion) auch der Begriff Fit(funktion) verwendet.

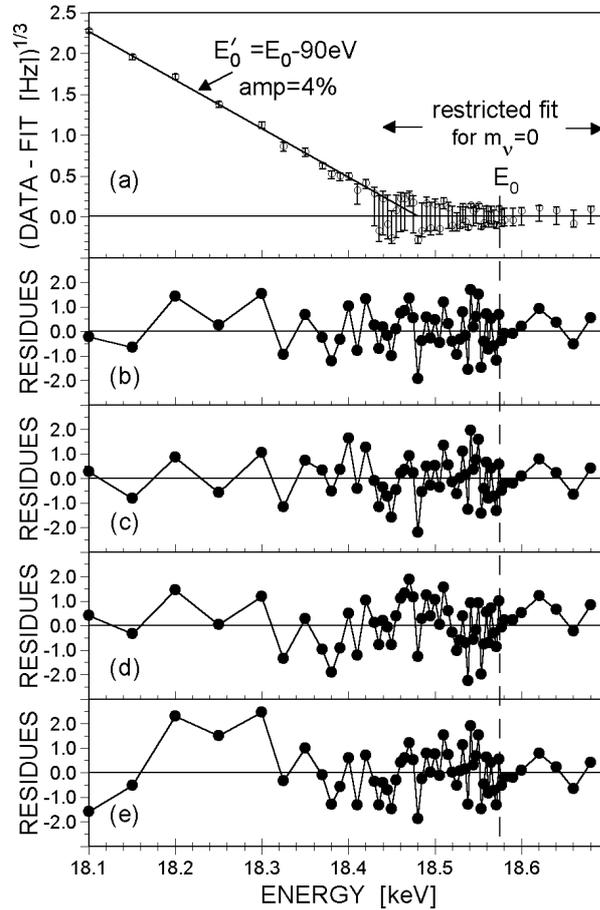


Abbildung 3.2: Mögliche Ursachen für das Problem der negativen Neutrinomassenquadrate [Ott94] . (a) Linearisierte Darstellung der Differenz der Daten von 1994 und einer Anpassung an sie für $E_{\text{low}} = 18.43$ keV. m'_ν ist bei dieser Anpassung auf Null gesetzt worden. Die Anpassung ist zu niedrigeren Energien hin extrapoliert worden. Man sieht einen Überschuss an Zählrate, der ins Spektrum hinein linear anwächst. In (b) bis (e) sind Residuen von Anpassungen mit $E_{\text{low}} = 18.10$ keV dargestellt, bei denen die Anzahl der Anpassungsparameter erweitert wurde und zwar: (b) um einen zusätzlichen freien Endzustand mit freier Amplitude W_i und Anregungsenergie V_i ($V_i = 90$ eV, $W_i = 4\%$, $\chi^2 = 40$, d.o.f. = 52), (c) um eine zweite Neutrinokomponente mit freier Amplitude W und Masse m'_ν ($W = 2.5\%$, $m'_\nu = 160$ eV, $\chi^2 = 42$, d.o.f. = 52), (d) um die Filmdicke der Quelle ($\chi^2 = 50$, d.o.f. = 53) und (e) um eine freie Rückstreuung amplituden ($\chi^2 = 55$, d.o.f. = 53). Es gibt keine Erklärungsmöglichkeit, die signifikanter ist als alle übrigen. Im Fall (d) bzw. (e) ist die benötigte Variation um einen Faktor 1.8 bzw. 4 größer als der gemessene (d) bzw. berechnete Wert (e) der betreffenden Größe.

Eine auf der Hand liegende Erklärung wäre ein nicht berücksichtigter Endzustandsübergang mit einer Anregungsenergie von 90 eV (Amplitude 4%). Bild 3.2b zeigt, daß die Residuen ⁴ eines Fits, bei dem ein zusätzlicher Endzustand erlaubt worden ist, sehr gut aussehen ($\chi^2 = 40$, d.o.f. = 52), daß also eine solche Erklärung durchaus zutreffen könnte. Diese Idee wurde noch dadurch gefördert, daß zu dieser Zeit auch andere Tritiumexperimente [Rob91, Sto95] negative Massenquadrate erhielten. Die Troitsker Gruppe sah in ihren ersten Messungen sogar einen Mainz-ähnlichen Trend zu negativen Massenquadraten bei größer werdendem Auswertintervall [Bel95]. Die Annahme einer für alle Experimente gemeinsamen Ursache der negativen Massenquadrate, wie es ein fehlender Endzustand wäre, war dann sehr naheliegend.

Die o.g. Ergebnisse führten in der Folgezeit zu großen Anstrengungen theoretischer Gruppen, die die Verteilung der Endzustände genau überprüften. Es wurde jedoch kein signifikanter Unterschied zu den Ergebnissen früherer Rechnungen festgestellt [Fro93, Jon96, Jon99, Sae00].

Anhand der Abbildung 3.2 kann man sehen, daß es durchaus weitere Erklärungsmöglichkeiten für den in Mainz beobachteten Trend zu negativen Massenquadraten gibt: In 3.2(c) bis (e) sind die Residuen von Anpassungen mit $E_{\text{low}} = 18.10$ keV dargestellt, bei denen die Anzahl der Anpassungsparameter erweitert wurde und zwar: (c) um eine zweite Neutrino-Komponente mit freier Amplitude W und Masse m'_ν ($W = 2.5\%$, $m'_\nu = 160$ eV, $\chi^2 = 42$, d.o.f. = 52), (d) um die Filmdicke der Tritiumquelle; der Fit fand ein Optimum, das um einen Faktor 1.8 größer war als die gemessene Schichtdicke ($\chi^2 = 50$, d.o.f. = 53), (e) um eine freie Rückstreuungsamplitude; der Fit fand ein Optimum, das um einen Faktor 4 größer war als der berechnete Wert ($\chi^2 = 55$, d.o.f. = 53).

Die vom Fit ermittelten Werte der Tritiumfilmdicke und der Rückstreuamplitude sind außerhalb des jeweiligen Fehlerbereiches. Keine der o.g. Erklärungsmöglichkeiten ist statistisch signifikanter als die anderen. Es kann demzufolge aufgrund dieser Untersuchung keine favorisiert oder verworfen werden. Gemeinsam ist den Erklärungsmöglichkeiten (b),(d) und (e), daß sie einen Vorgang beschreiben, der wie ein zusätzlicher Energieverlust aussieht: man sieht einen Überschuß an Zählrate, der ins Spektrum hinein ansteigt — genau wie man es bei Elektronen erwarten würde, die wegen eines erlittenen zusätzlichen Energieverlustprozesses zu niedrigeren Energien im β -Spektrum verschoben werden.

3.3 Entnetzen der Tritiumfilme

Die Mainzer Gruppe hat große Anstrengungen unternommen, einen bisher unentdeckten, energieverlustartigen Prozeß zu finden. So wurde die inelastischen Streuung

⁴Ein Residuum an der Stelle x_i ist definiert als Meßwert y_i minus Funktionswert $f(x_i)$ der Anpassungsfunktion, normiert auf den statistischen Fehler: $\frac{y_i - f(x_i)}{\sigma_i}$

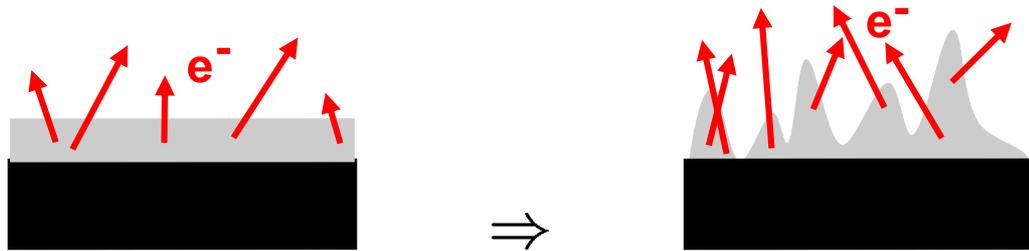


Abbildung 3.3: Entnetzen eines Tritiumfilms. Ein auf einem Graphitsubstrat (schwarz) abschreckend kondensierter glatter Tritiumfilm (grau) kann sich unterhalb der Desorptionstemperatur entnetzen, d.h. einen Rauigkeitsübergang durchführen. Dieser Vorgang ist stark temperaturabhängig (Arrhenius-Verhalten) und kann je nach Temperatur zwischen Sekunden und Jahren andauern [Prz95, Fle98, Fle00b]. Bei einem entnetzten Film ist der Energieverlust der emittierten Elektronen durch inelastische Streuung deutlich erhöht und kaum berechenbar. Ein solcher Übergang muß demnach auf jeden Fall vermieden werden.

der Elektronen im Tritiumfilm überprüft [Prz95], sowie die Rückstreuung der Elektronen am Graphitsubstrat [Bar97] und die Transmissionsfunktion des Spektrometers [Pic92b]. Es sind keine Abweichungen gefunden worden, die einen erhöhten Energieverlust erklären konnten.

Eine Frage war aber offen geblieben: Findet bei den verwendeten Quelltemperaturen von $T \geq 2.8\text{K}$ ein Entnetzen des abschreckend kondensierten Tritiumfilmes (siehe Abbildung 3.3) statt? Diese glatten Filme befinden sich möglicherweise in einem thermodynamischen Nichtgleichgewicht und würden deshalb bei thermischer Aktivierung einem Gleichgewicht der unvollständigen Benetzung zustreben. Solch ein Entnetzen — auch Rauigkeitsübergang oder Relaxation genannt — konnte erstmals durch die Arbeitsgruppe von P. Leiderer (Konstanz) an abschreckend kondensiertem Wasserstoff nachgewiesen werden [Lei92]. Ein Entnetzen des Tritiumfilmes würde wegen der Inselbildung zu einem höheren durchschnittlichen Energieverlust pro emittiertem Elektron führen bei gleichzeitiger Erhöhung der Mehrfachstreuwahrscheinlichkeit.

In Mainz gab es schon vor der letzten Meßphase 1994 durch Messungen des Energieverlustes von Krypton-Konversionselektronen in Deuteriumfilmen ⁵ Hinweise, daß die Tritiumfilme der Messungen von 1991, die bei 4.2 K präpariert worden waren, entnetzt gewesen sein könnten [Prz95]. Um dies zu vermeiden, war die Tritiumquelle von 1994 bei der damals tiefst möglichen Temperatur von 2.8 K gefroren worden.

Wegen der kurzen Halbwertszeit von 1.83 h ist es prinzipiell nicht möglich, mit Krypton-Konversionselektronen die Stabilität der Tritiumfilme auf einer Zeitbasis von Tagen oder Wochen zu untersuchen. Daher konnte mit dieser Methode keine Aussage darüber gemacht werden, ob ein bei 2.8 K gefrorener Tritiumfilm über einen Zeitraum von vier Wochen (Länge der Meßphase 1994) einen Rauigkeitsübergang

⁵17.8 keV K32-Konversionslinie des Kryptonisomers $^{83\text{m}}\text{Kr}$, Halbwertszeit 1.83 h. Die Linie ist quasi monoenergetisch (2.8 eV FWHM) und liegt in der Nähe des Tritium- β -Endpunktes (18.6 keV).

durchführt oder nicht.

Mit systematischen Streulichtmessungen an abschreckend kondensierten Wasserstofffilmen (H_2 , HD, D_2 und T_2) wurde dann ein für das Mainzer Experiment neues Verfahren angewandt, um die Benetzungseigenschaften der Filme zu untersuchen [Fle98].

Bei dieser Methode wird ein Wasserstofffilm bei einer Substrattemperatur von 1.6 bis 2.5 K abschreckend kondensiert. Danach wird die Temperatur des Substrates gezielt erhöht, um den Entnetzungsprozeß der Filme temperaturabhängig beobachten zu können. Der Übergang von einem glatten zu einem rauhen, entnetzten Film wird detektiert, indem der Film mit einem Laser beleuchtet und das Streulicht außerhalb des Reflexionswinkels als Funktion der Zeit beobachtet wird. Bei einem glatten Film ist das Streulichtsignal im Idealfall Null. Entnetzt sich der Film, dann steigt das Signal stark an, sobald die Rauigkeiten in die Größenordnung der Wellenlänge des Laserlichtes kommen (Übergang von Rayleigh- zur Mie-Streuung).

Im Rahmen der Arbeit von Lars Fleischmann [Fle98] ist die Frage untersucht worden, ob das Entnetzen von Wasserstofffilmen durch geschickte Wahl der Unterlage⁶ vollständig unterdrückt oder zumindest ausreichend lange verzögert werden kann. Im folgenden werden die Ergebnisse dieser Untersuchung zusammengefaßt, soweit sie für das Mainzer Neutrinomassenexperiment wichtig sind. Die zugrunde liegenden Ideen und Modelle können in [Fle00a, Fle00b, Fle98] nachgelesen werden.

- Es sind keine Substrate (Al, Graphit), Zwischenschichten (Edelgase, Methan), Filme (D_2 , T_2) bzw. Kombinationen gefunden worden, bei denen ein Entnetzen des Filmes bei höheren Temperaturen verhindert werden konnte [Fle98, Fle00a].
- Die Entnetzungsgeschwindigkeit der Wasserstofffilme (H_2 , D_2 , T_2) folgt einem Arrhenius-Gesetz ($\propto \exp(\Delta E/kT)$). Die Aktivierungsenergien ΔE für die verschiedenen Wasserstoffisotope wurden bestimmt. Mit Hilfe dieser Aktivierungsenergien konnte später die Entnetzungszeit Δt_{T_2} eines Tritiumfilms (21% H_2 , 38% HT, 41% T_2)⁷ extrapoliert werden zu [Fle00b]:

$$\begin{aligned} \Delta t_{T_2}(T = 1.86 \text{ K}) &> 8.0 \text{ a} && (68 \text{ \%C.L.}) \\ \Delta t_{T_2}(T = 1.86 \text{ K}) &> 1.2 \text{ a} && (95 \text{ \%C.L.}) \end{aligned} \quad (3.3)$$

Bei einem Tritiumfilm, der über 4 Tage auf 1.8 K gehalten und während dieser Zeit ellipsometrisch überwacht wurde, konnte kein Entnetzen beobachtet werden [Fle98, Fle00a].

- Die Bedeckung eines Wasserstofffilmes mit einigen Monolagen Methan oder Argon führte zu einer vollständigen Unterdrückung des Entnetzungsprozesses [Fle00a, Fle98]. Damit ist die Annahme bestätigt worden, daß der Entnetzungs-vorgang einen Oberflächendifusionsprozeß darstellt.

⁶Nach [Git84] sollte eine Zwischenlage von einigen Monolagen eines Gases (z.B. Neon, Argon) zwischen dem Graphitsubstrat und dem Tritiumfilm ein Entnetzen des Filmes unterbinden.

⁷Aus experimentellen Gründen war es zu diesem Zeitpunkt nicht möglich, Tritiumfilme mit einem größeren Tritiumanteil herzustellen. Bei solchen Filmen sollte die Entnetzungszeit größer sein.

Für das Mainzer Neutrinomassenexperiment bedeutete dies, daß die Messungen bei Quelltemperaturen von unter 2.0 K durchgeführt werden sollten, um einen Rauheitsübergang des Tritiumfilms mit Sicherheit zu vermeiden. Diese Bedingung konnte jedoch nur durch die Verwendung eines neuen Quellsystemes erfüllt werden (siehe Kapitel 4). Der zweite Lösungsweg – eine zusätzliche Bedeckung des Tritiumfilms mit einigen Monolagen eines anderen Gases — wurde nicht favorisiert, da dann die Energieverluste der austretenden Elektronen durch inelastische Streuung in der zusätzlichen Schicht zwar kontrolliert, aber dennoch ansteigen würden.

3.4 Die Troitsk–Anomalie

In Referenz [Bel95] berichtete die Troitsk-Gruppe, daß sie in ihren Tritiummessungen von 1994 einen Überschuß an Zählrate nahe des Endpunktes im gemessenen β -Spektrum gegenüber dem theoretischen Spektrum gesehen hat (siehe Abb. 3.4). Der Überschuß ließ sich nicht im Rahmen der systematischen Fehler erklären und trat auch in allen darauffolgenden Messungen auf, allerdings mit wechselnder Amplitude und Lage. Die Troitsk-Gruppe beschrieb diese sogenannte 'Troitsk-Anomalie' als eine scharfe Stufe in ihren Daten. Da das Experiment in Troitsk ein ähnliches integrierendes Spektrometer wie in Mainz verwendet, entspricht einer Stufe im experimentellen Spektrum eine monoenergetische Linie im primären. Die Amplitude hat einen relativen Anteil von etwa 10^{-10} am β -Spektrum. Die Position oszilliert mit einer Halbjahresperiode zwischen 5 und 15 eV unterhalb des β -Endpunktes [Lob99]. Wenn die Anomalie bei der Troitsker Datenauswertung nicht berücksichtigt wird, liegen die Troitsker m_ν^2 -Werte für $E_{\text{low}} = 18.3$ keV bei etwa -20 ± 5 eV/ c^2 [Bel95, Lob96]. Im Vergleich zu dem im Abschnitt 3.1 diskutierten alten Problem der negativen Massenquadrate lagen hier die Werte etwa eine Größenordnung näher bei Null, sind also feinere Effekte.

Die Anomalie könnte zum einen experimentelle Ursachen haben, wie z.B. nicht berücksichtigte systematische Effekte (z.B. unverständlicher Untergrund, Probleme an der Tritiumgasquelle). Allerdings ist es schwierig, die Halbjahresoszillation mit einer experimentellen Ursache zu erklären. Zum anderen könnte die Anomalie ein Hinweis auf Physik jenseits des Standardmodells sein. Eine zusätzliche monoenergetische Linie im normalen β -Spektrum kann nicht innerhalb des Standard- β -Zerfalls (3-Körper-Zerfall) erklärt werden. Möglich wäre eine Neutrinoeinfangreaktion mit anschließendem Aussenden eines monoenergetischen Elektrons. In [Lob99] wird der Einfang von sogenannten 'relic neutrinos' diskutiert, die ähnlich wie die Mikrowellenhintergrundstrahlung noch vom Urknall her vorhanden sein sollen. Allerdings benötigt man eine Neutrinodichte, die um den Faktor 10^{13} höher als aus den Modellen vorhergesagt ist [Lob99], um die gemessene Intensität der Linie zu erreichen.

Das Entstehen einer scharfen Stufe im experimentellen Spektrum und die zeitliche Oszillation der Lage der Stufe sind im Detail noch nicht verstanden, daher ist ein unabhängiger Test der Troitsk-Stufenhypothese unbedingt erforderlich.

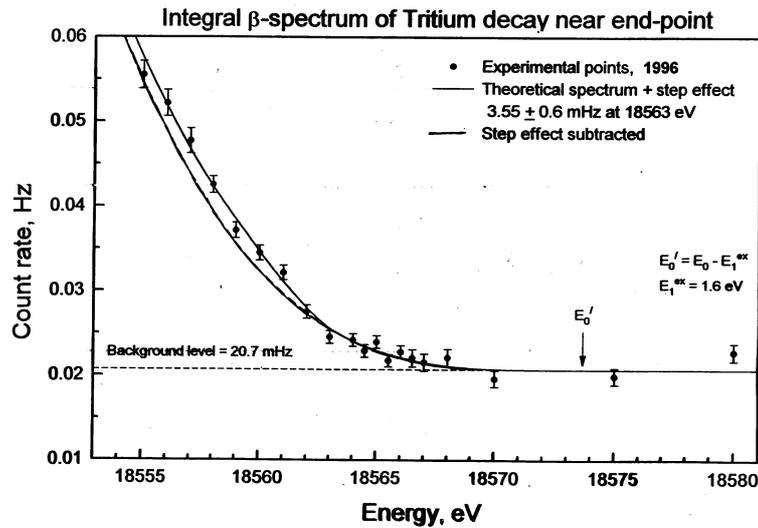


Abbildung 3.4: Troitsk Stufe (nach [Lob97]). Dargestellt ist der Endpunktsbereich eines 1996 in Troitsk gemessenen Tritium- β -Spektrums. Die Punkte geben die experimentellen Daten wieder. Die obere durchgezogene Linie beschreibt die Anpassung an die Daten mit Hilfe einer zusätzlichen Stufe, bei der unteren durchgezogenen Linie ist die Stufe abgezogen worden.

Mit ihren Messungen von 1991 und 1994 ist die Mainzer Gruppe nicht sensitiv genug auf den oben beschriebenen Stufeneffekt gewesen. Wichtige Vorgaben für die nächste Mainzer Meßphase waren daher eine deutliche Vergrößerung des Zeitraumes für die Datennahme pro Jahr bei gleichzeitiger Verbesserung des Signal-zu-Rauschverhältnisses.

3.5 Weitere experimentelle Beschränkungen

In diesem Abschnitt sind weitere Effekte aufgelistet, die in den alten Messungen den Untergrund deutlich erhöhten bzw. den systematischen Fehler vergrößerten und die demzufolge bei zukünftigen Messungen abgestellt bzw. reduziert werden sollten.

- **Untergrunderhöhung durch Diffusion von Tritium in das Spektrometer**

Tritium kann von der Quelle aus in die Mitte des Spektrometers diffundieren und dort zerfallen. Dabei entstehen mit 15%iger Wahrscheinlichkeit Shake-Off Elektronen, die praktisch keine kinetische Energie haben, dafür aber die potentielle Energie $|eU_0|$ des Spektrometerpotentials. Entstehen sie auf der detektorseitigen Hälfte des Spektrometers, werden sie auf den Detektor beschleunigt und dort mit dieser Energie nachgewiesen. Dies ist jedoch die gleiche Energie, mit der die β -Elektronen aus der Tritiumquelle, die gerade den Potentialberg $|eU_0|$ überwinden können, den Detektor erreichen. Dieser Untergrundanteil ist demzufolge nicht diskriminierbar (siehe Abbildung 3.5). Durch Verhindern der

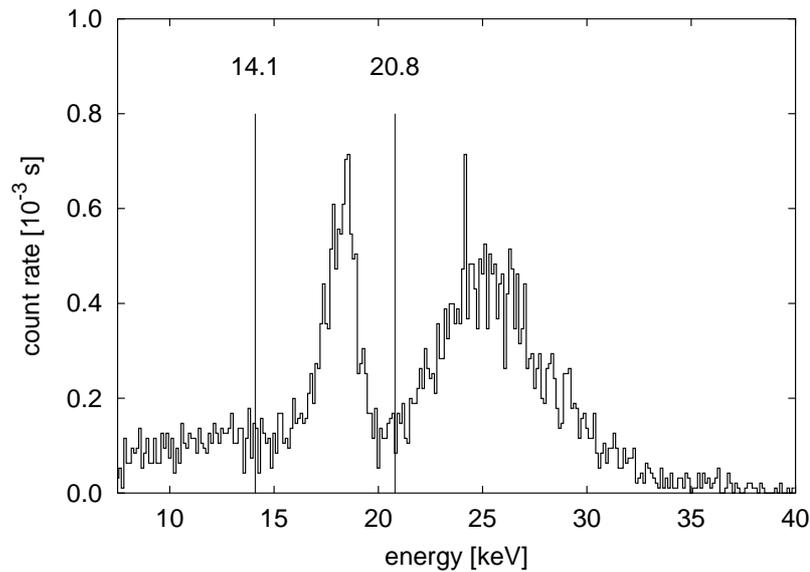


Abbildung 3.5: Untergrundspektrum des inneren Detektorsegments während der Tritiummessung von 1994 (nach [Bar97]). Eingezeichnet ist das damals zur Auswertung benutzte Energiefenster zwischen 14.1 und 20.8 keV. Es sind zwei Untergrundkomponenten zu erkennen (zur Linienform siehe Anhang B.1). Die im Auswertefenster auftauchende Linie, der sog. U_0 -Peak ($U_0 = -19$ keV), wird z.B. erzeugt durch niederenergetische Elektronen aus Restgasionisationsprozessen im Inneren des Spektrometers, oder auch durch in das Spektrometer diffundiertes Tritium (niederenergetische Shake-Off-Elektronen). Er ist im Detektorspektrum wegen der Energieverluste in der Trennfolie und in der Totschicht des Detektors um ca. 1.2 keV [Bar97] zu niedrigeren Energien hin verschoben. Die energetisch höher gelegene Linie, auch Trans- U_0 -Peak genannt, wird dagegen hauptsächlich von Photo- und Auger-Elektronen verursacht, die an der Innenseite der Elektroden entstehen.

Diffusion von Tritium ins Spektrometer könnte er jedoch vollständig unterbunden werden.

- **Untergrunderhöhung durch Restgasionisation**

Eine weitere Quelle für niederenergetische Sekundärelektronen ist die Stoßionisation von Restgasmolekülen [Gol95]. Auch diese Elektronen werden im Auswertefenster nachgewiesen und stören demzufolge. Abhilfe würde hier eine weitere Verbesserung der Vakuumbedingungen schaffen ⁸.

- **Untergrunderhöhung durch Photo- und Auger-Elektronen**

Photoeffektelektronen aus Röntgenabsorption oder nachfolgende Auger-Elektronen, die in einer dünnen Schicht in der Oberfläche der Elektroden entstehen, können im Detektor mit ihrer Startenergie plus dem Elektrodenpotential nachgewiesen werden. Sie gelten als die Hauptursache für den sog. Trans- U_0 -Peak

⁸Bei der Tritiummessung von 1994 war das Spektrometervakuum besser als die Nachweisgrenze des verwendeten Vakuummeßgerätes (VIG17-Röhre mit Millennia Auslesegerät, Fa. VG), die bei etwa $1 \cdot 10^{-10}$ mbar liegt.

(siehe Abb. 3.5), der sich oberhalb des Auswertefensters befindet und mit der linken Flanke in das Fenster hineinragt. Nach Referenz [Gol95], in der dieser Effekt ausführlich beschrieben wird, könnten diese Elektronen durch eine Röntgenquelle im Inneren des Spektrometers erzeugt werden. Als Röntgenquelle wird die hohe Potentialdifferenz von 7 keV zwischen zwei eng benachbarten Elektroden des Spektrometers angesehen, die zur Feldemission an der Kathode und nachfolgender Röntgenemission an der Anode führt. Die Röntgenstrahlung würde die zentrale Elektrode mit dem Potential $|eU_0|$ treffen. Damit könnten Untergrundereignisse bis zu 25 keV Gesamtenergie erklärt werden.

- **Restgaskondensation von Wasserstoff auf der Tritiumquelle**

Der im Rahmen der Meßphase von 1994 präparierte 2. Tritiumfilm zeigte am Ende der Messung eine signifikante Zunahme der Quellfilmstärke. Dies wurde mit einer Restgaskondensation von 1 Monolage Wasserstoff pro Tag auf die Quellfläche erklärt (dort ist wegen der Kaltfläche der Druck p kleiner) und führte als dominanter Beitrag ($12 \text{ eV}^2/c^4$) zu einer deutlichen Erhöhung des systematischen Gesamtfehlers ($14 \text{ eV}^2/c^4$) des abgeleiteten Neutrinomassenquadrats [Bar97].

Kapitel 4

Der Umbau des Mainzer Neutrinoexperimentes

4.1 Überblick

In diesem Kapitel wird der Umbau des Mainzer Experimentes beschrieben. Er sollte zu einer verbesserten Sensitivität auf eine Neutrinomasse bis in den Bereich von $2 \text{ eV}/c^2$ führen und gleichzeitig die Überprüfung der Troitsk-Anomalie ermöglichen.

Wie in Kapitel 3 gezeigt wurde, mußten dazu folgende Aufgaben gelöst werden:

1. Verhinderung des Entnetzens der Tritiumfilme durch Absenkung der Quelltemperatur auf unter 2 K.
2. Vermeidung der Restgaskondensation von Wasserstoff auf dem Quellfilm.
3. Verringerung des Untergrundes, insbesondere Verhindern der Diffusion von Tritium in das Spektrometer.
4. Stabilisierung der Hochspannungsanordnung, Vermeidung von Überschlägen ('Spikes').
5. Vergrößerung der Zählrate.
6. Verbesserung der Auflösung des Spektrometers.
7. Möglichst weitgehende Automatisierung des Experimentes, um lange Meßphasen mit wenig Personalaufwand realisieren zu können (Verbesserung der Statistik).

Gelöst wurden die Aufgaben im wesentlichen durch folgende Maßnahmen (siehe auch Abb. 4.1):

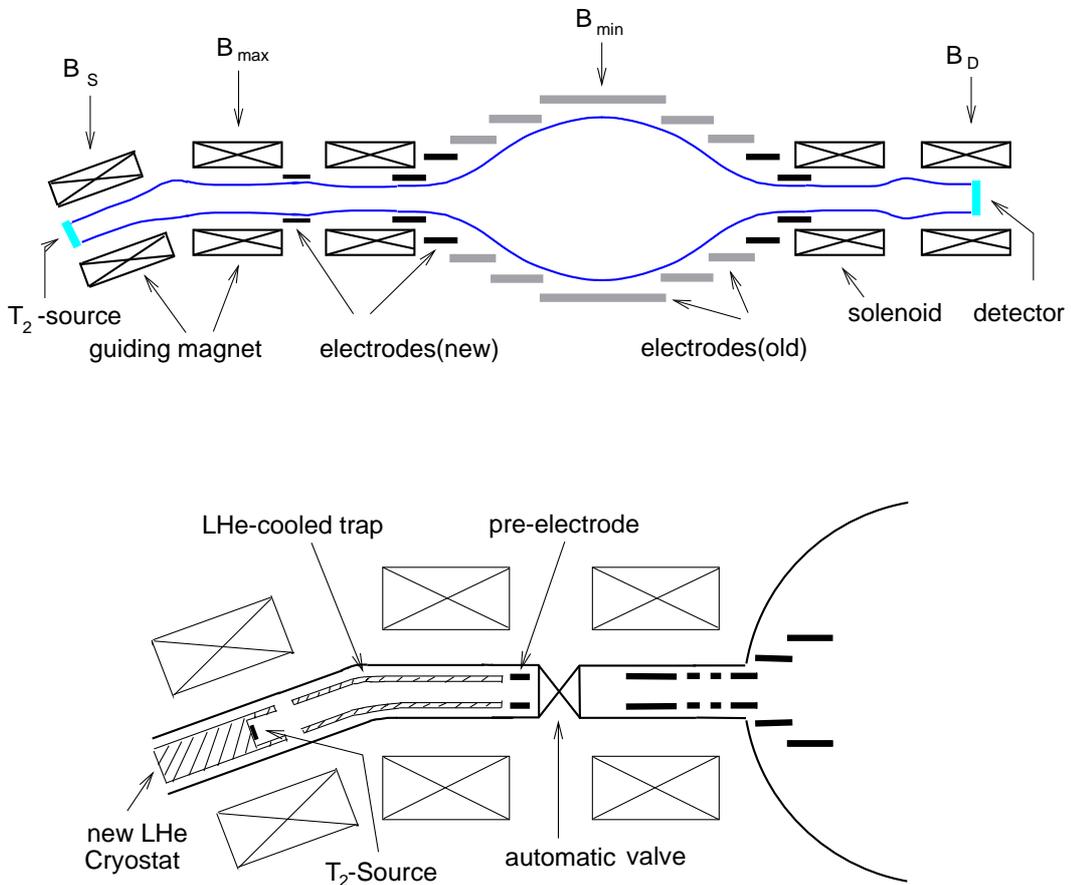


Abbildung 4.1: Skizze des Mainzer Neutrinoexperimentes nach dem Umbau in den Jahren 1995-97.

Das obere Bild zeigt das Schema des Gesamtaufbaus, das untere Bild eine Ausschnittvergrößerung des Quellbereichs. Das Experiment wurde durch den Einbau zweier unter einem Winkel von 20° zueinanderstehender Solenoide ('magnetischer Krümmer') mit LHe-kalter Bohrung um etwa 1.5 m verlängert; der Abstand zwischen T_2 -Quelle und Detektor beträgt nun ca. 6 m. Der neue Quellkryostat ist regelbar und läuft stabil bei 1.86 K. Die von der Quelle startenden Elektronen werden magnetisch ins Spektrometer geführt, abdampfende Tritiummoleküle dagegen an der kalten Bohrung ('LHe-cooled trap') adsorbiert. Das gleiche gilt für Restgasmoleküle aus dem Spektrometer. Das automatische Ventil trennt im Notfall Quell- und Spektrometerbereich. Alle Elektroden im magnetischen Hochfeldbereich sind neu konstruiert worden und bestehen nun aus Titan. Die Anzahl der Elektroden im Spektrometer ist von 23 auf 27 erhöht worden. Die Vorelektrode liegt auf negativem Potential und kann dadurch einen Teil der positiven Ionen aus dem System entfernen (Untergrundreduktion). Die beiden durchgezogenen Linien im oberen Bild begrenzen den akzeptierten Flußschlauch innerhalb dessen die Elektronen geführt werden. Weitere Erläuterungen siehe Text.

- Einbau eines neuen Quellkryostaten:
Dieser Kryostat ermöglicht nun einen stabilen Betrieb über die Dauer einer Meßphase (4 bis 8 Wochen) bei 1.86 K (alter Kryostat: 2.8 K). Damit wird ein Entnetzen des Tritiumfilmes während der Meßphase verhindert. Gleichzeitig kann durch eine geeignetere Geometrie ein Quellsubstrat mit einer um den Faktor 2 vergrößerten Quellfläche verwendet werden. Das führt bei sonst konstanten Bedingungen (max. akzeptierter Startwinkel der Elektronen $\delta_{s,\max}$, Tritiumfilmdicke d_0) auch zu einer Erhöhung der Zählrate um einen Faktor 2.
- Einbau eines magnetischen Krümmers mit LHe-kalter Bohrung:
Der magnetische Krümmer besteht aus zwei supraleitenden Solenoiden, die um einen Winkel von 20° gegeneinander verkippt sind. Während einer Messung befindet sich die Tritiumquelle im linken Solenoiden des Krümmers. Die von der Tritiumquelle emittierten Elektronen werden magnetisch in das Spektrometer geführt, während von der Quelle abdampfende neutrale Tritiummoleküle magnetisch nicht geführt und an der LHe-kalten (4.2 K) Bohrung des Krümmers adsorbiert werden. Damit können sie nicht mehr ins Spektrometer diffundieren und dort Untergrund verursachen. Auch aus dem Spektrometer kommende Restgase (überwiegend Wasserstoffmoleküle) werden in der Bohrung des Krümmers adsorbiert; die in Abschnitt 3.5 diskutierte Restgaskondensation von Wasserstoff auf die Tritiumquelle wird dadurch stark erschwert. Der Pumpeffekt der kalten Bohrung ist durch eine Belegung mit Graphit verstärkt worden.
- Neudesign der Hochfeldelektroden und Elektropolieren aller internen Oberflächen des Spektrometers:
Diese Maßnahmen führten zu einer besseren Hochspannungsstabilität und damit zu einer Verringerung des Untergrundes. Parallel dazu wurde das Spektrometer durch das Elektropolieren von der Tritiumkontamination aus den ersten Betriebsjahren befreit. Das Problem der in Abschnitt 3.5 diskutierten Untergrunderhöhung durch Auger-Elektronen konnte durch die Verwendung von Titan (statt Kupfer und Edelstahl) als Elektrodenmaterial im magnetischen Hochfeldbereich und durch Veränderung der elektrischen Feldgradienten gelöst werden. Der Einsatz einer Vorelektrode auf negativem Potential am Ausgang des Krümmers dient der Untergrundreduzierung (pos. Ionen werden dorthin gezogen)¹.
- Änderungen am Detektoraufbau und zusätzliche Bleiabschirmung des Detektors:
Durch diese Maßnahmen konnte das Vakuum im Detektorbereich verbessert und der Raumuntergrund verringert werden.
- Absenkung der magnetischen Feldstärke B_{\min} in der Mitte des Spektrometers:
Die durch eine verbesserte Justage des magnetischen Flußschlauches ermög-

¹Der Bahnradius R eines ^3He -Ions mit 100 eV kinetischer Energie in der Vorelektrode ($B \approx 0.025$ T) kann abgeschätzt werden zu:

$$R = \frac{\sqrt{2mc^2E}}{ecB} = \frac{\sqrt{2 \cdot 3\text{GeV} \cdot 100\text{eV}}}{3 \cdot 10^8 \text{ m/s} \cdot 0.025 \text{ Vs/m}^2} = 10 \text{ cm}$$

lichte Absenkung von B_{\min} führt nach Glg. 2.12 zu einer Verbesserung der Auflösung des Spektrometers auf $\Delta E \approx 4.8$ eV.

- Installation eines automatischen Experimentüberwachungssystems:
Durch die räumliche Trennung von Quelle und Spektrometer kann nun im Notfall (z.B. Desorption des Quellfilmes durch Ausfall des Kryostaten) ein automatisches Ventil zwischen magnetischem Krümmer und Spektrometer geschlossen werden, um eine Kontamination des Spektrometers zu verhindern. Damit ist es möglich geworden, ein automatisches Überwachungssystem zu installieren, das nicht mehr die ständige Anwesenheit von zwei Personen im Labor erfordert. Trotz der geringen Größe der Mainzer Gruppe (Stand Sommer 1997, Beginn der ersten Meßphase: 5 Experimentatoren + 1 Gast) sind nun erstmals lange Meßphasen über 4 bis 8 Wochen möglich gewesen.

In den restlichen Abschnitten dieses Kapitels werden die oben aufgeführten Maßnahmen im Detail erläutert.

4.2 Der magnetische Krümmer

Der magnetische Krümmer ist eine Sonderanfertigung der Gruppe von V.M. Lobashev (INR, Troitsk). Er basiert auf den Magneten, die in Troitsk für die gasförmige Tritiumquelle im Neutrinomassenexperiment verwendet werden. Der Krümmer besteht aus zwei Spulen von je 40 cm Länge, deren Achsen um 20° gegeneinander verkippt sind. Die maximale Stromstärke beträgt 200 A, dies entspricht einem maximalen Feld von 4.826 T (quellseitige Spule) bzw. 4.913 T (spektrometerseitige Spule). Während der Messung beträgt der Strom 90 A; der Verlauf des B-Feldes auf der Spulenachse für 90 A ist in Abb. 4.2 zu sehen (Feldkarte siehe Anhang A.1).

Das System hat eine Länge von 1235 mm und eine Höhe (mit eingesetzten Stromzuführungen) von 1740 mm. Der frei zugängliche Innendurchmesser der Spulen beträgt 88 mm, der des 3-K-Schildes (s.u.) 31 mm. Der in Mainz konstruierte bewegliche Unterbau garantiert einerseits die gleiche Höhe von Spektrometer- und Spulenachse. Andererseits wird eine beim Ausheizen des Spektrometers auftretende Bewegung in der Spektrometerachse (Längenausdehnung) ermöglicht.

Die Konstruktion ist seitens der Troitsker Gruppe in mehreren Punkten den Mainzer Bedürfnissen angepaßt worden:

1. LN2 und LHe-Reservoirs:
Der Krümmer sollte in Mainz nicht fest mit dem Verflüssiger verbunden sein, sondern im 'stand alone'-Betrieb arbeiten. Dazu wurde oberhalb der spektrometerseitigen Spule ein LHe-Behälter montiert, der etwa 58 l faßt. Dieser Vorratsbehälter wird durch einen doppelwandigen LN2-Topf (ca. 25 l), an dem die LN2-Schilde der supraleitenden Spulen angekoppelt sind, gegen Raumstrahlung abgeschirmt.

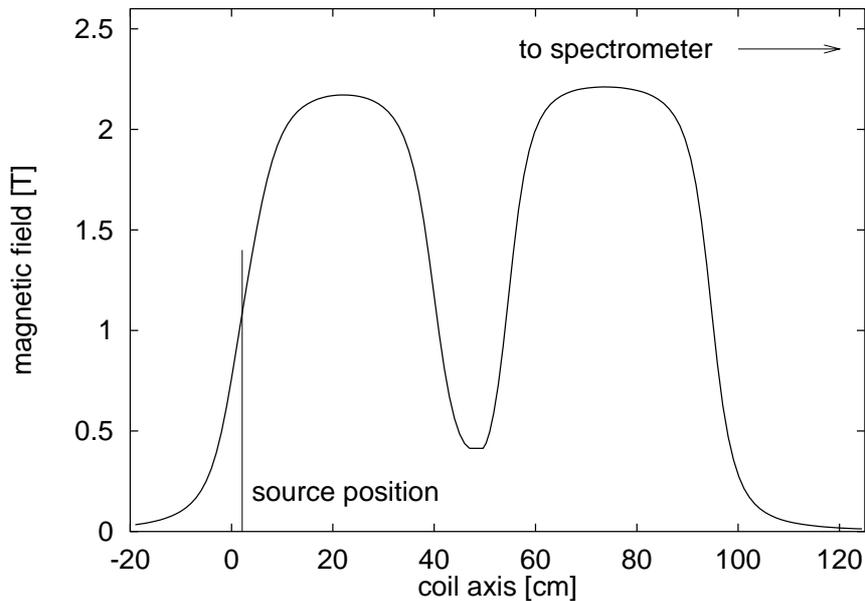


Abbildung 4.2: Magnetfeld des Krümmers. Dargestellt ist die magnetische Flußdichte entlang der beiden Spulenachsen für eine Stromstärke von 90 A. Bei dieser Stromstärke, die während der Tritiummessungen eingestellt wird, beträgt das maximale Feld in der quellseitigen Spule 2.17 T und in der spektrometerseitigen Spule 2.21 T. Der senkrechte Strich markiert die Quellposition. Die Quelle befindet sich in einem Feld von 1.09 T (siehe auch Abb. A.2 und Herleitung der Transmissionsfkt. in Anhang C). Der Punkt '-20 cm' auf der Spulenachse entspricht der Außenkante des Vakuumflansches des Krümmers. Das Fernfeld des Krümmers macht sich in der Mittelebene des Spektrometers noch bemerkbar: es beträgt dort parallel zur Spektrometerachse 0.072 mT.

2. Persistent Mode:

Der Krümmer sollte wie alle anderen Magnete im sogenannten 'Persistent Mode' betrieben werden. Das heißt, nach Verändern des magnetischen Feldes wird das Netzgerät vom Magneten entkoppelt und die Stromzuführung aus dem Magneten entfernt. Damit wird der Magnet unempfindlich gegen Stromausfälle. Zusätzlich wird durch das Entfernen der Stromzuführung die Wärmelast auf den Magneten verringert, also LHe gespart.

3. 3-K-Schild:

Um die Aufgabe als Kryopumpe zu erfüllen, wurde der Krümmer mit einer kalten Bohrung, dem sogenannten 3-K-Schild, versehen. Dieses Schild besteht aus einem doppelwandigen Rohr, das über einen Zwischenbehälter (ca. 1 l) an den allgemeinen Heliumvorrat des Magneten angekoppelt ist. Der Zulauf des Heliums in den Zwischenbehälter kann mit Hilfe eines Schwimmers geregelt werden. Im 3-K-Betrieb soll an dem Zwischenbehälter gepumpt und so eine Temperatur von 3 K erreicht werden.

Leider zeigte sich beim Funktionstest in Mainz, daß die Regelung nicht funk-

tionierte und demzufolge ein Dauerbetrieb bei 3 K nicht möglich war. Das 3-K-System wird in Mainz nun im Durchflußbetrieb verwendet. Damit konnte die Temperatur im Inneren der kalten Bohrung auf 4.2 K stabilisiert werden.

In Mainz wurden nachfolgende Ergänzungen und Veränderungen vorgenommen:

- Graphitierung der kalten Bohrung, um die Pumpwirkung bei 4.2 K zu erhöhen.
- Nachschweißen der Nähte am LN2-Behälter und Austausch von durchkorrodierten Wellbälgen, um das Isoliervakuum herzustellen.
- Entfernen der schadhafte Superisolation.
- Ersetzen von Vitondichtungen durch kälteresistente Indiumdichtungen an gefährdeten Stellen (nach Vakuumeinbruch im Betrieb).
- Anbringen zusätzlicher Verspannungen an den Spulenkörpern, um unerwünschte Kontakte zum LN2-Schild zu vermeiden.

Das System hat mit ca 2.3 l LHe pro Stunde einen relativ hohen Heliumbedarf und muß demzufolge zweimal am Tag nachgefüllt werden (Mindestfüllhöhe 17 l).

4.3 Die Quelle

Der Einbau des magnetischen Krümmers und die Verwendung eines neuen Durchflußkryostaten machten auch die Konstruktion eines neuen Quellaufbaus notwendig. In Abb. 4.3 ist dieser skizziert. Die mögliche Ausdehnung des Spektrometers während der Ausheizphasen (einige cm) verlangte zusätzlich eine freie Beweglichkeit des gesamten Quellaufbaus in der Spektrometerachse. Abb. 4.4 zeigt eine Skizze des Kreuzstücks, in dem die Quelle unter optischer Schichtdickenkontrolle (Ellipsometrie, siehe auch Abschnitt 6.1) präpariert wird.

4.3.1 Der Durchflußkryostat

Es wird ein Durchflußkryostat der Fa. Oxford Instruments² eingesetzt, der speziell für das Mainzer Neutrinomassenexperiment konstruiert worden ist. Die Erstinbetriebnahme erfolgte im Rahmen der Doktorarbeit von Lars Fleischmann [Fle98]; die genaue Beschreibung des Kryostaten und dessen Spezifikation können dort nachgelesen werden. In diesem Abschnitt werden daher nur die für eine Tritiummessung wichtigen Details kurz aufgelistet.

Der Durchflußkryostat wird mit flüssigem Helium (LHe) betrieben, das von einem Vorratsgefäß (100l Kanne) mit einem rückflußgekühlten Spezialheber in den Kryostaten transferiert wird. Das dabei entstehende Helium-Flüssigkeits-Gas-Gemisch wird im Herzstück des Kryostaten, dem Phasenseparator, getrennt. Nur das flüssige

²Oxford Instruments GmbH, Kreuzberger Ring 38, D-65205 Wiesbaden

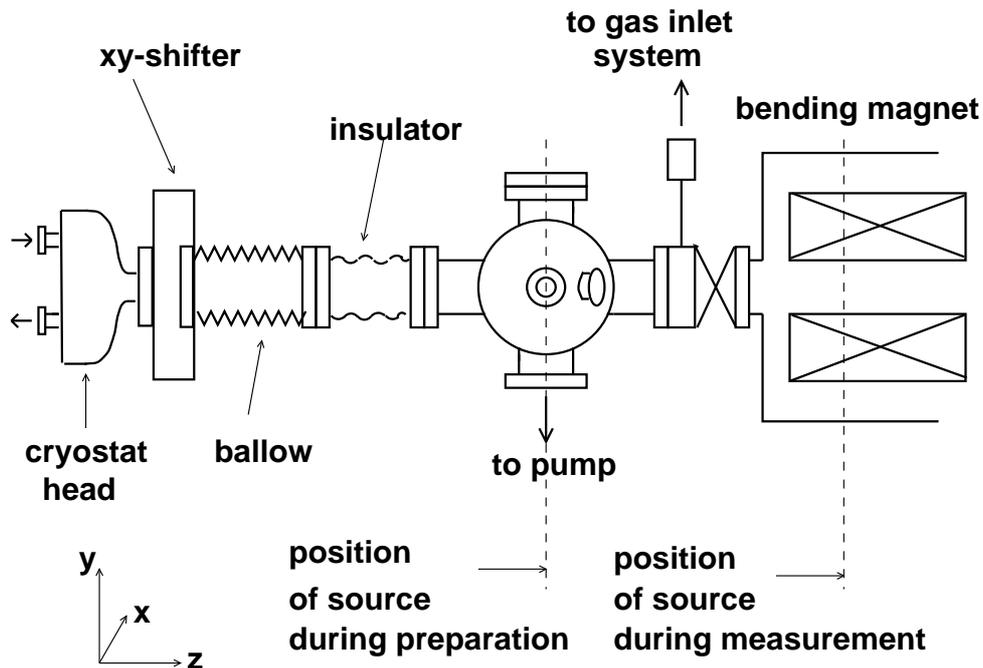


Abbildung 4.3: Skizze des neuen Quellaufbaus, Seitenansicht. Dargestellt sind nur die wesentlichen Komponenten. Der Aufbau ermöglicht eine Bewegung des Durchflußkryostaten in z-Richtung um ca. 60 cm. Damit kann das Quellsubstrat, das sich am Ende des Kryostaten befindet, zwischen der Auffrierposition im Zentrum des sog. Kreuzstücks und der Meßposition im magnetischen Krümmers bewegt werden. Eine xy-Verschiebeeinheit ermöglicht eine zusätzliche Justage der Quelle auf den magnetischen Flußschlauch. Der Isolator zwischen Balg und Kreuzstück ermöglicht es, den Kryostaten und damit das Quellsubstrat auf ein frei wählbares Potential zu legen.

Helium gelangt über ein Nadelventil an den Wärmetauscher, der sich in unmittelbarer Nähe des Substrats befindet. Der Heliumfluß durch den Kryostaten wird durch stetiges Abpumpen des Heliumgases am Phasenseparator mittels einer Membranpumpe und am Wärmetauscher mittels einer heliumdichten Vorpumpe erreicht und darf während einer Tritiummessung auf keinen Fall länger als ca. 5 s unterbrochen werden. Im anderen Falle kann die Substrattemperatur nicht unter 2 K gehalten werden — der Tritiumfilm würde entnetzen und (ab ca. 6 K) desorbieren. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Tritiummeßphase ('Q3', siehe Anhang D und Kapitel 7) unfreiwillig vorzeitig beendet, da nach einer Stromunterbrechung das USV-Gerät³ nicht korrekt arbeitete und daraufhin die Membranpumpe ausfiel. Als Lehre aus diesem Mißgeschick wurde auf die USV verzichtet und stattdessen parallel zu jeder Pumpe ein ausgepumptes (d.h. ≤ 1 mbar) Vakuumgefäß (50 bzw. 100 l) eingebaut. Durch eine Kombination von Preßluftventilen, die bei Stromunterbrechung ihre Stellung ändern, wird bei einer Stromunterbrechung die jeweilige elektrische Pumpe abgekoppelt und das leere Faß als Ersatzpumpe zugeschaltet. Mit dieser Konstruktion kann die Temperatur des Kryostaten bei einer Stromunterbrechung von bis zu 30 s sicher unter 2 K gehalten werden.

³USV = Unterbrechungsfreie Stromversorgung

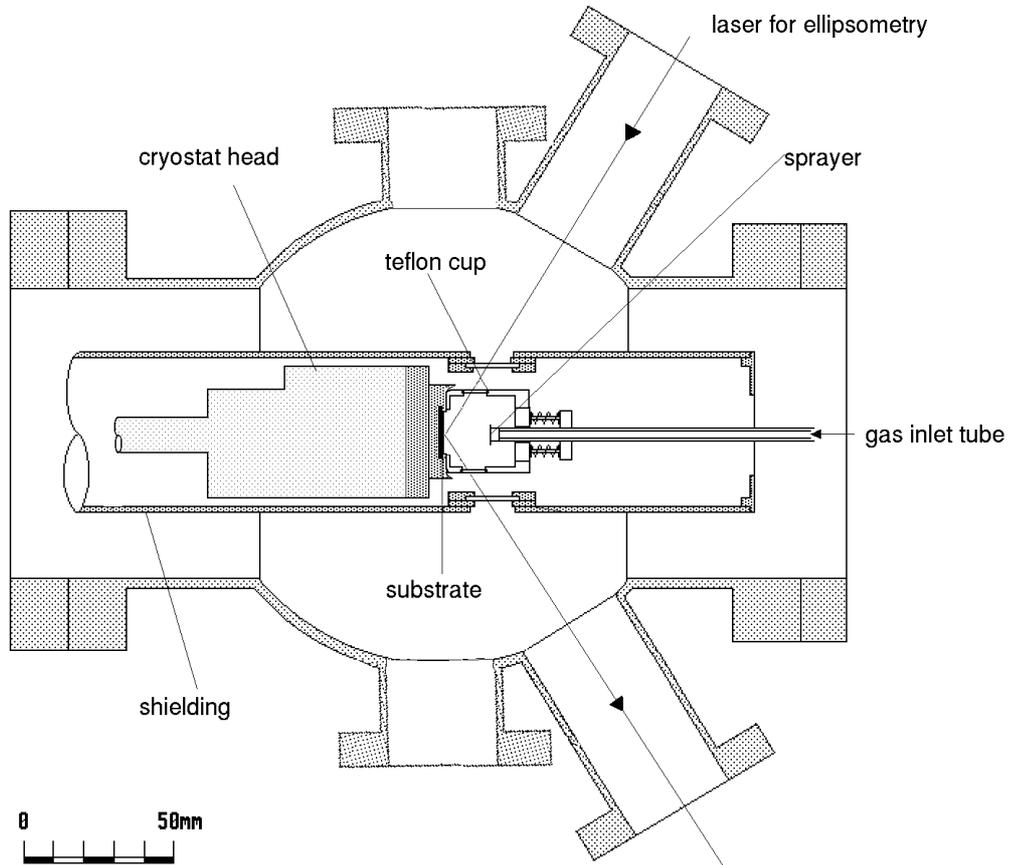


Abbildung 4.4: Skizze des Quellpräparationsortes, Aufsicht. Die Skizze zeigt den neuen Quellkryostaten während der Quellpräparation im Kreuzstück. Das Gas wird vom Gaseinlaßsystem über eine Zerstäuberdüse in den Raum vor dem Substrat eingelassen und kann dort auf dem Graphitsubstrat kondensieren. Eine Teflonhaube, die direkt auf dem Substrat aufgesetzt wird, verhindert ein Wegdiffundieren des Gases. Sowohl das Kreuzstück als auch die Haube und das ca. 20 K kalte Strahlungsschild des Kryostaten besitzen Fenster, durch die das Laserlicht für die Ellipsometrie auf das Substrat fallen kann. Drei zusätzliche Fenster im Kreuzstück (2 Seitenfenster und 1 Aufsichtfenster) ermöglichen eine exakte Positionierung des Kryostaten und der Haube. Nach dem Aufrieren des Films wird der Kryostat ca. 15 cm nach hinten gefahren und die dann freie Teflonhaube nach oben in eine Parkposition gebracht. Danach wird der Kryostat in die Meßposition gefahren.

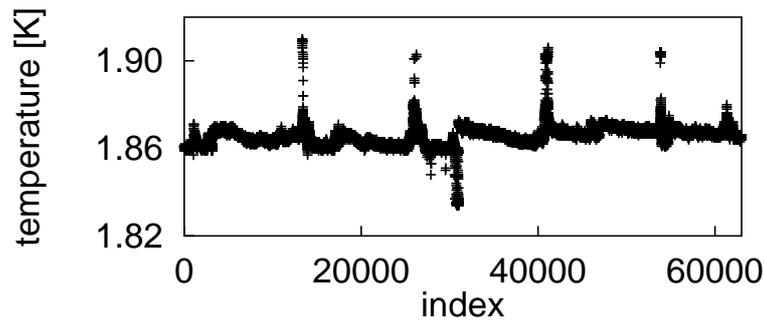


Abbildung 4.5: Quelltemperaturlangzeitkurve. Dargestellt ist die Temperatur der Quelle über einen Zeitraum von etwa 5 Tagen. Die Temperatursprünge auf 1.9 K erfolgen während des Nachfüllens der an den Durchflußkryostaten angeschlossenen 100 l Heliumvorratskanne.

Die maximale Ausheiztemperatur des Kryostaten beträgt nach Herstellerangabe 500 K. Mit eingebautem Graphitsubstrat sollte die Temperatur zur Schonung der Klebeverbindung (siehe Abschnitt 4.3.2) jedoch 410 K nicht übersteigen.

Um den Kryostaten während einer Tritiummeßphase (4 Wochen und mehr) sicher bei einer konstanten Temperatur betreiben zu können, hat sich folgendes Verfahren als nützlich erwiesen:

1. Ausbau des Motorantriebs am Nadelventil, d.h. Verzicht auf ferngesteuerte Ansteuerung des Nadelventils mit Hilfe des zum Kryostaten gehörenden PID-Temperaturreglers ITC-503 und des dazugehörigen WINDOWS-Kontrollprogrammes, um bei Ausfall des Steuergerätes ITC-503 bzw. des Computers Fehlfunktionen zu vermeiden.
2. Verzicht auf automatische Heizung des Wärmetauschers durch den Temperaturregler (Abziehen des Steckers), um bei Ausfall des Steuergerätes ITC-503 bzw. des Computers ein unkontrolliertes Aufheizen des Substrates zu vermeiden.
3. Einstellen der folgenden Betriebsparameter:
 - Druck Rückleitung Wärmetauscher: 12 bis 15 mbar
 - Durchfluß Membranpumpe (in LHe-Äquivalent): 2.3 bis 2.4 l/h
 - MANUELLE Justage des Nadelventils so, daß angezeigte Temperatur zwischen 1.86 und 1.89 K liegt ⁴.

Im Normalfall reicht ein ein- bis zweimaliges Nachjustieren pro Tag aus; ist Eis im Kryostatsystem, kann das auch stündlich und öfter nötig sein. In Abb.

⁴Die absolute Genauigkeit der Temperaturmessung ist nur etwa 0.1 K, die Reproduzierbarkeit ist jedoch genauer, so daß eine Justage auf Hundertstel Kelvin sinnvoll ist. Die Stabilitätspunkte des Kryostaten liegen u.a. bei 1.83, 1.86 und 1.9 K.

Tabelle 4.1: Physikalische Eigenschaften des HOPG-Substrates. Die Werte sind, soweit nicht anders angegeben, Herstellerangaben und beziehen sich auf eine Temperatur von 300 K. Aufgrund der starken Anisotropie unterscheiden sich die Materialkonstanten senkrecht und parallel zur Oberflächennormalen.

Schichtabstand		3.355-3.359 Å
Dichte		2.255-2.265 g/cm ³
Wärmeleitfähigkeit	parallel	16-20 W/cmK
	senkrecht	10.8 W/cmK
		0.04 W/cmK (bei 2.8K, [Iss83])
thermische Ausdehnung	parallel	< 0
	senkrecht	20·10 ⁻⁶ 1/°C
spezifischer Widerstand	parallel	3.5-4.5·10 ⁻⁵ Ω·cm
	senkrecht	0.15-0.25 Ω·cm

4.5 ist der Temperaturverlauf an der Quelle über einen Zeitraum von 5 Tagen dargestellt.

Bei den oben angegebenen Betriebsparametern liegt der LHe-Verbrauch bei etwa 2.5 l/h. Die am Kryostaten angeschlossene 100l-Vorratskanne muß demzufolge spätestens nach ca. 32 Stunden (max. Füllhöhe 95 l, min Füllhöhe 15 l) wieder nachgefüllt werden. Organisatorisch am günstigsten ist eine regelmäßige Nachfüllung alle 24 Stunden.

4.3.2 Das Quellsubstrat

Eine wichtige Vorgabe für ein zu verwendendes Substrat ist, daß seine Oberfläche atomar glatt ist. Rauigkeiten an der Substratoberfläche führen dazu, daß in den Tälern der Substratoberfläche startende Elektronen in den Rauigkeitsbergen gestreut werden können. Experimentell äußert sich das in einer erhöhten Wahrscheinlichkeit für Rückstreuung am Substrat verglichen mit einer glatten Oberfläche [Prz95]. Es kommt zu Energieverlusten der austretenden Elektronen (siehe Abschnitt 7.2.4) und damit zu zusätzlichen systematischen Unsicherheiten. Da die Wahrscheinlichkeit für die Rückstreuung im Substrat mit der Kernladungszahl Z steigt, sollte das verwendete Substratmaterial ein möglichst kleines Z haben. Weitere Anforderungen sind eine gute thermische und elektrische Leitfähigkeit (das Substrat wird bei den Tritiummessungen auf verschiedene Potentiale gelegt).

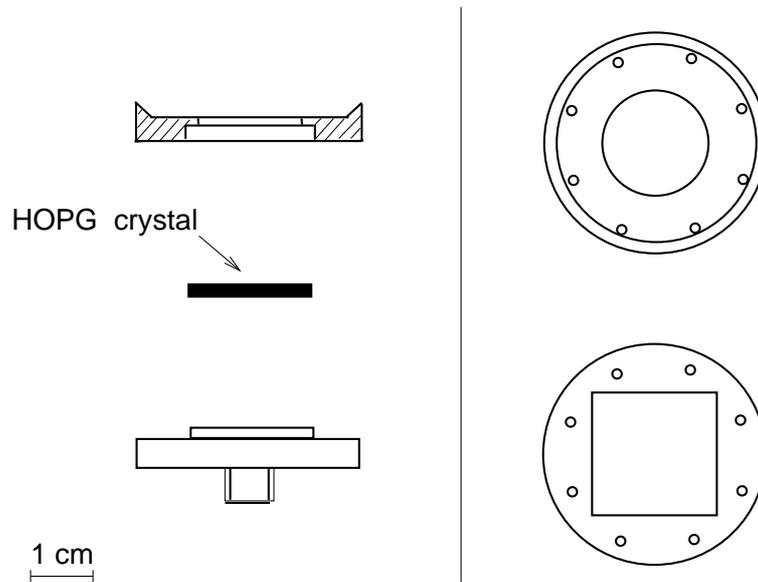


Abbildung 4.6: Substrathalterung Die Halterung besteht aus zwei Kupferteilen, die das Substrat (HOPG-Kristall, quadratische Form, Kantenlänge 2 cm) umschließen. Dargestellt ist jeweils die Seitenansicht (links) und die Aufsicht (rechts). Das untere Teil besitzt ein M8 Gewinde, mit dem es in den Kryostatkopf eingeschraubt werden kann. Auf dieses Teil wird das Graphitsubstrat geklebt (genaue Beschreibung siehe Text). Das obere Teil dient als Blende, die eine kreisförmige Graphitoberfläche mit einem Durchmesser von 17 mm freiläßt. Nur auf dieser freien Fläche von 2.2 cm^2 wird später der Tritiumfilm präpariert.

HOPG-Substrate⁵ erfüllen die o.g. Vorgaben sehr gut (siehe auch Tabelle 4.1). Sie sind als Monochromatoren für Neutronenstrahlen bei der Firma Union Carbide⁶ erhältlich und werden seit 1993 im Neutrinomassenexperiment eingesetzt. Eine ausführliche Diskussion ihrer Eignung kann in [Ket94] nachgelesen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit neu ist der Einsatz von Monochromatoren mit 2 cm Kantenlänge (statt vorher 1 cm). Diese größeren Kristalle erforderten eine neue Halterung, die einerseits den Kristall so fixiert, daß er guten thermischen und elektrischen Kontakt zum Kryostaten hat, andererseits aber bei Abkühlung auf 1.8 K bzw. Aufheizen auf mehr als 410 K keine zerstörerischen Kräfte auf diesen ausübt. Abbildung 4.6 zeigt eine maßstabsgetreue Skizze der Halterung. Ein kritischer Punkt ist die Klebung des Graphitsubstrats auf die Unterlage. Die Einhaltung der folgenden Arbeitsschritte garantiert eine gute Substratfixierung mit einer für die Tritiummessung brauchbaren Oberfläche:

1. Reinigung der Kupferteile im Ultraschallbad.

⁵Highly Orientated Pyrolytic Graphite = hochreine, pyrolytisch hergestellte Graphitkristalle, deren Flächennormale genauer als 0.4° relativ zur Oberflächennormalen des Substrats ausgerichtet sind.

⁶Union Carbide Advanced Ceramics Corp., Cleveland, Ohio 44101, USA

2. Reinigung und Glättung einer Seite des Substrates durch Abspalten der obersten Graphitlagen. Dies wird erreicht durch Aufkleben eines Stückchens Tesafilm und anschließendem vorsichtigen Abziehen desselben.
3. Mischen des zweikomponentigen Silberleitklebers H20E ⁷ bei Raumtemperatur und Auftragen einer kleinen Menge (Halbkugel, ca. 100 mm³) auf die quadratische Fläche des unteren Teils der Halterung.
4. Graphitkristall mit der gereinigten Seite auf den Kleber aufsetzen und leicht andrücken (dabei etwas wackeln). Keine Luftblasen erzeugen!
5. Blende locker auf das Graphit setzen und die 8 Schrauben nur leicht anziehen.
6. Gesamte Halterung unter Vakuum (besser 10⁻³ mbar) ausheizen (ca. 15 min bei 120 Grad Celsius oder 1h bei 90 bis 100 Grad). Das Ausheizen des Substrats darf auf keinen Fall im Kryostaten stattfinden, da bei dieser Aktion Bestandteile des Klebers freigesetzt werden, die sich auf die Fenster des Kryostaten niederschlagen können. Die Ellipsometrie würde dann gestört werden.
7. Vorderseite reinigen und glätten durch Abziehen der obersten Graphitschichten (Tesa).
8. Einschrauben der Halterung in den Kryostatkopf.

Die Oberfläche eines nach dieser Arbeitsanleitung präparierten Quellsubstrates hat nach dem Einbau in den Kryostaten und Ausheizen der Quellapparatur einen Temperaturgradienten zum Kryostatkopf von $\Delta T = T_{\text{surface}} - T_{\text{cryostat}} \leq 0.2$ K. Dieser Wert gilt im Betrieb bei 1.9 K und normaler Raumtemperatureinstrahlung von vorne. Der Wert vergrößert sich in der Regel durch mehrmaliges Ausheizen der Quellapparatur, d.h. der Wärmekontakt über den Kleber wird wegen der unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten mit der Zeit immer schlechter. Das Verfahren, mit dem der Temperaturgradient zwischen dem Kryostatkopf (dort sitzt das Thermometer) und der Substratoberfläche gemessen werden kann, wird in Anhang F vorgestellt. In Meßposition sollte dieser Gradient verschwinden, da das Substrat dann eine Wärmestrahlung von maximal 4.2 K sieht.

4.3.3 Das Einlaßsystem

Das Gaseinlaßsystem (siehe Abb. 4.7) ist der Teil des Vakuumsystems, durch den alle Gase, die auf dem Quellsubstrat kondensiert werden sollen, geführt werden. Neben dem Tritium sind dies ^{83m}Kr (quasimonoenergetische Konversionselektronen), D₂ und H₂ (nicht radioaktive Wasserstoffschichten). Die letztgenannten Gase benötigt man zur Überprüfung von systematischen Effekten. (Energieverlust und Aufladung, siehe Kapitel 6).

Im Vergleich zur letzten Tritiummessung von 1994 ist das Einlaßsystem in folgenden Punkten verbessert worden:

⁷Polytec GmbH, Siemensstraße 13-15, 76337 Waldbronn, Deutschland

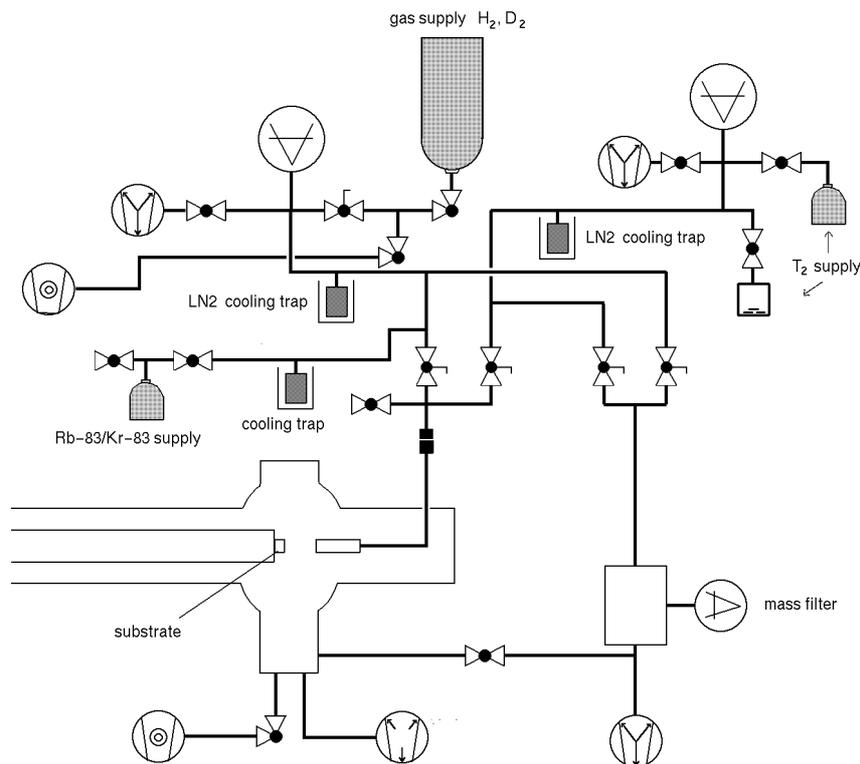


Abbildung 4.7: Das Gaseinlaßsystem. Es besteht aus zwei getrennten Vakuumsystemen, dem Tritiumgassystem und dem Restgassystem, die beide erst kurz vor der Auffrierhaube zusammengeführt werden. Jeder Zweig besitzt eigene Kühlfallen. Beide Systeme haben einen Abzweig, der über ein Feindosierventil zu einem Massenspektrometer führt. Dort kann die Reinheit der betreffenden Gase unmittelbar vor der Quellpräparation gemessen werden.

- Es gibt zwei getrennte Vakuumsysteme, eines für Tritium und eines für die restlichen Gase (H₂, D₂, ^{83m}Kr). Damit soll verhindert werden, daß bei aufeinanderfolgenden Messungen mit und ohne Tritium Austauschreaktionen mit Wasserstoff bzw. Deuterium über die Wände des Einlaßsystems stattfinden. Das nur in begrenzten Mengen vorhandene Tritium kann die Innenoberflächen seines eigenen Systems weitgehend sättigen, es wird nicht durch Fremdgase verunreinigt. Umgekehrt wird der zweite Kreis nicht durch Tritium kontaminiert.
- Die innere Oberfläche des Einlaßsystems ist verkleinert worden. Das führt ebenfalls zu einer Reduktion von Austauschreaktionen mit den Wänden.
- In der Vergangenheit war es zu unerwünschten Austauschreaktionen des Tritiumgases mit dem Wasserstoff in den Edeldstahlwänden des Aufbewahrungsbekalters gekommen, die die Reinheit des Tritiums nach spätestens einem Monat auf unter 50% herabsetzten. Als Folge davon wurde die Tritiumhandhabung verändert: Das gasförmig in einer Glasampulle angelieferte Tritium (typisch 1 Curie) wird in einen metallenen Vakuumbekalter mit minimaler innerer Oberfläche eingebaut und an das Einlaßsystem angeschlossen. Nach Ausheizen

des belüfteten Bereiches wird die Ampulle mit Hilfe eines kleinen beweglichen Stahlkörpers aufgebrochen und das Tritium in einen ebenfalls ausgeheizten Glasbehälter umgeleitet. In diesem Glasbehälter befinden sich Titanpellets, die das Tritium reversibel im Volumen speichern können. Vorhandenes ^3He wird von dem Titan fast nicht gegettert und kann demzufolge abgepumpt werden. Die Tritiumreinheit konnte durch die genannten Maßnahmen auf über 80% verbessert werden.

Die Präparation schockkondensierter Tritiumfilme in reproduzierbarer Dicke ist relativ aufwendig und fehleranfällig. Diesem Thema ist daher ein eigenes Unterkapitel (6.1) gewidmet, in dem auch detailliert auf die Fehlerquellen eingegangen wird.

4.3.4 Die Quellpositionierung

Nach Glg. 2.16 ist der maximal akzeptierte Startwinkel der Elektronen $\delta_{\text{S,max}}$ eine Funktion des Quellmagnetfeldes B_{S} und damit eine Funktion des Quellortes im Magneten. Ist dieser Ort genau bekannt, kann mit Hilfe der Magnetfeldkarte in Anhang A.1 das dazugehörige Magnetfeld bestimmt werden.

Da der Kryostat beim Kaltfahren um einige Millimeter schrumpft, kann die exakte Positionierung nur im Standardbetrieb (1.9 K) erfolgen. Dabei wird das Substrat von der Quellpräparationsposition, die von außen einsehbar ist (siehe auch Abb. 4.4) um eine genau definierte Strecke in den magnetischen Krümmer gefahren. Abbildung A.2 im Anhang A.1 gibt die genaue Geometrie wieder.

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Tritiummessungen betrug der maximal akzeptierte Startwinkel der Elektronen $\delta_{\text{S,max}}$ 45° .

4.4 Das Spektrometer

In diesem Abschnitt werden im Detail die im Rahmen dieser Arbeit am Spektrometer vorgenommenen Änderungen diskutiert und der Status Quo des Systems vorgestellt⁸. Ausgangspunkt aller Änderungen war das Vorhandensein der in Abschnitt 3.5 erläuterten Untergrundprobleme. Folgende Maßnahmen sollten Abhilfe schaffen:

- Graphitierung aller Elektrodenflächen.
Diese Maßnahme sollte das Entstehen von hochenergetischen Auger-Elektronen aus der Oberfläche der Edelstahlelektroden unterbinden (kleine Kernladungszahl Z des Graphits, $Z=6$, K-Bindungsenergien [Led78] 5.989 keV (Cr), 7.114 keV (Fe), 8.333 keV (Ni), aber 0.284 (C)) und damit das Auftreten des in Abschnitt 3.5 vorgestellten Trans- U_0 -Peaks verhindern. Um das Elektrodensystem zu graphitieren, mußte es buchstäblich bis zur letzten Schraube zerlegt und danach wieder zusammengebaut werden. Leider war dieser Versuch nicht von Erfolg gekrönt:
 1. Das graphitierte Elektrodensystem war nicht so HV-stabil wie erhofft. Es gab Mikroüberschläge ('Sprühen') an den Elektroden, die immer sofort zu einer Vakuumverschlechterung führten (z.T. von $1 \cdot 10^{-10}$ mbar auf $1 \cdot 10^{-8}$ mbar). Diese Vakuumverschlechterung war immer mit einer starken Erhöhung der Untergrundzählrate begleitet (Faktor 100 und mehr). Das System brauchte Stunden bis Tage zum Regenerieren. Man hatte den Eindruck, als ob bei einem Überschlag Material (Graphit) abgetragen wurde, das dann abgepumpt werden mußte. Nach dem Wiederöffnen des Elektrodensystems konnte Spuren der Überschläge an den Elektroden nachgewiesen werden.
 2. In Abbildung 4.8 ist das Ergebnis einer Untergrundmessung dargestellt, die nach dem Wiederezusammenbau des Experimentes und einer mehrmonatigen Untergrundoptimierungsphase aufgenommen wurde. Ein Vergleich mit Abbildung 3.5 zeigt, daß der Trans- U_0 -Peak noch vorhanden ist.
- Reinigung und Elektropolieren⁹ aller inneren Oberflächen des Spektrometers. Elektropolierte Edelstahloberflächen zeigen unter Ultrahochvakuum gegenüber mechanisch polierten Oberflächen eine deutlich verringerte Desorptions- und Ausgasungsrate. Gleichzeitig sind elektropolierte Oberflächen auch sehr hochspannungstabil [Lat95].
- Verbesserung des Vakuumsystems.

⁸Auf die erfolgreich im Labor durchgeführte Reparatur des detektorseitigen supraleitenden Spektrometermagneten soll hier nicht näher eingegangen werden. Das Ergebnis war eine Reduzierung der LHe-Abdampftrate von ca. 20 l pro Tag auf 2.1 l pro Tag.

⁹Elektropolieren stellt im Prinzip die Umkehrung des Galvanisierungsprozesses dar. Der Materialabtrag erfolgt vollständig belastungsfrei durch elektrochemische Auflösung der anodisch geschalteten Werkstückoberfläche innerhalb eines Elektrolyten unter Einwirkung eines äußeren Gleichstromes. Elektropolierte Oberflächen sind im Mikrobereich glatt und geschlossen und in ihrer freien Fläche gegenüber geschliffenen Oberflächen um mehr als 80% reduziert [Pie83].

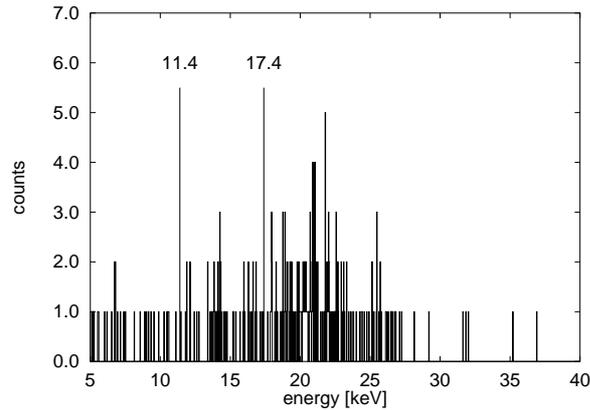


Abbildung 4.8: Untergrundspektrum des inneren Detektorsegments nach der Graphitierung der Elektroden. Dargestellt ist das Energiespektrum. Die Meßzeit betrug 2466 s, die Spektrometerspannung U_0 : -15 kV. Die beiden senkrechten Striche kennzeichnen das zu U_0 gehörende Auswertefenster. Wie bei der Tritiummessung von 1994 (siehe Abb. 3.5) gibt es auch hier einen Trans- U_0 -Peak.

- Neudesign der Hochfeldelektroden und Einsatz von Titan als Elektrodenmaterial.

Die drei letztgenannten Punkte werden in den folgenden zwei Unterabschnitten besprochen.

4.4.1 Verbesserung des Vakuumsystems und der Hochspannungsstabilität

Der Spektrometertank besteht aus zwei Halbkugeln, den sog. Kuppeln, und einem zylinderförmigen Mittelteil. Die lichte Weite beträgt 1m. Die Kuppeln und das Mittelteil sind über einen DN1000COF-Flansch verbunden (siehe auch Abb. 4.11 in Abschnitt 4.4.2.1). Der Tank hat ein Volumen von ca. 2200 Liter und eine innere Oberfläche (einschließlich der Elektroden) von ca. 35 m².

Um die Vakuum- und Hochspannungsbedingungen zu verbessern, sind zwei Wege gegangen worden: Verbesserung der Pumpleistung und Elektropolieren aller inneren Oberflächen des Spektrometers.

Verglichen mit dem in [Pic90] beschriebenen Vakuumsystem sind folgende Änderungen vorgenommen worden:

- Entfernung einer 2000 l/s SAES-Volumengetterpumpe¹⁰ vom Typ ST101, die ohne vorgeschaltetes Ventil als Tauchpumpe im Spektrometer eingebaut war,

¹⁰SAES GETTERS GmbH, Köln. Das Gettermaterial kann Wasserstoffgas reversibel im Volumen gettern. Andere Gase (nicht Edelgase!) werden an der Oberfläche sorbiert. Wird das Gettermaterial thermisch aktiviert, dann wandern die Gase von der Oberfläche in das Material, während der Wasserstoff wieder frei wird.

da sie tritiumkontaminiert war. Diese Pumpe benötigte eine Aktivierungstemperatur von 650°C , die nur durch direkte Heizung erreichbar war und den in der Nähe liegenden DN1000COF-Flansch des Spektrometers belastete, sodaß auf einen Ersatz verzichtet wurde.

- Entfernung von 2 Ionengetterpumpen (Trioden IZ400, IZ550), die ebenfalls ohne vorgeschaltete Ventile direkt am Hauptvakuum angeschlossen und tritiumkontaminiert waren (Gefahr der Rückströmung). Aus technischen Gründen war eine Regeneration der Pumpen nicht möglich.
- Erneuerung der SAES-Volumengetterpumpe vom Typ ST707. Die alte Pumpe besaß ursprünglich mehr als 15000 l/s Pumpleistung für Wasserstoff, war aber durch häufige thermische Aktivierungen (350°C) und mehrmaliges Belüften des Spektrometers in der Pumpleistung abgesunken. Etwa 80 m des Streifenmaterials ST707/CTAM/30D wurde in die quellseitige Elektrode 2 (zur Nummerierung siehe Abb. 4.11) frisch eingebaut. Das entspricht bei 100%iger Aktivierung etwa 18000 l/s Pumpleistung für Wasserstoff.

Beibehalten wurde nur das Turbopumpensystem, bestehend aus 2 tritiumfesten Turbopumpen mit je 500 l/s Saugleistung und einer nachfolgend kaskadierten weiteren Turbopumpe (300 l/s). Mit den o.g. Maßnahmen konnte wieder ein Vakuum von $\leq 10^{-10}$ mbar erreicht werden. Allerdings kann kein definitiver Verbesserungsfaktor angegeben werden, da das zur Verfügung stehende Vakuummeßgerät jenseits der Spezifikationsgrenze arbeitet.

Zwei Ganzmetallventile der Fa. VAT mußten außerhalb des Hauses repariert werden, darunter der für die Systemsicherheit so wichtige DN100CF Zugschieber zwischen Spektrometer und Detektor. Er war durch Kaptonfolienreste am Ventilteller während der letzten Meßphasen undicht geworden.

Das Elektropolieren der Tankinnenseite und der Innen- sowie Außenseiten aller Elektroden wurde außer Haus durchgeführt. Die Fa. Breidert¹¹ bearbeitete den Spektrometertank und die Elektroden Nr. 0 bis Nr. 6 (alles aus Edelstahl), die Fa. Poligrat¹² die neuen Elektroden E7 bis E13, die überwiegend aus Titan sind (siehe nächster Abschnitt). Dazu mußte das gesamte Experiment abgebaut und das Elektrodensystem in seine Einzelteile zerlegt werden.

Kleine Bauteile, wie z.B. Schrauben und Lüsterklemmen wurden vor Ort im eigenen Labor elektropoliert. Als Lösung ist eine Mischung aus 60% H_3PO_4 (85%ig) und 40% konz. H_2SO_4 verwendet worden (Stromdichte zwischen 5 und 30 A/dm^2).

¹¹Breidert Galvanik GmbH, Am Hasenpfad 9, 64291 Darmstadt-Wixhausen

¹²Poligrat GmbH, Zweigbetrieb - CSG - Rödermark, Paul Ehrlich Str. 13, 63322 Rödermark

4.4.2 Veränderungen an den Retardierungselektroden

Das bis zur Meßphase von 1994 verwendete Elektrodensystem ist ausführlich in [Pic90] beschrieben. Alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Änderungen am Elektrodensystem beziehen sich auf diese Literaturstelle. Das alte Elektrodensystem bestand aus 23 Elektroden, die symmetrisch zur Mittelebene angeordnet waren. Die Nummerierung erfolgte von innen (Zentralelektrode, E0) nach außen (E11). E10 und E11 bestanden aus OFHC-Kupfer, der Rest aus Edelstahl.

Nach dem Öffnen des Spektrometers im Rahmen der Reinigung der Oberflächen ergab eine Inspektion der alten Hochfeldelektroden (E8 bis E11) folgendes (zur Orientierung siehe Abb. 4.9):

- Elektrode E9:
Hier war ein farbiger Ring zu erkennen, d.h. es sah so aus, als ob es Sprühentladungen von Elektrode E8 auf die E9 gegeben hätte. Genau dies war schon vorher vermutet [Gol95] und als eine Ursache für den in Abschnitt 3.5 diskutierten Trans- U_0 -Peak angesehen worden.
- Spektrometerwand in der Nähe der Elektrode E7:
Auch hier waren Spuren von Sprühentladungen festzustellen und zwar genau an den Stellen, an denen die Elektrode E7 der Spektrometerwand am nächsten kam.
- Kupferelektroden E10 und E11:
An beiden Elektroden waren ebenfalls ringförmige Strukturen zu erkennen, die auf Sprühentladungen hindeuteten.

Als Folge der o.g. Tatsachen sind die Elektroden im magnetischen Hochfeldbereich neu konstruiert worden.

4.4.2.1 Die neuen Hochfeldelektroden

Bei der Neukonstruktion der Hochfeldelektroden ist folgendes berücksichtigt worden.

- Verkürzung der alten Elektrode E6, um Abstand zur Spektrometerwand zu gewinnen.
- Erhöhung der Anzahl der Elektroden im Hochfeldbereich um jeweils zwei Stück, um kleinere Potentialsprünge zwischen den einzelnen Elektroden zu ermöglichen (d.h. auch zusätzliche Hochspannungsdurchführungen an den Spektrometerkuppeln)
- Wahl des Materials Ti-6Al-4V für die Elektroden E10 bis E13. Nach [Lat95] eignet sich dieses Material besonders gut für stabile (im Sinne von nicht sprühen) Hochspannungselektroden. Demgegenüber ist Kupfer nicht geeignet, da Kupferelektroden nach [Lat95] zu Instabilitäten neigen.

- Wahl einer Beschleunigerstruktur für die Elektroden E10 bis E13, d.h. keine geometrischen Überlappungen im magnetischen Hochfeldbereich.
- 'Anschmiegen' an einen Flußschlauch mit einem Durchmesser von 20 mm im Feldmaximum der Spektrometermagnete. Dies entspricht in der Standardeinstellung der Spektrometermagnete ($B = 1.8$ T) einem Fluß von $\Phi = 5.7$ Tcm². Damit wird der Fluß, der vom Quellsubstrat (Durchmesser 1.7 cm, maximal verwendetes Quellfeld 1.7 T bei 60° Öffnungswinkel) startet, auf keinen Fall beeinträchtigt.
- Die Länge der Elektroden E13 bis E10 sind nach Glg 2.11 so gewählt, daß der maximale Potentialanstieg in diesem Bereich 3 kV pro Elektrode betragen kann, ohne daß es zu einer frühzeitigen Reflexion von β -Elektronen aus der Quelle kommt.

Das neue Elektrodensystem zeigte nach dem Zusammenbau unter Meßbedingungen eine Spannungsstabilität von -30 kV. Die Untergrundzählrate im Meßbetrieb ($U_0 = -18.6$ kV) betrug nach Optimierung ca. 10 bis 12 mHz (siehe auch Diskussion in Abschnitt 5.3.2). Die neuen Elektroden sind in Abbildung 4.10 zu sehen. Dort ist auch der Abstand der Stirnseiten der Elektroden relativ zum Feldmaximum des quellseitigen Spektrometermagneten eingetragen. Abb. 4.9 zeigt zum Vergleich die alten Elektroden des magnetischen Hochfeldbereiches (aus [Pic90]) und Abbildung 4.11 die Anordnung der restlichen, weitgehend unverändert gebliebenen Elektroden. Da das Elektrodensystem spiegelsymmetrisch zur Mittelebene des Spektrometers aufgebaut ist, wird immer nur die Quellhälfte gezeigt.

Die Elektroden E13 bis E10 sind in einem Glaskörper montiert und liegen in der Bohrung der Spektrometermagneten. Die Elektroden E9 bis E7 sind über Isolatoren am restlichen Elektrodensystem (E0 bis E6) befestigt. Die Justage dieses gesamten Komplexes auf die Zentralachse des Spektrometers war eine Hauptschwierigkeit beim Zusammenbau des Systems. Die Abweichung der Elektrode E9 von der Zentralachse und damit gegen die Elektroden E10 bis E13, die ja über die Magnetbohrung (Spiel ca. 0.1 mm) zentriert werden, beträgt 1-2 mm. Verglichen mit den oben erwähnten Magnetflüssen ist dies vernachlässigbar. Zu betonen ist noch, daß es zwischen E10 und E9 keinen Isolator gibt. Damit sind an der Stelle des größten Potentialsprunges (siehe auch Tabelle 4.2) Kriechströme ausgeschlossen.

Wegen der Erhöhung der Anzahl der Elektroden gibt es nun vier zusätzliche Hochspannungszuführungen (jeweils für E8 und E9), die sich aus geometrischen Gründen nicht am Spektrometermittelteil sondern auf den Kuppeln befinden. Von dort erfolgt die Spannungszuführung über einen dünnen Draht, der sich in einem speziell gebogenen, selbsttragenden Glasröhrchen befindet. Zum Öffnen des Systems müssen demzufolge erst die Spannungszuführungen an E8 und E9 gelöst werden, bevor die Kuppel bewegt wird.

In den Abbildungen 4.12 bis 4.15 sind Photographien der Elektroden zu sehen. Eine Auflistung aller Elektroden mit Bemaßung findet sich im Anhang A.2 Abbildungen A.3 bis A.7.

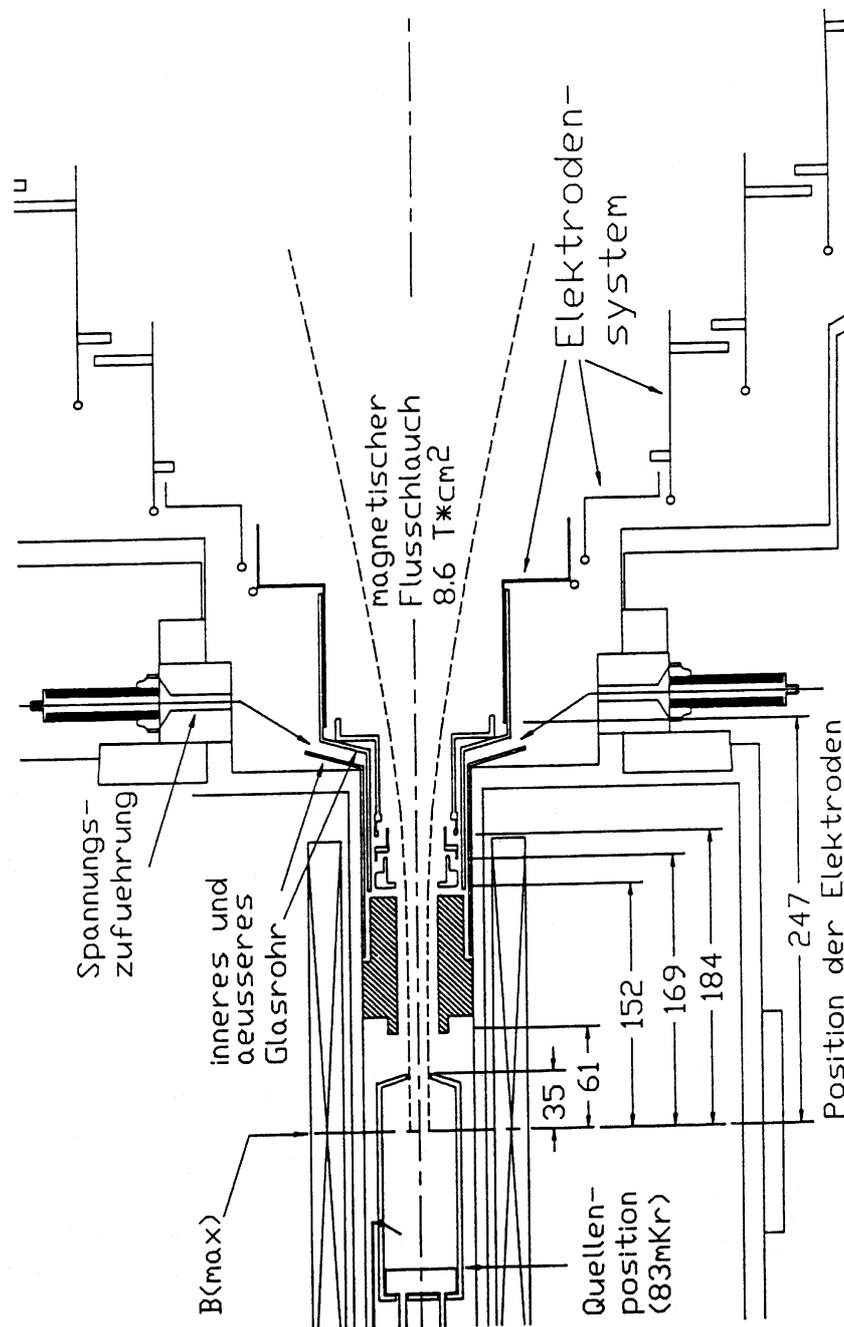


Abbildung 4.9: Die Elektroden des magnetischen Hochfeldbereiches vor dem Umbau (nach [Pic90]). Im unteren Teil ist der Abstand der Stirnseite der Elektrode zum Feldmaximum des quellseitigen Spektrometernagneten angegeben. Die ehemaligen Elektroden E11 (Pos. 152) bis E8 (Pos. 247) waren durch ein System von 2 Glaszylindern zusammengefaßt. Vor E11 ist die sogenannte Masselektrode (geerdet) angebracht (Pos. 61).

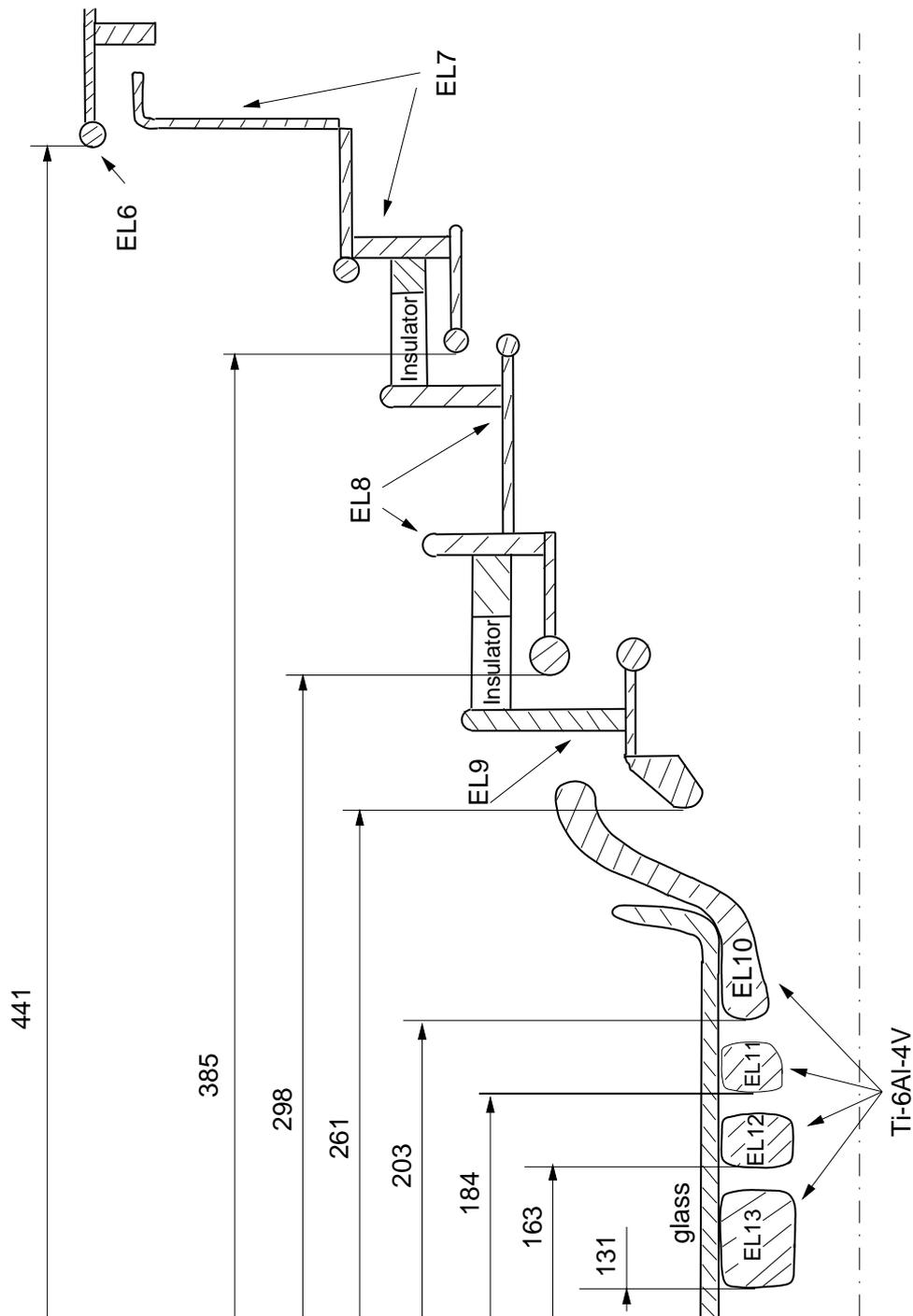


Abbildung 4.10: Die neuen Elektroden des magnetischen Hochfeldbereiches. Gezeigt ist ein maßstabgetreuer Schnitt der Elektrodenanordnung entlang der Symmetrieachse. Die gestrichelte Linie gibt die Lage der Achse an. Im oberen Teil ist der Abstand der Stirnseite der Elektroden zum Feldmaximum des quellseitigen Spektrometermagneten angegeben. Die Elektroden E13 bis E10, die aus Titan bestehen, sind in einem Glaszylinder zu einer Einheit zusammengefaßt (siehe auch Abb. 4.12). Die Elektroden E9 bis E7 sind mit Hilfe von jeweils 4 Keramikisolatoren ($\Phi = 10$ mm, $l = 25$ mm) untereinander und an Elektrode E6 befestigt. Nur zwischen E10 und E9 befindet sich kein Isolator. Die Masseelektrode (siehe Abb. 4.13) ist hier nicht eingezeichnet. Die genauen Maße der einzelnen Elektroden sind im Anhang (A.2) zu finden.

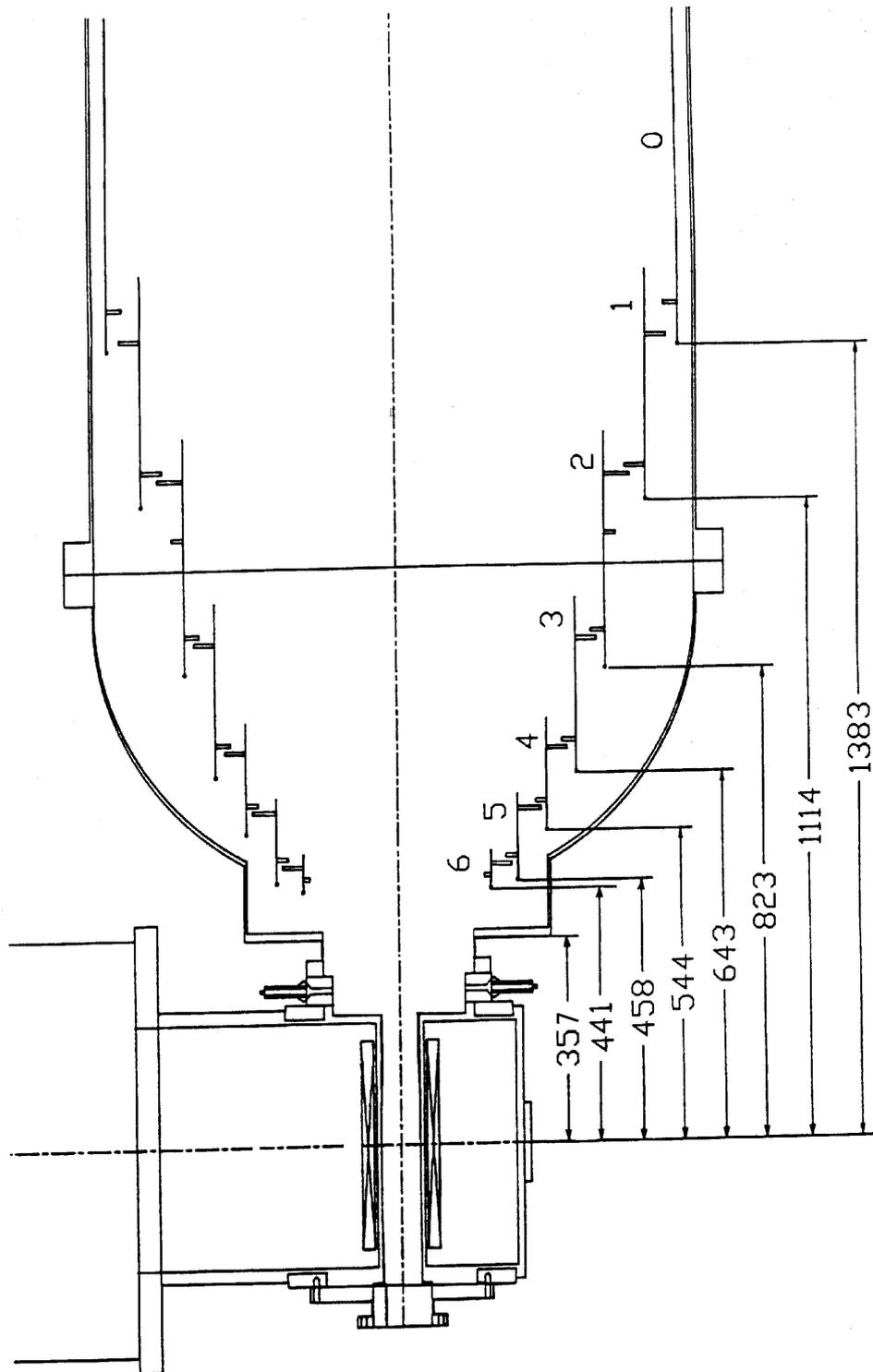


Abbildung 4.11: Die Elektroden E6 bis E0. In dieser Abbildung kann man die Lage der Elektroden bezüglich der Außenhülle des Spektrometers gut erkennen. Im unteren Teil eingetragen ist der Abstand der Stirnseite der Elektroden zum Feldmaximum des quellseitigen Spektrometernagneten. Der besseren Übersicht wegen sind die Elektroden E13 bis E7 sowie die Masselektrode nicht dargestellt. Das gleiche gilt für die in Elektrode 2 montierte SAES-Getterpumpe.



Abbildung 4.12: Photographie der magnetischen Hochfeldelektroden E10 bis E13. Dargestellt ist das einbaubereite System. Es fehlen nur die Spannungszuführungen (Glasröhrchen mit Draht), die in den Einkerbungen untergebracht sind.

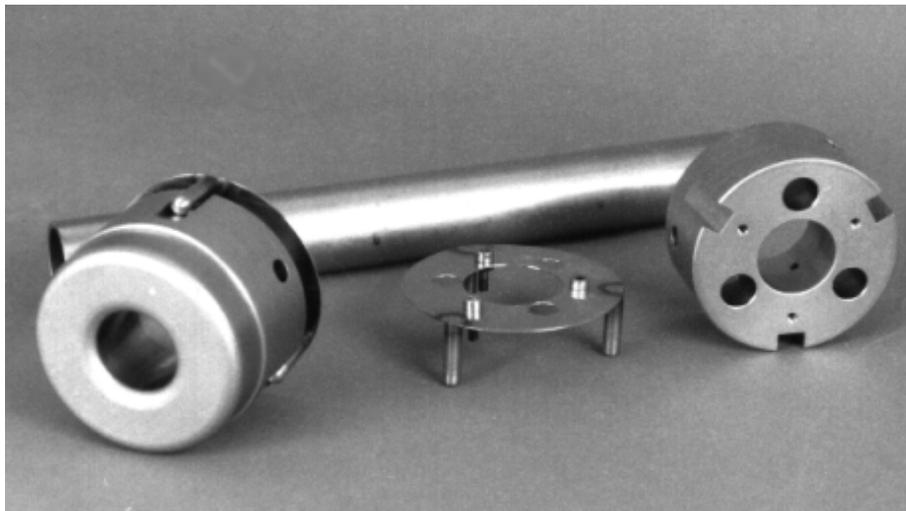


Abbildung 4.13: Photographie der Masselektrode. Die 250 mm lange Masselektrode aus Titan besteht aus einem Rohr und zwei Endkappen. Sie liegt genau in der Mitte der Bohrung des Spektromettermagneten. Der freie Innendurchmesser beträgt 24.6 mm.



Abbildung 4.14: Photographie des Elektrodensystems, Blick entlang der Achse des Spektrometers bei abgenommener Kuppel. Die weißen Teile sind Keramikstücke, mit denen die Elektroden isolierend aneinander befestigt sind. Die Spannungszuführungen sind noch nicht angebracht. Ganz vorne ist die Elektrode E9 zu sehen. Zwischen dieser Elektrode und der Elektrode E10 (siehe Abb. 4.13) befindet sich kein Isolatormaterial.

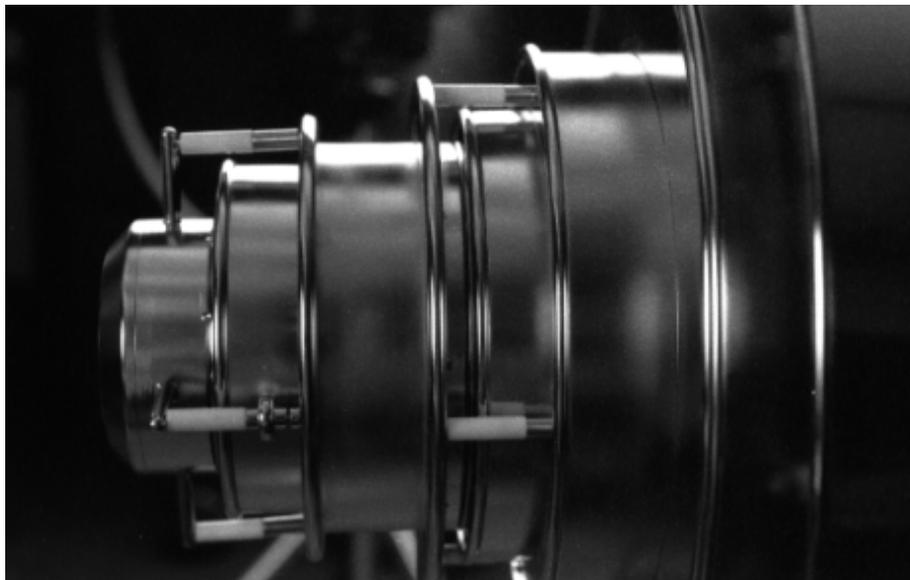


Abbildung 4.15: Photographie des Elektrodensystems. Dargestellt sind die Elektroden E9 (ganz links) bis E7.

4.4.2.2 Kapazitäten und gewählte Potentiale

Nach der vollständigen Montage des Elektrodensystems wurden die Kapazitäten der Elektroden gegen die Spektrometerhülle, also gegen Masse, gemessen. In Tabelle A.1 sind die Kapazitäten der Elektroden angegeben. Diese Werte sind wichtig, da mit ihnen zu jedem Zeitpunkt der Kontakt der Zuführungen an die Elektroden überprüft werden kann.

Bei der Wahl der Elektrodenpotentiale ist ab Elektrode E8 von den in [Gro92] berechneten Werte abgewichen worden. Der Grund war die Erhöhung der Anzahl der Elektroden von ehemals 23 auf jetzt 27 Stück. Ausschlaggebend für die Festlegung der Potentiale ab der Elektrode 8 waren:

1. Berücksichtigung der Glg. 2.11. Das heißt, das Potential an E13 bis E0 darf nicht schneller ansteigen, als der Betrag an Longitudinalenergie, den die Elektronen mit maximalen Startwinkel beim Übergang ins schwächere Magnetfeld dazugewinnen.
2. Minimierung des Untergrundes. Ausgedehnte Messungen mit unterschiedlichen Potentialbelegungen an den Elektroden E10 bis E13 haben gezeigt, daß die maximal zulässigen Spannungsdifferenzen zwischen diesen Elektroden von 3 kV nicht mit einem niedrigen Untergrund vereinbar waren. Ein 'flacher' Potentialanstieg im magnetischen Hochfeldbereich und ein großer Potentialsprung zwischen E10 und E9 führen zu einem niedrigen Untergrund von $< 0.02 \cdot 10^{-1} \text{s}^{-1}$ (siehe auch Abschnitt 5).

In der Tabelle 4.2 sind die einzelnen Potentiale aufgeführt (Sollwerte), die Abb. 4.16 gibt den schematischen Aufbau des verwendeten Spannungsteilers wieder. Die Abbildungen 4.17 und 4.18 zeigen die Ergebnisse von Feldberechnungen mit dem Programmpaket SIMION¹³, in denen u.a. der elektrische Durchgriff zwischen den magnetischen Hochfeldelektroden E12 und E13 ('gap'-Struktur) untersucht worden ist. Die Rechnung ergibt einen maximalen elektrischen Felddurchgriff von 10 V. Dies ist in den Spektrometern bei Retardierungspotentialen zwischen 2 kV (E13) und 7.6 kV (E10) vollständig vernachlässigbar. Die eigentliche Energieanalyse findet ja erst in der Mitte des Spektrometers in der Elektrode E0 statt.

¹³ Ion Source Software, P.O.Box 2726, Idaho Falls, ID83403, USA

Tabelle 4.2: Potentiale der Elektroden E0 bis E13. In Spalte 2 und 3 sind die alten (nach [Gro92]) und die neuen Elektrodenpotentiale als Teilverhältnisse zu U_0 tabelliert. Die neuen Teilverhältnisse werden durch den in Abb. 4.16 skizzierten Spannungsteiler realisiert. In Spalte 4 sind die während der Tritiummeßphasen Q3 bis Q5 verwendeten Potentiale aufgelistet. Es handelt sich dabei um Sollpotentiale, die aus den Spannungsteilverhältnissen folgen. Die tatsächlichen Potentiale können davon etwas abweichen (< 0.3 V bei E1 und E2, bis ca. 3 V bei E3 bis E5, bis ca. 10 V bei E6 und E7 und bis zu ca. 40 V bei E8 bis E13). Die Abweichungen von den Sollwerten sind vernachlässigbar. Bei der Tritiummessung Q2 waren die Potentiale an E10 bis E13 durch separate HV-Netzgeräte vorgegeben: Sie betragen 8, 6, 4 und 2 kV.

Elektrode	U_i/U_0 (nach [Gro92])	U_i/U_0 (ab 1996)	Potentiale [V] (in Meßphasen Q3 - Q5)
E0	1.00000	1.00000	18690
E1	0.99970	0.99970	18684
E2	0.99906	0.99906	18672
E3	0.99760	0.99760	18645
E4	0.99497	0.99500	18597
E5	0.99166	0.99171	18535
E6	0.98172	0.98188	18351
E7	0.94387	0.94435	17650
E8	0.86074	0.80895	15119
E9	0.48660	0.75867	14180
E10	0.35286	0.40674	7602
E11	0.19033	0.30618	5723
E12		0.20563	3843
E13		0.10508	1964

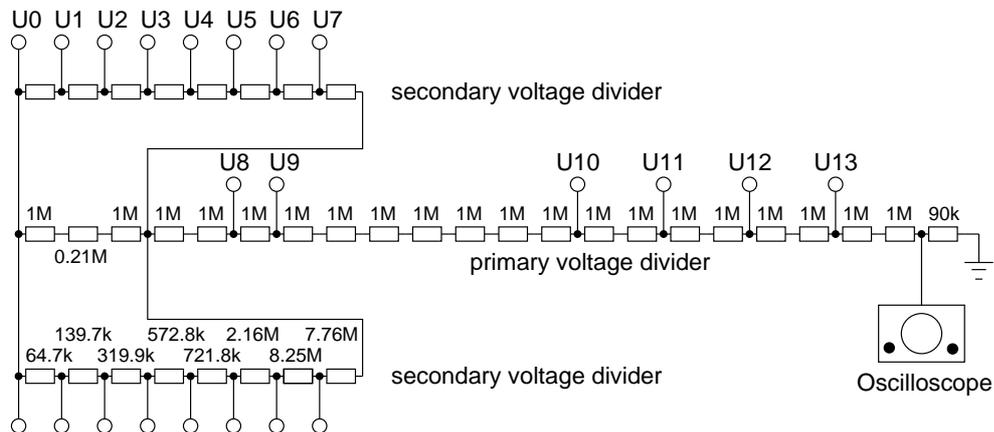


Abbildung 4.16: Schematischer Aufbau des Spannungsteilers für das Elektroden-system. Der Hauptspannungsteiler liefert die Potentiale U_8 bis U_{13} der Elektroden E8 bis E13 und die Spannung am Fußpunkt der Nebenspannungsteiler. Diese befinden sich direkt auf den HV-Durchführungen des Spektrometers und versorgen die Elektroden E1 bis E7 (Quell- und Detektorseite getrennt). Der Ausgang des HV-Netzteils ist mit der Zentralelektrode E0 verbunden. Mit Hilfe des Oszilloskops können Spannungseinbrüche beobachtet werden.

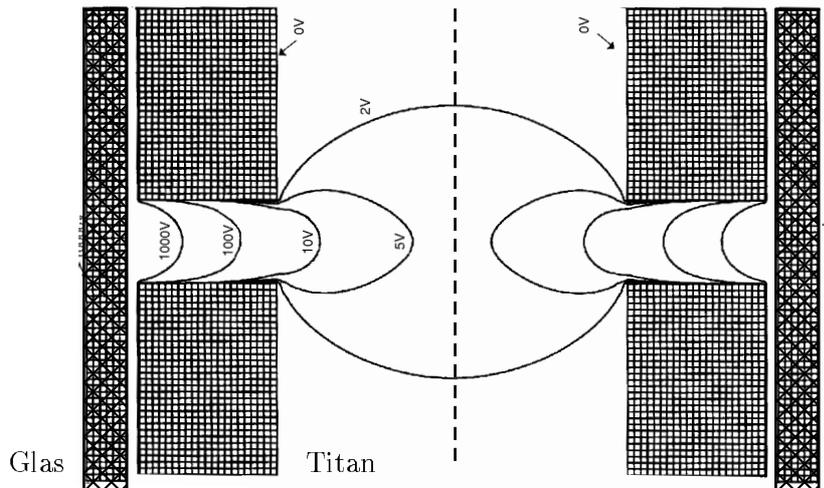


Abbildung 4.17: Elektrischer Durchgriff zwischen zwei im Längsschnitt gezeigten Elektroden des magnetischen Hochfeldbereiches. Dargestellt ist das Ergebnis einer mit dem Programm SIMION durchgeführte Rechnung. Gesucht war der maximale elektrische Durchgriff zwischen zwei Elektroden im magnetischen Hochfeldbereich, der sich einstellen würde, wenn sich das außen liegende Glasrohr durch auftreffende Ladungen elektrostatisch auf 10 kV auflädt und die beiden betrachteten Elektroden auf Masse liegen. Der maximale elektrische Durchgriff beträgt in diesem Fall 10 V.

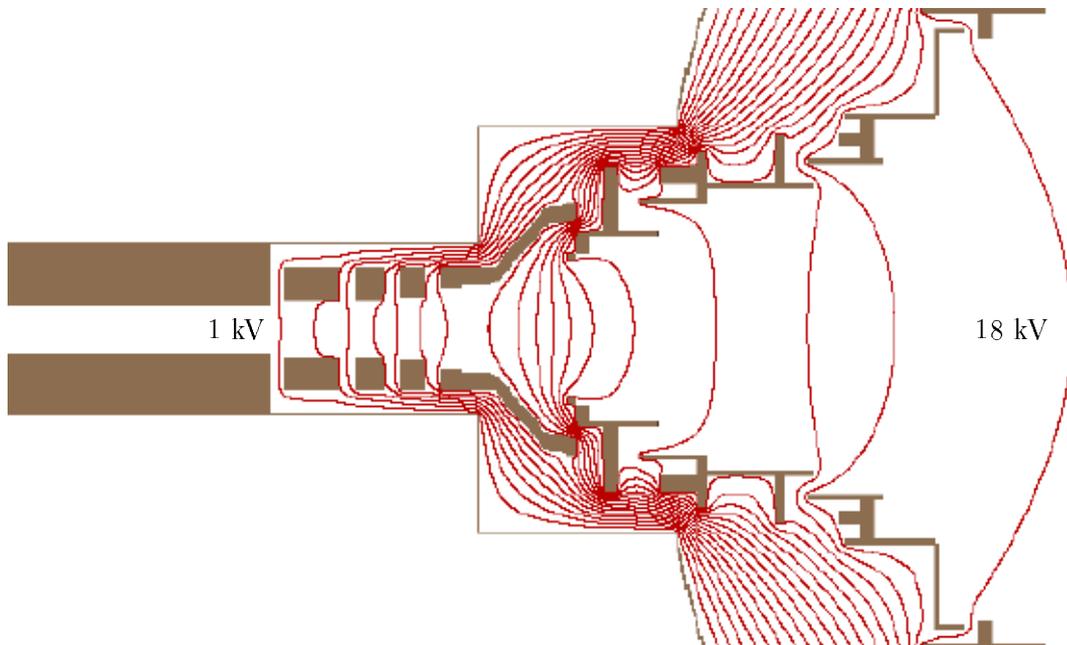


Abbildung 4.18: Elektrisches Feld im magnetischen Hochfeldbereich [Fic00]. Dargestellt sind die Äquipotentiallinien zwischen der Masseelektrode (links) und der Elektrode E6 (ganz rechts). Der Potentialabstand zwischen den Linien beträgt 1 kV. Die Rechnungen sind mit SIMION erfolgt; die Elektroden wurden in einem (groben) 1 mm Raster eingegeben.

4.4.3 Zusätzliche Komponenten

4.4.3.1 Die Vorelektrode

Die Vorelektrode besteht aus einem ≈ 5 cm langen Rohrstück (Innendurchmesser ≈ 7 cm), das auf seinem Umfang 4-fach unterteilt ist. Damit ist es prinzipiell möglich, die Elektrodenviertel unabhängig voneinander auf verschiedene Potentiale zu legen und so z.B elektrische Querfelder (quer zur Spektrometerachse) zu installieren. Die Elektrode ist im Rahmen des Umbaus zwischen dem magnetischen Krümmer und dem Vakuumventil zum Spektrometer eingesetzt worden (siehe auch Abb. 4.1). Während der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Tritiummeßphasen waren die Elektrodenviertel elektrisch miteinander verbunden und auf einem Potential von -500 V (zu Testzwecken auch auf Masse) gelegt. Damit sollte ein Teil der positiven Ionen aus dem System entfernt und der Untergrund verringert werden.

4.4.3.2 Zusatz- und Erdfeldkompensationsspulen

Am Spektrometertank sind zwei Luftspulensysteme angebracht, die Zusatz- und die Erdfeldkompensationsspulen.

Drei Zusatzspulen mit jeweils einer Länge von 20 cm und einem Durchmesser von 1,70 m erzeugen ein Magnetfeld parallel zur Spektrometerachse. Die drei Spulen haben einen Abstand von 25 cm zueinander und sind am Mittelteil des Spektrometers angebracht. Mit Hilfe der Zusatzspulen kann das Magnetfeld in der Analysierebene des Spektrometers verstärkt oder abgeschwächt und damit nach Glg. 2.12 die Auflösung des Spektrometers eingestellt werden. Sind die 3 Spulen in Reihe geschaltet, dann erzeugen sie bei einem Strom von 1 A ein Magnetfeld von 0.085 mT auf der Symmetrieachse in der Mittelebene des Spektrometers [Gro92].

In der Mittelebene des Spektrometers (= Analysierebene) sollte das resultierende Magnetfeld in Richtung der Spektrometerachse zeigen und der Flußschlauch bzgl. der z-Achse (= Spektrometerachse) zentriert sein. Um dies zu gewährleisten, sind längs des Spektrometers rechteckige Erdfeldkompensationsspulenpaare angebracht (siehe Abb. 4.19). Diese Spulen erzeugen Magnetfelder in der x-y-Ebene und können so nicht nur das Erdfeld sondern auch das Fernfeld des magnetischen Krümmers in dieser Ebene kompensieren. Zum Finden der optimalen Einstellung muß bei abschwächenden Zusatzfeldern (der abgebildete Flußschlauch berührt Elektroden) der Strom in den beiden Kompensationsspulenpaaren schrittweise durchgerastert und gleichzeitig der Untergrund aus dem Spektrometer bei angelegter Hochspannung U_0 gemessen werden. Wenn der magnetische Flußschlauch bezüglich der Elektroden genau zentriert ist (= optimale Kompensation), dann ist die Anzahl der aus den Elektroden stammenden Elektronen, die auf den Detektor treffen, minimal. Das beschriebene Verfahren funktioniert allerdings nur, wenn es keine einzelnen, lokalen Elektronenquellen (z.B. Sprühentladungen) gibt.

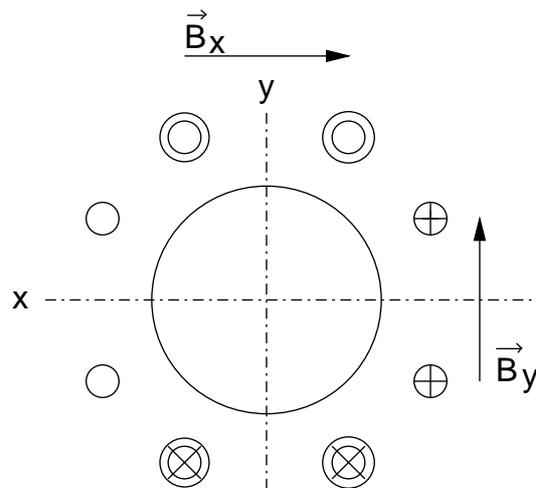


Abbildung 4.19: Die Erdfeldkompensationsspulen. Dargestellt ist ein Schnitt in der Mittelebene des Spektrometers. Die Kompensationsspulen sind so angeordnet, daß je zwei von ihnen ein magnetisches Feld in x- bzw. y-Richtung erzeugen. Bei einem Strom von 10 A beträgt das Feld innerhalb des Spektrometers in einem Bereich $r < 0.25$ m $8\mu\text{T}$ [Bar96]. Mit Hilfe der Kompensationsspulen wird sowohl das Erdfeld als auch das Fernfeld des Krümmers in der x-y-Ebene kompensiert.

4.5 Der Detektor

In diesem Abschnitt werden die Änderungen am Detektorsystem, das in Kapitel 2 schon kurz eingeführt worden ist, näher erläutert.

Der bis Ende 1994 verwendete und in [Kub92] beschriebene fünffach segmentierte ($5 \cdot 1\text{cm}^2$, Dicke $500 \mu\text{m}$) Silizium-Halbleiterdetektor vom Typ IPSC25-11,2-500-N5 ist durch einen neuen, baugleichen Detektor der Fa. Eurisys¹⁴ ersetzt worden. Ein Grund für die Auswechslung war, daß beim alten Detektor eine Tritiumkontamination nicht ausgeschlossen werden konnte. Zusätzlich sollte bei einem neuen baugleichen Detektor die Energieauflösung besser sein (Einsatz neuer Techniken bei Herstellung).

Im Zuge des Detektorwechsels ist der Detektorbereich umgebaut worden. Damit sollte das Vakuum verbessert und der Detektoruntergrund verringert werden. Im folgenden Unterabschnitt sind die Änderungen im Detektorbereich beschrieben. Einige Kenngrößen des neuen Detektorsystems, die für den Betrieb und die Auswertung von Tritiumdaten notwendig sind, werden im Anhang B, vorgestellt. Für die Analyse des Tritium- β -Spektrums ist die Kenntnis der Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz des Detektors sehr wichtig. Untersuchungen dazu werden in Abschnitt 4.5.2 vorgestellt.

¹⁴Eurisys Meßtechnik GmbH, Nahestr. 2-4, D-55118 Mainz - vormals Intertechnique Deutschland GmbH

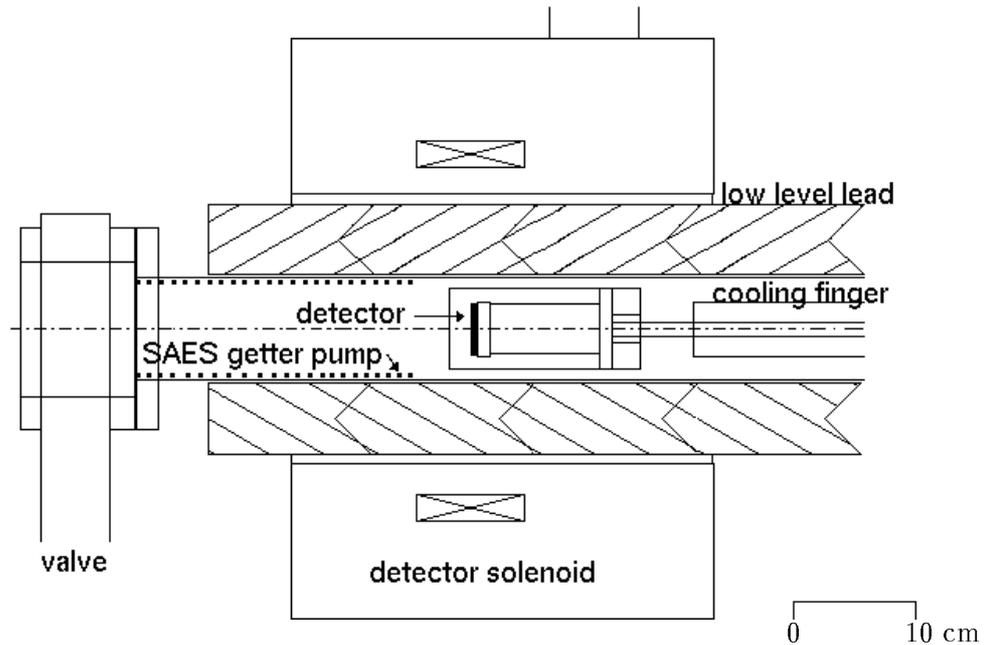


Abbildung 4.20: Darstellung des Detektorbereiches nach dem Umbau. Der Detektor befindet sich im Zentrum des 3. Solenoids und ist zusammen mit der 1. Vorverstärkerstufe auf einem Kupferkühlfinger montiert. Im Vakuumrohr vor dem Detektor befindet sich eine SAES-Getterpumpe. Das Vakuumrohr ist von einer Low-Level Bleiabschirmung ummantelt, um den Raumuntergrund zu reduzieren.

4.5.1 Änderungen am Detektoraufbau

Die technischen Einzelheiten des Detektoraufbaus sind in den Referenzen [Loe88, Wei89, Kub92] beschrieben. Im folgenden werden Einzelheiten nur genannt, soweit sie zum Verständnis der Änderungen notwendig sind. Es sind im wesentlichen vier Aspekte bearbeitet worden (siehe auch Abb. 4.20):

1. Ausbau des zwischen Spektrometerzugschieber und Detektor lokalisierten Folienmoduls.
Ursprünglich war der Hochvakuumbereich der Detektorapparatur durch eine Polyimidfolie ($\rho d = 28 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$) vom Ultrahochvakuumbereich des Spektrometers getrennt. Die Folie verursachte Energieverluste der durchfliegenden Elektronen. Das führte zu einer Verschiebung und Verbreiterung der Elektronenlinie im Detektor, sowie zu einem ausgeprägten niederenergetischen Ausläufer [Kub92]. Durch die im nächsten Punkt diskutierte Verbesserung des Detektorvakuums konnte auf die Folie verzichtet werden. Das dazugehörige Modul (mit ca. 10 Vitondichtungen) wurde ausgebaut und durch ein glattes Rohr ersetzt.
2. Verbesserung des Detektorvakuums.
Neben der Entfernung aller Vitondichtungen zwischen Spektrometer und Detektor (s.o.) ist das Vakuum durch den Einsatz einer SAES-Getterpumpe (Typ 707, ca. 300 l/s Pumpleistung bei 100%iger Aktivierung) verbessert worden.

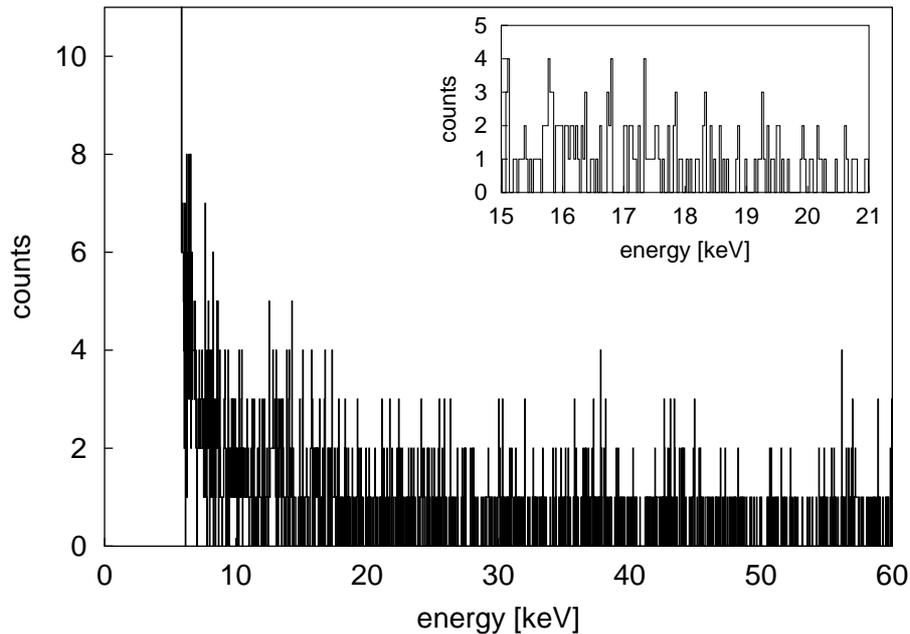


Abbildung 4.21: Spektrum des Detektoruntergrundes nach dem Umbau. Die Meßzeit betrug 204440 s, der Zugschieber zum Spektrometer war geschlossen. Der Detektor stand im Feldmaximum des Detektorsolenoiden und wurde sowohl durch den Magneten als auch durch Low-Level Blei abgeschirmt (siehe Abb. 4.20). Dargestellt ist das Summenspektrum der inneren 3 Detektorsegmente. Die Ausschnittsvergrößerung zeigt den Detektoruntergrund innerhalb des 6 keV breiten Meßfensters. Er beträgt $1.23 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$.

Die Pumpe ist zwischen dem Spektrometerzugschieber und dem Detektor installiert worden. Dieser Bereich wurde vorher nicht aktiv gepumpt (geringe Leitwerte zum Spektrometer und zur Detektorkryopumpe). Oberhalb der Kryopumpe beträgt der Druck nun bei gekühltem Detektor $5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Dank der differentiellen Pumpstrecke im Spektrometersolenoiden gab es keine signifikante Erhöhung des Spektrometerdruckes.

3. Reduzierung der intrinsischen Radioaktivität des Detektormoduls.
Bei einer Gammaskopie an einem Macorblock (ca. 1100 cm^3) konnte eine signifikante Erhöhung der ^{40}K -Linie um einen Faktor 20 festgestellt werden. Daraufhin wurde die Macorscheibe (ca. 11 cm^3), mit der der Detektor an der Rückwand gehalten ist, gegen eine Al_2O_3 Scheibe ausgewechselt. In diesem Material konnte kein ^{40}K nachgewiesen werden.
4. Reduzierung des Raumuntergrundes durch Erweiterung der Low-Level Bleiabschirmung um 30%.

Abb. 4.21 zeigt das für die innersten 3 Detektorsegmente aufgenommene Untergrundspektrum nach dem Umbau. Nur diese werden bei den Tritiummessungen zur Auswertung herangezogen. Der vergrößerte Bildausschnitt zeigt das Meßfenster von 15 bis 21 keV, das bei Tritiummessungen für die Datenauswertung verwendet wird. Der Untergrund im Meßfenster beträgt nach dem Umbau $1.23 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$ (Segmente 1

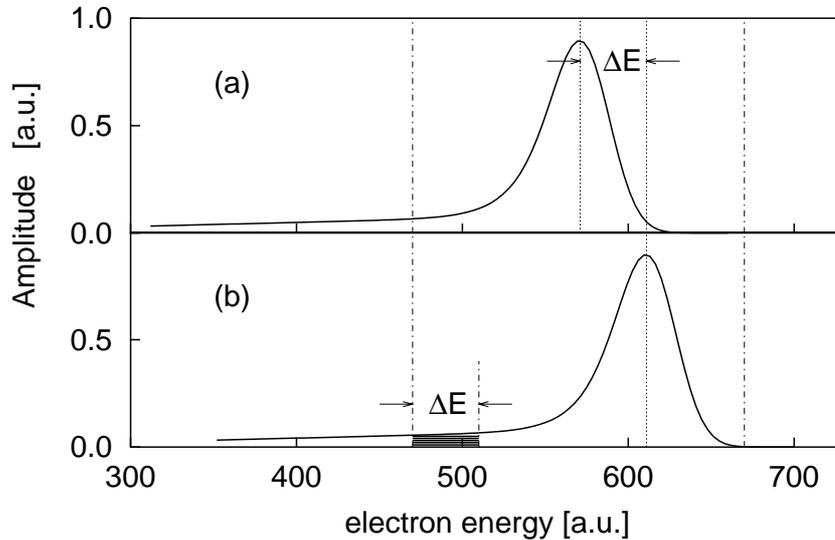


Abbildung 4.22: Einfluß der Energie der Elektronen auf die Nachweiseffizienz des Detektors bei konstantem Meßfenster . Dargestellt ist ein typisches Energiespektrum im Detektor für eine monoenergetische Elektronenlinie (a). Die senkrechten Strichpunktlinien geben das Meßfenster an. Nur die innerhalb dieses Energiefensters nachgewiesenen Ereignisse werden zur Auswertung der Tritiumdaten herangezogen. Ist die Energie der nachgewiesenen Elektronen um einen kleinen Betrag ΔE höher, dann ist die Elektronenlinie im Spektrum auch um diesen Betrag zu höheren Energien hin verschoben (b) und der schwarz markierte Sockelanteil der Linie liegt zusätzlich im Meßfenster.

bis 3). Im Vergleich zu [Kub92] konnte der Untergrund im Meßfenster um etwa einen Faktor 3 reduziert werden: vor dem Umbau $0.60 \cdot 10^{-3} (\text{s} \cdot \text{keV})^{-1}$ (Segmente 1 bis 4) bzw. $0.18 \cdot 10^{-3} (\text{s} \cdot \text{keV})^{-1}$ (Segment 1) und nach dem Umbau $0.21 \cdot 10^{-3} (\text{s} \cdot \text{keV})^{-1}$ bzw. $0.046 \cdot 10^{-3} (\text{s} \cdot \text{keV})^{-1}$.

4.5.2 Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen

Für die Analyse des Tritium- β -Spektrums ist die Kenntnis der Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz des Detektors wichtig. Untersuchungen dazu werden in diesem Abschnitt vorgestellt. Die Meßelektronik und weitere Kenngrößen des neuen Detektors, wie z.B. die Energieauflösung für β - und γ -Strahlung, sind ausführlich im Anhang B erläutert.

In Mainz wird der Endpunktsbereich des Tritium- β -Spektrums gemessen, indem die Analysierspannung U_0 des Spektrometers konstant gehalten und das Quellpotential U_S schrittweise variiert wird (s. Abschnitt 2.2.2). Alle β -Zerfallselektronen, deren Energie größer ist als das Retardierungspotential $|eU_0|$, können im Detektor nachgewiesen werden. Der Schwerpunkt der Elektronenenergie verschiebt sich dabei als

Funktion des betrachteten Ausschnitts des β -Spektrums.

Daraus ergeben sich für die Auswertung der Zählraten zwei detektorabhängige Effekte, die beachtet und korrigiert werden müssen :

1. Zur Ermittlung der Zählrate wird im Energiespektrum, das vom Detektor aufgenommen wird, ein Meßfenster von 15 bis 21 keV gesetzt. Verschiebt sich z.B. die Elektronenlinie bei konstant gehaltenem Fenster zu höheren Energien, dann vergrößert sich wegen des langen niederenergetischen Ausläufers der Elektronenlinie auch der relative Anteil der Linie, der im Fenster nachgewiesen wird. Dies entspricht einer scheinbaren Zunahme der Zählrate, der korrigiert werden muß. In Abb. 4.22 ist dies anhand eines Beispiels verdeutlicht.
2. Elektronen, die mit höherer Energie auf den Detektor gelangen, haben eine geringere Wahrscheinlichkeit rückgestreut zu werden¹⁵. Die Nachweiseffizienz des Detektors sollte also mit der Elektronenenergie ansteigen.

Die beiden Punkte werden in der Anpassungsfunktion unter dem Begriff 'Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz des Detektors - α_D ' zusammengefaßt. Eine systematische Messung dieser Größe muß so erfolgen, daß sie unabhängig ist von weiteren systematischen Effekten, wie z.B. der Energieabhängigkeit der Transmissionsfunktion¹⁶.

Prinzip der Messung von α_D :

Untersucht wird die Anzahl N_D der vom Detektor nachgewiesenen Elektronen einer Tritiumquelle bei verschiedenen Quellspannungen U_S , wobei die Anzahl der von der Quelle startenden Elektronen N_S konstant ist. Um dies zu erreichen, muß das effektive Retardierungspotential $U_{ret} = U_S - U_0$ konstant gehalten werden. Es sind zwei Messungen durchgeführt worden, bei $U_S = -320$ V und $U_0 = -18690$ V bzw. $U_S = -720$ V und $U_0 = -19090$ V. In beiden Fällen ist $U_{ret} = 18370$ V gewesen; es sind also die letzten 205 eV des Tritium- β -Spektrums betrachtet worden.

Auswertung zu 1. Wenn sich die Elektronenlinie¹⁷ im Meßfenster verschiebt, dann ändert sich nicht der nachgewiesene Gaußanteil der Linie, sondern nur der nachgewiesene Sockelanteil, der den niederenergetischen Ausläufer der Elektronenlinie beschreibt (siehe Abb. 4.22). Nach Anpassung der Elektronenlinie entsprechend der

¹⁵Nach der Rutherford'schen Streuformel, die hier als Näherung genommen wird, ist der Wirkungsquerschnitt für Streuung proportional zu $1/E^2$.

¹⁶Im Anhang C wird gezeigt, daß das Maximum der Transmissionsfunktion nicht konstant ist. Durch die verschieden hohen negativen Vorspannungen U_S werden die Elektronen unterschiedlich beschleunigt. Damit verändert sich der maximal akzeptierte Raumwinkel etwas. Erst ab Quellspannungen kleiner -335 V ist die Transmissionsfunktion nach Erreichen der vollen Transmission konstant.

¹⁷Die Elektronen aus dem Tritium- β -Spektrum variieren bei der o.g. Messung maximal um 200 eV, der Detektor hat für monoenergetische Elektronen im betrachteten Energiebereich eine Halbwertsbreite von 1.4 keV. Die letzten 200 eV des β -Spektrums erzeugen demnach im Detektor eine Elektronenlinie, deren Halbwertsbreite nur unwesentlich größer als 1.4 keV ist.

Glg. B.1 ist für die Messung mit $U_S = -320$ V der Sockelanteil im Meßfenster berechnet worden. Er beträgt etwa 18.3% der Gesamtzahl N_D (Mittelwert der inneren 4 Segmente). Seine Variation aufgrund einer Verschiebung der Elektronenlinie um ΔE führt zu einer Veränderung von N_D von:

$$\frac{\Delta N_D}{\Delta E} \approx 4.1 \frac{\%}{\text{keV}} \quad (4.1)$$

Der angegebene Wert ist über die 4 inneren Detektorsegmente gemittelt und hat einen Fehler von etwa 0.3%/keV.

Auswertung zu 2. Um eine Abschätzung über den Einfluß der Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz des Detektors zu erhalten, ist für beide Messungen ($U_S = -320$ V und $U_S = -720$ V, U_{ret} jeweils -18370 eV) der Anteil N_D im variablen Meßfenster ermittelt worden. Variabel bedeutet, daß das Meßfenster bei konstanter Breite entsprechend der Lage der Elektronenlinie mit verschoben wurde. Da bei gewählten Werten von U_S die Transmissionsfunktion keinen störenden Einfluß mehr ausübt (s.o.), entspricht eine Änderung von N_D einer Änderung der Nachweiseffizienz. Das Ergebnis lautet hier:

$$\frac{\Delta N_D}{\Delta E} \approx 1.1 \frac{\%}{\text{keV}} \quad (4.2)$$

Auch dieser Wert ist über die inneren 4 Detektorsegmente gemittelt. Er hat einen Fehler in der gleichen Größenordnung (1%/keV), kann also auch Null sein. Dieser relativ große Fehler rührt daher, daß nur zwei Messungen zur Auswertung zur Verfügung standen. Um diesen Wert genauer zu bestimmen müßte eine Meßreihe als Funktion von U_S (z.B. 10 Meßwerte im 100 V Abstand) durchgeführt werden.

Bei der Zusammenfassung der beiden Teilgrößen zu α_D sind die unterschiedlichen Genauigkeiten berücksichtigt worden:

$$\alpha_D = 4 \frac{\%}{\text{keV}} \pm 2 \frac{\%}{\text{keV}} \quad (4.3)$$

In der Anpassungsfunktion (Abschnitt 7.2) wird die Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz des Detektors durch den folgenden Faktor berücksichtigt:

$$1 + \alpha_D \cdot (E - \epsilon(U_S - U_0)) \quad (4.4)$$

Dabei ist E die Energie des Elektrons, U_S die Quellspannung und U_0 die Spektrometerspannung ($U_S, U_0 < 0$).

4.6 Das Experimentüberwachungssystem

Bis zum Umbau konnte eine Tritiummeßphase nur mit einem für die Mainzer Gruppe relativ hohen Personalaufwand (2 Personen Tag und Nacht im Labor) durchgeführt werden. Der Grund lag darin, daß es bei einem Notfall (Stromausfall, Quelle wird

warm) nicht möglich war, die Quelle automatisch vom Spektrometer abzukoppeln und dieses vor einer Kontamination zu schützen. In der Vergangenheit konnte dadurch das Potential des Mainzer Experimentes nicht vollständig ausgenutzt werden. Im letzten Jahr vor dem Umbau (1994) betrug die Gesamtzeit der Tritiummessungen z.B. nur 1 Monat.

Durch den Einbau des Krümmers und eines automatischen Ventils konnte eine räumliche Trennung von Quelle und Spektrometer erreicht werden. Dadurch war es möglich, eine Experimentüberwachung zu installieren. Diese besteht im wesentlichen aus 2 Teilen:

1. Sicherheitsautomatik.

Diese kann ohne Computerunterstützung im sog. 'Stand alone' Betrieb die wichtigsten Systemparameter (Temperatur der Quelle, Vakuum, usw.) kontrollieren. Weicht irgendein Parameter von der Norm ab, dann schließt diese Automatik die Zugschieberventile zwischen Quelle/Spektrometer und zwischen Detektor/Spektrometer. Zusätzlich wird ein Alarm an das Experimentüberwachungsprogramm übergeben.

2. Experimentüberwachungsprogramm.

Das PC-gestützte Experimentüberwachungsprogramm 'CONTROL' [Wei97]

- überwacht wichtige Experimentparameter (Quelltemperatur, LHe-Durchflußrate Kryostat, Abdampftraten der supraleitenden Magnete usw.) in einem weitaus größeren Umfang als die Sicherheitsautomatik.
- schließt bei einer Normabweichung eines der überwachten Parameter die Zugschieberventile zwischen Quelle/Spektrometer und Spektrometer/Detektor und schaltet die Analysierspannung U_0 (-19 kV) ab.
- alarmiert im Alarmfall via Anruf und SMS-Nachricht (mit Angabe des fehlerhaften Parameters) die Experimentatoren.
- archiviert Überwachungsdaten (Logfiles).
- sendet zu festgelegten Zeiten Statusberichte (SMS-Nachrichten) an die Mobiltelefone der Experimentatoren.

Die persönliche Anwesenheit beschränkt sich jetzt nur noch auf die notwendigen LN2 und LHe Füllungen (Kryostat und supraleitende Magnete) und die Datenhandhabung (Auswechseln der Festplatten, Sichern der Daten auf CD). Alles in allem benötigt das Experiment im Standardbetrieb einen Arbeitsaufwand von etwa 10 Mannstunden pro Tag. Allerdings müssen während der laborfreien Zeit immer 2 Personen auf Abruf bereitstehen, um im Alarmfall reagieren zu können. Die maximal zulässige Zeit zwischen Alarm und Eintreffen im Labor beträgt während einer Tritiummessung etwa 15 min. Ein Grund dafür ist, daß sowohl der Zugschieber über der Detektorkryopumpe als auch die beiden Ganzmetalleckventile vor den Tankturbopumpen nicht automatisch angesteuert werden können und bei Strom- oder Kühlwasserausfall innerhalb der 15 min per Hand geschlossen werden müssen. Noch zeitkritischer ist der Durchflußkryostat, dessen Gleichgewichtseinstellung, wie in Abschnitt 4.3.1 dargelegt, per Hand einreguliert wird. Wenn die Temperatur des Kryostaten wegläuft,

dann muß so schnell wie möglich eingegriffen werden, um ein Abdampfen des Tritiumfilms zu verhindern.

Durch die oben beschriebene Automatisierung des Experimentes ist die erforderliche persönliche Anwesenheit der Experimentatoren während einer Tritiummessung auf ein Minimum herabgesetzt worden. Damit sind im Zeitraum 1998/1999 insgesamt 7.5 Monate Tritiummeßbetrieb möglich gewesen.

Kapitel 5

Erste Tritiummessung mit dem verbesserten Aufbau

Dieses Kapitel beschreibt die erste auswertbare Tritiummessung nach dem Umbau. Diese Messung mit dem Namen Q2 ('Quelle 2') war allerdings schon die zweite im Sommer 1997. Auf die erste Messung mit dem Namen Q1 wird an dieser Stelle jedoch nicht eingegangen, da dies eine reine Testmessung war (geringe Schichtdicke, kurze Meßphase), die nur sicherstellen sollte, daß das Gesamtsystem prinzipiell funktioniert.

Nach einer kurzen Beschreibung der Durchführung der Messung wird im zweiten Abschnitt die Aufbereitung der Meßdaten erklärt. Im nächsten Abschnitt werden erste Ergebnisse der Q2-Messung vorgestellt, die sich direkt aus den aufgenommenen Daten ergeben, ohne daß dafür aufwendige Auswertprozeduren durchlaufen werden müssen. Diese Ergebnisse sollen einen ersten Hinweis darauf geben, daß der Umbau des Experiments erfolgreich war. Die Auswertung bezüglich der Neutrinomasse erfolgt erst im Kapitel 7 zusammen mit den Daten der Standardmeßphasen Q3 bis Q5. Das Gleiche gilt für die Diskussion der Troitsker Stufe.

Das Kapitel schließt mit einer kurzen Auflistung neuer Probleme, die sich im Zuge der Q2-Messung ergaben. Diese Probleme führten zu ergänzenden systematischen Untersuchungen an den Tritiumquellfilmen, deren Ergebnisse in Kapitel 6 vorgestellt werden.

5.1 Durchführung der Messung

Der Endpunktsbereich des β -Spektrums wird, wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, gemessen, indem die Analysierspannung U_0 des Spektrometers konstant gehalten und das elektrische Potential der Quelle U_S schrittweise variiert wird. Alle β -Zerfallselektronen, deren Energie größer ist als das effektive Retardierungspotential $e(U_S - U_0)$

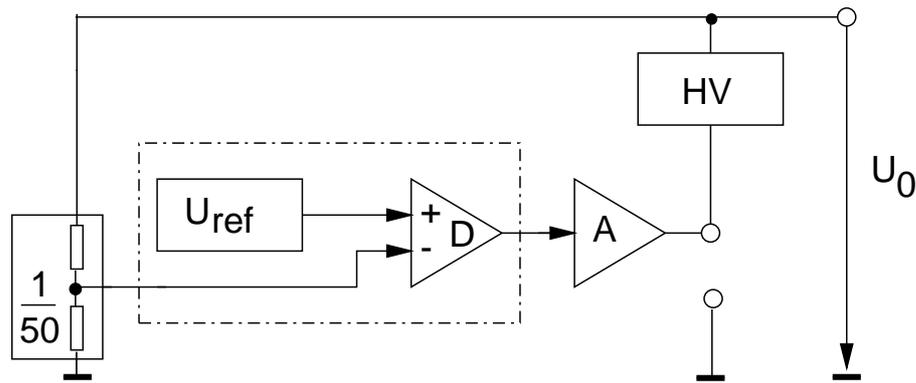


Abbildung 5.1: Die Spektrometerehochspannungsregelung. Dargestellt ist das Prinzip der Regelung. Die Hochspannung U_0 wird um den Faktor 1:50 heruntergeteilt und diese kleinere Spannung dann einem Spannungsnormaal zugeführt. Dieses Gerät erzeugt ein Differenzsignal, welches verstärkt und auf den Fußpunkt des Hochspannungsnetzgerätes gelegt wird. Die verwendeten Geräte sind:

HV: Hochspannungsnetzgerät der Fa Heinzinger, Modell 30000-5

1/50: Hochspannungsteiler der Fa. July Research, Modell KV-50

U_{ref} und D: Spannungsnormaal mit Differenzvoltmeter der Fa. Fluke, Modell 335A

A: Regelverstärker des Elektroniklabors des Instituts für Physik, Modell GAR 870401

($U_S, U_0 < 0$), können das MAC-E-Filter überwinden und werden im Detektor nachgewiesen.

In den folgenden Unterabschnitten werden die an der Messung beteiligten Spannungsversorgungssysteme und das Datenaufnahmesystem kurz vorgestellt.

5.1.1 Die Quell- und Hochspannungsversorgung

Die Quellvorspannung U_S wird durch ein Hochspannungsnetzgerät (HNC 3500-10, Fa. Heinzinger) erzeugt, das über ein IEEE-Interface vom Meßrechner angesteuert werden kann. Durch eine konstante externe Spannung von -20 V am Fußpunkt des Hochspannungsnetzgerätes wird garantiert, daß die Tritiumquelle immer auf negativem Potential liegt und somit die durch den Zerfall entstehenden positiven Ionen auf der Quelle bleiben. Nach jedem Setzen der Quellspannung durch den Meßrechner wird die über einen 1:400 Spannungsteiler heruntergeteilte Quellspannung mit einem Präzisionsvoltmeter ¹ gemessen und das Ergebnis via IEEE-Bus an den Meßrechner übergeben (siehe auch Abb. 5.3).

Die Retardierungsspannung des Spektrometers $U_0 = 18690$ V wird von einem Hochspannungsnetzgerät erzeugt und über einen Regelkreis konstant gehalten. Das Prinzipbild der Regelung ist in Abb. 5.1 dargestellt. Die stabilisierte Hochspannung hat noch einen Brumm von etwa 0.2 V. Eine Langzeitdrift dieses Aufbaus konnte über einen Zeitraum von etwa 1.5 Jahren nicht festgestellt werden; die Spannung konnte

¹Während Q2 Messung: Schlumberger 7065, später auch Prema 6048

auf weniger als 0.5 V reproduzierbar eingestellt werden. Gemessen wird dies mit Hilfe von Referenzmessungen an Konversionelektronen des $^{83\text{m}}\text{Kr}$, die in Abschnitt 6.2 und 6.3 vorgestellt werden und die zu jeder Tritiummeßphase durchgeführt werden (siehe auch Diskussion in Anhang D). Die über einen zweiten, im Verhältnis 1:5000 teilenden, Abgriff am July Research Spannungsteiler gemessene Spannung (Prema 6048) wird via IEEE-Bus vom Meßrechner ausgelesen. Diese Spannung dient nur Kontrollzwecken und geht nicht direkt in die Auswertung der Tritiumdaten mit ein.

5.1.2 Datenaufnahme und Experimentsteuerung

Die Datenaufnahme und die Steuerung des Experiments geschieht durch ein zentrales Meßprogramm ('STEUER'), dessen Basis im Rahmen der Diplomarbeit von H. Barth entwickelt wurde und dessen Grundfunktionen in Referenz [Bar91] beschrieben sind. Das Programm ist im Rahmen der Dissertation von H. Barth [Bar97] deutlich erweitert und verbessert worden und wird je nach Bedarf von der Gruppe angepaßt. Die Hauptaufgabe des Programmes ist das Setzen der Quellvorspannung U_S auf einen bestimmten Wert, die Kontrolle des Wertes und die Datennahme für einen genau definierten Zeitraum. Am Ende des Zeitraumes werden die Daten auf Festplatte geschrieben und die Quellvorspannung auf den nächsten Wert gesetzt.

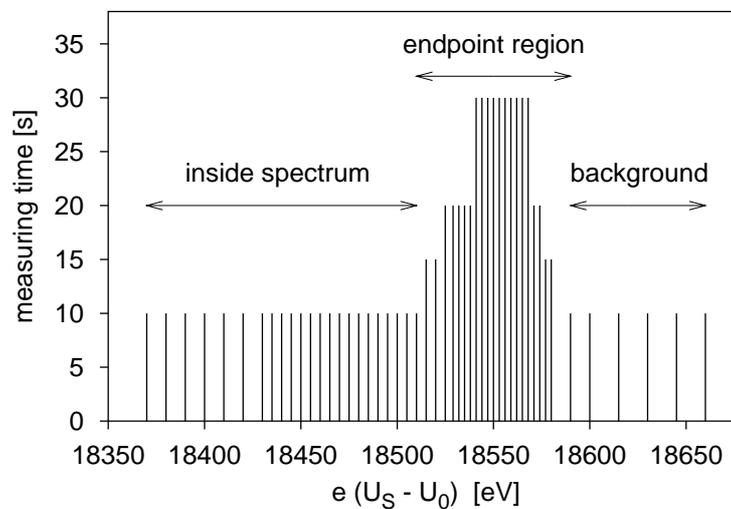


Abbildung 5.2: Meßpunktverteilung der Q2-Tritiummeßphase. Dargestellt ist das Meßzeitintervall als Funktion des eingestellten effektiven Retardierungspotentials $e(U_S - U_0)$, wobei gilt: $U_0 = -18690$ V. Nach dem Ablauf eines Zeitintervalls wird vom Meßrechner der nächste Wert für U_S eingestellt und die Messung erneut gestartet. Im Endpunktsbereich des β -Spektrums beträgt der Meßpunktabstand 3 eV. Hier ist auch die Zeitdauer pro Meßpunkt am größten. Die Messung startet im Untergrundbereich. Dann wird das effektive Retardierungspotential schrittweise erniedrigt, bis das minimale Retardierungspotential erreicht ist. Danach erfolgt eine Erhöhung des Retardierungspotentials, bis wieder der Maximalwert erreicht ist. Ein einmaliges Abtasten des Spektrums in Hin- und Rückrichtung wird Durchlauf genannt. Die im Bild angegebenen Meßzeitintervalle beziehen sich auf einen halben Durchlauf.

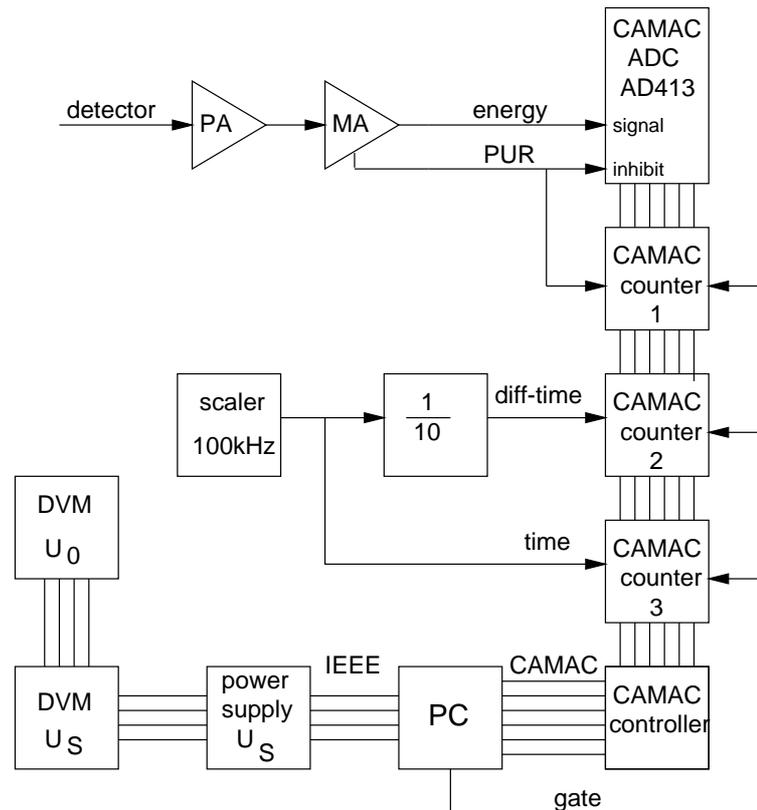


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung der Datenaufnahme und der Experimentsteuerung. Die 4-fach identisch aufgebaute Elektronik (PA und MA) zum Auslesen der inneren 4 Detektorsegmente ist der Übersichtlichkeit halber nur einmal gezeichnet. Erläuterungen siehe Text (5.1.1, 5.1.2).

Erklärung der Abkürzungen:

PA: Ladungsempfindlicher Vorverstärker [Sch90]

MA: Spektroskopiehauptverstärker der Fa. Silena, Modelle: 7612,7614

ADC: 4-fach CAMAC-ADC der Fa. EG&G Ortec, Modell 413

DVM: Digitalvoltmeter

Bei welcher Energie wie lange gemessen werden soll, wird durch sogenannte Meßpunktverteilungen festgelegt (siehe Abb. 5.2). Die Meßpunktverteilungen aller im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Tritiummeßphasen sind im Anhang E aufgelistet. Durch geschickte Wahl der Verteilung der Meßpunkte und Meßzeiten kann bei vorgegebener Gesamtmeßdauer die statistische Genauigkeit für die Neutrinoruhe-masse deutlich gegenüber einer Gleichverteilung der Meßpunkte erhöht werden. Um ein Optimum zu finden, werden in Monte Carlo Simulationen Meßpunkt- und Meßzeitverteilungen variiert und die so gewürfelten Daten ausgewertet [Wei93a, Wei00]. Größen wie Untergrund, Tritiumfilmdicke und Öffnungswinkel haben großen Einfluß auf das Resultat. Deshalb wird die Meßpunktverteilung in beinahe jeder Tritiummeßphase leicht abgeändert. Gleich ist bei allen Meßpunktverteilungen, daß U_S so variiert wird, daß zuerst eine Abnahme des effektiven Retardierungspotentials und dann eine Zunahme erfolgt.

In Abb. 5.3 ist der Aufbau der Datenaufnahme und der Experimentsteuerung schematisch dargestellt. Im folgenden wird nur kurz das Prinzip erklärt, Details zur verwendeten Elektronik sind in [Kub92] und [Bar97] zu finden. Im Vergleich zu [Bar97] ist auf den zusätzlichen schnellen Energiekreis für Totzeituntersuchungen verzichtet worden, da die Gesamtzählrate in den vier ausgelesenen Segmenten maximal 250 s^{-1} beträgt.

Das von einem ladungsempfindlichen Vorverstärker verstärkte Signal wird von einem Hauptverstärker (Zeitkonstante $3\mu\text{s}$) umgeformt, nochmals verstärkt und auf einen 13-bit ADC gegeben. Der ADC konvertiert das Signal nur, wenn kein Pile-Up-Reject Signal (PUR) des Hauptverstärkers anliegt. Damit werden Ereignisse unterdrückt, die zeitlich dicht beisammen liegen und am Ausgang des Hauptverstärkers als Summensignal erscheinen. Nach der Konvertierung wird der ADC vom Meßrechner ausgelesen. Die Datenaufnahme wird im sog. Event-By-Event Modus betrieben, d.h. alle nachgewiesenen Ereignisse im Detektor werden einzeln in der Reihenfolge ihres Auftretens abgespeichert. Als zusätzliche Information wird die Differenzzeit zum vorhergehenden Ereignis erfaßt. Diese Zeitinformation wird mit Hilfe eines CAMAC-Zählers gewonnen, an dessen Eingang ein periodisches Signal von 10 kHz anliegt, und der nach jedem Auslesen des ADC's zurückgesetzt wird. Ein weiterer Zähler dient dazu, die Meßzeit pro Meßpunkt genau zu bestimmen. Darüberhinaus werden mit einem 3. Zähler die PUR-Signale gezählt. Die beiden letztgenannten Zähler werden am Ende jedes Meßintervalls ausgelesen und zurückgesetzt. Ein 'gate'-Signal vom Meßrechner stellt sicher, daß die Zähler nur während der eigentlichen Messung aktiv sind.

5.1.3 Die physikalischen Parameter der Meßphase Q2

Zeitraum:	23.07. - 17.08.97
Auswertbare Meßzeit:	9.45 Tage
Quelldicke:	$284 \text{ \AA} \hat{=} \approx 45 \text{ mCi} = 1.67 \cdot 10^9 \text{ Bq}$
Max. akzept. Öffnungswinkel:	45°
Meßpunktverteilung:	50 Punkte (10 bis 30 s pro Punkt, s. Anhang E)
Untersuchter β -Endpunktsbereich:	205 eV
Auflösung des Spektrometers:	4.8 eV (1994: 6.3 eV)

5.2 Aufbereitung der Rohdaten

Die Messung des β -Spektrums setzt sich, wie in Abschnitt 5.1.2 beschrieben, aus vielen tausend, nur jeweils 10 bis 30 s langen Einzelmessungen zusammen. Für die Datenanalyse müssen alle Einzelmessungen totzeitkorrigiert und die Messungen mit gleichem effektivem Retardierungspotential $-\epsilon(U_S - U_0)$ aufaddiert werden. Am Ende steht ein Gesamtdatensatz, der die gemessene Zählrate mit ihrem statistischen Fehler bei den gemessenen Energien enthält. Wegen des möglichen Auftretens von Störungen

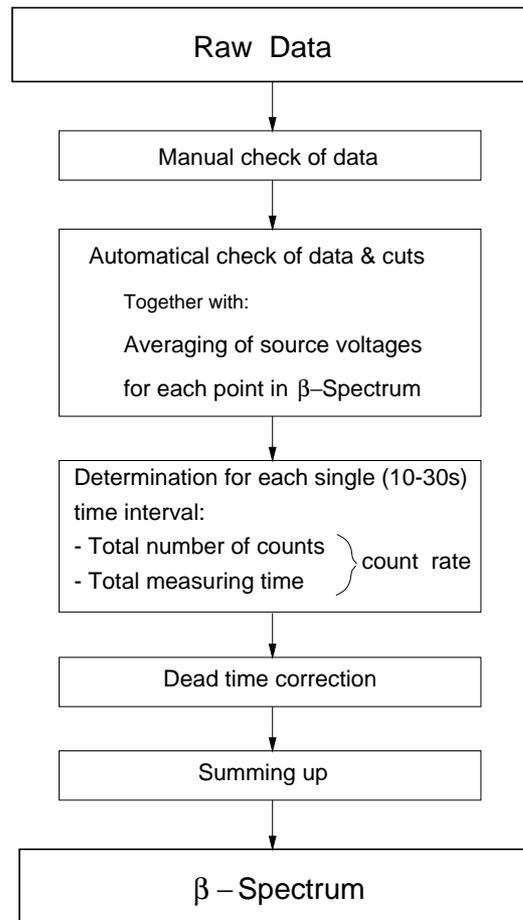


Abbildung 5.4: Flußdiagramm: Von den Rohdaten zum β -Spektrum. Dargestellt ist die Abfolge der einzelnen Auswerteschritte zur Gewinnung des β -Spektrums aus den Rohdaten. Die Erklärung der einzelnen Schritte erfolgt im Text.

ist eine genaue Überprüfung der Rohdaten im Vorfeld notwendig. Abb. 5.4 zeigt ein Flußdiagramm der einzelnen Auswerteschritte, die in den nächsten Abschnitten näher erläutert werden.

5.2.1 Manuelle Überprüfung der Rohdaten

Die manuelle Kontrolle aller Einzelmessungen erfolgt mit dem Programmpaket 'PAW' vom CERN [Paw95], das es erlaubt, alle die Messung charakterisierenden Parameter in beliebiger Weise miteinander in Relation zu setzen und graphisch darzustellen. Die Hauptaufgabe der Kontrollen ist das Aufspüren neuer, bislang unbekannter (Stör)effekte und das Überprüfen der Daten auf plötzliche Zählratenanstiege. Diese können durch elektrische Entladungen ('Spikes') verursacht werden oder durch elektronische Störungen, die zu einem starken Rauschanstieg im Detektorsignal führen.

In Abb. 5.5 ist ein Beispiel für einen plötzlichen starken Zählratenanstieg dargestellt.

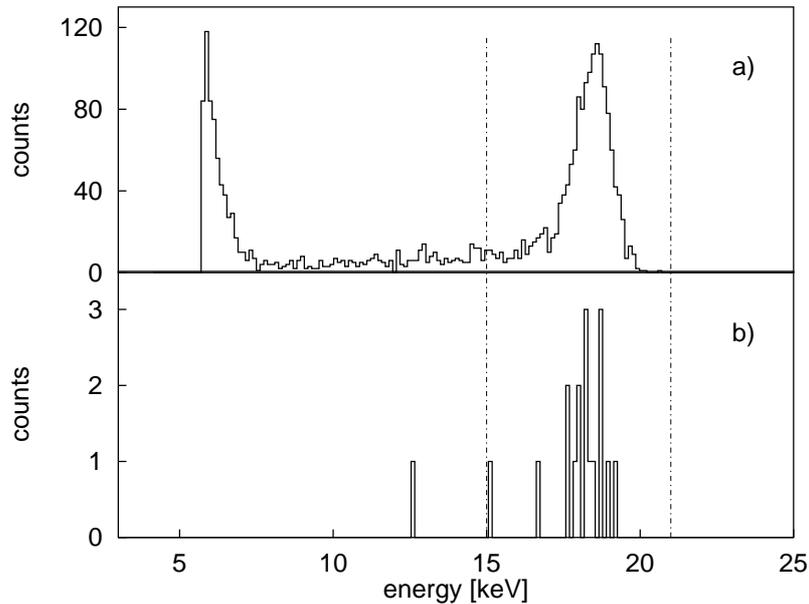


Abbildung 5.5: Beispiel eines plötzlichen starken Zählratenanstieges ('Spike'). Dargestellt ist das Energiespektrum des 1. Detektorsegmentes für den 27. Befehl eines Durchlaufs ($e \cdot (U_S - U_0) = 18515$ eV, Meßzeitintervall 15 s, mittlere Ereigniszahl im Meßfenster 9.6). Die beiden senkrechten Linien markieren das Auswertintervall. Bild a) zeigt das gestörte Spektrum und Bild b) zum Vergleich ein ungestörtes.

In diesem Fall ist die Zählrate sowohl im Meßfenster als auch außerhalb stark erhöht. Damit fällt das Ereignis unter die Kategorie 'Spike'. In der Q2-Meßphase sind 8 derartige Ereignisse aufgetreten. Da diese plötzlichen Zählratenanstiege einige Minuten zum Abklingen benötigen, wird der betreffende Durchlauf (26 min Meßzeit) verworfen. Findet solch ein Ereignis am Ende eines Durchlaufs statt, wird auch der folgende Durchlauf verworfen.

Elektronische Störungen mit einem starkem Rauschanstieg, die zu einer Erhöhung der Totzeit des Datenaufnahmesystems führen können, sind während der Q2-Meßphase nicht aufgetreten.

Das in Referenz [Wei93a] entwickelte und auch in Referenz [Bar97] genutzte Verfahren, das es ermöglicht, Zählratenanstiege aufgrund einer Abweichung der Zeitverteilung der Ereignisse von dem erwarteten statistischen Zeitverhalten zu erkennen, ist nicht zum Verwerfen von Daten verwendet worden. Dieses Verfahren setzt eine Poissonstatistik der Zählraten pro Zeitintervall voraus. In Abschnitt 5.3.2 wird gezeigt, daß dies für den Untergrundbereich der Daten ($e(U_S - U_0 > 18575)$ eV) so nicht zutrifft. Durch Anwendung von Abschneidekriterien aufgrund von Vertrauensniveaus würde dieser Bereich stärker als der Rest gefiltert werden. Damit besteht die Gefahr, das Spektrum zu deformieren.

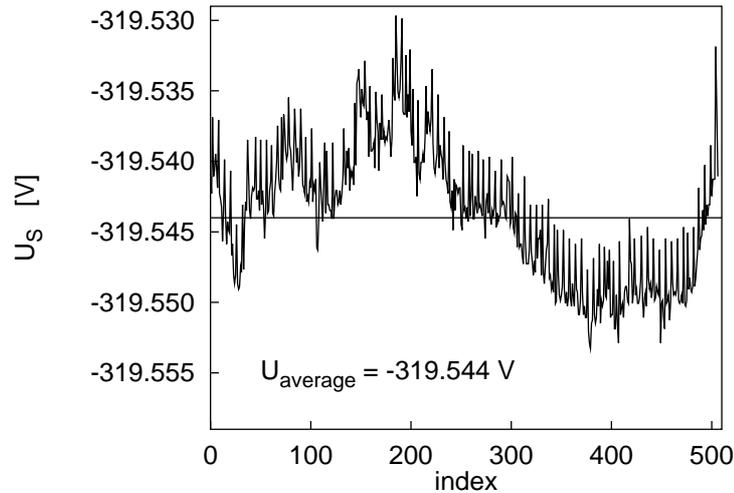


Abbildung 5.6: Zeitliche Änderung der Quellvorspannung während des Zeitraums von einer Woche.

5.2.2 Automatisierte Filterung der Rohdaten und Mittelung der Quellvorspannung U_S

Ein sog. 'Cut'-Programm filtert die Rohdaten nach den im folgenden genannten Kriterien. Einzelmessungen, die den Kriterien nicht entsprechen, werden verworfen.

- Stabilität der Quellvorspannung U_S :
Variiert die Quellvorspannung, so resultiert daraus ein relativer Zählratenfehler von [Wei93a]:

$$\frac{\Delta \dot{N}}{\dot{N}} = 3 \cdot \frac{e \cdot \Delta U_S}{\bar{E}_0 - E}, \quad (5.1)$$

wobei \bar{E}_0 der über alle Endzustände gemittelte β -Endpunkt ist (ca. 20 eV unterhalb vom Endpunkt E_0). Um den Zählratenfehler zu beschränken, wird a) jede Einzelmessung verworfen, bei der die Abweichung $|U_S - \bar{U}_S|$ größer als 0.1 V ist und b) jede Einzelmessung, bei der gilt $U_{S,\max} - U_{S,\min} > 0.1$ V. Dabei ist \bar{U}_S der Mittelwert über alle Einzelmessungen einer eingestellten Quellvorspannung und $U_{S,\max}$ bzw. $U_{S,\min}$ der Maximal- bzw. Minimalwert für U_S während einer Einzelmessung. Mit diesen Filterkriterien bleibt der aus den Spannungsunsicherheiten resultierende relative Zählratenfehler mindestens einen Faktor 3 kleiner als der relative Zählratenfehler aufgrund der Statistik. Bei Q2 beträgt dieser relative Zählratenfehler 0.076% für den Meßpunkt 205 eV unterhalb des Endpunktes. Insgesamt sind aufgrund der genannten Kriterien nur 121 der etwa 55000 Einzelmessungen verworfen worden. Abb. 5.6 zeigt als Beispiel das Ergebnis der Filterung für das minimale effektive Retardierungspotential. Die maximale Abweichung vom Mittelwert beträgt hier 0.015 V.

- Auslesefehler des DVM für die Quellvorspannung U_S :
Das Auslesen des Digitalvoltmeters für die Quellvorspannung via IEEE war bei

4.5% der Einzelmessungen fehlerhaft ('1E+99'). Diese Einzelmessungen wurden ebenfalls verworfen.

- Anzahl der PUR-Signale:
Alle Einzelmessungen, bei denen die Gesamtanzahl der Pile-Up-Reject-Signale größer als 10 ist, werden ebenfalls verworfen. Bei der Q2 Meßphase waren dies insgesamt 21 Einzelmessungen.
- Null-Ereignisse:
Aus bis jetzt noch nicht geklärten Gründen nimmt das Datenaufnahmesystem manchmal keine Ereignisse auf. Mit Hilfe eines Pulsers (1 Hz auf 4. Segment) wird dies kontrolliert. Bei der Q2-Meßphase mußten aus diesem Grund 3 Einzelmessungen verworfen werden.
- Auslesefehler beim Meßzeitähler.
Ein Auslesefehler führt hier zu einer fehlerhaften Bestimmung der Meßzeit einer Einzelmessung. Bei der Q2 Messung trat der Fehler insgesamt 5 mal auf. Auch diese Einzelmessungen wurden verworfen.

5.2.3 Bestimmung der Zählrate und Totzeitkorrektur

Die Gesamtzählrate bei einem bestimmten effektiven Retardierungspotential $e(U_S - U_0)$ wird folgendermaßen bestimmt:

1. Bestimmung der Anzahl der Ereignisse pro Einzelmessung.
Zur Untergrunddiskriminierung wird die Anzahl der Ereignisse nur in einem Energiefenster von 15 bis 21 keV bestimmt (siehe Abb. 2.4 und Diskussion in Abschnitt 4.5). Bei dieser Wahl ist sichergestellt, daß a) über den gesamten Meßbereich der hochenergetische Ausläufer der Elektronenlinie immer im Fenster liegt und b) die niederenergetische Grenze im nahezu konstanten Bereich des Rückstreusockels der Elektronenlinie liegt. Letzteres ist wichtig, da dann das Verschieben der Elektronenlinie mit U_S nur zu einer linearen Änderung der Nachweiswahrscheinlichkeit führt und gut korrigiert werden kann (siehe Diskussion in 4.5.2).
2. Totzeitkorrektur.
Aufgrund der Totzeit des Datenaufnahmesystems sind die gemessenen Zählraten verfälscht und müssen korrigiert werden. Eine detaillierte Untersuchung zur Totzeitproblematik mit dem hier verwendeten Datenaufnahmesystem findet sich in [Kub92]. Dort wird gezeigt, daß für Zählraten bis 500 1/s — also auch für Q2 — eine Korrektur nach einem nicht-paralysierbaren Modell ² völlig ausreicht. Weist ein Datenaufnahmesystem ein nichtparalysierbares Verhalten auf, dann kann es nach dem Registrieren eines Ereignisses für die Zeitdauer τ

²Man unterscheidet zwei Arten von Meßsystemen, paralysierbare und nicht-paralysierbare [Eva55]. Bei paralysierbaren Meßsystemen wird die Totzeit τ verlängert, wenn ein weiteres Ereignis auftritt, während das vorhergehende noch bearbeitet wird. Bei nicht-paralysierenden Meßsystemen ist die Totzeit τ immer konstant, die während der Verarbeitungszeit zusätzlich auftretenden Ereignisse werden ignoriert.

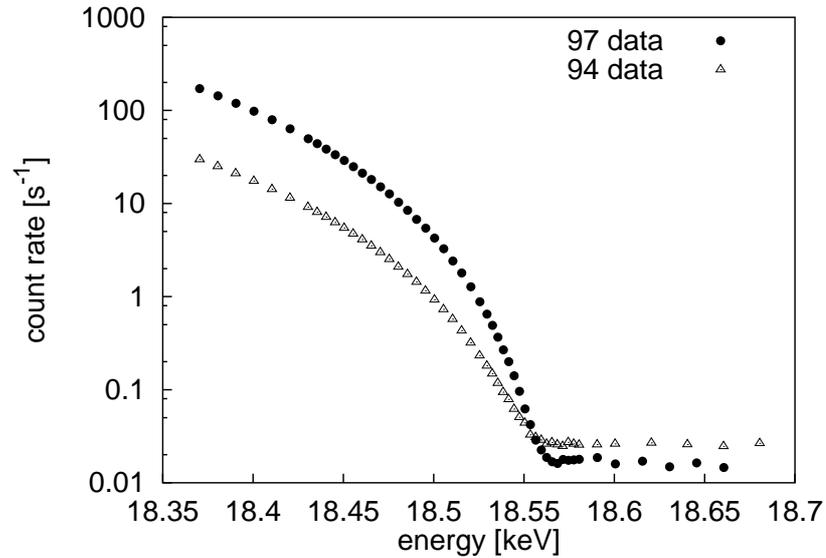


Abbildung 5.7: Gemessene Tritium- β -Spektren, Vergleich der Mainzer Messungen von 1994 und 1997 (Q2). Die Darstellung ist logarithmisch. Die Fehlerbalken sind kleiner als die Symbole. Das Signal-zu-Rauschverhältnis ist bei den Q2-Daten um etwa einen Faktor 10 besser als bei den Daten von 1994.

kein weiteres Ereignis mehr aufnehmen. Bei einer gemessenen Zählrate \dot{n} war das System demzufolge nur für einen Meßzeitanteil von $1 - \dot{n} \cdot \tau$ aufnahmebereit. Für die wahre Zählrate \dot{N} ergibt sich demnach:

$$\dot{N} = \frac{\dot{n}}{1 - \dot{n} \cdot \tau} \quad (5.2)$$

Die Totzeit des verwendeten Datenaufnahmesystems ist in [Bar97] zu $\tau = 63 \pm 2 \mu\text{s}$ bestimmt worden.

3. Aufsummieren der Einzelmessungen.
Alle totzeitkorrigierten Einzelmessungen bei gleichem effektiven Retardierungspotential werden aufaddiert.

5.3 Erste Ergebnisse

5.3.1 Qualität der neuen Daten

Abb. 5.7 zeigt das gemessene Tritium- β -Spektrum von 1994 (letzte Meßphase vor dem Umbau, [Bar97]) im Vergleich zu dem β -Spektrum der Q2-Meßphase. Obwohl die Tritiumquelle Q2 eine im Vergleich zu 1994 15-fach größere Quellstärke hatte, war der Untergrund während der Messung nur um maximal 0.003 s^{-1} gegenüber einer Messung im Vorfeld erhöht (siehe auch nächster Abschnitt) und lag bei etwa 60% des Wertes von 1994. Das zeigt sehr deutlich, daß die Kryofalle im magnetischen Krümmer sehr gut arbeitet und eine Kontamination des Spektrometers wirksam

verhindern kann. Die Q2-Zählrate war rund 6 mal größer³, damit war das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei den Q2-Daten um etwa einen Faktor 10 besser als bei den Daten von 1994.

5.3.2 Untergrund mit und ohne Tritium

Folgende Untergrundeigenschaften sind für die Auswertung von Tritiumdaten wichtig:

1. Höhe der Untergrundzählrate: Gibt es einen Unterschied in der Zählrate zwischen Untergrundmessungen in Anwesenheit einer Tritiumquelle und solchen ohne Quelle?
2. Energetische Form des Untergrundes: Ist der in [Bar97] diskutierte Trans- U_0 -Peak nach dem Umbau verschwunden?
3. Zeitstruktur des Untergrundes: Ist die Untergrundzählrate poissonverteilt?

Zu 1):

Bei der Q2-Meßphase betrug die mittlere Untergrundzählrate $(16.6 \cdot 10^{-3} \pm 0.14 \cdot 10^{-3})\text{s}^{-1}$. Diese Rate unterlag jedoch täglichen Schwankungen. Kurze Untergrundmessungen während der Q2 Meßphase mit 1000 bis 4000 s Dauer lieferten u.a. folgende Ergebnisse: $(11.5 \cdot 10^{-3} \pm 2.4 \cdot 10^{-3})\text{s}^{-1}$ (28.7.97), $(17.0 \cdot 10^{-3} \pm 2.1 \cdot 10^{-3})\text{s}^{-1}$ (1.8.97), $(12.0 \cdot 10^{-3} \pm 2.2 \cdot 10^{-3})\text{s}^{-1}$ (5.8.97).

Im Vorfeld durchgeführte Untergrundmessungen ohne Anwesenheit von Tritium ergaben nach Optimierung der magnetischen Zusatzfelder und der elektrischen Potentiale Zählraten von (Halb)tagesmessungen zwischen 0.010 s^{-1} und 0.018 s^{-1} . Kurz vor der Q2-Meßphase betrug die Untergrundzählrate $(18.2 \cdot 10^{-3} \pm 1.0 \cdot 10^{-3})\text{s}^{-1}$ (17.7.97), bzw. $(11.0 \cdot 10^{-3} \pm 0.5 \cdot 10^{-3})\text{s}^{-1}$ (21.7.97).

Eine Erhöhung der Untergrundzählrate im Bereich von 2 bis $3 \cdot 10^{-3}\text{s}^{-1}$ während der Q2 Tritiummessung (284 ML) kann demzufolge nicht ausgeschlossen werden. Im Vergleich zu 1994, also vor dem Umbau, ist dies mindestens ein Faktor 30 weniger. Damals betrug die Zählratenerhöhung $(6.1 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}\text{s}^{-1}$ bei einer Tritiumfilmdicke von 37 ML und einer halb so großen Quellfläche [Tit94].

Die Schwankungen in der mittleren Untergrundzählrate sind noch nicht verstanden. Sicher ist, daß sich ein Konditionieren des Elektroden systems mit 25 kV über 15 bis 20 min positiv auf den Untergrund auswirkt. Das Gleiche gilt für das Ausheizen des Spektrometers, das für saubere Oberflächen sorgt. Die externen Einflüsse auf den Spektrometeruntergrund sind u.a. im Rahmen einer Diplomarbeit [Ulr00] näher untersucht worden. Dort werden verschiedene Quellen des Untergrundes vorgestellt

³Bei der Messung von 1994 betrug der maximale Öffnungswinkel 78° , bei der Q2-Messung wegen der großen Schichtdicke (Energieverluste der Elektronen im Film, siehe 6.2) nur 45° .

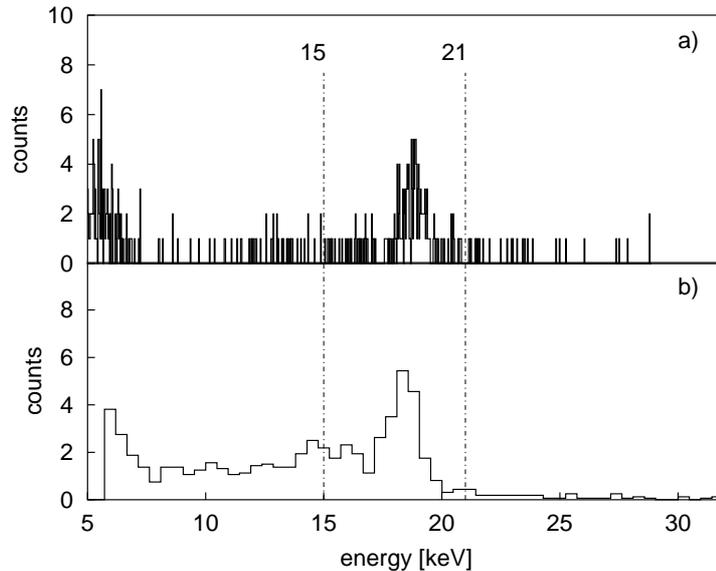


Abbildung 5.8: Untergrundspektren des inneren Detektorsegments vor und während der Q2-Tritiummeßphase. Dargestellt sind Energiespektren von: (a) Untergrundmessung vor der Q2-Tritiummeßphase (13 h, Ventil zur Quelle zu), (b) Untergrunddaten während der Q2-Tritiummeßphase. Das Spektrum von (b) beinhaltet die Summe aller Einzelmessungen, bei denen das Spektrometer gesperrt war. Die Gesamtmeßzeit betrug ca 27.5 h. Die beiden senkrechten Striche kennzeichnen das zur Auswertung benutzte Energiefenster. Im Gegensatz zur Tritiummessung von 1994 (siehe Abb. 3.5) gibt es bei den 97er Daten keinen Trans- U_0 -Peak.

und mögliche Mechanismen zur Verminderung diskutiert. Es hat sich herausgestellt, daß es momentan bezüglich des Verständnisses des Spektrometeruntergrundes noch viele offene Fragen gibt. Eine Wiederholung der Diskussion an dieser Stelle würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Eine weitere Diplomarbeit auf diesem Gebiet ist im Gange [Sch01]⁴.

Zu 2):

Abb. 5.8 zeigt, daß es bezüglich der energetischen Form des Untergrundes keinen Unterschied zwischen Untergrundmessungen ohne Tritiumquellen und solchen mit Tritium gibt. Der störende Trans- U_0 -Peak ist nicht mehr vorhanden (siehe Diskussion zum Umbau des Experimentes in Abschnitt 3.5).

Zu 3):

Nach der Beobachtung der starken zeitlichen Schwankungen des Untergrundes sind Untersuchungen der Zeitstruktur durchgeführt worden. Wenn die Untergrundzählrate \dot{N} einer Poisson-Statistik gehorcht, dann ist die Wahrscheinlichkeit dP_t , im Differenzzeitspektrum in der Zeitspanne t und $t + dt$ ein Ereignis zu sehen, gegeben

⁴Weitere Referenzen: [Bar91, Gol95, Pic90, Tit94]

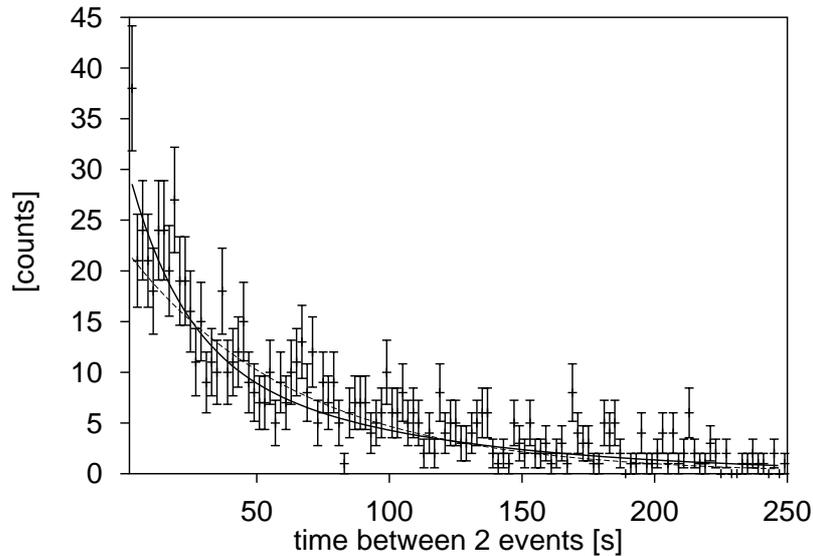


Abbildung 5.9: Differenzzeitspektrum einer Untergrundmessung ohne Tritiumquelle. Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung mit einer Summe aus zwei Exponentialfunktionen (2 Zeitkonstanten τ_1 und τ_2), die gestrichelte Linie ist eine Anpassung mit nur einer Exponentialfunktion (Zeitkonstante τ). Die Ergebnisse der beiden Anpassungen lauten: a) zwei Komponenten: $\tau_1 = 89.5 \pm 16.1$ s, $\tau_2 = 20.7 \pm 8.0$ s, $\chi^2 = 0.99$ und b) eine Komponente: $\tau = 64.1 \pm 2.2$ s, $\chi^2 = 1.11$. Die Gesamtmeßzeit betrug 75000 s.

durch [Eva55]:

$$dP_t = e^{-\dot{N} \cdot t} \cdot \dot{N} dt \quad \text{mit} \quad \frac{1}{\dot{N}} = \tau \quad (5.3)$$

Das Differenzzeitspektrum sollte also die Form einer abfallenden Exponentialfunktion haben.

Abb. 5.9 zeigt das Differenzzeitspektrum einer Untergrundmessung ohne Anwesenheit einer Tritiumquelle. Die dort gezeigten Daten lassen sich zwar durch eine abfallende Exponentialfunktion darstellen ($\chi^2 = 1.11$), besser paßt jedoch die Summe aus 2 Exponentialfunktionen ($\chi^2 = 0.99$) mit einer schnellen und einer langsamen Zeitkomponente. Dieses Phänomen ist mit hoher Statistik sowohl für Untergrunddaten aus Tritiummessungen [Cou98] als auch für Untergrunddaten ohne Tritiumquelle untersucht worden [Ulr00]. In beiden Fällen wurde sowohl eine schnelle als auch eine langsame Untergrundkomponente gefunden (in [Ulr00] sogar noch eine schwache, sog. prompte Komponente mit $\tau < 20 \mu\text{s}$). Es sieht so aus, als ob lange Zeitperioden, in denen fast keine Untergrundereignisse stattfinden, sich mit kurzen Zeitintervallen ablösen, in denen deutlich erhöhte Zählraten auftreten.

Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten ist, daß es verschiedene Untergrundquellen im Spektrometer gibt, von denen eine (oder mehrere) zeitweilig abgeschaltet sind. Speichereffekte könnten so etwas hervorrufen. Eine genaue Erklärung der Her-

kunft der unterschiedlichen Komponenten steht jedoch noch aus und ist Gegenstand aktueller Untersuchungen. Für die Auswertung der Tritiumdaten bedeutet dies, wie schon in Abschnitt 5.2.1 erwähnt, daß einfache Poissonfilter zum Auffinden von Zählratenstörungen nicht angewendet werden dürfen.

5.4 Neue Probleme

Die erste Tritiummessung nach dem Umbau des Mainzer Neutrinomassenexperimentes hat einerseits die Erwartungen im Hinblick auf die zu Anfang des Kapitels 4 diskutierten Punkte erfüllt, andererseits jedoch neue Probleme aufgeworfen. Diese Probleme betreffen alle den verwendeten Tritiumfilm, der mit 284 ML eine sehr viel größere Schichtdicke als früher hatte (1994: 37 ML):

- Schichtdickenbestimmung bei dicken Tritiumfilmen:
Das zur Schichtdickenbestimmung benutzte ellipsometrische Verfahren war bisher problemlos angewandt worden. Bei der Präparation der Q2-Tritiumquelle ergab sich jedoch eine Schichtdickendiskrepanz um einen Faktor 2 zwischen der Ellipsometrievorhersage und der Abschätzung aufgrund der eingelassenen Tritiumgasmenge.
- Höhere Energieverluste der austretenden Elektronen durch inelastische Streuung im Tritiumfilm:
Bei den bisher gefrorenen Tritiumfilmen mit maximal 40 ML Schichtdicke sind Streumultiplizitäten größer als 2 vernachlässigt worden [Bar97, Wei93a], dies ist jetzt nicht mehr möglich, da bei Filmen mit großer Schichtdicke der Anteil des Energieverlustes durch Mehrfachstreuungen größer ist. Ein zweiter Punkt ist, daß die mittlere freie Weglänge von Elektronen in Tritiumfilmen bisher mit einer Genauigkeit von 8.4% bekannt war ([Prz95, Bar97]). Das ist für dünne Filme ausreichend, nicht für die nun verwendeten Schichtdicken. Ohne Verbesserung der Genauigkeit wäre die Bestimmung einer Neutrinomassenobergrenze stark vom Energieverlustfehler limitiert.
- Verschiebung des β -Spektrums um 3 eV zu niedrigeren Energien:
Während der Q2-Meßphase ist eine Verschiebung des gemessenen β -Spektrums um 3 eV zu niedrigeren Energien hin beobachtet worden. Eine solche Verschiebung könnte entweder durch ein technisches Problem in der Spannungsversorgung verursacht werden oder durch einen systematischen Effekt.

Um die gemessenen Daten der Q2-Messung im Hinblick auf eine Neutrinomassenobergrenze analysieren zu können, wurden die angesprochenen Punkte nach der Q2-Tritiummeßphase einzeln untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen zur Systematik sind der Inhalt des nächsten Kapitels.

Kapitel 6

Systematische Untersuchungen an Tritiumfilmen: Schichtdickenbestimmung, Energieverluste und Aufladung

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der ergänzenden systematischen Untersuchungen an den Tritiumquellfilmen vorgestellt. Sie waren notwendig geworden, da nach dem Umbau des Experimentes deutlich größere Filmdicken verwendet werden sollten. Die folgenden 3 Unterkapitel behandeln die Schichtdickenbestimmung der Tritiumfilme, die Energieverluste der aus der Quelle austretenden Elektronen im Film und die Aufladung des Films. Letztere wird für die im letzten Abschnitt 5.4 diskutierte β -Endpunktverschiebung verantwortlich gemacht.

6.1 Schichtdickenbestimmung des Tritiumfilms

Die Schichtdickenbestimmung von Tritiumfilmen erfolgt in Mainz mit Hilfe der Ellipsometrie. Bei einer ellipsometrischen Messung wird die Tatsache ausgenutzt, daß sich bei der Reflexion einer elektromagnetischen Welle an einer Probenoberfläche der Polarisationszustand dieser Welle ändert.

Grundlagen zur Ellipsometrie werden im folgenden nur soweit erläutert, wie sie zum Verständnis der hier vorgestellten systematischen Untersuchungen notwendig sind. Eine sehr ausführliche Behandlung dieses Themas findet sich in Referenz [Azz88]. Auf den experimentellen Aufbau wird im folgenden ebenfalls nur soweit eingegangen, wie es für die Diskussion der systematischen Fehlerquellen und der verschiedenen Auswerteverfahren notwendig ist. Ein erster Mainzer Test der Methode an gefrorenen Wasserstoffschichten erfolgte in Referenz [Fis88], ein erster Test mit Tritiumfilmen in [Prz89]. Die Anpassung des Aufbaus an das Mainzer Experiment und die dafür notwendige Automatisierung erfolgte im Rahmen von Referenz [Hai90].

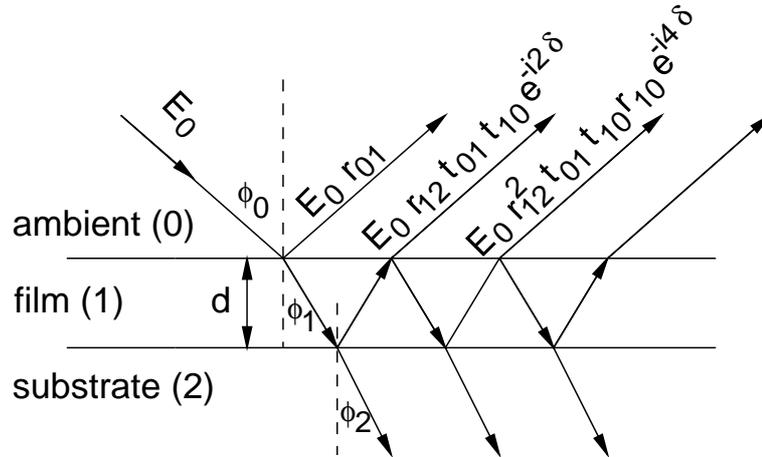


Abbildung 6.1: Reflexion und Transmission einer ebenen Welle an einem Mehrschichtsystem. Dargestellt ist das bei der Quellpräparation vorliegende 3-Schichtsystem (Vakuum, Film, Substrat), wobei die jeweiligen Grenzschichten als glatt und zueinander parallel angenommen werden. d ist die Filmdicke (auch Schichtdicke genannt), Φ_0 der Einfallswinkel und Φ_1, Φ_2 sind die Brechungswinkel im Film bzw. im Substrat. $r_{01}, r_{10}, r_{12}, t_{01}, t_{10}$ sind die (komplexen) Fresnel'schen Reflexions- und Transmissionskoeffizienten, δ der Phasenwinkel. Einheitliche Reflexionskoeffizienten aller Teilwellen gelten nur, wenn die einfallende ebene Welle senkrecht oder parallel zur Einfallsebene polarisiert ist.

6.1.1 Kurze Einführung in die Ellipsometrie

Im Mainzer Experiment wird die Ellipsometrie zur Bestimmung von Schichtdicken eines Tritiumfilmes auf einem Graphitsubstrat benutzt. Abb. 6.1 zeigt das betreffende 3-Schichtsystem (Vakuum, Film, Substrat). Gemessen wird die Änderung des Polarisationszustandes einer Lichtwelle mittels Vielstrahlinterferenz in Abhängigkeit von der Filmdicke d .

Der Einfluß des Filmes auf die Polarisation drückt sich in dem Phasenunterschied der einzelnen reflektierten Teilwellen zueinander aus (siehe Abb. 6.1). Addiert man alle reflektierten Teilwellen, jeweils getrennt für die Polarisationsrichtungen parallel (p) und senkrecht (s) zur Einfallsebene ¹, dann erhält man für den gesamten (komplexen) Reflexionskoeffizienten [Azz88]:

$$R_p = \frac{r_{01p} + r_{12p}e^{-i2\delta}}{1 + r_{01p}r_{12p}e^{-i2\delta}} \quad \text{bzw.} \quad R_s = \frac{r_{01s} + r_{12s}e^{-i2\delta}}{1 + r_{01s}r_{12s}e^{-i2\delta}} \quad (6.1)$$

mit

$$\delta = 2\pi \frac{d}{\lambda} \sqrt{N_1^2 - N_0^2 \sin^2 \Phi_0} \quad (6.2)$$

und (als Beispiel):

$$r_{01p} = \frac{N_1 \cos \Phi_0 - N_0 \cos \Phi_1}{N_1 \cos \Phi_0 + N_0 \cos \Phi_1} \quad (6.3)$$

¹In diesen Richtungen polarisiertes Licht behält nach Reflexion seinen Reflexionszustand bei (= Eigenpolarisationszustände des optischen Systems).

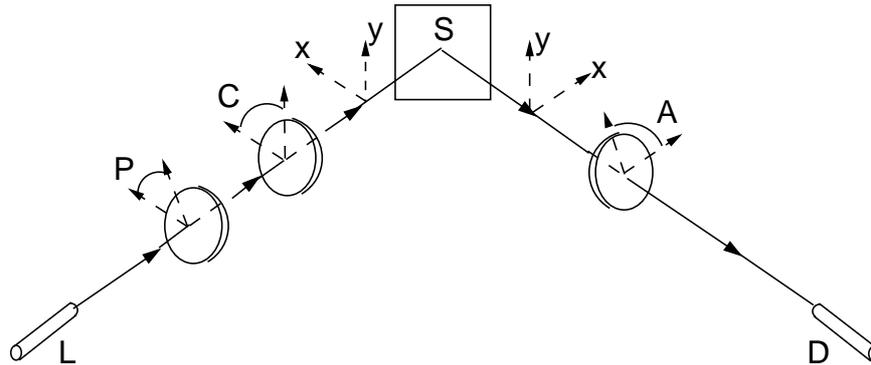


Abbildung 6.2: Schema der PCSA Ellipsometeranordnung (nach [Azz88]). Die Anordnung besteht aus einem Polarisator P, einem Compensator C ($\lambda/4$) und einem Analysator A. S ist das optische System, das untersucht werden soll. x (in der Einfallsebene) und y (senkrecht zur Einfallsebene) beschreiben die Eigenpolarisationszustände des Systems. L steht für Lichtquelle (im Experiment ein Laser mit $\lambda=632.8$ nm) und D für Detektor. Die Größen A, P und C stehen auch für die entsprechenden Winkel der optischen Einheiten, gemessen im Uhrzeigersinn (Blick entlang des Strahls) von der x -Achse aus. Der Einfallswinkel Φ_0 beträgt im Experiment etwa 60° .

Dabei ist:

- $r_{01p,s}, r_{12p,s}$: Fresnel'sche Reflexionskoeffizienten.
 $N_0 = n_0 + ik_0$: Brechungsindex des umgebenden Mediums,
 n = reeller Brechwert, k =Extinktionskonstante
(im Experiment: Vakuum, d.h. $N_0 = 1$).
 $N_1 = n_1 + ik_1$: Brechungsindex des kondensierten Films. Bei Wasserstofffilmen
gilt näherungsweise: $k_1 = 0$.
 $N_2 = n_2 + ik_2$: Brechungsindex des Substrats mit $n_2, k_2 \neq 0$
 Φ_0 : Einfallswinkel zum Lot gemessen.
 Φ_1 : Brechungswinkel im Film.
 δ : Phasenänderung, die die Welle innerhalb
des Films (Medium 1) bei einem Durchgang erfährt.
 λ : Wellenlänge des einfallenden Lichts (hier: Laser mit $\lambda = 632.8$ nm).
 d : Schichtdicke des Films.

Experimentell wird aus Messungen der Polarisationszustände des einfallenden und reflektierten Lichts das Verhältnis der komplexen Reflexionskoeffizienten

$$\varrho = \frac{R_p}{R_s} = \frac{r_{01p} + r_{12p}e^{-i2\delta}}{1 + r_{01p}r_{12p}e^{-i2\delta}} \cdot \frac{1 + r_{01s}r_{12s}e^{-i2\delta}}{r_{01s} + r_{12s}e^{-i2\delta}} \quad (6.4)$$

bestimmt. Dazu wird im Mainzer Experiment das Verfahren der Nullellipsometrie in Verbindung mit der sogenannten PCSA-Ellipsometeranordnung nach Abb. 6.2 verwendet. Das Prinzip der Nullellipsometrie basiert darauf, daß Polarisator, Compensator ($\lambda/4$ -Plättchen) und Analysator so eingestellt werden, daß das Licht nach Reflexion an der Probe (sample) linear polarisiert ist und somit mit Hilfe des Analysators zur Auslöschung gebracht werden kann ('Null'-Ellipsometrie).

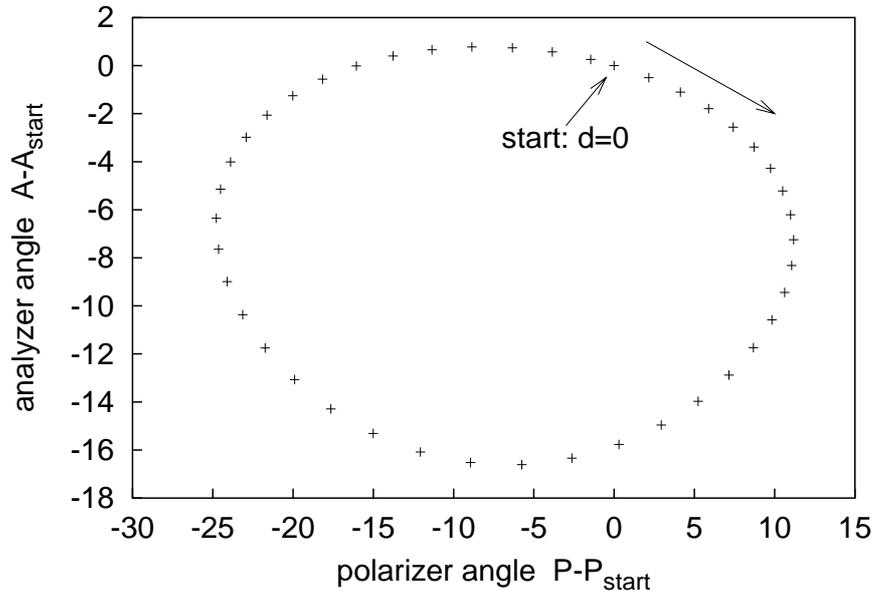


Abbildung 6.3: Beispiel—Ellipse. Aufgetragen ist die Polarisator (P)- und Analysator (A)- Einstellung in Abhängigkeit von der Schichtdicke d eines Deuteriumfilms ($\Phi_0 = 59.85^\circ$, $n_1 = 1.1395$, $n_2 = 2.702$ und $k_2 = -1.21$). P_{start} und A_{start} sind die Startwerte ohne Bedeckung ($d = 0$). Die Schichtdickenerhöhung pro Punkt beträgt 100 \AA . Hat die Schichtdicke d den Wert $\lambda/2\sqrt{N_1^2 - N_0^2 \sin^2 \Phi_0} = \lambda/2\sqrt{n_1^2 - \sin^2 \Phi_0} = 4264 \text{ \AA}$, werden die Startwerte wieder erreicht (siehe auch Glg. 6.2).

Wird der Compensator so fixiert, daß seine schnelle Achse einen Winkel von $\pm\pi/4$ zur Einfallsebene einnimmt, dann gilt folgende Beziehung zwischen dem Verhältnis der Reflexionskoeffizienten nach Glg. 6.4 und den bei Auslöschung gefundenen Polarisator- und Analysatorwerten:

$$\varrho = \mp \tan A e^{\mp 2i(P - \frac{\pi}{4})} \quad \text{für } C \pm \frac{\pi}{4} \quad (6.5)$$

P , C und A beschreiben dabei einen Satz Winkel relativ zur Einfallsebene des optischen Systems², der zur Auslöschung führt. Mit Hilfe von Glg. 6.5 kann aus den Meßgrößen A und P das komplexe Verhältnis ϱ bestimmt werden und aus diesem mit Hilfe der Gleichungen 6.4, 6.3 und 6.2 die Schichtdicke d .

Eine Tritiumfilmpräparation beginnt mit der Bestimmung des Startwertepaares (P_{start} , A_{start}) für das unbedeckte Substrat. Dann wird der Film portionsweise auf dem 1.9 K kalten Substrat kondensiert (aufgefroren) und nach jedem Schritt das Wertepaar (P , A) für die Auslöschung neu bestimmt. Werden während des Auffrierprozesses Einfallswinkel und Wellenlänge des Lasers konstant gehalten, dann ist die Veränderung im Polarisator- und Analysatorwinkel allein auf die Zunahme der Filmdicke zurückzuführen. In Abb. 6.3 ist die Abhängigkeit der Winkel P und A als Funktion der

²Zum Auffinden der exakten Lage der Einfallsebene und der Polarisationsrichtungen parallel und senkrecht dazu wird eine in [Azz88] beschriebene Methode benutzt, die in Referenz [Hai90] ausführlich dokumentiert ist.

Filmstärke d dargestellt. Eine solche Darstellung wird im folgenden Ellipse genannt, auch wenn die Kurve mathematisch keine reine Ellipsenform hat.

6.1.2 Altes und neues Verfahren zur Bestimmung der Filmstärke

Aufgrund des in Abschnitt 5.4 angesprochenen Problems bei der Präparation des Q2-Tritiumfilmes mit 284 ML Dicke ³ mußte für die Bestimmung der Filmstärke aus den Ellipsometriedaten ein neues Verfahren entwickelt werden.

Das experimentell nach Glg. 6.5 zugängliche komplexe Verhältnis der Reflexionskonstanten ϱ ist eine Funktion von 9 Variablen, den realen und imaginären Anteilen der komplexen Brechungsindizes N_0, N_1, N_2 , der Filmstärke d , des Einfallswinkels Φ_0 und der Wellenlänge λ :

$$\varrho = f(N_0, N_1, N_2, d, \Phi_0, \lambda) \quad (6.6)$$

Im Experiment ist die Umgebung Vakuum, d.h. es gilt $N_0 = 1$. Die Wellenlänge des verwendeten Lasers ist $\lambda = 632.8$ nm. Zusätzlich kann bei Wasserstofffilmen der Brechungsindex als reell angesehen werden (Diese Filme sind vollkommen transparent). Damit bleiben neben der gesuchten Filmstärke d noch 4 Variablen, die für die weitere Auswertung festgelegt werden müssen:

$$\varrho = f(n_1, n_2, k_2, d, \Phi_0) \quad (6.7)$$

Weil die Filmstärke nur sehr verschachtelt in Glg. 6.5 vorkommt, geschieht ihre Bestimmung durch Berechnung einer Tabelle für die Meßgrößen P und A mit der Filmstärke als Parameter (d, P, A -Tabelle) und anschließendem Vergleich der experimentellen Werte mit dieser Tabelle. Alte und neue Methode der Schichtdickenauswertung unterscheiden sich in der Art wie die 4 übrigen Variablen festgelegt werden.

Bei der alten Methode wurde der Einfallswinkel Φ_0 geometrisch bestimmt und der komplexe Brechungsindex des Substrates $N_2 = n_2 + ik_2$ aus den Startwerten P_{start} und A_{start} , die bei unbedecktem Substrat ermittelt werden, berechnet ⁴. Der reelle Brechungsindex n_1 des Filmes (H_2, D_2 und T_2) wurde über die Clausius-Mosotti-Beziehung [Kit88]

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{4\pi}{3} \alpha \frac{N_A}{V_{\text{mol}}} \quad (6.8)$$

und der Beziehung $n_1 = \sqrt{\varepsilon}$ bestimmt. N_A ist die Avogadro-Konstante, V_{mol} das molare Volumen des Films (Kondensats) und α seine Polarisierbarkeit. Die auf diese

³Ein abschreckend kondensierter Film bildet keinen regulären Kristall, der Begriff Monolage ist als Mittelwert gemeint. Dabei entspricht eine ML etwa 3.4 Å. Bei den physikalischen Berechnungen wird selbstverständlich in Å gerechnet.

⁴Der Wert kann von Messung zu Messung variieren, da einerseits die optische Justage nicht 100% reproduzierbar ist und andererseits verschiedene Stellen an der Oberfläche des Graphitsubstrates leicht unterschiedlich sein können. Richtwerte sind die Ergebnisse aus [Gre69]: $n_2 = 2.73$ und $|k_2| = 1.4$. Diese Werte gelten für pyrolytisches Graphit und für Flächen \perp zur c-Achse des hexagonalen Gitters.

Art in Referenz [Prz95] ermittelten Werte für n_1 sind:

$$\begin{aligned} n_1(\text{D}_2) &= 1.17 \pm 0.01 \\ n_1(\text{T}_2) &= 1.18 \pm 0.01 \end{aligned} \quad (6.9)$$

Die alte Methode hatte eine Schwachstelle, die sich bei der Präparation des Q2-Tritiumfilmes bemerkbar machte: Die molaren Volumina, die bei der Berechnung des Brechungsindex n_1 nach Glg. 6.8 verwendet wurden, waren unter der Annahme der dichtesten Kugelpackung ermittelt worden [Fis88]. Sollte dies nicht der Fall sein, der Film also Löcher haben, dann wäre die Berechnung des reellen Brechungsindex n_1 falsch und damit dann auch die Berechnung der d, P, A -Tabelle.

Bei der Präparation des Q2-Tritiumfilmes konnten die vorhergesagten (P, A) -Wertepaare für die gewünschte Dicke experimentell nicht erreicht werden. Es gab also eine Diskrepanz zwischen errechneter d, P, A -Tabelle und experimentellen Werten. Daraufhin ist eine neue Methode zur Analyse der Schichtdicken entwickelt worden.

Die Idee bei dieser Methode ist, daß die vier in Frage kommenden Parameter nicht im Vorfeld einzeln festgelegt werden, sondern mit Hilfe einer vollständig aufgenommenen Referenzellipse durch freie Anpassung aktuell ermittelt werden. Dazu wird das entsprechende Gas (z.B. Deuterium) solange portionsweise aufgefroren und die dazugehörigen (P, A) -Werte bestimmt, bis die Startwerte $(P_{\text{start}}, A_{\text{start}})$ wieder erreicht werden. An diesen Datensatz wird die theoretische Ellipse durch Variation der vier Parameter n_1 , n_2 , k_2 und Φ_0 angepaßt. Typische Variationsbreiten dabei sind:

$$\begin{aligned} n_1: & 1.13 \text{ bis } 1.15 \\ n_2: & 2.60 \text{ bis } 2.80 \\ k_2: & -1.40 \text{ bis } -1.10 \\ \Phi_0: & \text{gemessener Wert } \pm 0.5^\circ \text{ (}\hat{=} \text{ Fehler der Messung)} \end{aligned}$$

Typischerweise werden etwa 50000 verschiedene Kombinationen durchgerechnet, d.h. 50000 theoretische Ellipsen mit der einen gemessenen Ellipse verglichen. Die Parameterkombination deren theoretische Ellipse am besten mit den gemessenen Werten in Größe und Form übereinstimmt (minimale Abstandsquadrate) wird als d, P, A -Tabelle zur Auswertung verwendet. Die n_2, k_2 Literaturwerte nach [Gre69] und der gemessene Einfallswinkel dienen nur der Kontrolle. Sie sollen sicherstellen, daß die an die Ellipse angepaßten Werte nicht unphysikalisch weit weglaufen. In diesem Fall würde ein systematischer Fehler vorliegen und die Optik kann nicht zur Tritiumfilmpräparation eingesetzt werden. Näheres zu diesem Thema ist in Abschnitt 6.1.4 zu finden.

Abb. 6.4 zeigt anhand einer aufgenommenen Deuterium-Ellipse den Unterschied der beiden Auswertemethoden. Die nach der neuen Methode angepaßte Ellipse stimmt sehr gut in Form und Größe mit den experimentellen Werten überein, während die nach der alten Methode errechnete Ellipse zu klein und in der P, A -Ebene verkippt

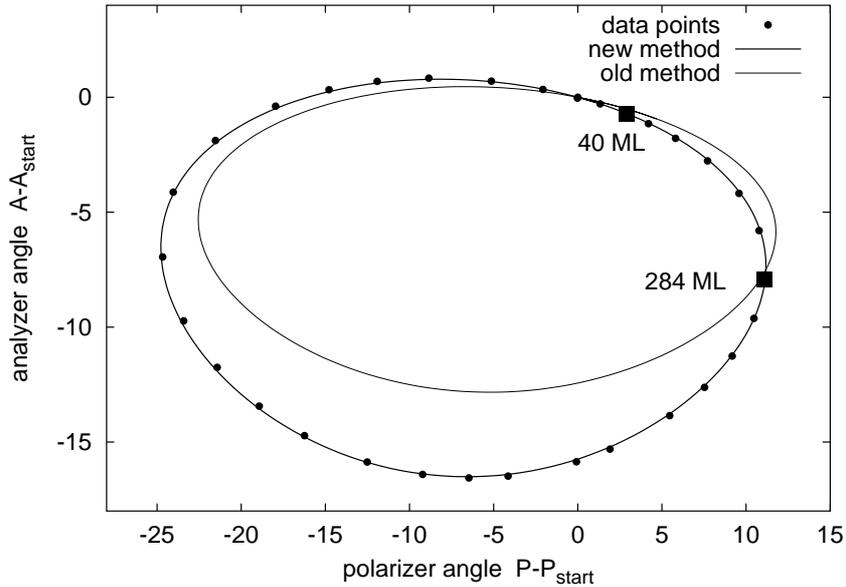


Abbildung 6.4: Schichtdickenauswertung: Vergleich der alten und der neuen Auswertemethode am Beispiel einer aufgenommenen Deuterium-Ellipse. Die Datenpunkte beschreiben die experimentell ermittelten Polarisator- und Analysatorwerte. Die dünne Linie gibt die nach der alten Auswertemethode berechnete Ellipse wieder, die starke Linie die nach der neuen Methode ermittelte. Beide Methoden sind im Text ausführlich erläutert. Die beiden Quadrate kennzeichnen eine Quellfilmstärke, wie sie typischerweise vor dem Umbau des Experimentes gefroren worden ist (40 ML) und die Filmstärke der Q2-Tritiummeßphase (284 ML). Die nach der alten Methode bestimmten und eingesetzten Werte waren: $\Phi_0 = 59.5^\circ$, $n_1 = 1.16$, $n_2 = 3.31$ und $k_2 = -2.19$. Die nach der neuen Methode ermittelten Werte für die optischen Parameter sind: $\Phi_0 = 59.85^\circ$, $n_1 = 1.139$, $n_2 = 2.70$ und $k_2 = -1.22$. Nach [Gre69] ist $n_2 = 2.73$ und $|k_2| = 1.40$.

ist. Die Hauptgründe für die Abweichung liegen in den fehlerhaft bestimmten Brechungsindizes des Substrates (n_2, k_2) und des aufgefrorenen Deuteriumfilmes (n_1). Dieser liegt mit einem (in diesem Beispiel) angepaßten Wert von $n_1 = 1.139$ erheblich unter dem bisher verwendeten Literaturwert von 1.17 [Prz95].

Interpretiert wird dieser experimentell kleinere Brechungsindex des Filmes als eine Folge der schockartig erfolgten Kondensation des Gases auf dem 1.9 K kalten Substrat, die dazu führt, daß sich Löcher im Film ausbilden, weil die Moleküle keine Möglichkeit haben, durch Diffusion passende Gitterplätze zu finden⁵. Diese Tatsache hat signifikante Auswirkungen sowohl auf die Schichtdickenbestimmung gefrorener Wasserstofffilme als auch auf den Energieverlust von Elektronen durch inelastische Streuung in diesen Filmen (siehe dazu Abschnitt 6.2). Der Grund für die fehlerhafte Bestimmung der Brechungsindizes des Substrates, die nach der alten Methode

⁵Daß schockartig kondensierte Filme Löcher aufweisen, ist schon länger diskutiert worden. So ist in [Mue87] die Abhängigkeit der Filmmorphologie von der Gastemperatur untersucht worden (Molekulardynamische Simulationen). Messungen in der Arbeitsgruppe von P. Leiderer mit Photoelektronen betätigten die poröse Struktur von abschreckend kondensierten Filmen [Con96].

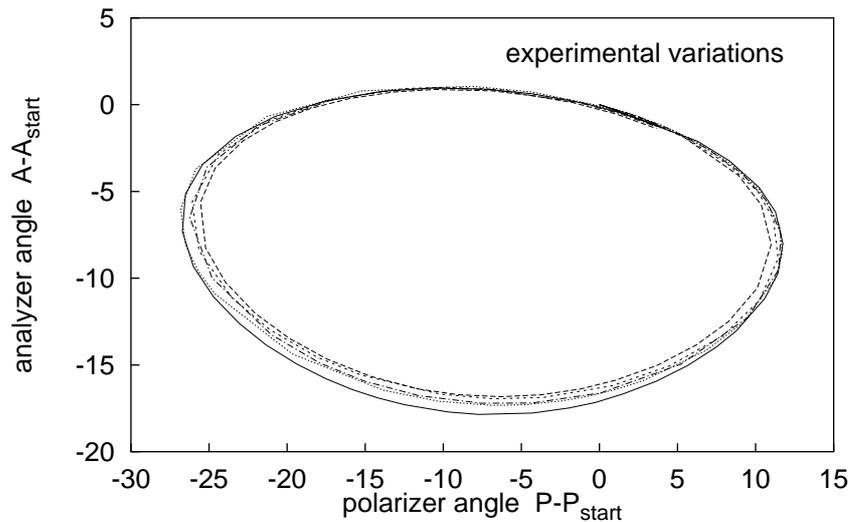


Abbildung 6.5: Experimentell bedingte Schwankungen bei der Ellipsometrie. Dargestellt sind Deuterium-Ellipsen, die an verschiedenen Tagen gemessen worden sind. Die Breite des Bandes gibt die mögliche Variation in Größe und Lage der Ellipse wieder, die aufgrund leicht unterschiedlicher optischer Justagen experimentell möglich sind.

manchmal auftrat, konnte nicht ermittelt werden. Bei der neuen Methode, wo dieser Index aus der Form und der Größe einer gesamten Referenzellipse bestimmt wird, und nicht nur aus einer Differenz zweier Einzelmessungen, ist das Problem nicht wieder aufgetreten.

6.1.3 Untersuchungen zur Systematik

Da die neue Methode der Schichtdickenauswertung die in Frage kommenden Parameter an die Größe und die Form einer Referenzellipse anpaßt, mußte in systematischen Messungen herausgefunden werden, welche äußeren Einflüsse die Form der Ellipse ändern und somit eine Auswertung der Schichtdicke stören können. Die Ergebnisse sind zusammengefaßt in der folgenden Auflistung zu finden, die dazu gehörenden Ellipsen in den Abbildungen 6.5 bis 6.9.

1. Natürliche Schwankungen (Abb. 6.5):
Die Ellipsen hängen sehr empfindlich von der optischen Justage (Einfallswinkel, Einfallsebene) ab und können deutlich variieren. Zwischen der Aufnahme der Referenzellipse und der eines Filmes mit genau definierter Dicke d sollte der optische Aufbau nicht verändert werden.
2. Variation von Φ_0 (Abb. 6.6):
Eine Variation im Einfallswinkel vergrößert die Ellipse asymmetrisch. Die durch einfache Winkelmessung erreichbare Genauigkeit der Bestimmung des Einfallswinkels Φ_0 beträgt 0.5° . Daher ist es die bessere Lösung, wenn wie oben beschrieben, Φ_0 als freier Parameter über die Anpassung an die Referenzellipse

bestimmt wird und der gemessene Winkel nur zu Kontrollzwecken dient (angepaßter Wert muß innerhalb der Fehlergrenzen des gemessenen Wertes liegen).

3. Variation von n_1, n_2, k_2 (Abb. 6.6):
Eine Variation im Brechungsindex des Filmes n_1 zu niedrigeren Werten hin verkleinert die Ellipse (kleinere Halbachsen). Dabei wird sie leicht in der P, A -Ebene im Uhrzeigersinn um den Nullpunkt gedreht. Eine entsprechende Variation von k_2 vergrößert die Ellipse, dreht sie aber dabei leicht gegen den Uhrzeigersinn (nicht im Bild dargestellt). Eine Variation des n_2 -Wertes sorgt nur für eine Verdrehung der Ellipse in der P, A -Ebene (ebenfalls nicht im Bild dargestellt). Damit kann der reale Brechungsindex des Filmes eindeutig aus der Form, der Größe und der Lage der Ellipse bestimmt werden.
4. Laserstrahl streifend an Fensterkante (Abb. 6.7):
Experimentell kann es oft nicht vermieden werden, daß der einfallende oder am Substrat reflektierte Laserstrahl an einem der 4 inneren Fenster 'kratzt' (siehe auch Skizze des Präparationsortes in Abb. 4.4). Eine entsprechende Testmessung, bei der etwa 50% des Strahles an einer Fensterkante 'verloren gingen' führte zu einer einwandfreien Ellipse.
5. Haube auf Substrat gepreßt (Abb. 6.7):
Wird die Haube beim Auffrieren des Filmes zu fest ans Substrat gepreßt (siehe auch Abb. 4.4), dann ist die resultierende Ellipse gestört. Sie ist deutlich kleiner und nicht mehr geschlossen. Eine Schichtdickenauswertung ist nicht mehr möglich. Die Ursache für die Störung der Optik bei Anpressen der Haube liegt wahrscheinlich in einer leichten Verkipfung der Haube und der in ihr eingebauten Fenster aus der Kryostatachse. Daraus folgt, daß die Haube bei der Präparation zwar möglichst dicht ans Substrat gebracht werden muß (um Gasverluste zu vermeiden), sie dieses aber, wenn möglich, nicht berühren sollte.
6. Substrat nicht korrekt ausgeheizt (Abb. 6.8):
Ein Substrat bei Zimmertemperatur sollte vor dem Kaltfahren auf ca. 450 K ausgeheizt werden, um die Oberfläche zu reinigen. Ansonsten verbleiben einige Monolagen an Restgasen (H_2O , N_2 , ...) auf dem Substrat. Diese stören die Ellipsometrie, da dann kein reines 3-Schichtsystem mehr vorliegt und die darauf basierende Beschreibung nicht mehr gültig ist. Die resultierende Ellipse wird kleiner und ist nicht mehr geschlossen.
7. 2 Filme nacheinander aufgenommen (Abb. 6.8):
Es ist möglich, mehrere Wasserstofffilme (H_2 , D_2 , T_2) nacheinander kontrolliert auf dem Substrat zu kondensieren, wenn der Durchflußkryostat nicht abgeschaltet wird und das Abdampfen des Filmes durch direkte Heizung am Substrat (20 bis 40 K) erfolgt. In diesem Fall sind die aufgenommenen Ellipsen nahezu identisch.
8. Unterschied zwischen Deuterium und Tritium (Abb. 6.9):
Die P, A -Paare eines portionsweise aufgefrorenen Tritiumfilmes (Tritiumanteil 80 bis 90%, Rest Wasserstoff) liegen auf einer unmittelbar vorher aufgenommenen (und dann bei 20 K abgedampften) Deuterium-Ellipse. Die Brechungs-

indizes der beiden Filme sind demnach gleich (in diesem Beispiel: $n_1 = 1.139$ statt wie früher angenommen: 1.18 für Tritium [Prz95]). Das schockartige Kondensieren der Tritiummoleküle bei 1.9 K verhindert wie beim Deuterium ein Ordnen nach Kristallstrukturen. Es bildet sich ein Film mit Löchern, der in seiner Struktur eher von Parametern der Kondensation (Gas- und Substrattemperatur, usw.) abhängt als von der Gasart.

Die Gleichheit der Brechungsindizes von Deuterium- und Tritiumfilmen (in der oben beschriebenen Zusammensetzung) bietet den großen Vorteil, die Referenzellipse mit Deuterium frieren zu können. Da diese etwa einen Faktor 8 bis 10 der Gasmenge benötigt, wie sie für einen 140 ML dicken Tritiumfilm (Meßphasen Q3, Q4, Q5) aufgewendet werden muß, läßt sich so pro Ellipse etwa 0.25 Ci Tritium einsparen.

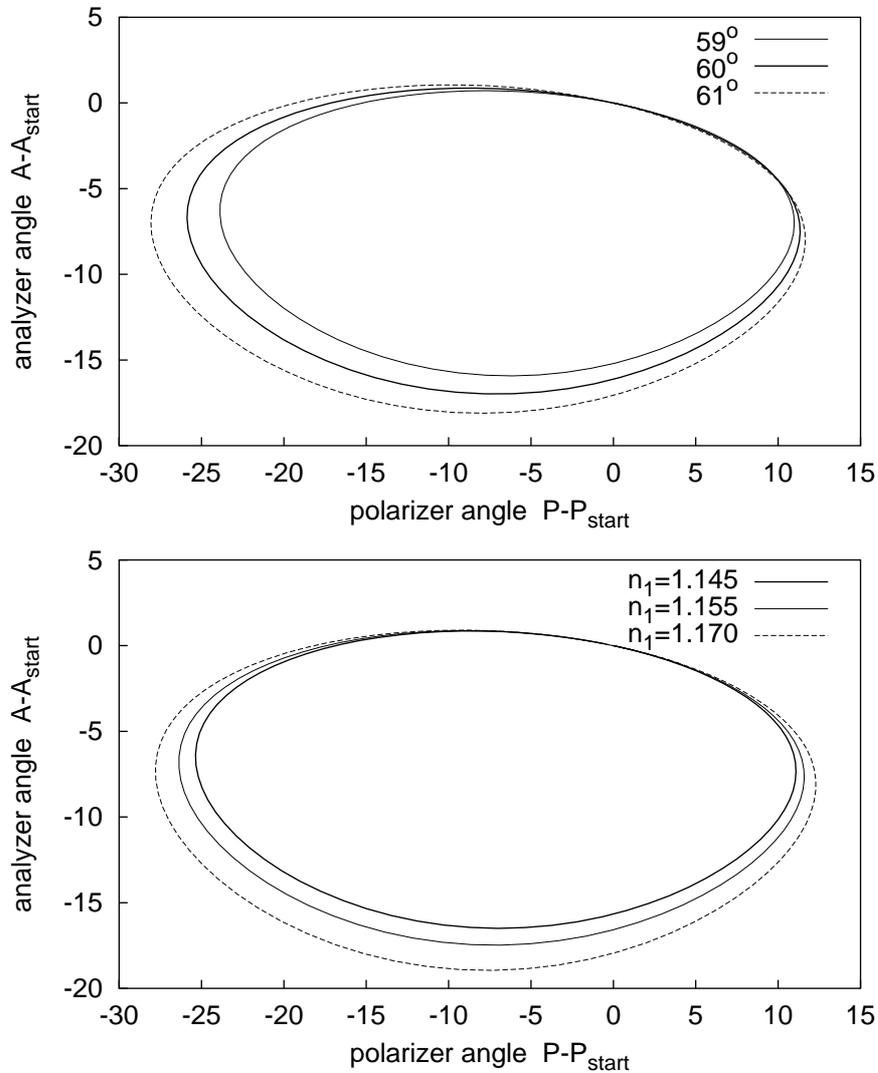


Abbildung 6.6: Einfluß der Parameter Φ_0 und n_1 auf Lage und Größe der Ellipse. Die dargestellten Ellipsen sind berechnet worden. Das obere Bild zeigt die Lage einer Ellipse bei verschiedenen Einfallswinkeln Φ_0 unter sonst konstanten Bedingungen ($n_1 = 1.15$, $n_2 = 2.7$, $k_2 = -1.35$). Die Ellipse wird mit steigendem Einfallswinkel (asymmetrisch) größer. Das untere Bild zeigt die Auswirkung des realen Filmbrechungsindex n_1 auf die Größe und Form einer Ellipse. Die Ellipse wird mit steigendem Brechungsindex größer. Die konstanten übrigen Parameter sind: $\Phi_0 = 60^\circ$, $n_2 = 2.7$ und $k_2 = -1.35$.

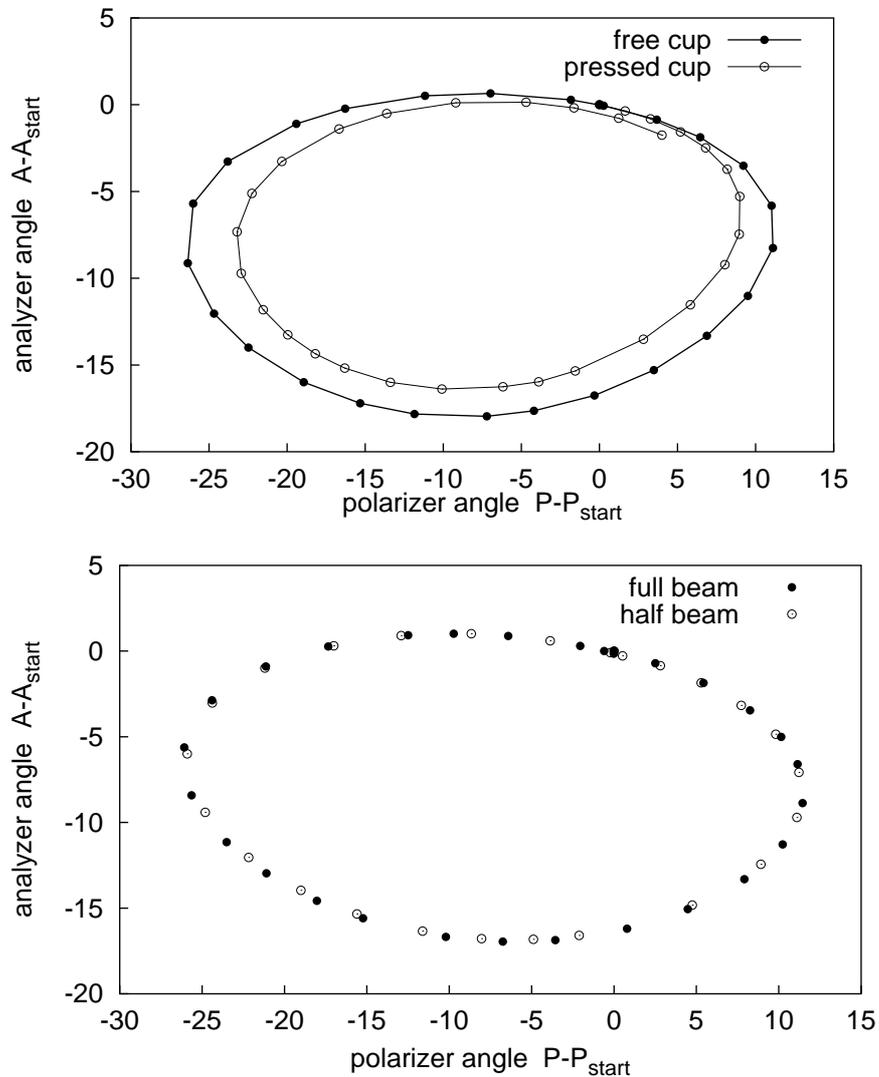


Abbildung 6.7: Auswirkungen experimenteller Parameter auf die Ellipsometrie. Das obere Bild zeigt zwei bei 1.9 K aufgenommene Deuterium-Ellipsen. Einmal wurde die Auffrierhaube (siehe auch Abb. 4.4) fest gegen das Substrat gepreßt, das andere Mal unter sonst gleichen Bedingungen nur an das Substrat herangefahren, so daß die Haube noch frei beweglich war. Im ersten Fall ist die Ellipse gestört (kleiner, nicht geschlossen). Die Linien dienen nur zur Führung des Auges. Im unteren Bild sind zwei gemessene Deuterium-Ellipsen dargestellt, die sich in der Präparation nur dadurch unterschieden, daß in einem Fall der Laserstrahl ungehindert durch alle Fenster des optischen Aufbaus gelangen konnte und im anderen Fall ca. 50% des Strahls an einer Fensterkante 'verloren' gingen. Beide Serien an Meßpunkten liegen auf einer Ellipse.

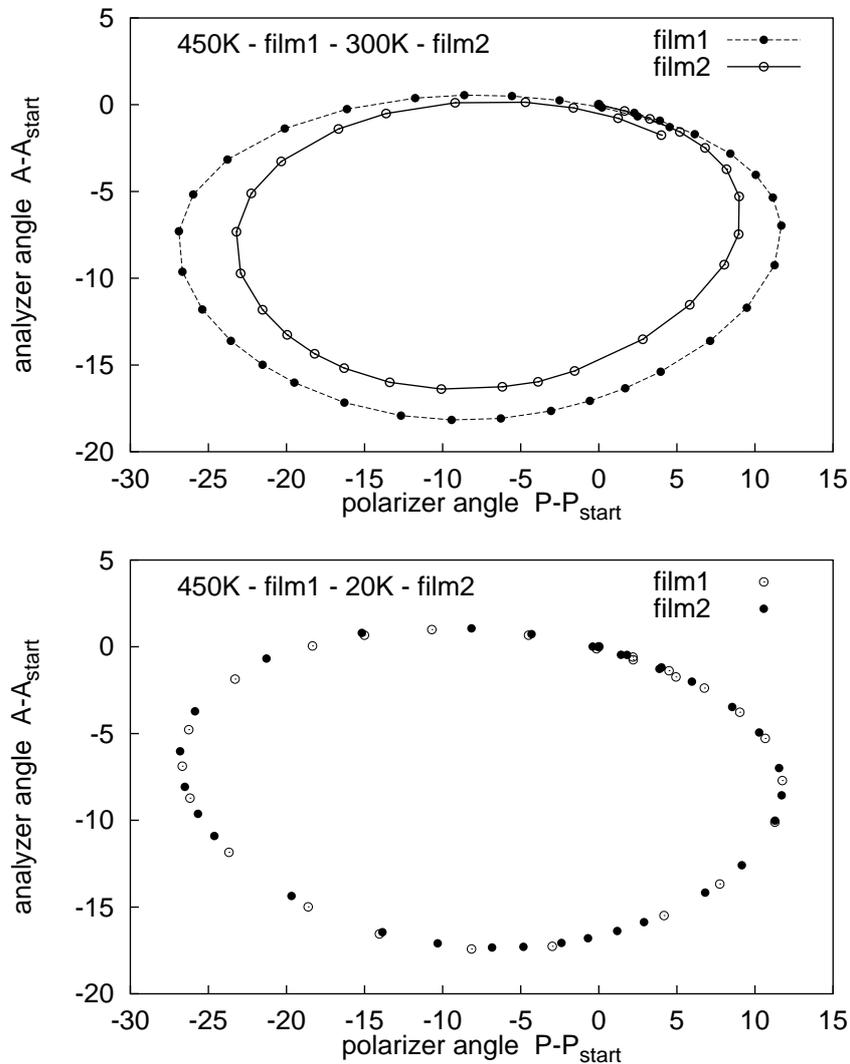


Abbildung 6.8: Auswirkung eines nicht korrekt ausgeheizten Substrates. Im oberen Bild dargestellt sind zwei Deuterium-Ellipsen, die nacheinander bei 1.9 K aufgenommen worden sind. Die Linien dienen nur der Führung des Auges. Vor der Präparation der ersten Ellipse wurde das Substrat auf 450 K ausgeheizt, vor der Präparation der zweiten Ellipse wurde der Kryostat abgeschaltet, das Substrat jedoch nicht ausgeheizt. Im zweiten Fall ist die Ellipse gestört: sie ist deutlich kleiner und nicht geschlossen. Im unteren Bild sind 2 Deuterium-Ellipsen dargestellt, die ebenfalls nacheinander aufgenommen wurden. Allerdings ist hier der Kryostat nicht abgeschaltet worden, die maximale Substrattemperatur zwischen den beiden Filmpräparationen betrug 20 K. Die Ellipsen sind nicht gestört.

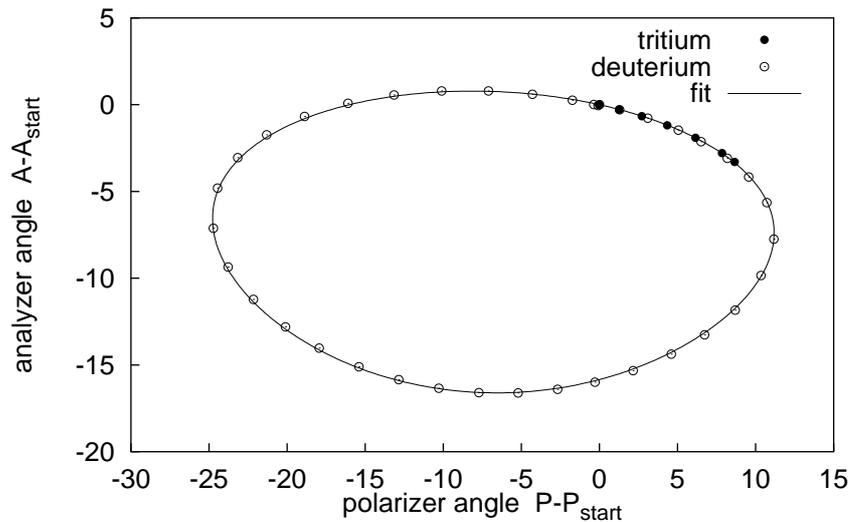


Abbildung 6.9: Ellipse: Vergleich Deuterium - Tritium. Die ausgefüllten Punkte geben die Daten der Q3-Tritiumfilmpräparation wieder ($d = 493\text{\AA} = 145\text{ ML}$). Sie liegen genau auf der unmittelbar vorher aufgenommenen Deuterium-Referenzellipse. Die durchgezogene Linie gibt die beste Anpassung an die Deuteriumellipse wieder. Die Anpassungsparameter lauten: $\Phi_0 = 59.9^\circ$, $n_1 = 1.1385$, $n_2 = 2.705$ und $k_2 = -1.202$.

6.1.4 Zusammenfassung: Reproduzierbare Tritiumfilmpräparationen

Aufgrund der Ergebnisse des letzten Abschnitts ist für die Quellpräparation aller nach Q2 durchgeführten Tritiummeßphasen eine bestimmte Prozedur eingehalten worden. Diese Prozedur sollte sicherstellen, daß die Tritiumfilme reproduzierbar genau in den gewünschten Schichtdicken kondensiert werden können. Im einzelnen sind folgende Schritte in der angegebenen Reihenfolge zu beachten:

1. Sicherstellen, daß die Fenster des optischen Systems sauber sind.
2. Sicherstellen, daß das Quellvakuum im Bereich von $1 \cdot 10^{-9}$ mbar ist.
3. Substrat mindestens 24 h vor dem Beginn der Meßphase etwa 1 Stunde auf maximal 450 K ausheizen (410 K reicht auch). Dann noch in der Abkühlphase auf Raumtemperatur den Durchflußkryostaten starten und das System zügig abkühlen.
4. Kryostat auf 1.9 K stabilisieren.
5. Optik justieren, Einfallswinkel bestimmen.
6. Deuterium-Referenzellipse in etwa 30 bis 40 Einzelschritten frieren.
7. Referenzellipse prüfen: Nur wenn sie geschlossen ist, freie Anpassung der Parameter Φ_0 , n_1 , n_2 und k_2 durchführen. Ansonsten Fehler suchen und Messung wiederholen.

8. Angepaßte Parameter prüfen; nur wenn folgende Zahlen erreicht werden, ist das System in Ordnung: $\Phi_0 = \Phi_0(\text{Messung}) \pm 0.5^\circ$, $n_1 = 1.14 \pm 0.01$, $n_2 = 2.7 \pm 0.1$ und $k_2 = -1.4 \pm 0.2$. Ein stark von Referenz [Gre69] abweichender Wert für n_2 und für k_2 kann auf ein beschädigtes Substrat hindeuten. Gegebenenfalls muß dieses ausgewechselt werden.
9. Temperaturgradient zwischen dem Kryostatkopf (dort sitzt das Thermometer) und der Substratoberfläche bestimmen. Das Verfahren ist im Anhang F erläutert.
10. Tritiumfilm in der gewünschten Dicke mit Hilfe der Daten der angepaßten Deuterium-Referenzellipse frieren. Dabei darauf achten, daß dies in mehreren Schritten (ca. 5 bis 6 P,A -Wertepaare) erfolgt, damit die Übereinstimmung mit der Deuterium-Referenzellipse überprüft werden kann.

6.1.5 Bestimmung des Schichtdickenfehlers von Tritiumfilmen

Bei der Bestimmung des Schichtdickenfehlers sind 2 Fälle zu unterscheiden, die unterschiedliche Beiträge an systematischen Fehlern aufweisen und damit zu unterschiedlich hohen Schichtdickenfehlern führen. Die Festlegung der Fälle und der systematischen Fehler ist in Zusammenarbeit mit L. Bornschein [Bor01] erfolgt und wird sowohl auf die Quellen Q2 bis Q5 angewandt, die im Rahmen dieser Arbeit präpariert wurden, als auch auf die Quellen Q6 bis Q8, die im Rahmen der Dissertation von [Bor01] hergestellt wurden. Damit wird eine größtmögliche Kontinuität gewährleistet. Das ist insofern wichtig, als der Fehler in der Bestimmung der Filmdicke maßgeblich zum systematischen Gesamtfehler des Neutrinomassenquadrates beiträgt (siehe dazu Abschnitt 7.3.2).

Im folgenden werden die einzelnen Fälle näher erläutert, bevor dann in einer Tabelle (6.1) die Ergebnisse der Tritiumquellen Q2 bis Q5 zusammengefaßt werden.

Fall 1:

Fall 1 beschreibt den Normalfall, d.h. es treten keine Probleme in der Optik auf und die Deuteriumellipse läßt sich mit den 4 freien Parametern Φ_0 , n_1 , n_2 und k_2 so anpassen, daß die Ergebnisse die Bedingungen des vorigen Abschnitts erfüllen. Die Auswertung wird dann folgendermaßen durchgeführt:

1. Bestimmung der Schichtdicke:
Berechnung der d,P,A -Tabelle mit Hilfe der Daten der Deuterium-Referenzellipse. Bestimmung der Schichtdicke durch Vergleich des gemessenen P - und A -Wertes mit der Tabelle und Mittelung der Ergebnisse. Gegebenenfalls muß gewichtet werden (bei ganz geringen Schichtdicken (< 40 ML) verändert sich z.B. der Analysatorwinkel fast gar nicht).
2. Bestimmung der einzelnen Schichtdickenfehler:

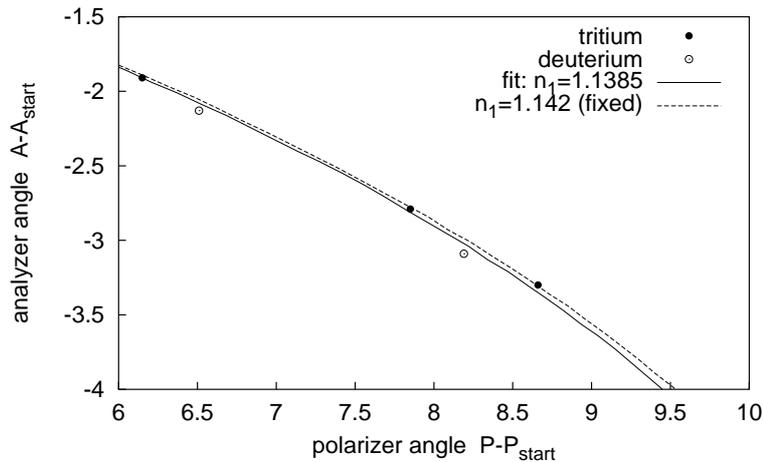


Abbildung 6.10: Korrektur des Brechungsindex n_1 . Dargestellt ist ein vergrößerter Ausschnitt der Abb. 6.9. Die (P, A) -Werte für den gefrorenen Tritiumfilm liegen ganz leicht oberhalb der Werte der Deuteriumellipse. Um dies zu berücksichtigen, werden die durch die Anpassung an die Deuteriumellipse ermittelten Parameter Φ_0 , n_2 und k_2 festgehalten und der Filmindex n_1 solange verändert, bis die Fitkurve durch die Tritiumpunkte geht (siehe Text). Im vorliegenden Beispiel muß dafür der Filmindex von 1.1385 auf 1.142 vergrößert werden.

- Polarisatorwert gegen Analysatorwert:
Die Differenz des Schichtdickenmittelwertes zu den Einzelwerten geht voll in den Fehler ein.
- Ablesefehler Polarisator, Analysator:
Der Ablesefehler beträgt bei beiden 0.02° . Der gemessenen Polarisator- bzw. Analysatorwert wird um diesen Betrag ausgelenkt. Die daraus folgenden Schichtdickenabweichungen gelten als statistische Fehler und werden entsprechend gemittelt.
- Erweiterung von n_1 :
Im allgemeinen liegen die (P, A) -Werte für den gefrorenen Tritiumfilm im betreffenden Ellipsenausschnitt ganz leicht oberhalb der Werte der Deuteriumellipse (siehe auch stark vergrößerten Ausschnitt in Abb. 6.10). Um dies zu berücksichtigen, werden die durch die Anpassung an die Deuteriumellipse ermittelten Parameter Φ_0 , n_2 und k_2 festgehalten und der Filmindex n_1 solange verändert, bis die Fitkurve durch die Tritiumpunkte geht. Dahinter steckt die Annahme, daß sich die Substratparameter n_2 und k_2 , die durch die Referenzellipse bestimmt worden sind, nicht ändern, ein geringfügiger Unterschied im Brechungsindex von schockkondensiertem Deuterium und schockkondensiertem Tritium jedoch prinzipiell möglich ist. Die mit dem neuen n_1 -Wert berechnete d, P, A -Tabelle führt zu einer neuen Filmdicke. Deren Abweichung zur ursprünglichen Filmdicke geht als systematischer Fehler in die Rechnung ein.

Der Normalfall gilt für die Q3 und die Q4 Tritiumquelle.

Fall 2:

Fall 2 beschreibt die Situation, wenn die (P, A) -Werte für den gefrorenen Tritiumfilm zwar wie bei Fall 1 gut auf der Deuterium-Referenzellipse liegen, die Anpassung dieser Referenzellipse mit den vier freien Parametern Φ_0 , n_1 , n_2 und k_2 jedoch zu Werten führt, die außerhalb des vorgegebenen Bereiches liegen (siehe Abschnitt 6.1.4). Solch eine Situation ist bei der Q5-Quelle aufgetreten. Die freie Anpassung führte zu den Werten $\Psi_0 = 59.45^\circ$ (gemessen: 59.0°), $n_1 = 1.116$, $n_2 = 2.547$ und $k_2 = -0.907$. Das Weglaufen der Parameter ist ein Zeichen dafür, daß die Form der Ellipse gestört ist. In solchen Fällen werden die 4 freien Parameter bei der Anpassung mißbraucht. Ein möglicher Grund für die Störung ist ein zu 'altes' Graphitsubstrat, bei dem die Oberfläche nicht mehr optimal glatt ist ⁶.

Abhilfe schafft hier folgendes Vorgehen. Der Brechungsindex n_1 wird auf 1.14 festgelegt (dem Mittelwert aller angepaßten Deuteriumellipsen) und ggf. der Einfallswinkel Φ_0 auf den gemessenen Wert. Die Substratparameter werden wie gewohnt angepaßt, eine d, P, A -Tabelle ausgerechnet und danach eine Schichtdicke bestimmt. Die Festlegung des Parameter n_1 führt zu einem systematischen Fehler, der zusätzlich zu den unter Fall 1 diskutierten berücksichtigt werden muß. Dazu wird n_1 um ± 0.01 ausgelenkt und die restlichen Parameter angepaßt. Die mit dem neuen n_1 -Wert berechnete d, P, A -Tabelle führt zu einer neuen Filmstärke. Deren Abweichung zu ursprünglichen Filmstärke wird als systematischer Fehler in die Rechnung übernommen. Wird auch der Parameter Φ_0 festgelegt, dann wird der entsprechende systematische Fehler analog bestimmt (Auslenkung $\pm 0.5^\circ$).

Die Präparation der Q2-Tritiumquelle erfolgte ohne vorhergehende Aufnahme einer Referenzellipse (zu dem Zeitpunkt wurde noch nach dem alten Verfahren gearbeitet). Um auch hier zu einer möglichst genauen Schichtdickenbestimmung zu kommen, sind mehrere Deuteriumellipsen aufgenommen und die am besten zu den Tritiumdaten passende Deuteriumellipse zur Auswertung herangezogen worden. Die Abweichungen zu der am zweitbesten passenden Ellipse sind als systematischer Fehler in die Auswertung mit eingeflossen.

Eine Zusammenfassung aller Ergebnisse ist in Tabelle 6.1 zu sehen.

⁶Nach der Q5 Tritiummeßphase ist das Graphitsubstrat neu geklebt und seine Oberfläche abgezogen worden. Danach aufgenommene Deuteriumellipsen ließen sich wieder problemlos anpassen [Bor01]. Das häufige Ausheizen auf 410 K und Abkühlen auf 1.9 K scheint die Lebensdauer einer guten Graphitoberfläche auf etwa 1 Jahr (oder 3 Tritiummeßphasen) zu begrenzen.

Tabelle 6.1: Zusammenfassung der Schichtdickenauswertung der Tritiumquellen der Meßphasen Q2 bis Q5. Angegeben sind der gemessene Einfallswinkel $\Phi_0(\text{mess})$, die angepaßten Parameter, die Schichtdicke d und die Schichtdickenfehler. 3.4 \AA entsprechen einer Monolage (ML).

	Q2	Q3	Q4	Q5
$\Phi_0(\text{mess})$	60.4°	59.5°	59.0°	59.0°
Φ_0	60.5°(fix)	59.9°	59.6°	58.45°
n_1	1.14(fix)	1.1385	1.136	1.14(fix)
n_2	2.651	2.705	2.651	2.568
k_2	-1.092	-1.202	-1.196	-1.176
Schichtdicke d	966.7 Å	493.2 Å	494.6 Å	474.9 Å
Polarisator versus Analysator	$\pm 56.6 \text{ Å}$	$\pm 3.2 \text{ Å}$	$\pm 4.6 \text{ Å}$	$\pm 12.4 \text{ Å}$
Ablesefehler	$\pm 1.7 \text{ Å}$	$\pm 1.5 \text{ Å}$	$\pm 1.5 \text{ Å}$	$\pm 1.5 \text{ Å}$
Erweiterung von n_1	—	$\pm 10.7 \text{ Å}$	$\pm 17.3 \text{ Å}$	—
Variation von Φ_0	$\pm 12.3 \text{ Å}$	—	—	—
Variation von n_1	$\pm 9.2 \text{ Å}$	—	—	$\pm 21.4 \text{ Å}$
2. Ellipse	$\pm 9.7 \text{ Å}$	—	—	—
Gesamtfehler	$\pm 59.5 \text{ Å}$	$\pm 11.3 \text{ Å}$	$\pm 18.0 \text{ Å}$	$\pm 24.8 \text{ Å}$

6.2 Energieverluste im Tritiumfilm

Beim Durchgang durch den Tritiumfilm können die β -Zerfallselektronen Energie durch inelastische Streuung verlieren. Dieser Effekt ist um so stärker, je dicker die verwendeten Tritiumfilme sind. Elektronen, die einen Energieverlust erlitten haben, werden mit niedrigerer Energie nachgewiesen und verändern so das gemessene β -Spektrum. Um diesen Energieverlust in der Anpassungsfunktion (siehe Abschnitt 7.2) für das gemessene β -Spektrum beschreiben zu können, muß sowohl die Form des energiedifferentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/d\varepsilon$ bekannt sein, als auch der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} .

Beides ist schon früher in Mainz mit Hilfe von K32-Konversionselektronen des Isotops $^{83\text{m}}\text{Kr}$ gemessen worden [Prz95]. Dazu wurde das Krypton als Submonolage auf das Graphitsubstrat kondensiert und darauf Deuteriumfilme verschiedener Dicke gefroren. Danach wurde der Energieverlust von K32-Konversionselektronen beim Durchgang durch die Deuteriumfilme verschiedener Dicke bestimmt. Die Methode ist ausführlich in [Prz95] erläutert.

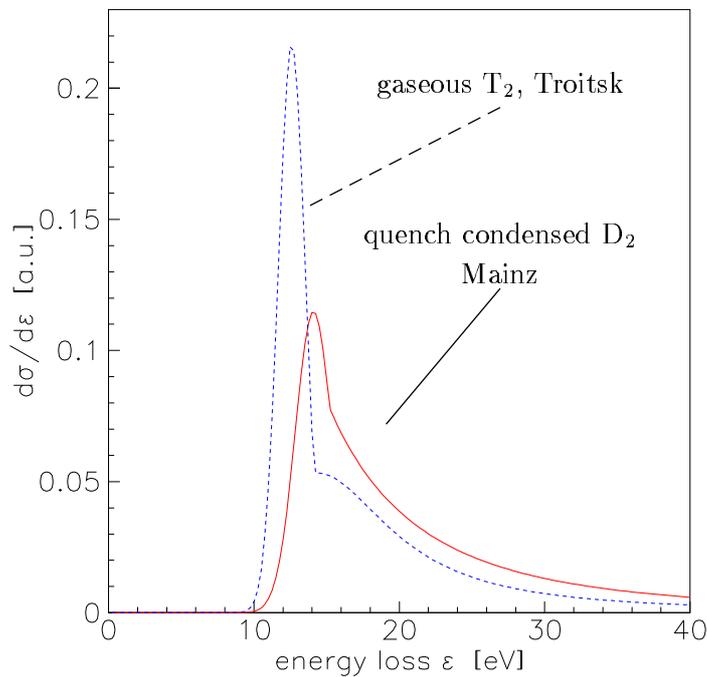


Abbildung 6.11: Energiedifferentielle Wirkungsquerschnitte. Dargestellt sind normalisierte energiedifferentielle Wirkungsquerschnitte als Funktion des Energieverlustes für Tritiumgas (gestrichelt) und für schockkondensierte Deuteriumfilme (durchgezogene Linie), nach [Ase00].

Nach der Q2-Tritiummeßphase sind die Energieverlustmessungen mit größerer Genauigkeit wiederholt worden. Der Grund dafür war, daß zum einen die bis dahin erreichte Genauigkeit in der Bestimmung von σ_{tot} (8.6%, [Prz95]) aufgrund der nun größeren Tritiumfilmdicken nicht mehr ausreichte. Zum anderen schienen neuere Untersuchungen zur Form des energiedifferentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/d\varepsilon$, die zu diesem Zeitpunkt in Troitsk mit einer gasförmigen Tritiumquelle durchgeführt worden waren, den Ergebnissen aus Referenz [Prz95] zu widersprechen.

Die Ergebnisse der neuen Energieverlustmessungen an Deuteriumfilmen sind zusammen mit den Ergebnissen der Troitsker Gruppe unter V.M. Lobashev (Tritiumgas) und Rechnungen von A. Saenz veröffentlicht worden [Ase00]. An dieser Stelle werden daher nur kurz die für die Bestimmung der Neutrinomasse wesentlichen Ergebnisse aus der Veröffentlichung wiederholt.

Ergebnisse der Energieverlustmessungen

Abbildung 6.11 zeigt den aus den Mainzer Elektronenspektren entfalteten energiedifferentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\varepsilon$ für inelastische Streuung in Deuterium.

Tabelle 6.2: Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse der Energieverlustmessungen in Wasserstoff. Die Tabelle zeigt die Ergebnisse der Energieverlustmessungen in gasförmigem T₂ und in schockkondensiertem D₂ im Vergleich mit Literaturwerten (aus [Ase00]). Die Werte für den totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} sind für eine Elektronenenergie von 18.6 keV angegeben. $\bar{\varepsilon}$ ist der mittlere Energieverlust pro inelastischer Streuung und ε_1 die Position des Peaks im energiedifferentiellen Wirkungsquerschnitt.

		gaseous T ₂	solid D ₂	gaseous H ₂
σ_{tot}	[10 ⁻¹⁸ cm ²]	3.40 ± 0.07	2.98 ± 0.16	3.456 [Liu73]
$\bar{\varepsilon}$	[eV]	29.9 ± 1.90	34.4 ± 3.0	
ε_1	[eV]	12.6 ± 0.3	14.1 ^{+0.7} _{-0.6}	12.6 [Gei64]

Zusätzlich ist auch das Ergebnis für inelastische Streuung in Tritiumgas (Troitsk) mit eingezeichnet. Ein Vergleich der beiden Kurven ergibt folgendes:

- Die Form des energiedifferentiellen Wirkungsquerschnitts des abschreckend kondensierten Deuteriumfilms ist signifikant unterschiedlich zu der des Tritiumgases.
- Der Anregungspeak beim festen Deuterium ist um 1.5 eV zu höheren Energien hin verschoben.
- Der energiedifferentielle Wirkungsquerschnitt ist auch oberhalb der Kontinuumsgrenze in schockkondensiertem Deuterium und in Tritiumgas unterschiedlich.

Ein weiteres Ergebnis ist, daß der totale Wirkungsquerschnitt für inelastische Streuung σ_{tot} im Fall des schockkondensierten Deuteriums deutlich um ca. 13% gegenüber dem vom Tritiumgas reduziert ist (siehe auch Tabelle 6.2).

Die genannten Effekte können durch eine Änderung des Spektrums der elektronischen Endzustände beim Übergang vom Gas zum schockkondensierten Film erklärt werden: Bei einem schockkondensierten Film hat jedes Molekül Nachbarn, die seinen eigenen Phasenraum aufgrund des Pauli-Prinzips einschränken (Pauli-Blocking). Der Grundzustand des Moleküls ist hiervon nicht betroffen, da er nur wenig oder gar nicht mit den Grundzuständen der Nachbarmoleküle überlappt. Dagegen überlappen die angeregten Zustände, die ausgedehntere Wellenfunktionen haben, mit den Grundzuständen der nächsten Nachbarn. Erste Rechnungen an einem Deuteriummolekül-Cluster [Ase00] ergaben eine Verschiebung der angeregten Zustände um im Mittel 1.5 eV, während der molekulare Grundzustand unberührt bleibt.

Bestimmung der freien Weglänge λ_{free} der Elektronen im Deuteriumfilm:

Die freie Weglänge für inelastische Streuung λ_{free} berechnet sich aus dem totalen

Wirkungsquerschnitt σ_{tot} :

$$\lambda_{\text{free}} = \frac{1}{\sigma_{\text{tot}} \cdot \varrho} \quad \text{mit} \quad \varrho = \frac{N_A}{V_{\text{mol}}} \quad (6.10)$$

Dabei ist ϱ die Teilchendichte und V_{mol} das molare Volumen für schockkondensiertes Deuterium, N_A die Avogadro-Konstante. Bei den Energieverlustmessungen betrug der Brechungsindex n_1 des Deuteriumfilms 1.141. Mit Hilfe des Gesetzes von Clausius Mosotti (Glg. 6.8) folgt daraus

$$V_{\text{mol}} = 22.3 \text{ cm}^3.$$

Mit $\sigma_{\text{tot}} = 2.98 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ (siehe Tabelle 6.2) ergibt sich für 18.6 keV Elektronen eine freie Weglänge für inelastische Streuung in schockkondensierten Deuteriumfilmen ($T < 1.9 \text{ K}$) von:

$$\lambda_{\text{free}} = 124 \pm 7 \text{ nm}.$$

Zusammenfassung der Ergebnisse der Energieverlustmessungen:

Im Hinblick auf die Auswertung von β -Spektren zur Bestimmung der Neutrinoruhe-masse ergab sich folgendes: Zum einen konnten die neuen Energieverlustmessungen den Fehler des totalen Wirkungsquerschnittes für inelastische Streuung von Elektronen in schockkondensiertem Deuterium von 8.7% auf 5.4% verringern. Zum anderen konnte ein signifikanter Unterschied zwischen dem energiedifferentiellen Wirkungsquerschnitt eines schockkondensierten Deuteriumfilms und einer Tritiumgasquelle festgestellt werden. Beide Neuerungen werden in der Anpassungsfunktion für das Tritium- β -Spektrum berücksichtigt (siehe Abschnitt 7.2).

6.3 Aufladung des Tritiumfilms

6.3.1 Einführung

Wie in Abschnitt 5.4 erläutert, zeigten die Daten der Q2-Tritiummessung eine Verschiebung des β -Endpunktes um ca. 3 eV zu niedrigeren Energien hin. Eine solche Verschiebung könnte entweder durch ein technisches Problem in der Spannungsversorgung verursacht worden sein oder durch einen systematischen Effekt, der direkt mit dem Quellfilm in Zusammenhang steht. Um diese Frage zu klären, wurde nach Abschluß der Q2-Messung eine Submonolage $^{83\text{m}}\text{Kr}$ auf den noch vorhandenen Tritiumfilm ($T < 2\text{K}$) kondensiert und die Lage der K32-Konversionslinie des Kryptons gemessen. Zum Vergleich ist danach eine Kryptonreferenzmessung durchgeführt worden, bei der das Krypton direkt auf das Graphitsubstrat kondensiert wurde. Das Ergebnis ist in Abb. 6.12 zu sehen.

Man kann deutlich erkennen, daß die Linienlage der K32-Linie bei der Messung mit Tritium im Vergleich zur Messung ohne Tritium um ca. 6 eV zu niedrigeren Energien hin verschoben ist. Das Potential an der Oberfläche des Tritiumfilms ist demzufolge um etwa 6 V positiver als das Potential am Substrat. Eine Wiederholung dieser Messung mit einem ca. 930 Å dicken D_2 -Film ergab dagegen keine Verschiebung der Lage der Kryptonlinie. Auch stimmte die Linienlage der Kryptonreferenzmessung im

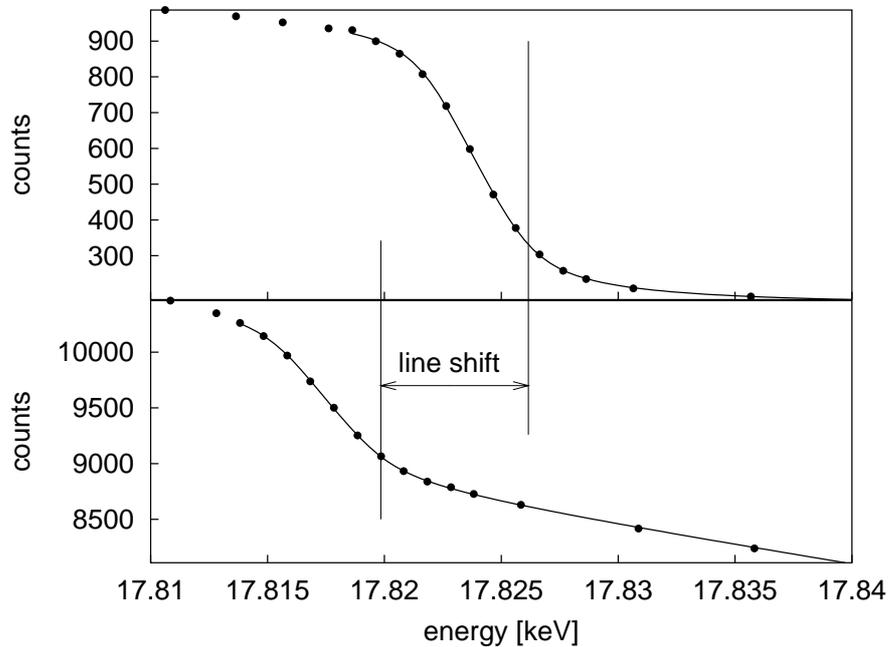


Abbildung 6.12: Aufladung des Tritiumfilms. Dargestellt ist das Ergebnis der Messungen an der K32-Konversionslinie des ^{83m}Kr im Anschluß an die Q2-Meßphase. Das untere Bild zeigt die K32-Linie, nachdem das Krypton auf den Tritiumfilm der Q2-Messung aufkondensiert worden war, das obere Bild zeigt die darauffolgende Referenzmessung (d.h. Krypton wurde nach Abdampfen des Tritiumfilms direkt auf das Graphitsubstrat aufkondensiert). Die durchgezogenen Linien sind Anpassungen an die Meßdaten und die vertikalen Striche geben die jeweilige Lage der K32-Linie an (siehe Abschnitt 6.3.4). Der linear ansteigende Untergrund im unteren Bild wird durch den Tritium- β -Zerfall verursacht. Wegen der Lorentzbreite der K32-Linie von 2.8 eV erstreckt sich das Spektrum außerdem noch ein wenig jenseits der durch die senkrechten Linien markierten zentralen Zerfallsenergie.

Anschluß an die Q2-Messung mit der im Vorfeld der Q2-Messung erhaltenen überein. Ein technisches Problem am Hochspannungssystem war damit ausgeschlossen. Die Verschiebung des Potentials auf der Oberfläche des Tritiumfilmes war daher als physikalischer Effekt des Filmes anzusehen, der näher untersucht werden mußte.

Zu diesem Zweck ist in den darauffolgenden Wochen ^{83m}Kr auf Tritiumfilme unterschiedlicher Dicke aufkondensiert und dann die Lage der K32-Konversionslinie des ^{83m}Kr vermessen worden. In Abbildung 6.13 sind die Ergebnisse dieser Messungen zu sehen. Die Lage der K32-Linie scheint linear von der Dicke des Tritiumfilmes abzuhängen. Dabei liegt auch die Sandwich-Messung auf der Geraden, falls die Linielage nur gegen die Tritiumschichtdicke unter dem Krypton, nicht aber gegen die Gesamtdicke des Films aufgetragen wird. Es sieht also so aus, als ob die Verschiebung der Lage der Konversionslinie nur von der Tritiumschichtdicke zwischen dem

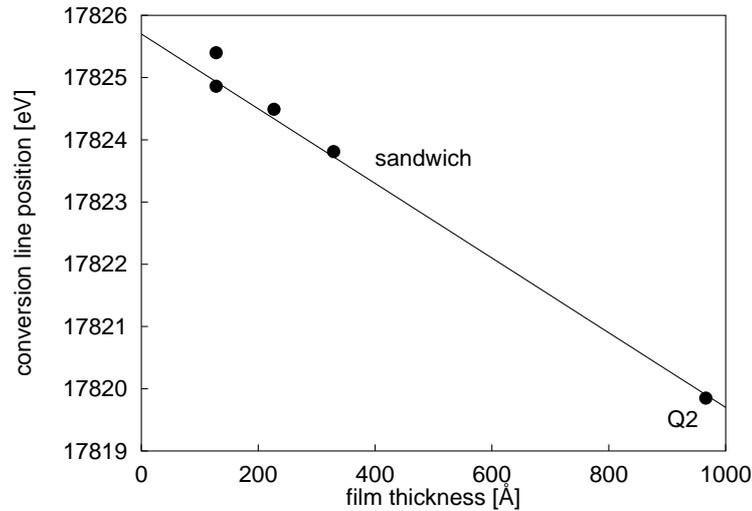


Abbildung 6.13: Position der K32 Konversionslinie des ^{83m}Kr in Abhängigkeit von der Tritiumfilmdicke. Das Krypton wurde auf verschieden dicke Tritiumfilme aufkondensiert und die Lage der K32-Linie bestimmt. Der mit 'sandwich' gekennzeichnete Punkt entspricht einer Filmkombination Graphit - T_2 (332 Å) - Kr - T_2 (156 Å), wobei als Tritiumfilmdicke nur die Dicke der unter dem Krypton liegenden Tritiumschicht eingegangen ist. Die im Rahmen des Aufladungsmodells notwendigen Korrekturen erfolgen in Abschnitt 6.3.4. Dort sind auch die Messfehler und die zur Anpassung der Linienlage verwendete Fitfunktion erläutert. Die Gerade dient der Führung des Auges.

Graphitsubstrat und der ^{83m}Kr -Lage abhängt aber nicht von einer zusätzlichen Lage oberhalb des Kryptions.

6.3.2 Beschreibung des Aufladeeffektes mit Hilfe einer Aktivierungsenergie

Das oben beschriebene Verhalten lässt sich nun folgendermaßen erklären.

- Der Grund für die Verschiebung der K32-Linie zu kleineren Energien liegt in der positiven Aufladung des Tritiumfilms. Die Ursache der Aufladung des Films ist die Radioaktivität des Tritiums. Bei einem Tritiumfilm der Dicke $d = 967 \text{ Å}$ (dies entspricht der Q2-Filmdicke) verlassen ca. $1.5 \cdot 10^9$ Elektronen pro Sekunde den Film. Damit der Film elektrisch neutral bleibt, müsste demzufolge ein Kompensationsstrom von ca. 0.24 nA fließen. Ist dieser Kompensationsstrom behindert, lädt sich der Film auf.
- In einer Arbeit von Levchenko et al. [Lev88] ist die Beweglichkeit von Ladungsträgern in festem Wasserstoff bei Temperaturen im Bereich von 11 - 13.8 K untersucht worden. Dazu sind in die Probe, die unter einem Druck von 1.5 bar gehalten wurde, Ladungsträger injiziert worden. Dann ist die Beweglichkeit dieser Ladungsträger in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen worden,

wobei die treibende Kraft durch ein von außen angelegtes elektrisches Feld (0.05 bis 1.5 MV/m) gegeben war. Aus den Ergebnissen wurde eine Aktivierungsenergie ⁷ von $W_- = 230 \pm 20 \text{ k}_B\text{K}$ für negative Ladungen bzw. von $W_+ = 215 \pm 20 \text{ k}_B\text{K}$ für positive Ladungen abgeleitet.

- Nach [Man97] entspricht in den Modellen, die sich mit Kryokristallen aus leichten Edelgasen befassen, die positive Ladung einem positiven Ion in einer komprimierten Region, die durch Polarisationskräfte entsteht. Die negative Ladung entspricht einem freien Elektron, das wegen energetischer Barrieren (Pauli Prinzip) 'mikroskopisch' [Man97] große Vakuumbblasen um sich herum formt und daher an der Fortbewegung so behindert wird, daß seine Beweglichkeit nicht größer ist als die vom Ion.
- Im Falle der Mainzer Quelle, einem abschreckend kondensierten Tritiumfilm, liegt mit Sicherheit kein geordneter Kristall vor [Fle00a, Fle00b]. Trotzdem wird in einem ersten vereinfachten Modell nun folgendes angenommen: Um den Verlust an Elektronen im Film zu kompensieren, müssen entweder positive Ladungsträger zum Substrat abfließen oder negative Ladungsträger vom Substrat in den Film gelangen. Dazu müssen die jeweiligen Ladungsträger einen vielfachen Platzwechsel vollziehen — gewissermaßen von Monolage zu Monolage springen und dabei jedesmal eine Potentialschwelle ΔW überwinden. Die Ladungsträger benötigen dafür eine bestimmte Aktivierungsenergie W_{act} (siehe auch Abb. 6.14). Typische Aktivierungsenergien sind jedoch etwa 2 Größenordnungen oberhalb der thermisch vorhandenen Energie ($T < 1.9 \text{ K}$). Der Tritiumfilm kann den durch den radioaktiven Zerfall verursachten Verlust an Elektronen nicht ausgleichen und lädt sich auf. Aufgrund dieser Aufladung bildet sich ein elektrisches Feld $E(t) = |\vec{E}(t)|$, das senkrecht zur Filmoberfläche steht. Es zeigt in Richtung des Substrats und wächst mit der Zeit an. Dabei gewinnen die Ladungsträger pro Monolage die elektrische Energie $W_{\text{ML}}(t) = q \cdot E(t) \cdot d_{\text{ML}}$. Oberhalb einer kritischen elektrischen Feldstärke E_{crit} ist der Energiegewinn dann so groß, daß die Ladungsträger die Energiebarriere überwinden können ($\hat{=}$ Durchbruchfeldstärke des Isolators). Ist die kritische Feldstärke überall im Film erreicht, kommt die Aufladung des Tritiumfilms zum Stillstand.

Stimmt das eben entworfene Bild mit der Realität überein? In zwei Punkten kann dies mit den bisher diskutierten Messungen (siehe auch Abb. 6.13) einfach überprüft werden:

1. Durch die Annahme eines maximalen elektrischen Feldes E_{crit} erwartet man im Gleichgewicht eine lineare Abhängigkeit des Oberflächenpotentials von der Tritiumschichtdicke d , da gilt $U(d) = E_{\text{crit}} \cdot d$. Bei einem Sandwich-Film sollte nur die Schichtdicke zwischen Graphitsubstrat und der Kryptonlage eingehen. Beide Erwartungen werden in der Abb. 6.13 im wesentlichen bestätigt.

⁷In der in [Lev88] verwendeten Beschreibung ist die Ladungsträgerbeweglichkeit proportional zu $\exp(-\frac{W}{k_B T})$, wobei W die Aktivierungsenergie ist.

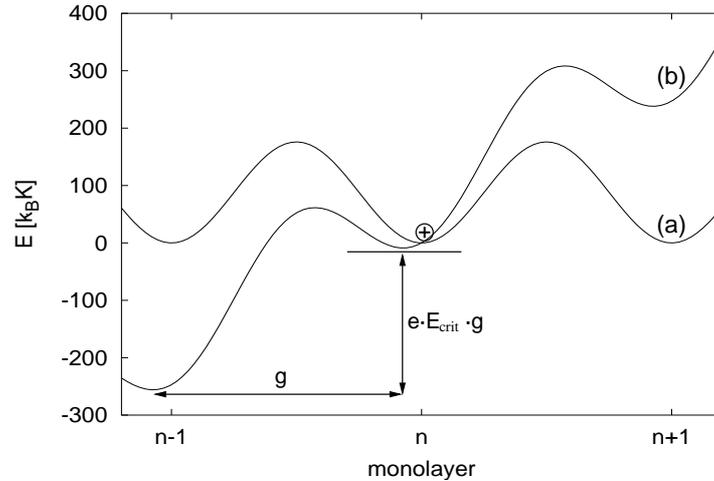


Abbildung 6.14: Einfaches Modell des Ladungstransportes durch das Gitter des Quellfilms. Das Beispiel gilt für positive Ladungsträger. Die Kurve (a) beschreibt ein harmonisches Potential ohne Anwesenheit des elektrischen Feldes: $E_{pot} = \Delta W \cos^2(\pi x/g)$ ($g = 3.4 \text{ \AA} =$ Gitterabstand). Die thermische Energie des Ions reicht bei $T = 1.9 \text{ K}$ nicht aus, den Potentialwall zu überwinden; es findet kein Ladungstransport statt. Die Kurve (b) beschreibt das Potential in Anwesenheit eines elektrischen Feldes der Größe $|E_{crit}| = 62.6 \text{ MV/m}$ (Ergebnis der Auswertung in Abschnitt 6.3.4). Der Potentialwall ist jeweils auf der linken Seite soweit abgetragen, daß die Ladung innerhalb kurzer Zeit nach links abfließen kann. Weitere Erläuterungen siehe Text.

2. Wenn die obige Annahme stimmt, daß die Ladungen eine Potentialschwelle ΔW überwinden müssen, um von einem Gitterplatz zum nächsten zu springen, und daß sie dies bei einer Temperatur von 1.9 K nur in Anwesenheit eines zusätzlichen elektrischen Feldes E_{crit} können, dann sollte es bei genauer Kenntnis von E_{crit} möglich sein, die ursprüngliche Potentialhöhe ΔW unter Zuhilfenahme zusätzlicher plausibler Annahmen abzuschätzen. Das Ergebnis muß dann in einem physikalisch sinnvollen Bereich liegen (siehe auch Abb. 6.14). Für die Abschätzung wird ein einfacher Arrhenius-Ansatz benutzt, der auch für Ionenleitung bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes verwendet wird [Gri88]:

$$\tau = \tau_0 \cdot e^{(\Delta W - 0.5 \cdot e \cdot g \cdot E_{crit})/kT} \quad (6.11)$$

mit ΔW =Potentialhöhe ohne Anwesenheit des elektrischen Feldes,

dabei wird ein harmonisches Potential der Form

$$E_{pot} = \Delta W \cos^2(\pi x/g) \text{ angenommen.}$$

g =Gitterabstand = 3.4 \AA .

e =Elementarladung = $1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.

E_{crit} =Kritische Feldstärke = 62.6 MV/m .

T =Temperatur des Films = 1.9 K .

τ_0 =Schwingungszeit der Ladung im Potential der Tiefe ΔW .

τ =Mittlere Zeit für einen Gitterplatzwechsel der Ladung.

Für die weitere Betrachtung müssen τ_0 und τ abgeschätzt werden. Für die

Schwingungszeit τ_0 im Potential der Tiefe ΔW gilt:

$$\tau_0 = g \sqrt{\frac{2m}{\Delta W}} \quad (6.12)$$

Für die Masse des Ladungsträgers wird idealisiert die Masse eines Helium-Tritiummoleküllions angenommen: $m \approx 6 \cdot 0.939 \text{ GeV}/c^2$. Die mittlere Zeit für einen Gitterplatzwechsel wird wie folgt abgeschätzt: Aufgrund der experimentellen Befunde - ein Tritiumfilm mit 100 Monolagen ist in weniger als 1 Stunde aufgeladen - muß die mittlere Zeit für einen Gitterplatzwechsel im Bereich von Sekunden oder darunter liegen. Für die weitere Rechnung wird $\tau = 1 \text{ s}$ angenommen. Mit den bisher gemachten Annahmen ergibt sich dann mit Hilfe der Gln. 6.11 und 6.12 für die Schwingungszeit τ_0 im Potential der Tiefe ΔW $1 \cdot 10^{-12} \text{ s}$ und für ΔW ein Wert von $176 k_B \text{ K}$.

In [Lev88] (siehe Anfang des Abschnitts) wird eine Aktivierungsenergie von $230 k_B \text{ K}$ für negative Ladungen bzw. $215 k_B \text{ K}$ für positive Ladungen abgeleitet. Bei einer dort verwendeten Feldstärke von nur 1.5 MV/m sind die Potentialhöhen etwa $233 k_B \text{ K}$ bzw. $218 k_B \text{ K}$. In [Mey87] wird als Aktivierungsenergie für eine thermisch induzierte Diffusion von Wasserstoffmolekülen innerhalb des Gitters $200 k_B \text{ K}$ angegeben. Die aus dem Arrhenius-Ansatz grob abgeschätzte obere Grenze für die Potentialhöhe in einem schockkondensierte Tritiumfilm von etwa $176 k_B \text{ K}$ liegt demnach in einem physikalisch sinnvollen Bereich ⁸. Eine mögliche Erklärung für die niedrigeren Werte könnte in der Beschaffenheit der schockkondensierten Filme liegen. Diese haben kein regelmäßiges Gitter und etwa einen 15%igen Volumenanteil an Löchern (siehe Abschnitt 6.1). Damit wäre es möglich, daß ein Teil des Ladungstransportes über Oberflächendiffusionsprozesse geschieht. Die Aktivierungsenergie für Oberflächendiffusion von Tritiummolekülen in schockkondensierten Tritiumfilmen ist jedoch mit $45 k_B \text{ K}$ [Fle00b] viel kleiner.

Die bisherigen Überlegungen zeigen, warum sich der Film auflädt. Auch kann man quantitativ die Größe des Aufladungseffektes gut durch die benötigte Aktivierungsenergie für einen Ladungstransport erklären. Über die Dynamik hat man jedoch noch nichts gelernt (Zeitkonstanten!). Auch ist bis jetzt unklar, von welchen Parametern des Tritiumfilms der Aufladevorgang abhängt und welches Vorzeichen die Ladungsträger haben, die nach Erreichen des kritischen Feldes fließen. Diese offenen Fragestellungen werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

⁸Die unterste Grenze für ΔW erhält man, wenn $\tau = \tau_0$ gesetzt wird (nicht sehr realistisch!). In dem Fall ist $\Delta W = 124 k_B \text{ K}$.

6.3.3 Einfaches elektrodynamisches Modell der Aufladung

In diesem Abschnitt sollen die folgenden Fragen geklärt werden, die für die Auswertung der Tritiummessungen von Bedeutung sind:

1. Wie ist die Zeitskala des Aufladevorganges? Dauert der Vorgang Sekunden, Stunden oder gar Tage?
2. Wie sieht das elektrische Potential im Film ($\varphi(d, t)$) vor und nach Erreichen des kritischen Feldes aus?
3. Wie sieht das elektrische Potential zu einem gegebenen Zeitpunkt t auf der Oberfläche des Filmes ($\varphi(d = d_0, t)$) aus?

Für die weitere Betrachtung wird folgendes vorausgesetzt:

- Es gibt eine kritische Feldstärke E_{crit} , von deren Erreichen ab Ladungsträger fließen können, wobei im Modell keine Aussage über das Vorzeichen der fließenden Ladung gemacht wird.
- Können Ladungsträger fließen, ist ihre Geschwindigkeit so groß, daß die Driftzeiten durch den Film vernachlässigt werden können.
- Ladungen im Film entstehen ausschließlich durch den radioaktiven Zerfall des Tritiums.

Zusätzlich wird bei der weiteren Betrachtung die Aktivität des $^{83\text{m}}\text{Kr}$ vernachlässigt, da sie im Vergleich zur Tritiumaktivität höchstens ein Prozent beträgt. Auch vernachlässigt werden für die Herleitung die Bildladungskräfte.⁹

Die Lösung des Problems erfolgt nun durch Lösen der Poisson-Gleichung unter Beachtung der Randbedingungen. Dabei wird das Substrat als Leiter angesehen, der geerdet ist ($\varphi(0, t) = 0$) und der Tritiumfilm als Isolator (für $E < E_{\text{crit}}$). Es wird nur die senkrecht zur Oberfläche des Substrates stehende Komponente des elektrischen Feldes betrachtet. Damit liegt ein eindimensionales Problem vor mit der Filmschichtdicke d als Variable.

Die einzelnen Stationen des Aufladevorgangs sind in Abb. 6.15 skizziert. Der Bereich $d \leq 0$ beschreibt das Graphitsubstrat, der Bereich $0 < d \leq d_0$ den kondensierten Tritiumfilm. Für die weiteren Rechnungen werden zwei Zeitintervalle betrachtet. Das erste geht von der Präparation des Films bis zum Erreichen der kritischen Feldstärke in einem Punkt (Zeitpunkt t_{crit} , Abb. a) und b)), das zweite betrachtet den Zeitraum $t \geq t_{\text{crit}}$ (Abb. c) bis e)).

⁹Bildladungskräfte: Geht man von zwei Punktladungen aus und einer kritischen Feldstärke von etwa 60 MV/m, dann ist eine dünne Tritiumschicht von etwa 25 Å direkt am Substrat aufgrund der Bildladungskräfte immer entladen. Im Gleichgewichtsfall (überall im Film herrscht E_{crit}) spielt dieser Effekt natürlich keine Rolle. Auch bezüglich der späteren Diskussion des zeitlichen Aufladevorganges kann die ca. 25Å dicke Schicht vernachlässigt werden, wenn die betrachteten Filme ausreichend dick sind ($> 250 \text{ \AA}$).

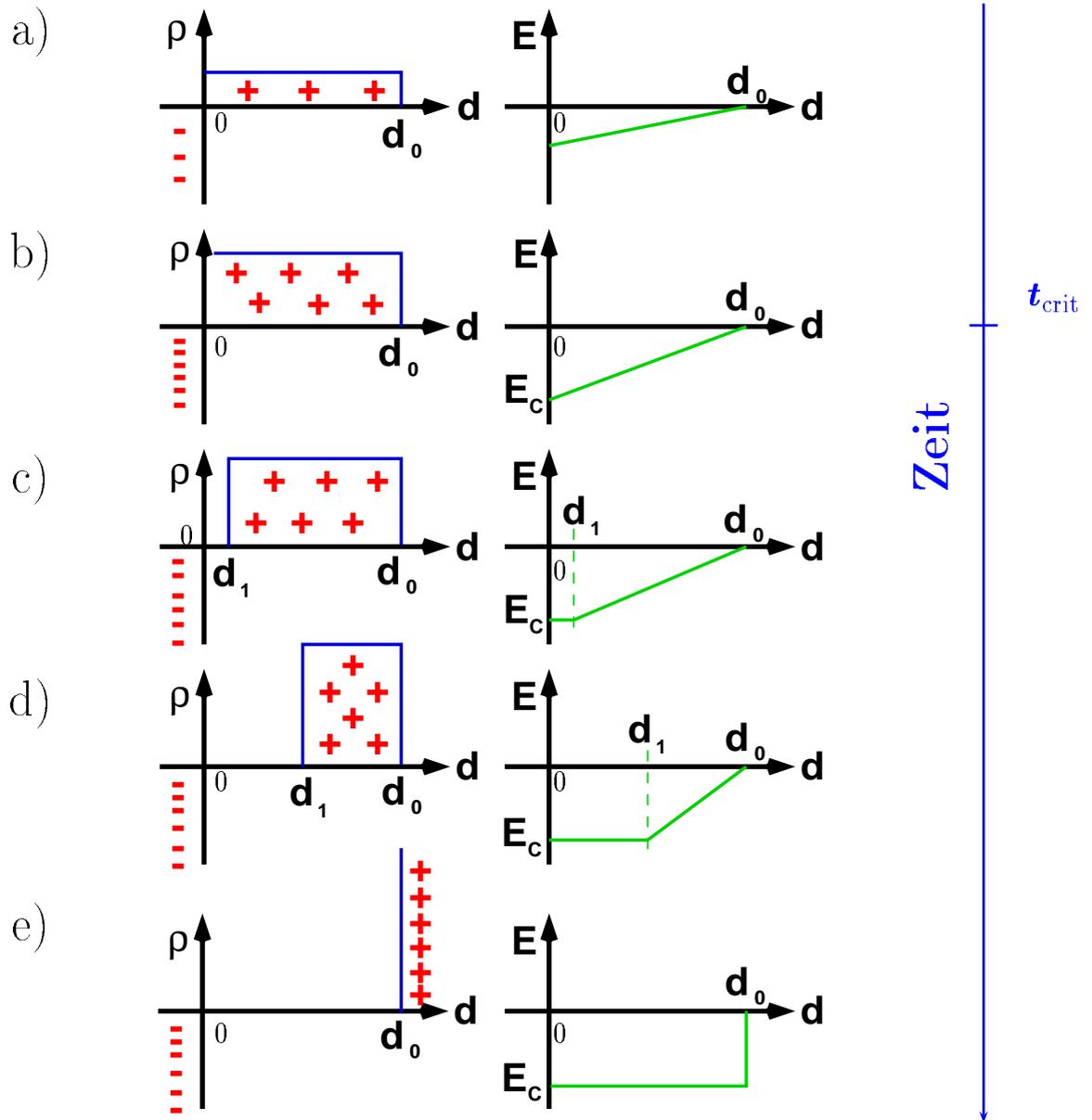


Abbildung 6.15: Modell zur Aufladung eines abschreckend kondensierten Tritiumfilms. In dieser Abbildung ist rein schematisch der zeitliche Ablauf des Aufladungsvorganges in einem Tritiumfilm dargestellt (Modellannahmen siehe Text). Die Zeitachse verläuft von a) nach e). Auf der linken Hälfte des Bildes ist jeweils die Raumladungsdichte ρ als Funktion der Schichtdicke d eingetragen, auf der rechten Seite die dazugehörige Komponente der elektrischen Feldstärke senkrecht zur Filmoberfläche. Der Bereich $d > 0$ beschreibt den Tritiumfilm, der Bereich $d < 0$ das Graphitsubstrat. Die Filmdicke wird mit d_0 bezeichnet. Aufgrund der Radioaktivität entstehen im Tritiumfilm positive Ladungen, die an der Graphitoberfläche durch eine induzierte negative Oberflächenladungsdichte (σ) kompensiert werden. Dadurch baut sich über den Film ein elektrisches Feld auf, das stetig anwächst. Nach einem Zeitraum t_{crit} wird die kritische Feldstärke E_{crit} erreicht, ab der Ladungen fließen können (Bild b)). Der Film beginnt sich zu entladen (Bild c),d)), bis ein Gleichgewichtszustand erreicht wird (e), bei dem überall im Film ein konstantes elektrisches Feld (E_{crit}) vorliegt und alle im Film vorhandenen oder neu entstehenden Ladungen aufgrund des elektrischen Feldes abfließen können. d_1 markiert dabei den Bereich des Filmes, der schon entladen ist. Im Endzustand verbleibt nur eine Oberflächenladung auf dem Film.

Zeitintervall $t \leq t_{\text{crit}}$ In diesem Zeitbereich steigt die Ladungsträgerdichte überall im Film linear mit der Zeit gleichmäßig an (siehe auch Abb. 6.15 a) und b)). Für einen Zeitpunkt $t \leq t_{\text{crit}}$ gilt dann:

$$\varrho(d, t) = \dot{\varrho} \cdot t \quad \text{mit} \quad \dot{\varrho} = \text{const} \quad (6.13)$$

Dabei ist $\dot{\varrho}$ die zeitliche Ableitung der Raumladungsdichte. Sie ist nach Voraussetzung durch den radioaktiven Zerfall des Tritiums gegeben und läßt sich folgendermaßen berechnen.

$$\dot{\varrho} = \frac{\dot{N} \cdot e}{V} = 2 \frac{\ln 2 \cdot N_A \cdot e \cdot r}{t_{\frac{1}{2}} \cdot V_{\text{mol}}} \quad (6.14)$$

mit \dot{N} : Aktivität des Tritiumfilms
 $t_{\frac{1}{2}}$: Halbwertszeit des Tritiums (12.3 a)
 r : Relativer Tritiumanteil (Zahl zwischen 0 und 1)
 V : Volumen des Tritiumfilms
 N_A : Avogadro Zahl ($6.022 \cdot 10^{23}$ /mol)
 V_{mol} : molares Volumen des schockkondensierten Tritiums ($22.3 \text{ cm}^3/\text{mol}$, siehe Abschnitt 6.1)

\dot{N} wird als konstant angesehen, da hier nur kurze Zeiträume, verglichen mit $t_{\frac{1}{2}}$, betrachtet werden. Der Faktor zwei kommt daher, daß Tritiummoleküle betrachtet werden.

Aus der Poissongleichung

$$\Delta \varphi(d, t) = - \frac{\varrho(d, t)}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} = - \frac{\dot{\varrho} \cdot t}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} \quad (6.15)$$

folgt dann:

$$\varphi(d, t) = - \frac{1}{2} \frac{\dot{\varrho} \cdot t \cdot d^2}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} + a \cdot d + b \quad (6.16)$$

mit $\varepsilon_r = 1.29$ ¹⁰ und $a, b =$ Konstanten, die durch folgende Randbedingungen an der Stelle $d = 0$ (Grenze Substrat - Film) festgelegt sind [Jac82] :

$$\text{I) } \varepsilon_0 \cdot E(-0, t) + \sigma = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r E(+0, t) \quad (\text{Ladungsfreiheit im Leiter}) \quad (6.17)$$

$$\text{II) } \varphi(-0, t) = \varphi(+0, t) = 0 \quad (\text{Stetigkeit des Potentials}) \quad (6.18)$$

mit $\varphi(-0, t)$: el. Potential, linksseitiger Grenzwert für $d \rightarrow 0$
 $\varphi(+0, t)$: el. Potential, rechtsseitiger Grenzwert für $d \rightarrow 0$
 $E(-0, t)$: el. Felstärke, linksseitiger Grenzwert für $d \rightarrow 0$
 $E(+0, t)$: el. Felstärke, rechtsseitiger Grenzwert für $d \rightarrow 0$
 σ : induzierte Flächenladungsdichte an der Graphitoberfläche

¹⁰Die statische relative Dielektrizitätskonstante ε_r für Deuterium beträgt nach [Wea81] 1.277 bei 20 K. Extrapoliert man diesen Wert auf 2 K ($\alpha = -d\varepsilon_r/dT = 0.004/K$ nach [Wea81], hier allerdings nur für $18.8 \text{ K} \leq T \leq 21.2 \text{ K}$) und berücksichtigt, daß ein bei 2 K schockkondensierter Film ca. 15% Löcher hat (siehe Abschnitt 6.1), dann erhält man als Abschätzung für den statischen Wert $\varepsilon_r = 1.29$. Dies entspricht übrigens dem durch Ellipsometrie ermittelten optischen Wert für Tritium ($\varepsilon_{r \text{ opt}} = 1.30$).

Mit

$$E(-0, t) = 0 \quad (6.19)$$

$$E(+0, t) = -\nabla\varphi(+0, t) = \frac{\dot{q} \cdot t \cdot d}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} - a = -a \quad (6.20)$$

$$\sigma = -\dot{q} \cdot t \cdot d_0 \quad (6.21)$$

$$\varphi(+0, t) = b \quad (6.22)$$

folgt:

$$a = \frac{\dot{q} \cdot t \cdot d_0}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} \quad (6.23)$$

$$b = 0 \quad (6.24)$$

Damit erhält man für einen Zeitpunkt $t \leq t_{\text{crit}}$:

$$\varphi(d, t) = -\frac{1}{2} \frac{\dot{q} \cdot t}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} \cdot d^2 + \frac{\dot{q} \cdot t \cdot d_0}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} \cdot d \quad (6.25)$$

$$E(d, t) = \frac{\dot{q} \cdot t}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} \cdot d - \frac{\dot{q} \cdot t \cdot d_0}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} \quad (6.26)$$

Mit Hilfe von Glg. 6.26 läßt sich nun t_{crit} berechnen:

$$E(d=0, t_{\text{crit}}) = -\frac{\dot{q} \cdot t_{\text{crit}} \cdot d_0}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} \stackrel{!}{=} E_{\text{crit}} \quad (6.27)$$

$$\Rightarrow t_{\text{crit}} = -\frac{E_{\text{crit}} \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r}{\dot{q} \cdot d_0} \quad (6.28)$$

Geht man von einem Tritiumanteil von 100% und einer kritischen Feldstärke in der Größenordnung von etwa -60 MV/m aus (genauer Wert siehe 6.3.4), dann folgt für t_{crit} mit Glg. 6.28

$$t_{\text{crit}} \approx 4.1 \cdot 10^5 \text{ s} \cdot \frac{\text{Å}}{d_0[\text{Å}]} \quad (6.29)$$

Zeitintervall $t \geq t_{\text{crit}}$ Zum Zeitpunkt $t = t_{\text{crit}}$ wird das kritische Feld E_{crit} bei $d = +0$ erreicht; der Film beginnt sich vom Substrat her zu entladen (Abb. 6.15 c),d)). Im Gleichgewichtszustand (Abb. 6.15 e)) hat die elektrische Feldstärke überall im Film den Betrag $|E_{\text{crit}}|$. Das Feld wird aufrechterhalten durch die induzierte Oberflächenladung auf dem Graphitsubstrat und einer – im Modell unendlich dünnen – Schicht mit Ladungsträgern an der Oberfläche des Tritiumfilms.

Analog zum obigen Abschnitt werden im folgenden die Gleichungen für $E(d, t)$ und $\varphi(d, t)$ für einen Zeitpunkt $t \geq t_{\text{crit}}$ abgeleitet (Bezeichnungen siehe Abb. 6.15). Dabei muß beachtet werden, daß der Tritiumfilm im Bereich $0 < d \leq d_1$ schon entladen

ist.

Für einen Zeitpunkt $t \geq t_{\text{crit}}$ gilt:

$$\varphi(d, t) = \begin{cases} a_1 \cdot d + b_1 & \text{für } 0 \leq d \leq d_1 \\ -\frac{1}{2} \frac{\dot{\varrho} \cdot t}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} d^2 + a_2 \cdot d + b_2 & \text{für } d_1 \leq d \leq d_0 \end{cases} \quad (6.30)$$

$$E(d, t) = \begin{cases} -a_1 & \text{für } 0 \leq d \leq d_1 \\ \frac{\dot{\varrho} \cdot t}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} d - a_2 & \text{für } d_1 \leq d \leq d_0 \end{cases} \quad (6.31)$$

Die Randbedingungen lauten für $d = 0$

$$\text{I) } \quad \varepsilon_0 \cdot E(-0, t) + \sigma = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r E(+0, t) \quad (6.32)$$

$$\text{II) } \quad \varphi(-0, t) = \varphi(+0, t) = 0 \quad (6.33)$$

mit

$$E(-0, t) = 0 \quad (6.34)$$

$$E(+0, t) = -\nabla \varphi(+0, t) = -a_1 \quad (6.35)$$

$$\sigma = -\dot{\varrho} \cdot t \cdot (d_0 - d_1) \quad (6.36)$$

$$\varphi(+0, t) = b_1 \quad (6.37)$$

und für $d = d_1$

$$\text{III) } \quad \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r E(-d_1, t) = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r E(+d_1, t) \quad (6.38)$$

$$\text{IV) } \quad \varphi(-d_1, t) = \varphi(+d_1, t) \quad (6.39)$$

mit

$$E(-d_1, t) = -a_1 \quad (6.40)$$

$$E(+d_1, t) = \frac{\dot{\varrho} \cdot t \cdot d_1}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} - a_2 \quad (6.41)$$

$$\varphi(-d_1, t) = a_1 \cdot d_1 + b_1 \quad (6.42)$$

$$\varphi(+d_1, t) = -\frac{1}{2} \frac{\dot{\varrho} \cdot t \cdot d_1^2}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} + a_2 \cdot d_1 + b_2 \quad (6.43)$$

Man erhält für einen Zeitpunkt $t \geq t_{\text{crit}}$:

$$\varphi(d, t) = \begin{cases} \frac{\dot{\varrho} \cdot t (d_0 - d_1)}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} d & \text{für } 0 \leq d \leq d_1 \\ -\frac{1}{2} \frac{\dot{\varrho} \cdot t}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} d^2 + \frac{\dot{\varrho} \cdot t \cdot d_0}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} d - \frac{1}{2} \frac{\dot{\varrho} \cdot t \cdot d_1^2}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} & \text{für } d_1 \leq d \leq d_0 \end{cases} \quad (6.44)$$

$$E(d, t) = \begin{cases} -\frac{\dot{\varrho} \cdot t (d_0 - d_1)}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} & \text{für } 0 \leq d \leq d_1 \\ \frac{\dot{\varrho} \cdot t}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} d - \frac{\dot{\varrho} \cdot t \cdot d_0}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} & \text{für } d_1 \leq d \leq d_0 \end{cases} \quad (6.45)$$

Was jetzt noch fehlt, ist eine Beziehung zwischen der Größe d_1 , die den Übergang vom entladenen zum geladenen Film markiert und der kritischen Feldstärke E_{crit} .

Mit Hilfe dieser Beziehung kann dann eine Formel für den zeitlichen Verlauf des Potentials auf der Filmoberfläche ($d = d_0$) abgeleitet werden. Diese Formel ist die einzige, die experimentell direkt überprüfbar ist (Kryptonmessungen). Sie ist somit das eigentliche Ziel der gesamten mathematischen Ableitung!

Setzt man in Gleichung 6.45 $d = d_1$, dann gilt:

$$E(d = d_1, t) = \frac{\dot{q} \cdot t}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} d_1 - \frac{\dot{q} \cdot t \cdot d_0}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} \stackrel{!}{=} E_{\text{crit}} \quad (6.46)$$

$$\Rightarrow d_1 = E_{\text{crit}} \cdot \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r}{\dot{q} \cdot t} + d_0 \quad (6.47)$$

Das Einsetzen dieser Formel in die Gleichungen 6.25 und 6.44 und die Auswertung an der Stelle $d = d_0$ führt dann zu dem zeitlichen Verlauf des Potentials auf der Filmoberfläche

$$U(t) = \varphi(t, d = d_0) = \begin{cases} \frac{1}{2} \frac{\dot{q} \cdot d_0^2}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} t & \text{für } t \leq t_{\text{crit}} \\ -E_{\text{crit}} \cdot d_0 - \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot E_{\text{crit}}^2}{2\dot{q}} \frac{1}{t} & \text{für } t \geq t_{\text{crit}} \end{cases} \quad (6.48)$$

Das Potential auf der Oberfläche des Tritiumfilms $U(t)$ steigt also nach der Präparation zunächst linear mit der Zeit an. Die Steigung der Geraden ist dabei unabhängig von der kritischen Feldstärke E_{crit} . Nach Erreichen des Zeitpunktes t_{crit} geht $U(t)$ asymptotisch für $t \rightarrow \infty$ gegen den Wert $-E_{\text{crit}} \cdot d_0$. Im Gleichgewichtszustand hängt die Gesamtaufladung des Tritiumfilmes folglich nur noch von der Dicke des Filmes und der kritischen Feldstärke im Film (E_{crit}) ab.

6.3.4 Ergebnisse der Messungen und Diskussion

In diesem Abschnitt werden nun die Ergebnisse der Messungen zur Überprüfung der Gleichung 6.48 und zur Bestimmung von E_{crit} vorgestellt.

A) Bestimmung der kritischen Feldstärke

Im Prinzip erhält man E_{crit} , indem man an die Daten von Abb. 6.13 eine Gerade anpaßt. Die Steigung der Geraden hätte dann den Wert $e \cdot E_{\text{crit}}$. Um die Genauigkeit der Bestimmung von E_{crit} zu erhöhen, werden für die Ermittlung von E_{crit} zwei Gruppen von Meßdaten verwendet, der Datensatz gegenüber Abb. 6.13 also vergrößert.

- Gruppe 1 besteht aus Messungen, bei denen das $^{83\text{m}}\text{Kr}$ gleich nach der Präparation des Tritiumfilmes aufgefroren und die Lage der K32-Kryptonkonversionslinie gemessen worden ist. Bei diesen Filmen besteht die Möglichkeit, daß sie zum Zeitpunkt der Messung noch nicht vollständig aufgeladen waren und daher korrigiert werden müssen.

- Gruppe 2 besteht aus Messungen mit Tritiumfilmen, die zur Vermessung des Tritium- β -Spektrums verwendet worden sind (Q2, Q5 und Q8¹¹). Bei diesen Filmen ist erst 4 bis 8 Wochen nach der Präparation des Tritiums das ^{83m}Kr aufgefroren und die Lage der K32-Linie bestimmt worden. Nach Glg. 6.29 ist t_{crit} bei den verwendeten Filmdicken (500 bzw. 1000 Å) kleiner als 15 min. Die betreffenden Filme sind daher bezüglich der Aufladung mit Sicherheit im Gleichgewicht gewesen und benötigen demzufolge keine Korrektur.

Zu jeder der oben angeführten Aufladungsmessungen (Krypton auf Tritium) gehört eine sogenannte Referenzmessung (Krypton direkt auf Substrat, Schichtdicke Null), die zeitlich unmittelbar vor oder nach der Aufladungsmessung durchgeführt worden ist. Die physikalische Größe, die in die weitere Auswertung eingeht, ist dann die Differenz der Lage der K32-^{83m}Kr-Konversionslinie auf Tritium mit der Schichtdicke d zur entsprechenden Referenzmessung (siehe auch Abb. 6.12). Der Vorteil dieses Verfahrens im Vergleich zur Auswertung der absoluten Energiewerte (wie in Abb. 6.13) liegt darin, daß man einen reproduzierbaren Referenzstandard verwendet und unabhängig von möglichen Langzeitdriften (Daten aus 2.5 Jahren) der beteiligten Netzgeräte, Hochpräzisionsvoltmeter und Spannungsteiler wird.

Im Einzelnen sind folgende Auswertungsschritte erfolgt:

1. Bestimmung der Lage $W(d)$ der K32-Konversionslinie durch Anpassung einer Lorentzkurve, die mit der Spektrometertransmissionsfunktion gefaltet worden ist und deren Linienbreite auf 2.83 eV [Pic92b] festgehalten wird. Zusätzlich ist ein linearer Untergrund vorgesehen, dessen Steigung bei den Referenzmessungen (keine Tritiumbedeckung) auf Null gehalten wird. Bei den Messungen mit Tritium ist die Steigung als zusätzlicher freier Parameter im Fit berücksichtigt worden¹². Mit dieser vereinfachten Fitfunktion wird nur ein Teil des gemessenen Spektrums — die Hauptlinie — beschrieben und angepaßt (siehe auch Abb. 6.12); die sehr komplexe Shake-Struktur (siehe Abschnitt 6.2) wird nicht betrachtet. Dies ist in diesem Fall gerechtfertigt, da nur die relative Lage der Hauptlinie interessiert. Verwendet wird die Summe der Daten der Detektorsegmente 1 und 2.
2. Korrektur einer eventuell vorhandenen Kurzzeitdrift der Spektrometerspannung zwischen einer Aufladungsmessung und der dazugehörigen Referenzmessung. Dies ist nötig, da die Spektrometerspannung im Gegensatz zu den Präzisionsvoltmetern oft zwischen den Messungen aus technischen Gründen abgeschaltet wurde. Die Korrektur erfolgt durch Vergleich der gemessenen Spektrometerspannungen am 1:5000 Abgriff des verwendeten Präzisionsspannungsteilers ($\Delta U_{\text{corr}} = (U - U_{\text{ref}}) \cdot 5000$).

¹¹Bei Q8 handelt es sich um eine Tritiummeßphase, die im Rahmen der Doktorarbeit von L. Bornschein diskutiert wird.

¹²Im Bereich der schmalen Kryptonlinie kann die Tritiumzählrate näherungsweise als konstant angesehen werden. Im integrierten (gemessenen) Spektrum entspricht dies einem linear anwachsenden Untergrund.

3. Korrektur der Daten aus Gruppe 1:

Mit Hilfe der Gleichung 6.48 werden die Linienlagen auf einen Zeitpunkt $t \rightarrow \infty$ ($\hat{=}$ Gleichgewichtszustand) korrigiert:

$$e \cdot \Delta U = e \cdot (U(t = \infty) - U(t)). \quad (6.49)$$

Da dies die Kenntnis von E_{crit} voraussetzt, also genau der Größe, die man gerade bestimmen will, ist dies ein iterativer Prozeß.

4. Errechnung der Verschiebung der Linienposition, $W(d = 0)$ steht für die Referenzmessung.

$$\Delta W(d) = (W_{\text{auflad}}(d) - W(d = 0)) \quad (6.50)$$

5. Schichtdickenkorrektur der Filmdicken von Gruppe 2:

Da ein schockkondensierter Tritiumfilm auf Graphit nicht völlig stabil ist, sondern mit einer Halbwertszeit von etwa 300 Tagen abdampft [Ket94], muß die ursprünglich gemessene Schichtdicke auf den Zeitpunkt der Aufladungsmessung herunterkorrigiert werden (-5% bis -8% je nach Datenpunkt). Eine eventuell auf dem Tritium sitzende Schicht aus einigen Monolagen Wasserstoff hat keinen Einfluß auf das Potential, da sie inaktiv ist.

6. Bestimmung der Fehler:

Folgende Fehler sind bei den Einzeldaten berücksichtigt worden:

Schichtdicke:	zwischen 3% und 7% je nach Film
Schichtdicke, Korrektur:	0.3% bis 0.5% (nur relevant für Daten der Gruppe 2)
Tritiumanteil:	$r = 60\%$, $\Delta r = 10\%$ (nur Daten der Gruppe 1)
Zeitfehler	± 10 min (nur relevant für Daten der Gruppe 1)
Linienposition:	zwischen 0.04 eV und 0.32 eV je nach Messung

Der relativ große Fehler der Linienposition kommt dadurch zustande, daß neben dem eigentlichen Fitfehler (aus den Daten der Detektorsegmente 1 und 2 zusammen) noch die Abweichungen bezüglich der einzelnen Detektorsegmente berücksichtigt werden: Wertet man nur die Daten eines einzelnen Segments aus, dann treten im Vergleich zum Gesamtdatensatz Differenzen bis zu 0.1 eV auf. Der Grund ist wahrscheinlich in der stark vereinfachten Form der Fitfunktion zu suchen und in dem sehr beschränkten Datenbereich, der zur Auswertung herangezogen wird.

7. Anpassung einer Geraden der Form $e \cdot E_{\text{crit}} \cdot d + b$ an die Daten.

Das Ergebnis der Anpassung (siehe Abb. 6.16) lautet dann:

$$E_{\text{crit}} = -62.6 \pm 4.0 \text{ MV/m} \quad \text{und} \quad (6.51)$$

$$b = -0.26 \pm 0.13 \text{ eV} \quad \text{mit} \quad \chi^2 = 8.16, \quad d.o.f = 5 \quad (6.52)$$

Im Offset b steckt der Einfluß der Bildladung auf den im weiteren nicht näher eingegangen wird. Der Parameter selbst wird im nächsten Teilabschnitt, in dem die Ergebnisse der zeitabhängigen Messung vorgestellt werden, noch einmal gebraucht.

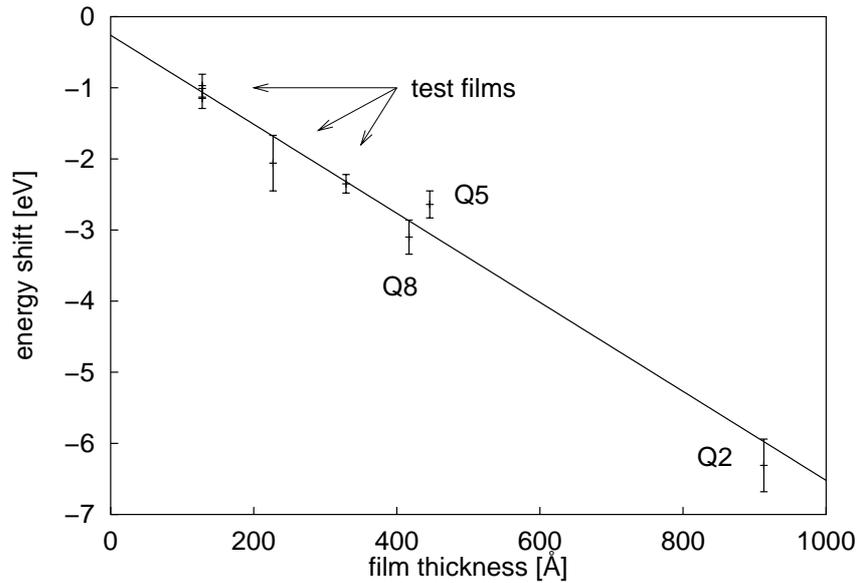


Abbildung 6.16: Bestimmung der kritischen elektrischen Feldstärke in einem schockkondensierten Tritiumfilm. Dargestellt ist die Energieverschiebung $\Delta W(d)$ für $t \rightarrow \infty$ zwischen der Position der $K32\text{-}^{83m}\text{Kr}$ -Konversionslinie auf Tritium und der dazugehörigen Referenzmessung (kein Tritium) in Abhängigkeit von der Tritiumfilmdicke. Die Datenpunkte Q2, Q5 und Q8 stammen von Tritiumfilmen, die zur Vermessung des Tritium- β -Spektrums verwendet worden sind (Gruppe 2). Die restlichen Datenpunkte stammen von Tritiumtestfilmen, bei denen der Aufladevorgang zur Zeit der Messung noch nicht beendet gewesen ist und die demzufolge nach Gleichung 6.49 korrigiert worden sind (Gruppe 1, zum Vergleich siehe Abb. 6.13). Die eingezeichnete Linie entspricht der besten Geradenanpassung an die Daten; das Ergebnis für die kritische Feldstärke lautet: $E_{\text{crit}} = -62.6 \pm 4.0 \text{ MV/m}$

B) Messung des Potentials an der Oberfläche eines schockkondensierten Tritiumfilmes in Abhängigkeit von der Zeit

Um die Gleichung 6.48 zu überprüfen, die den zeitlichen Verlauf des elektrischen Potentials auf der Oberfläche eines Tritiumfilms beschreibt, ist ein Tritiumfilm mit $d_0 = 263 \text{ \AA}$ (Tritiumanteil $r = 80\%$) präpariert und auf dessen Oberfläche eine Submonolage ^{83m}Kr kondensiert worden. Dann ist die Lage der $K32\text{-}^{83m}\text{Kr}$ -Konversionslinie als Funktion der Zeit, die seit der Präparation des Tritiumfilmes vergangen ist, gemessen worden.

Die Wahl einer Tritiumschichtdicke in der Größenordnung von 250 \AA war ein Kompromiß zwischen einem möglichst großen Aufladungseffekt ($\propto d_0$) und einem möglichst großen t_{crit} ($\propto 1/d_0$), das 30 min überschreiten sollte. Da zwischen dem Beginn einer Tritiumpräparation und dem Beginn der Messung aus experimentellen Gründen mindestens 20 min liegen, ist letztere Bedingung notwendig, um den linearen Anstieg nach Glg. 6.48 meßtechnisch zu erfassen. Mit den o.g. Werten konnte eine kritische Zeit von etwa 35 min erreicht werden bei einem erwarteten Aufladungseffekt von

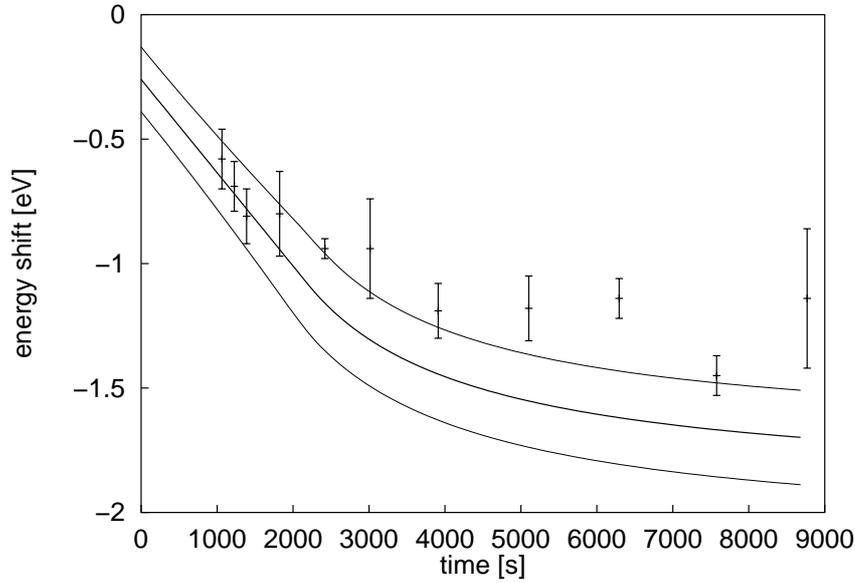


Abbildung 6.17: Zeitabhängigkeit des Aufladevorganges bei einem schock-kondensierten Tritiumfilm der Dicke 263 \AA . Dargestellt ist die Energieverschiebung $\Delta W(d)$ zwischen der Position der $K32\text{-}^{83m}\text{Kr}$ -Konversionslinie auf Tritium und der dazugehörigen Referenzmessung (kein Tritium) in Abhängigkeit von der Zeit, die seit der Präparation des Tritiumfilmes vergangen ist. Die mittlere eingezeichnete Linie beschreibt den Modellverlauf nach Glg. 6.48. Zusätzlich ist ein Offset nach Glg. 6.52 berücksichtigt worden. Die beiden äußeren Linien geben das 1σ -Fehlerband des Modells wieder, bei dem folgende Einzelfehler berücksichtigt worden sind: Schichtdicke 6.5% , E_{crit} 6.4% , Offset b 50% und Tritiumanteil r 10% . Die Meßpunkte gehören zu einer Testmessung ($d_0 = 263 \text{ \AA}$), mit der die Vorhersage des Modells überprüft werden sollte.

etwa $\Delta U(t = \infty) = 1.6 \text{ eV}$.

Abbildung 6.17 zeigt das Ergebnis der Messung im Vergleich zu der Vorhersage des Modells. In die Unsicherheit der Meßpunkte der Testmessung sind nur der Fitfehler und die Differenz in den Detektorsegmenten (siehe obige Ausführungen) eingegangen. Der Zeitfehler von 10 Sekunden¹³ ist vernachlässigt worden. Bei der Angabe des 1σ -Fehlerbandes der Modellvorhersage ist der Schichtdickenfehler (6.5%), der Fehler von E_{crit} und dem Offset b sowie die Ungenauigkeit der Bestimmung des Tritiumanteils r (hier: 10%) berücksichtigt worden. Dabei sind die mit einem Fehler behafteten Größen einzeln um ihre Unsicherheit variiert und dann die Auslenkung der Modellvorhersage bestimmt worden. Die Gesamtauslenkung ergibt sich aus der quadratischen Summe der Einzelauslenkungen.

Insgesamt ist eine befriedigende Übereinstimmung zwischen dem Aufladungsmodell und den Daten zu sehen. Vor allem der lineare Anstieg zu Anfang wird gut getroffen.

¹³Bei dieser Messung ist die Zeit genau protokolliert worden, deshalb ist der Zeitfehler im Vergleich zu den vorher diskutierten Messungen um einen Faktor 60 kleiner.

Bei den größeren Zeiträumen gewinnt man den Eindruck, als ob der Gesamtaufladungseffekt vom Modell etwas überschätzt wird. Man darf aber nicht vergessen, daß hier nur die Daten einer Testmessung vorliegen; die Abb. 6.16 zeigt, daß Abweichungen im Bereich von 0.4 eV im Gleichgewichtszustand möglich sind. Das könnte daran liegen, daß die Substrattemperatur nicht auf ± 0.01 K konstant gehalten werden kann. Zusätzlich muß beachtet werden, daß im Modell z.T. sehr stark vereinfachende Annahmen gemacht worden sind, so z.B. die vollständige Entladung des gesamten Tritiumfilmes bis auf eine unendlich dünne Schicht an der Oberfläche.¹⁴

Im Hinblick auf die Verwendung von schockkondensierten Tritiumfilmen bei Neutrinomassenexperimenten kann man sagen, daß der Aufladeeffekt ausreichend verstanden worden ist. Wichtig für das Neutrinoexperiment ist zum einen die Kenntnis der Zeitdauer der Aufladung, die für eine typische Quelle von ca. 500\AA bei etwa 75 min ($5 \cdot t_{\text{crit}}$) liegt und damit bei einer mehrwöchigen Meßphase keine Rolle spielt. De facto ist der Film aufgeladen, also im Gleichgewicht, bevor das erste β -Spektrum aufgenommen wird.

Zum anderen kann mit Hilfe von E_{crit} die jeweilige Energieverschiebung ausgerechnet werden, mit der die β -Elektronen aus den einzelnen Lagen des Tritiumfilms starten. Diese Energieverschiebung führt zu einer Verschlechterung der effektiven Auflösung des Experiments, sollte also idealerweise vermieden werden. Leider gibt es nach dem heutigen Erkenntnisstand noch keine experimentelle Methode, den Aufladeeffekt zu verhindern. Ein mögliches Verfahren wäre vielleicht die Injektion von Ladungsträgern (direkt oder indirekt mittels UV-Licht, wobei hier die passende Dosierung das größte Problem wäre). In dieser Richtung ist jedoch noch nichts unternommen worden. Im Moment kann der Aufladeeffekt nur dadurch vermindert werden, daß man zu dünnen Filmen übergeht, also auf Zählrate verzichtet. Letztendlich muß man einen Kompromiß zwischen gewünschter Zählrate einerseits und unerwünschter Verbreiterung der Auflösungsfunktion andererseits finden.

Bei den im nächsten Kapitel diskutierten sogenannten standardisierten Meßphasen Q3 bis Q5 ist dem durch die Wahl eines im Vergleich zu Q2 nur halb so dicken Tritiumfilms Rechnung getragen worden.

¹⁴Es ist auch versucht worden, die Modellparameter E_{crit} , b , r und d_0 mit Hilfe des o.g. Datensatzes (siehe Abb. 6.17) frei anzupassen. Das Ergebnis ($r = 0.51 \pm 0.39$, $E_{\text{crit}} = -42.7 \pm 16.3$ MV/m, $b = -0.44 \pm 0.13$ eV, $d_0 = 245 \pm 92\text{\AA}$) zeigt, daß erstens die Fitparameter 'weglaufen' und zweitens die Fitfehler z.T. sehr groß werden (vergleiche z.B. den Parameter E_{crit} dessen Fehler um einen Faktor 4 größer ist, als in Glg. 6.51). Die Parameter sind zu stark miteinander korreliert, als daß dieses Verfahren sinnvoll erscheint. Auch muß beachtet werden, daß bei einer nicht 100%igen Übereinstimmung des Modells mit den Daten die Fitparameter 'mißbraucht' werden. In der vorliegenden Arbeit wird daher das Modell innerhalb seines 1σ -Fehlerbandes mit den Daten der Testmessung verglichen.

Kapitel 7

Datenauswertung und Ergebnisse

Dieses Kapitel beinhaltet zunächst einen kurzen Überblick über die wichtigsten Parameter der Meßphasen Q2 bis Q5, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt worden sind. Danach wird die Anpassungsfunktion erläutert, die zur theoretischen Beschreibung der gemessenen β -Spektren benutzt wird. Im Anschluß daran wird die Analyse der gemessenen β -Spektren vorgestellt und die gewonnenen Resultate im Hinblick auf eine Neutrinomassenobergrenze diskutiert.

7.1 Überblick über die Tritiummeßphasen Q2 bis Q5

Die Tritiummeßphasen Q3 bis Q5 ('Standardmeßphasen') wurden mit den gleichen physikalischen Parametern unter nahezu identischen Bedingungen nach einem standardisierten Verfahren (siehe Anhang D) durchgeführt. Sowohl die aus der ersten Tritiummeßphase Q2 gewonnenen Erfahrungen als auch die Ergebnisse der im vorigen Kapitel diskutierten systematischen Untersuchungen wurden dabei berücksichtigt.

Die Quellpräparation erfolgte kontrolliert nach dem im Abschnitt 6.1.4 vorgestellten Verfahren, wobei der Schichtdickenfehler gegenüber dem Wert von Q2 im Mittel halbiert werden konnte (siehe auch Tabelle 6.1). Die Quelldicke betrug bei den Standardmeßphasen jeweils etwa 490 \AA ($\hat{=}$ etwa 144 ML). Damit wurde dem Aufladeeffekt (6 mV/\AA) Rechnung getragen, der nur vermindert werden kann, indem zu relativ dünnen Filmen übergegangen wird. Letztendlich muß ein Kompromiß zwischen gewünschter Zählrate einerseits und unerwünschter Verschlechterung der Auflösung (Breite der Transmissionsfunktion 4.8 eV , siehe Abschnitt C.1) andererseits getroffen werden. Um solch ein Optimum zu finden, wurden in Monte Carlo Simulationen Filmdicken, Meßpunkt- und Meßzeitverteilungen variiert und die so gewürfelten Daten ausgewertet [Wei93a, Wei00].

In Tabelle 7.1 sind die wichtigsten Parameter der Standardmeßphasen aufgelistet. Zum Vergleich sind auch die Daten der Q2-Tritiummeßphase mit eingetragen.

Tabelle 7.1: Tritiummeßphasen nach Umbau und Erweiterung des Experiments. Angegeben sind die wichtigsten physikalischen Parameter der ersten langen Tritiummessung Q2 und der Standardmeßphasen Q3 bis Q5. Die Größe des untersuchten β -Endpunktsbereichs betrug in allen Messungen 205 eV. Die Auflösung des Spektrometers war immer auf 4.8 eV eingestellt. Weitere Erläuterungen siehe Text.

	Q2	Q3	Q4	Q5
Zeitraum	23.07.- 17.08.97	17.02.-16.03.98	06.06.-13.07.98	30.10.-14.12.98
Auffrier- quelldicke	967 Å	493.2 Å	494.6 Å	474.9 Å
Akzeptierter Raumwinkel	45°	45°	45°	45°
Auswertbare Meßzeit	9.45 Tage	14.71 Tage	23.92 Tage	25.45 Tage
Anzahl der Meßpunkte	50	64	64	64
Bemerkung	Aufladungs- messung	Quelle verloren (Stromausfall)		Aufladungs- messung, Pulsung

Die Daten der letzten 10 Tage der Q2-Meßphase wurden nicht zur Auswertung herangezogen. Die Tritiummeßphase Q3 wurde wegen Verlustes der Tritiumquelle nach einem Stromausfall vorzeitig beendet. Der Durchfluskkryostat war ausgefallen und die Substrattemperatur weit über 30 K angestiegen. Nach Einbau zusätzlicher Sicherungen (siehe Abschnitt 4.3.1) hat die nachfolgende Quelle Q4 zwei kurze Stromausfälle überstanden.

Am Ende der Meßphasen Q2 und Q5 ist $^{83\text{m}}\text{Kr}$ auf der jeweiligen Tritiumquelle kondensiert und die Größe der Aufladung gemessen worden (siehe ausführliche Diskussion in Abschnitt 6.3).

Die in der Tabelle erwähnte Pulsung bedeutet das Einstrahlen von Hochfrequenz ins Spektrometer. Dieses Verfahren wurde erstmals bei der Q5-Tritiummeßphase eingesetzt, um den Untergrund sowohl zu reduzieren als auch zu stabilisieren. Das Verfahren ist in Referenz [Ulr00] näher erläutert und besteht darin, daß in den Meßpausen zwischen den einzelnen Meßpunkten Hochfrequenz-Pulse direkt auf eine Elektrode (E8) gegeben werden. Die Idee bei der Pulsung ist, daß sie eventuell gespeicherten hochenergetischen Ladungsträgern (e^-) Energie zuführt und sie somit aus dem Spektrometervolumen entfernt. In Referenz [Ulr00] wird dies ausführlich diskutiert.

7.2 Die Anpassungsfunktion

In diesem Abschnitt wird die Funktion dN/dU erläutert, mit der das gemessene β -Spektrum beschrieben wird. Diese Funktion, die Anpassungsfunktion oder auch Fitfunktion genannt wird, erhält man durch Beachtung aller apparativen Effekte, die zusätzlich zum theoretischen Spektrum berücksichtigt werden müssen. Dazu wird das theoretische Tritium- β -Spektrum dN/dE (Glg. 2.4) gefaltet mit der elektrischen Potentialverteilung innerhalb des Tritiumfilms (Aufladeeffekt) f_{charge} , der Rückstreuungsfunktion f_{bsc} , der Energieverlustfunktion f_{eloss} , der Transmissionsfunktion f_{trans} und der Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz des Detektors f_{det} :

$$\frac{dN}{dU} = (A p (E + m_e c^2) F \sum_n W_n \varepsilon_n \cdot \sqrt{\varepsilon_n^2 - m_\nu^2 c^4} \otimes f_{\text{charge}} \otimes f_{\text{bsc}} \otimes f_{\text{eloss}} \otimes f_{\text{trans}} \otimes f_{\text{det}}) + B \quad (7.1)$$

- mit A : Amplitude des Spektrums
 p, E : Impuls und kinetische Energie des Elektrons
 F : Fermi-Funktion (siehe Abschnitt 7.2.1)
 ε_n : $\varepsilon_n = E_0 - V_n - E$
 E_0 : β -Endpunkt
 m_e, m_ν : Ruhemasse des Elektrons und des Neutrinos.
 W_n, V_n : Amplitude und Anregungsenergien der elektronischen Endzustände des Tochtermoleküls (siehe Abschnitt 2.1 und 7.2.2)
 B : konstanter Untergrund

Bei einer Standardanpassung, im weiteren Standardfit genannt, werden die folgenden 4 freien Parameter an die Daten angepaßt:

$$A, E_0, m_\nu^2 \text{ und } B.$$

Die übrigen Größen müssen der Literatur entnommen, berechnet oder in systematischen Messungen bestimmt werden (siehe auch Kapitel 6).

Gleichung 7.1 läßt sich zusammenfassen zu

$$\frac{dN}{dU} = \int_{-eU}^{E_0} \frac{dN}{dE} f_{\text{res}}(E, U) dE + B \quad (7.2)$$

mit

$$f_{\text{res}} = f_{\text{charge}} \otimes f_{\text{bsc}} \otimes f_{\text{eloss}} \otimes f_{\text{trans}} \otimes f_{\text{det}} \quad (7.3)$$

f_{res} wird Responsefunktion des Experiments genannt. Sie ist in Abbildung 7.1 dargestellt. Eine wichtige Eigenschaft der Responsefunktion ist, daß sie keinen hochenergetischen Ausläufer hat. Die Konsequenz ist die folgende: Wird eine signifikant über dem Untergrund liegende Zählrate bei einer Retardierungsenergie von $E_0 - \delta E_x$ gemessen, dann folgt daraus, daß die Neutrino Ruhemasse kleiner als $\delta E_x/c^2$ sein muß.

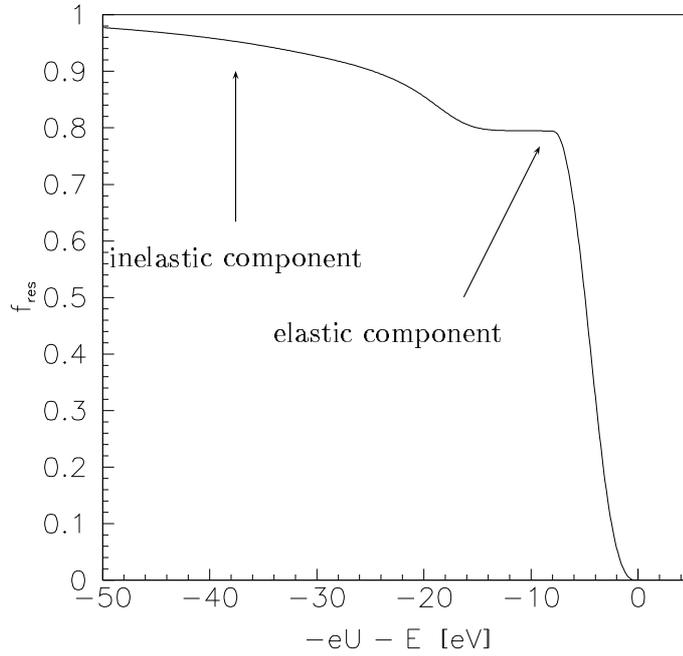


Abbildung 7.1: Responsefunktion des Experiments. Dargestellt ist die normierte Responsefunktion f_{res} für eine monoenergetische Elektronenquelle der Energie E in Abhängigkeit von der Retardierungsenergie $-eU$. Die Energieauflösung ΔE des Spektrometers beträgt 4.8 eV. Der Energieverlust f_{eloss} und der Aufladeeffekt f_{charge} wurden für eine Quelledicke von 490 Å berechnet. Dies entspricht den Quelledicken der Tritiummessungen Q3 bis Q5.

Die Anpassungsfunktion ist in Referenz [Wei93a] ausführlich erklärt. In den folgenden Abschnitten werden daher die Beiträge zur Anpassungsfunktion nur soweit erläutert, wie sie für das Verständnis der nachfolgenden Datenauswertung notwendig sind. Die Herleitung der neuen Transmissionsfunktion f_{trans} ist im Anhang C.1 zu finden, die Ergebnisse zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors f_{det} im Abschnitt 4.5.2.

7.2.1 Fermifunktion

Nach Referenz [Sim81] kann die Fermifunktion F des Tritium- β -Zerfalls geschrieben werden als

$$F = \frac{x}{1 - e^{-x}} \left(1.002037 - 0.001427 \cdot \frac{v_e}{c} \right). \quad (7.4)$$

mit

$$x = 2\pi Z\alpha \frac{c}{v_e} \quad (7.5)$$

Dabei ist Z die Kernladungszahl des Tochterkerns, α die Feinstrukturkonstante und v_e die Geschwindigkeit des auslaufenden β -Elektrons. In der Fitfunktion wird Glg.

7.4 durch den Ausdruck

$$F = 1.18682 \left(1 + 0.0044 \frac{E_0 - E}{\text{keV}} \right) \quad (7.6)$$

angenähert. Die relative Abweichung der Funktionen 7.4 und 7.6 beträgt in der Nähe des Tritium- β -Endpunktes weniger als $3 \cdot 10^{-5}$ [Wei93a].

7.2.2 Elektronische Endzustände

Für die Analyse des Tritium- β -Spektrums muß die Verteilung der Endzustände des Tritium- β -Zerfalls (W_n , V_n , siehe Glg. 7.1) sehr gut bekannt sein. Diese Verteilung wird nicht gemessen, sondern mit Hilfe theoretischer Modelle ausgerechnet. Grundlage solch einer Rechnung ist die in 2.1 erwähnte 'sudden approximation'. Die in der Fitfunktion verwendeten Werte für W_n und V_n basieren auf der Referenz [Sae00]. Die dort tabellierten 156 Endzustände decken den vom Mainzer Experiment untersuchten Bereich des β -Spektrums (E_0 bis $E_0 - 205$ eV) vollständig ab und übertreffen laut Aussage der Autoren in ihrer Genauigkeit die bisherigen theoretischen Daten [Sae00]. Werden die Besetzungswahrscheinlichkeiten aller Endzustände ¹ aufaddiert, dann erhalten die Autoren den Wert 99.83%

Die in [Sae00] berechneten Werte gelten nur für gasförmiges Tritium. Bei der Verwendung einer kondensierten Tritiumquelle müssen noch die folgenden Effekte berücksichtigt werden:

- Die Polarisation des Tritiumfestkörpers führt zu einer Absenkung aller Endzustände um 0.88 eV [Kol88].
- Neben der Anregung des Tochtermoleküls kommt es im Festkörper auch zu einer Anregung der Nachbarmoleküle ('Spectator'-Anregung). Sie wird vereinfacht mit 14 Anregungszuständen beschrieben, die in Referenz [Kol88] tabelliert sind. Um den Rechenaufwand zu verringern — die oben genannten 156 Endzustände müßten mit den 14 Anregungszuständen der Nachbarn kombiniert werden ($= 14 \cdot 156$) — werden in der Fitfunktion die Anregungszustände der Nachbarmoleküle zu einer Gauß-förmigen Endzustandsgruppe zusammengefaßt. Diese wird durch ihren Schwerpunkt $V_{\text{neighbour}} = 14.6$ eV, ihre Fläche ($=$ Anregungswahrscheinlichkeit) $W_{\text{neighbour}} = 0.059$ und ihre Standardabweichung $\sigma_{\text{neighbour}} = 2.6$ eV beschrieben.

Die in Abschnitt 6.2 diskutierten Unterschiede zwischen den Energieverlustspektren von gasförmigem Tritium und schockkondensiertem Deuterium sollten auch für die Anregungszustände der Nachbarmoleküle gelten. Deshalb sind in der Fitfunktion folgende Korrekturen an den oben genannten Werten durchgeführt worden:

¹Die Integration erfolgt über einen erweiterten Bereich, der den gesamten Energiebereich zwischen 0 und ∞ abdeckt [Sae00].

1. Die beobachtete Verschiebung des Anregungspeaks beim festen Deuterium um 1.5 eV zu höherer Energie wird vollständig übernommen:
 $V_{\text{neighbour,fit}} = 16.1 \text{ eV}$.
2. Die beobachtete Vergrößerung der freien Weglänge auf $\lambda_{\text{free}} = 124 \text{ nm}$ (siehe Abschnitt 6.2) führt zu einer Reduzierung der mittleren Anregungswahrscheinlichkeit von 5.9% auf 4.6%²: $W_{\text{neighbour,fit}} = 0.046$.

7.2.3 Aufladung

Wie in Abschnitt 6.3 gezeigt wurde, ist das elektrische Potential innerhalb des schock-kondensierten Tritiumfilmes nicht konstant, sondern wächst linear mit dem Abstand d zum Graphitsubstrat. Der Anstieg von $dU/dd = 21.28 \cdot 10^{-3} \text{ V/ML}$ (ML = Monolage) wird in der Fitfunktion berücksichtigt, indem das elektrische Startpotential der Elektronen für jede Monolage einzeln ausgerechnet wird. Ein β -Elektron, das aus der i -ten Monolage (vom Substrat aus gesehen) startet, hat das elektrische Startpotential U von

$$U = U_S + i \cdot \frac{dU}{dd}. \quad (7.7)$$

U_S ist das am Quellsubstrat angelegte elektrische Potential.

7.2.4 Rückstreuung

Zusätzlich zu den β -Elektronen, die direkt in den akzeptierten Raumwinkel des Spektrometers emittiert werden, können vom Detektor auch Elektronen nachgewiesen werden, die im Quellsubstrat elastisch oder inelastisch rückgestreut werden. Der Anteil der rückgestreuten Elektronen hängt dabei vom Substratmaterial und vom maximal akzeptierten Grenzwinkel δ_{max} des Spektrometers ab. Die beiden folgenden Fälle können auftreten:

1. Ein zu Anfang in den hinteren Halbraum startendes Elektron wird vom Graphitsubstrat zurückgestreut.
2. Ein Elektron startet in den vorderen Halbraum in den vom Spektrometer nicht akzeptierten Raumwinkel, wird magnetisch im Krümmer reflektiert, kommt zurück zur Quelle und wird vom Graphitsubstrat zurückgestreut.

Kombinationen aus 1) und 2) werden solange durchlaufen, bis das Elektron entweder seine ganze Energie durch inelastische Prozesse verloren hat, oder bis es nach mehrmaliger Rückstreuung und/oder magnetischer Reflexion in den akzeptierten Raumwinkel fällt. Inelastisch rückgestreute Elektronen werden nicht mit ihrer Startenergie

²Ein Anteil der Vergrößerung von λ_{free} , der auf das Pauli-Blocking und die elektrostatische Abstoßung zurückgeführt wird (= -13.4% in σ_{tot}), muß vollständig berücksichtigt werden. Die gegenüber Tritiumgas etwa 17%ige Vergrößerung des molaren Volumens des schockkondensierten Tritiums (siehe 6.2), wird nur teilweise berücksichtigt (Faktor 0.9), da ihre Auswirkung auf die Anregung der Nachbarmoleküle von der Größe der Löcher abhängt [Wei99]. Insgesamt ergibt sich ein Faktor von $0.866 \cdot 0.9 \cdot 0.059 = 4.6\%$.

Tabelle 7.2: Rückstreukoeffizienten für Graphit [Fle94]. Eingetragen sind die Ergebnisse von Monte Carlo Simulationen zur Rückstreuung von 18.5 keV Elektronen an einem Graphitsubstrat. α_{bsc} ist der Rückstreufaktor, δ_{max} der maximal akzeptierte Raumwinkel des Spektrometers.

δ_{max} [°]	α_{bsc} [keV ⁻¹]
50	0.023
60	0.031
70	0.049

nachgewiesen, sondern mit einer niedrigeren Energie, d.h. sie tauchen im gemessenen Spektrum an einer niederenergetischeren Stelle auf. Dies muß in der Fitfunktion berücksichtigt werden.

Das energiedifferentielle Rückstreupektrum wurde durch Monte Carlo Simulationen gewonnen, die von L. Fleischmann im Rahmen seiner Diplomarbeit [Fle92] entwickelt und später in einer verfeinerten Version an das neue Graphitsubstrat angepaßt wurden. In den Referenzen [Ket94] und [Prz95] ist eine Beschreibung der verbesserten Methode zu finden. In der Monte Carlo Simulation wird die Bahn eines β -Elektrons solange verfolgt, bis es in den vom Spektrometer akzeptierten Raumwinkel gestreut wird oder durch inelastische Stöße so viel Energie verloren hat, daß es außerhalb des betrachteten Energieintervalls liegt. Die Simulation liefert über den betrachteten Energiebereich von rund 200 eV unterhalb des β -Endpunkts des Tritiums eine nahezu konstante Rückstreuwahrscheinlichkeit α_{bsc} [Ket94], die nur abhängig vom akzeptierten Raumwinkel δ_{max} ist (siehe Tabelle 7.2). In der Fitfunktion wird die Rückstreuung durch den Faktor

$$1 + \alpha_{\text{bsc}} \cdot (E - e(U_S - U_0)) \quad (7.8)$$

berücksichtigt. Dabei ist E die Energie des Elektrons, U_S die Quellspannung und U_0 die Spektrometerspannung ($U_S, U_0 < 0$).

7.2.5 Energieverlustfunktion

Die beim Tritiumzerfall entstehenden β -Elektronen können auf ihrem Weg durch den Tritiumfilm Energie durch inelastische Streuung verlieren (siehe Abschnitt 6.2). Dieser Effekt ist um so stärker, je dicker der verwendete Tritiumfilm ist. Inelastisch gestreute Elektronen werden nicht mit ihrer Startenergie nachgewiesen, sondern mit einer niedrigeren Energie, d.h. sie tauchen im gemessenen Spektrum an einer niederenergetischeren Stelle auf.

In der Fitfunktion wird dieser Effekt durch die Energieverlustfunktion f_{eloss} berücksichtigt. f_{eloss} beschreibt die Modifikation des Energiespektrums einer monoenerge-

tischen Elektronenquelle aufgrund inelastischer Stöße:

$$f_{\text{eloss}}(\varepsilon) = P_0 \cdot \delta(\varepsilon) + \sum_i \frac{P_i}{\sigma_{\text{tot}}^i} \cdot \underbrace{\frac{d\sigma}{d\varepsilon} \otimes \cdots \otimes \frac{d\sigma}{d\varepsilon}}_{\text{i-fache Faltung}} \quad (7.9)$$

i-fache Faltung

mit ε : Energieverlust
 P_i : Wahrscheinlichkeit für i-fache Streuung im Tritiumfilm
 σ_{tot} : totaler inelastischer Wirkungsquerschnitt (siehe Abschnitt 6.2)
 $\frac{d\sigma}{d\varepsilon}$: energiedifferentieller Wirkungsquerschnitt

In der Fitfunktion wird der in Mainz gemessene energiedifferentielle Wirkungsquerschnitt für schockkondensierte Deuteriumfilme verwendet (siehe Abbildung 6.11).

Allgemein ist die Wahrscheinlichkeit für i-fache Streuung p_i bei einem glatt aufgefrorenen, homogenen Film durch die Poissonverteilung gegeben:

$$p_i = \left(\frac{x}{\lambda_{\text{free}}}\right)^i \cdot \frac{1}{i!} \cdot \exp\left(-\frac{x}{\lambda_{\text{free}}}\right) \quad (7.10)$$

Dabei bezeichnet x die vom Elektron im Film durchlaufene Wegstrecke, und λ_{free} die mittlere freie Weglänge für inelastische Streuung (siehe Abschnitt 6.2). Die durchlaufene Strecke x ist abhängig von der Filmdicke d_0 und dem Startwinkel δ_S :

$$x = \frac{d_0}{\cos(\delta_S)} \quad (7.11)$$

Zur Berechnung der P_i für einen Tritiumfilm mit gegebener Schichtdicke d_0 muß über alle möglichen Wegstrecken x im Film gemittelt werden. Bei der Mittelung wird angenommen, daß die Elektronen isotrop zwischen $\delta_S = 0$ und $\delta_S = \delta_{\text{max}}$ emittiert werden. Tabelle 7.3 zeigt die Ergebnisse dieser Rechnungen für die im Rahmen dieser Arbeit aufgefrorenen Tritiumfilme.

Tabelle 7.3: Streuwahrscheinlichkeiten von 18.5 keV Elektronen für die Tritiumfilme Q2 bis Q5. Die Werte wurden errechnet für eine freie Weglänge von $\lambda_{\text{free}} = 124$ nm und einem maximal akzeptierten Raumwinkel von $\delta_{\text{max}} = 45^\circ$.

Quelle	$d_0[ML]$	$P_0[\%]$	$P_1[\%]$	$P_2[\%]$	$P_3[\%]$	$> P_3[\%]$
Q2	284	65.22	25.55	7.27	1.62	0.34
Q3,Q4	145	79.61	17.40	2.65	0.31	0.03
Q5	140	80.21	16.98	2.50	0.28	0.03

7.2.6 Fortsetzung des β -Spektrums für negative Massenquadrate

Die Gleichung, die das theoretische β -Spektrum beschreibt, ist nur für positive Neutrinomassenquadrate ($m_\nu^2 c^4 \geq 0$) definiert. Die Anpassungsfunktion (Glg. 7.1) muß jedoch eine möglichst sinnvolle Fortsetzung des β -Spektrums zu negativen Massenquadraten haben, da es bei der Anpassung dieser Funktion an die Meßdaten zu negativen Werten des freien Parameters 'Neutrinomassenquadrat' kommen kann. Mögliche Ursachen dafür sind statistische Schwankungen der Meßwerte oder nicht erkannte systematische Effekte, die dazu führen, daß die Fitfunktion die Meßdaten nicht richtig beschreibt.

Es gibt mehrere Möglichkeiten, eine Fortsetzung des β -Spektrums für negative Neutrinomassen einzuführen. Eine ausführliche Diskussion über dieses Thema findet sich in Referenz [Wei93a]. Daher werden an dieser Stelle nur die Kriterien genannt, die eine solche Fortsetzung erfüllen muß:

1. Die Fortsetzung sollte so definiert sein, daß sich das β -Spektrum für $E_0 - E \gg m_\nu$ bei einer Variation von $\pm \Delta m_\nu^2$ um $m_\nu^2 = 0$ vom Betrag her gleich ändert.
2. Die Fortsetzung sollte bei der Variation des Parameters m_ν^2 um Null zu einem parabelförmigen Verlauf der χ^2 -Funktion führen.

Um die Kriterien zu erfüllen, wird die Gleichung 7.1 für $m_\nu^2 < 0$ mit dem Ausdruck

$$1 + \frac{\mu}{\varepsilon_n} \cdot e^{-(1 + \frac{\varepsilon_n}{\mu})} \quad \text{mit} \quad \mu = \sqrt{-m_\nu^2} \quad (7.12)$$

multipliziert.

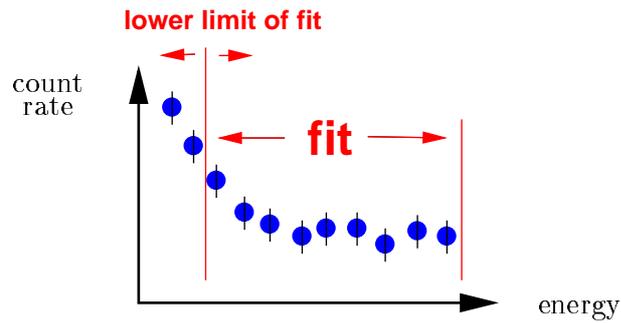


Abbildung 7.2: Fitintervall. Dargestellt ist schematisch ein gemessenes β -Spektrum in der Nähe des Endpunktes. Die beiden senkrechten Linien kennzeichnen den Bereich der Daten, der für eine Anpassung (Fit) herangezogen wird. Für eine komplette Datenauswertung wird die untere Grenze des Fitintervalls ('lower limit of fit', E_{low}) variiert.

7.3 Standardanpassung mit 4 freien Parametern

In diesem Abschnitt werden zunächst die Ergebnisse der Standardanpassung an die Daten der Tritiummeßphasen Q2 bis Q5 vorgestellt. Danach werden die systematischen Fehler für den freien Parameter 'Neutrinomassenquadrat' betrachtet und die Gesamtfehler des Neutrinomassenquadrats für jede Meßphase bestimmt. Der Abschnitt schließt mit einer Untersuchung von Teildatensätzen der Meßphase Q4.

7.3.1 Ergebnisse der Standardanpassungen

Abbildung 7.2 zeigt schematisch ein gemessenes β -Spektrum in der Nähe des Endpunktes. Jede Standardanpassung an ein solches Spektrum beinhaltet die Datenpunkte des Untergrundbereiches und einige Datenpunkte vom Spektrum und liefert als Ergebnis einen Satz der Parameter m_ν^2 , E_0 , A und B (siehe Abschnitt 7.2). Für eine komplette Analyse wird die untere Grenze des Fitintervalls variiert und jedesmal ein neuer Satz der 4 Parameter ermittelt. Mit dieser Methode ist es möglich, unbekannt systematischen Effekten auf die Spur zu kommen.

Tabelle 7.4 zeigt die Ergebnisse der Anpassung der Funktion (7.1) an die Daten der Meßphasen Q2 bis Q5 für verschiedene untere Grenzen des Auswertebereiches (E_{low}). Die obere Grenze lag immer bei 18.66 keV. Alle Anpassungen erfolgten mit Hilfe des Programmpaketes 'MINUIT' vom CERN [Jam94]. Die in der Tabelle angegebenen statistischen Fehler für das Neutrinomassenquadrat wurden aus den Werten der χ^2 -Funktion um das Minimum herum berechnet. Dabei entspricht einer Änderung der χ^2 -Funktion um 1 ein 1σ -Fehler. Bei asymmetrischer Form der χ^2 -Funktion wurde der positive Fehler genommen.

Aus der Tabelle 7.4 können auch ohne Kenntnis der systematischen Fehler, die im nächsten Abschnitt diskutiert werden, schon einige Erkenntnisse gewonnen werden:

- Die m_ν^2 Werte von Q5 sind als einzige innerhalb der statistischen Fehler gut mit Null verträglich. Die Neutrinomassenquadrate der Messungen Q2 bis Q4 liegen im negativen Bereich (z.T. 3 bis 4 Standardabweichungen bezüglich des statistischen Fehlers). Eine Aussage über die Signifikanz der negativen Massenquadrate ist jedoch erst nach der Diskussion der systematischen Fehler möglich (siehe Abschnitte 7.3.2 und 7.3.3).
- Die reduzierten χ^2 -Werte liegen nur bei Q5 im Bereich von 1, bei Q4 sind sie mit im Mittel 1.7 sehr schlecht. Dieses Ergebnis ist ein erster Hinweis auf eine Störung im gemessenen β -Spektrum von Q4.
- Aufgrund der Korrelation der Quellstärke (Amplitude A) und des Endpunktes E_0 mit dem Neutrinomassenquadrat m_ν^2 ändern sich bei den Daten einer Meßphase durch Variation des Fitintervalls (Variation von E_{low}) auch A und E_0 , sofern sich m_ν^2 verschiebt. Der Untergrund B ist dagegen stabil bei der Variation von E_{low} .
- Der Untergrund ist in den einzelnen Meßphasen unterschiedlich hoch. Diese Problematik ist schon in Abschnitt 5.3.2 diskutiert worden.
- Q2 hat gegenüber Q3 bis Q5 eine rund doppelt so große Filmdicke. Dies macht sich erstens in der Verschiebung des Endpunktes bemerkbar (Aufladeeffekt, 1.4 eV) und zweitens in der sehr viel größeren Amplitude.

Tabelle 7.4: Ergebnisse der Standardanpassung für verschiedene untere Auswertegrenzen E_{low} . Die Tabelle beinhaltet die Ergebnisse für die Meßphasen Q2 bis Q5. Dabei ist E_{low} die untere Auswertegrenze, m_ν^2 das Neutrinomassenquadrat, E_0 der β -Endpunkt, A die Amplitude und B der Untergrund. Die obere Grenze des Fitintervalls betrug bei allen Fits 18.66 keV. Zusätzlich angegeben sind die statistischen Fehler der einzelnen Parameter.

	E_{low} [keV]	m_ν^2 [eV ² /c ⁴]	E_0 [eV]	A	B [10 ⁻³ s ⁻¹]	dof	χ^2/dof
Q2	18.37	-13.1 ± 2.9	18573.4 ± 0.1	4.592 ± 0.006	16.7 ± 0.3	46	1.37
	18.40	-16.6 ± 3.2	18573.2 ± 0.1	4.608 ± 0.009	16.6 ± 0.3	43	1.32
	18.43	-15.8 ± 3.5	18573.3 ± 0.1	4.603 ± 0.013	16.6 ± 0.3	40	1.41
	18.47	-12.2 ± 4.4	18573.4 ± 0.2	4.572 ± 0.025	16.7 ± 0.3	32	1.28
	18.50	-11.2 ± 6.0	18573.5 ± 0.3	4.570 ± 0.073	16.7 ± 0.3	26	1.03
	18.52	-8.9 ± 7.3	18573.7 ± 0.9	4.534 ± 0.249	16.8 ± 0.4	22	1.07
Q3	18.37	+0.1 ± 3.8	18574.7 ± 0.1	2.791 ± 0.003	12.9 ± 0.2	60	1.42
	18.40	-3.9 ± 3.6	18574.8 ± 0.1	2.802 ± 0.005	12.8 ± 0.2	57	1.33
	18.43	-4.7 ± 3.9	18574.5 ± 0.1	2.805 ± 0.007	12.8 ± 0.2	54	1.38
	18.47	-9.0 ± 4.0	18574.3 ± 0.1	2.828 ± 0.013	12.8 ± 0.2	46	1.37
	18.50	-14.8 ± 4.6	18574.0 ± 0.2	2.883 ± 0.028	12.7 ± 0.2	40	1.19
	18.52	-18.4 ± 6.0	18573.7 ± 0.4	2.929 ± 0.079	12.6 ± 0.2	36	1.19
Q4	18.37	-4.7 ± 2.6	18574.4 ± 0.1	2.756 ± 0.002	11.8 ± 0.2	60	1.69
	18.40	-7.2 ± 2.7	18574.3 ± 0.1	2.763 ± 0.003	11.7 ± 0.1	57	1.59
	18.43	-8.8 ± 2.8	18574.3 ± 0.1	2.768 ± 0.005	11.7 ± 0.2	54	1.62
	18.47	-9.2 ± 3.5	18574.2 ± 0.1	2.769 ± 0.011	11.7 ± 0.2	46	1.79
	18.50	-3.9 ± 4.7	18574.5 ± 0.2	2.725 ± 0.027	11.7 ± 0.2	40	1.80
	18.52	+8.9 ± 9.1	18575.3 ± 0.3	2.580 ± 0.041	11.8 ± 0.1	36	1.49
Q5	18.37	+3.7 ± 3.3	18574.7 ± 0.1	2.478 ± 0.003	21.8 ± 0.2	60	1.28
	18.40	-0.7 ± 3.5	18574.5 ± 0.1	2.485 ± 0.003	21.7 ± 0.2	57	1.18
	18.43	-4.2 ± 3.7	18574.4 ± 0.1	2.494 ± 0.005	21.6 ± 0.2	54	1.09
	18.47	-1.6 ± 4.8	18574.5 ± 0.1	2.486 ± 0.011	21.7 ± 0.2	46	0.85
	18.50	-3.5 ± 6.0	18574.4 ± 0.2	2.496 ± 0.023	21.6 ± 0.2	40	0.91
	18.52	-2.4 ± 7.7	18574.5 ± 0.4	2.478 ± 0.056	21.6 ± 0.2	36	0.87

7.3.2 Systematischer Fehler des Parameters m_ν^2

Zur Ermittlung einer Obergrenze für die Masse des Elektronneutrinos muß der Gesamtfehler des Fitparameters m_ν^2 bekannt sein. Der Gesamtfehler errechnet sich aus der quadratischen Summe des statistischen und des systematischen Fehlers des Parameters m_ν^2 . Um den systematischen Gesamtfehler des Parameters m_ν^2 zu bestimmen, werden nacheinander alle in der Fitfunktion vorkommenden Größen, die mit einem systematischen Fehler behaftet sind, um eben diesen Fehler ausgelenkt und dann jeweils eine neue Anpassung mit den 4 freien Parametern m_ν^2 , E_0 , A und B durchgeführt. Danach wird für jeden auf diese Weise neu erhaltenen Wert des Parameters m_ν^2 die Differenz zum alten Wert (ohne systematische Auslenkung) gebildet. Die so erhaltenen einzelnen Anteile des systematischen Fehlers werden schließlich quadratisch zum systematischen Gesamtfehler aufaddiert. Das ist so möglich, weil es keine Korrelationen zwischen den einzelnen Anteilen gibt.

Die folgende Aufzählung beinhaltet die systematischen Unsicherheiten, die bei der Bestimmung des systematischen Gesamtfehlers des Neutrinomassenquadrates berücksichtigt worden sind. Die Prozentangaben in den Klammern geben den relativen Anteil dieser Größe zum systematischen Gesamtfehler an. Die Werte wurden für die Daten der Q5-Meßphase mit $E_{\text{low}} = 18.50$ keV ermittelt.

- Energieverlust durch inelastische Streuung im Tritiumfilm (55.9%):
Der Anteil des Energieverlustes am systematischen Gesamtfehler ist mit Abstand der größte. Er setzt sich zusammen aus der Unsicherheit bei der Bestimmung von σ_{tot} (5.4%, siehe Abschnitt 6.2), der Unsicherheit bei der Bestimmung der Tritiumfilmdicke (2 bis 6%, siehe Tabelle 6.1) und der Unsicherheit des Modells, das die Stabilität der Tritiumfilme berücksichtigt. Das Modell, das erst aufgrund einer größeren Datenbasis (Meßphasen Q3 bis Q8) statistisch signifikant abgeleitet werden konnte [Bor01], berücksichtigt sowohl die Abnahme der Tritiumfilmdicke durch den radioaktiven Zerfall (gemittelt über alle Quellen: ca. 0.16 ML/d) als auch die Zunahme der Filmdicke aufgrund einer geringen Restgaskondensation (ca. 0.29 ML/d). Es wird ausführlich in Referenz [Bor01] diskutiert. Als Modellfehler geht die Differenz zwischen einer Analyse mit konstanter Startfilmdicke und der mit dynamischer Filmdicke ein. Der Anteil des Modellfehlers am Energieverlustfehler ist etwa so groß wie die Summe aus den beiden erstgenannten Fehlern.
- Elektronische Endzustände (18.7%):
Der Einfluß der Unsicherheiten aus den theoretischen Berechnungen der elektronischen Endzustände nach [Sae00] wurde bestimmt, indem als erste Abschätzung des systematischen Fehlers die entsprechenden Ergebnisse einer anderen Referenz [Jon96], die etwas andere Methoden verwendet, in der Fitfunktion verwendet wurden.
Nach [Sae99] sollte sich das in Abschnitt 6.2 diskutierte Pauli-Blocking auch auf die angeregten Zustände des THe^+ -Tochtermoleküls auswirken. Eine grobe Abschätzung ergab eine Niveaushiftung in der Größenordnung von 1 eV für das zweite Anregungsniveau und die höher angeregten Zustände [Sae99].

Die angenommenen Verschiebungen sind vollständig als systematischer Fehler berücksichtigt worden.

- Anregung der Nachbarmoleküle (23.6%):
Die in Abschnitt 7.2.2 diskutierten Korrekturen an den Anregungszuständen der Nachbarmoleküle [Kol88], die von der Mainzer Gruppe aufgrund der neuen Erkenntnisse über schockkondensierte Deuteriumfilme durchgeführt worden sind, sind in voller Höhe auch als systematischer Fehler berücksichtigt worden.
- Aufladung des Tritiumfilms (1.6%):
Der Aufladeeffekt ist verstanden (siehe Abschnitt 6.3), kann aber im Moment noch nicht verhindert werden. Als konservativ abgeschätzter Beitrag zum systematischen Fehler werden 20% des Effekts genommen. Dies entspricht dem 3σ -Fehler der in Abschnitt 6.3.4 ermittelten kritischen Feldstärke $E_{\text{crit}} = -dU/dd$. Dieser Wert wurde so groß gewählt, weil möglicherweise der lineare Verlauf im vorgestellten Modell eine zu grobe Vereinfachung darstellen könnte.
- Sonstige Unsicherheiten ($< 0.2\%$):
Es sind noch die systematischen Unsicherheiten der Rückstreuung und der Detektoreffizienz berücksichtigt worden. Da beide Größen miteinander korreliert sind (siehe deren Berücksichtigung in der Fitfunktion in Abschnitt 7.2.4 und 4.5.2), werden sie gleichzeitig um ihren Fehler, der jeweils konservativ mit 50% abgeschätzt wurde, ausgelenkt.
Weitere systematische Unsicherheiten sind im Vergleich zu den bisher genannten Effekten vernachlässigbar.

Abbildung 7.3 zeigt für die Daten der Q5 Messung die einzelnen Beiträge zum systematischen Fehler des Parameters m_ν^2 in Abhängigkeit von E_{low} . Bei beidseitiger Auslenkung ist der positive Fehler berücksichtigt worden, bei Modellunsicherheiten der Betrag des Fehlers. Zum Vergleich ist der statistische Fehler von m_ν^2 ebenfalls mit eingezeichnet. Es ist deutlich zu sehen, daß der Anteil des Energieverlustfehlers am Gesamtfehler des Neutrinomassenquadrats für alle Auswertebereiche $E_{\text{low}} \leq 18.50$ keV dominiert und für große Fitintervalle stark ansteigt. Erst nahe am β -Endpunkt ($E_{\text{low}} = 18.5$ keV) sinkt der Energieverlustfehler unter 2 eV^2 . Der statistische Fehler zeigt ein umgekehrtes Verhalten: er wird um so kleiner, je weiter das Auswertintervall ins β -Spektrum hineinreicht.

7.3.3 Neutrinomassenquadrate

Abbildung 7.4 zeigt die Fitresultate für den Parameter m_ν^2 in Abhängigkeit von der unteren Grenze des Auswertintervalls E_{low} . Dargestellt sind die Ergebnisse der Messungen Q2 bis Q5, die statistischen Fehler und die Gesamtfehler. Zusammengefaßt lauten die Ergebnisse:

- Der monotone Trend zu negativen Massenquadraten bei Erweiterung des Fitintervalls, wie er in der Messung von 1994 beobachtet worden ist (siehe zum Vergleich Abb. 3.1), ist nicht mehr vorhanden. Das zeigt, daß die Entnetzung

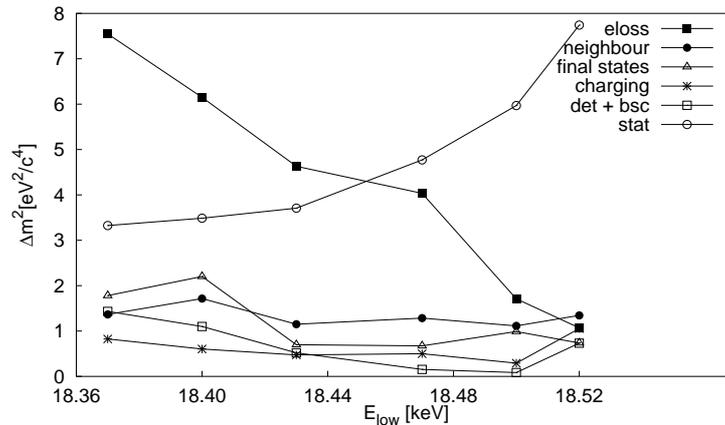


Abbildung 7.3: Systematische Fehler in Abhängigkeit von E_{low} . Dargestellt sind die einzelnen Beiträge zum systematischen Fehler des Parameters m_ν^2 am Beispiel der Q5-Messung. Zum Vergleich ist der statistische Fehler von m_ν^2 ebenfalls mit eingezeichnet.

des Tritiumfilms, die bei den neuen Messungen mit Sicherheit vermieden werden konnte, tatsächlich der Grund für diesen Trend war.

- Es gibt keine signifikant positiven Neutrinomassenquadrate und damit keinen Hinweis auf eine nicht verschwindende Neutrinomasse. Ganz im Gegenteil, bis auf Q5 sind die Werte für den Parameter m_ν^2 signifikant negativ. Die reduzierten Chi-Quadrate liegen nur bei der Q5-Messung im Bereich von 1, bei den anderen Messungen sind sie deutlich größer. Q4 erreicht reduzierte Chi-Quadratwerte von 1.8.
- Die Massenquadrate von Q5 bleiben bei Variation des Auswertintervalls konstant, liegen bei Null und sind damit kompatibel mit dem physikalisch sinnvollen Bereich $m_\nu^2 \geq 0$. Die Massenquadrate von Q2 bleiben bei Variation des Auswertintervalls ebenfalls konstant, liegen aber im negativen Bereich, so daß hier von einer Störung der Daten ausgegangen werden muß. Das gleiche gilt für Q3 und Q4, deren Massenquadrate bei Variation des Auswertintervalls nicht konstant bleiben.

7.3.4 Untersuchung von Teildatensätzen

Abbildung 7.5 zeigt das Ergebnis der Untersuchung von Teildatensätzen am Beispiel der Q4 Meßphase. In keiner der Untersuchungen ist ein signifikanter Unterschied zwischen den betreffenden Teildatensätzen zu sehen. Dies gilt auch für die hier nicht gezeigten Untersuchungen an den Teildatensätzen der Meßphasen Q2, Q3 und Q5. Bei der Betrachtung der Abbildungen muß beachtet werden, daß wegen der Art der Darstellung ($m_\nu^2 = f(E_{\text{low}})$) die Meßpunkte hochgradig miteinander korreliert sind: Die Daten eines kleinen Auswertintervalls sind im größeren Auswertintervall mit enthalten.

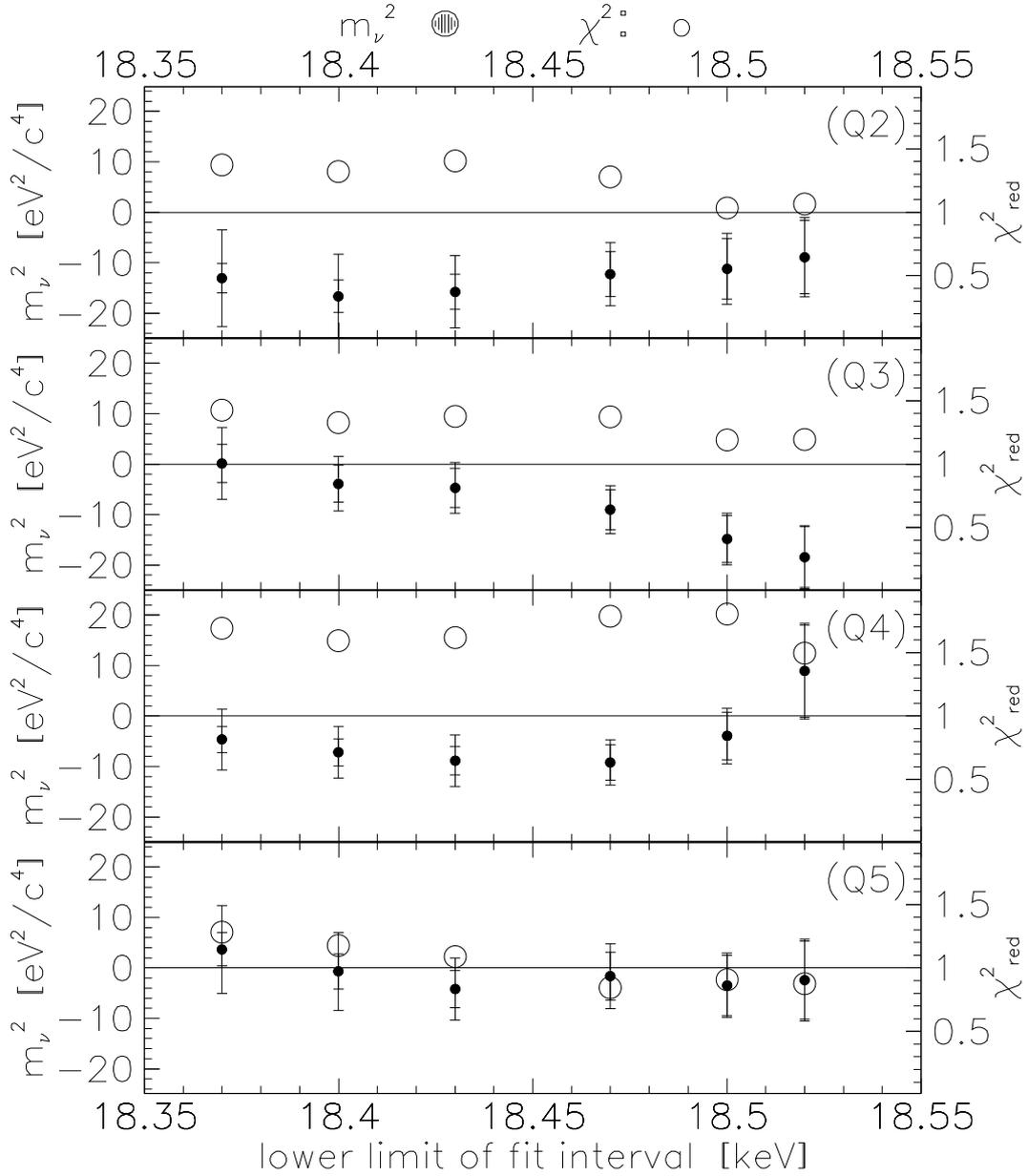


Abbildung 7.4: Neutrinomassenquadrate der Messungen Q2 bis Q5. Dargestellt sind die Fitresultate des Parameters m_ν^2 (linke Ordinate, gefüllte Kreise) für die 4 verschiedenen Messungen in Abhängigkeit von der unteren Grenze des Fitintervalls E_{low} . Die obere Grenze betrug immer 18.66 keV. Die inneren Fehlerbalken geben den statistischen Fehler wieder, die äußeren Balken den Gesamtfehler. Die korrespondierenden Werte für das reduzierte Chi-Quadrat $\chi^2_{\text{red}} = \chi^2/d.o.f.$ können an der rechten Ordinate abgelesen werden (offene Kreise).

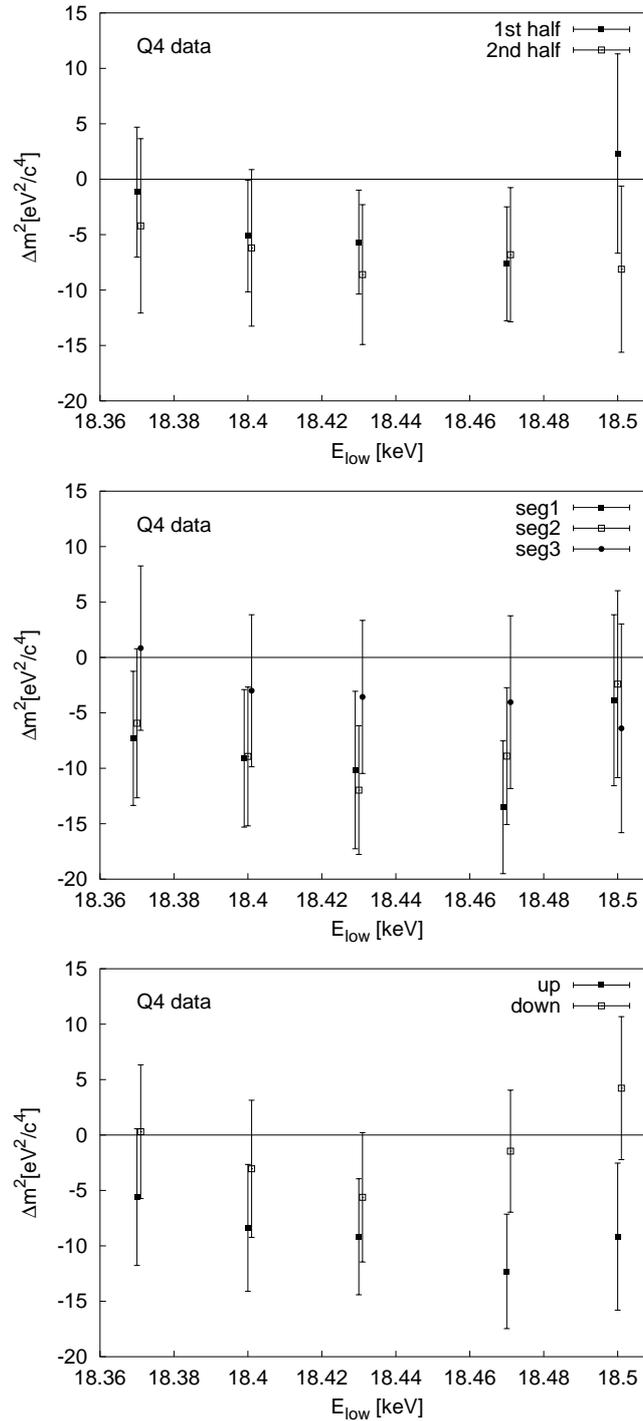


Abbildung 7.5: Neutrinomassenquadrate von Teildatensätzen der Q4 Messung. Dargestellt sind die Fitresultate des Parameters m_ν^2 in Abhängigkeit von der unteren Grenze des Fitintervalls E_{low} . Die Fehlerbalken kennzeichnen den Gesamtfehler. Im oberen Bild werden die erste und die zweite (zeitliche) Hälfte der Meßphase miteinander verglichen (1st half, 2nd half) und im mittleren Bild die Daten der einzelnen Detektorsegmente (seg1, seg2, seg3). Im unteren Bild werden die Daten der ersten Hälfte der Meßpunktverteilung (die Quellspannung U_S geht von -30 V auf -320 V, up) mit den Daten der zweiten Hälfte der Meßpunktverteilung (U_S : -320 V \rightarrow -30 V, down) verglichen. Es ist zu beachten, daß die hier gezeigten Resultate aus verschiedenen großen Fitintervallen hochgradig miteinander korreliert sind.

7.4 Suche nach der Troitsk Stufe

Die Möglichkeit zur Überprüfung der 'Troitsk-Anomalie' (Vorhandensein einer Stufe im gemessenen β -Spektrum, deren Position mit einer Halbjahresperiode schwankt)³ war eine wesentliche Motivation für die Verbesserung des Mainzer Experiments gewesen (siehe Diskussion in Abschnitt 3.4). Die in Referenz [Kra00] durchgeführten Monte-Carlo Simulationen zur Troitsk-Anomalie zeigen, daß das Mainzer Experiment mit dem gegenüber 1994 um einen Faktor 10 verbesserten Signal-zu-Rauschverhältnis auf eine Stufe im vorhergesagten Bereich statistisch sensitiv ist. Die Berechnungen wurden mit einer angenommenen Meßzeit von $2 \cdot 10^6$ s durchgeführt ($\hat{=}$ Dauer der einzelnen Meßphasen) und ergaben im einzelnen [Kra00], daß:

- in dem von der Troitsker Gruppe postulierten Bereich von $5 \text{ eV} \leq \delta E_{\text{step}} \leq 15 \text{ eV}$ und $a_{\text{step}} \geq 2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ mit 95% C.L. keine Stufe gefunden wurde, wenn die Simulationsdaten ohne Stufe erzeugt worden waren, bzw. eine Stufe gefunden wurde, wenn die Simulationsdaten mit Stufe erzeugt worden waren. Dabei ist E_{step} die Position der Stufe relativ zum β -Endpunkt E_0 und a_{step} ihre Amplitude (s.u.).
- die Mainzer Daten pro Einzelmessung demzufolge statistisch ausreichend sind, um die Existenz der Troitsk-Anomalie zu testen.

7.4.1 Implementierung der Troitsk-Stufe in der Anpassungsfunktion

Zur Implementierung der Troitsk Stufe in der Anpassungsfunktion (7.2) wird entsprechend der Referenz [Bel95] zusätzlich zum β -Spektrum dN/dE eine scharfe δ -förmige Linie mit der Amplitude a_{step} an der Position $E_{\text{anomaly}} = E_0 - \delta E_{\text{step}}$ eingeführt:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dU} &= \int_{-eU}^{E_0} \left(\frac{dN}{dE} + a_{\text{step}} \delta(E_0 - \delta E_{\text{step}} - E) \right) f_{\text{res}}(E, U) dE + B \\ &= \int_{-eU}^{E_0} \frac{dN}{dE} f_{\text{res}}(E, U) dE + B \\ &\quad + a_{\text{step}} \Theta(E_0 - \delta E_{\text{step}} + eU) f_{\text{res}}(E_0 - \delta E_{\text{step}}, U) \end{aligned} \quad (7.13)$$

Damit hat die Anpassungsfunktion, die die Stufe berücksichtigt, die 6 freien Parameter m_ν^2 , E_0 , A , B , δE_{step} und a_{step} . Aus der δ -Funktion wird nach der Integration eine Θ -Funktion, die nachfolgend immer Stufe genannt wird.

7.4.2 Meßphasen Q2 bis Q5

Abbildung 7.6 zeigt das Ergebniss einer ersten Überprüfung der Troitsk Hypothese für die Meßphasen Q2 bis Q5. Bei dieser Untersuchung wurde der Parameter m_ν^2 auf Null festgehalten, der Parameter δE_{step} in 1 eV Schritten gerastert und die übrigen Parameter angepaßt⁴. Aufgetragen ist jeweils das Chi-Quadrat der Anpassung als

³Im folgenden wird deshalb oft statt 'Troitsk-Anomalie' der Begriff 'Stufe' verwendet.

⁴Da die Stufenparameter stark mit dem Neutrinomassenquadrat korreliert sind, ist es sinnvoll, für einen ersten Test die Neutrinomasse auf Null festzuhalten.

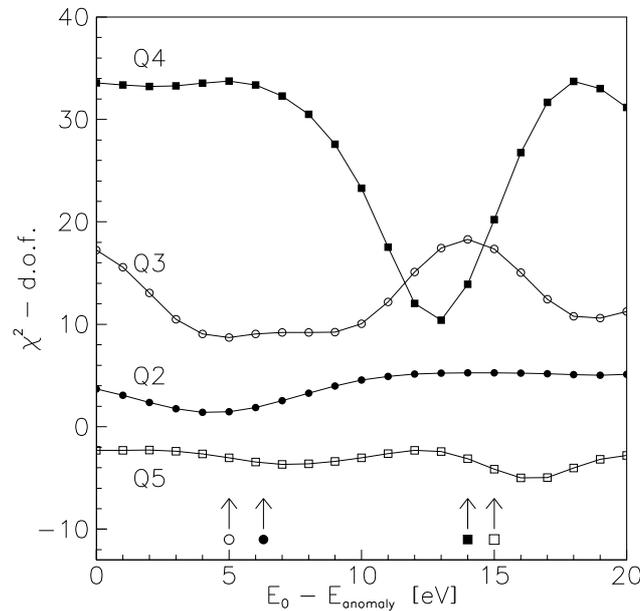


Abbildung 7.6: Überprüfung der Troitsk Hypothese an den Daten von Q2 bis Q5. Dargestellt ist jeweils das $\chi^2 - \text{d.o.f.}$ einer 5 Parameteranpassung ($m_\nu^2 = 0$ fest) als Funktion der Stufenposition $\delta E_{\text{step}} = E_0 - E_{\text{anomaly}}$ für $E_{\text{low}} = 18.50$ keV. Die Anzahl der Freiheitsgrade (d.o.f.) beträgt 25 (Q2) bzw. 39 (Q3, Q4, Q5). Die Pfeile kennzeichnen die von Troitsk vorhergesagte Position der Stufe entsprechend der Halbjahresperiode. Der mittlere Zeitpunkt der Messung war (in Tagen von Beginn des Jahres aus): Q2: 212, Q3: 66, Q4: 177, Q5: 327.

Funktion der angenommenen Stufenposition. Für die Datensätze von Q2 und Q5 gibt es keine signifikante Verbesserung des χ^2 -Wertes, wenn die Troitsk-Anomalie in der Fitfunktion berücksichtigt wird, Q3 zeigt eine nur geringe Verbesserung. Bei Q4 ist dagegen die Verbesserung signifikant. Das Minimum der Chi-Quadratkurve stimmt sogar gut mit der von Troitsk postulierten Position nach der Halbjahresperiode überein. Aus dieser Betrachtung kann noch keine klare Entscheidung über die Existenz der Troitsk-Anomalie getroffen werden. Die stark unterschiedlichen Ergebnisse der Meßphasen Q4 und Q5, die rund ein halbes Jahr nacheinander stattfanden, stehen jedoch im klaren Widerspruch zu der postulierten Halbjahresperiode, da bei Gültigkeit der Halbjahresperiode auch die Daten der Q5-Messung eine signifikante Verbesserung im Chi-Quadrat hätten zeigen müssen.

Ob auch tatsächlich von einer 'Stufe' in den Mainzer Daten gesprochen werden kann, wird aus Sicht der Mainzer Gruppe von der Erfüllung der folgenden Kriterien abhängig gemacht:

- Das Minimum der χ^2 -Werte sollte bei einer Anpassung mit Stufenparametern um 6 Einheiten niedriger liegen als bei einer Anpassung ohne. Dies würde die zusätzliche Zahl von 2 freien Parametern berücksichtigen und einem 2σ Effekt entsprechen.

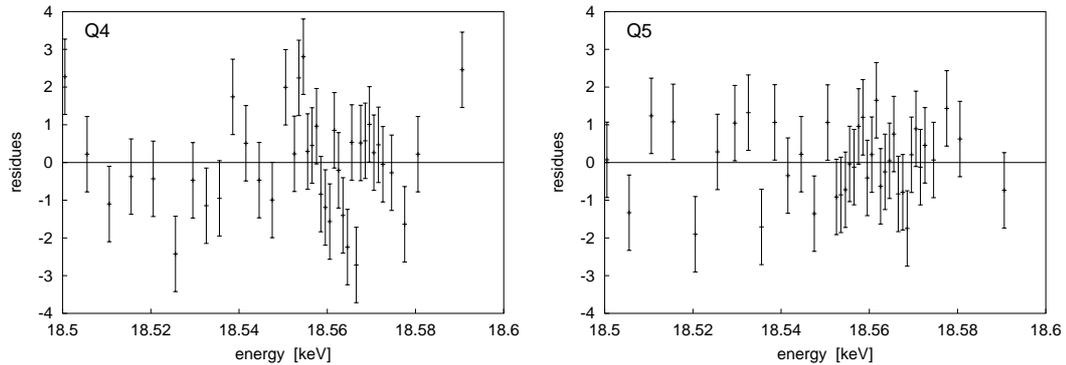


Abbildung 7.7: Residuen der Standardanpassung an die Daten von Q4 und Q5. Dargestellt sind die Residuen für eine Standardanpassung mit 4 freien Parametern für $E_{\text{low}} = 18.5$ keV. Die Stufe ist nicht berücksichtigt.

- Die Stufenamplitude muß positiv sein, da die Zählrate bei einem integrierenden Spektrometer monoton ansteigen muß.
- Der Fitwert für den Parameter m_ν^2 , der bei einer Standardanpassung ohne Stufe für Q2 bis Q4 negativ wird, sollte bei Berücksichtigung der Stufe näher zur Null rücken. Im optimalen Fall, wenn keine weiteren Störungen vorhanden sind, sollte m_ν^2 innerhalb der Fehler mit Null verträglich sein.
- Bei einer Darstellung wie in Abb. 7.6 sollte das Minimum der χ^2 -Werte im Bereich der Anzahl der Freiheitsgrade liegen, d.h. $\chi^2 - \text{d.o.f.} \approx 0$.
- Die Stufe muß als Störung lokal in den Daten erkennbar sein (Troitsk Anomalie = δ -Funktion im ursprünglichen β -Spektrum).

Abbildung 7.7 zeigt, daß der letztgenannte Punkt für Q4 erfüllt ist: die Residuen⁵ von Q4 sind bei 18.56 keV punktuell gestört und zeigen Abweichungen bis zu $\pm 3\sigma$. Im Gegensatz dazu fluktuieren die Residuen von Q5 statistisch. In [Wei99] ist eine fitunabhängige Analyse der Lokalität der Störung zu finden. In Referenz [Kra00] sind die Daten der Q2 bis Q5 Messungen für $E_{\text{low}} = 18.50$ keV auf die o.g. Kriterien untersucht worden. Dazu ist der Parameter δE_{step} von 0 bis 30 eV durchgerastert und die anderen 5 Parameter der Fitfunktion frei angepaßt worden. Das Ergebnis lautet zusammengefaßt: Q4 ist die einzige Messung, die alle Forderungen erfüllt. Die Stufe liegt etwa 12.5 eV unterhalb des β -Endpunktes und hat eine Amplitude von ca. $5 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$. Bei Q3 wird die Amplitude an der Stelle des kleinsten χ^2 -Wertes negativ. Q2 und Q5 zeigen, wie schon oben erwähnt, keine signifikante Verbesserung im χ^2 -Wert.

7.4.3 Überprüfung der 'Stufe' in Q4

Nachdem im vorigen Abschnitt gezeigt worden ist, daß nur die Daten der Meßphase Q4 eine Störung besitzen, die mit einer Stufe beschrieben werden kann, wird in

⁵Ein Residuum an der Stelle x ist definiert als Meßwert y_i minus Funktionswert $f(x_i)$ der Anpassungsfunktion normiert auf den statistischen Fehler: $\frac{y_i - f(x_i)}{\sigma_i}$

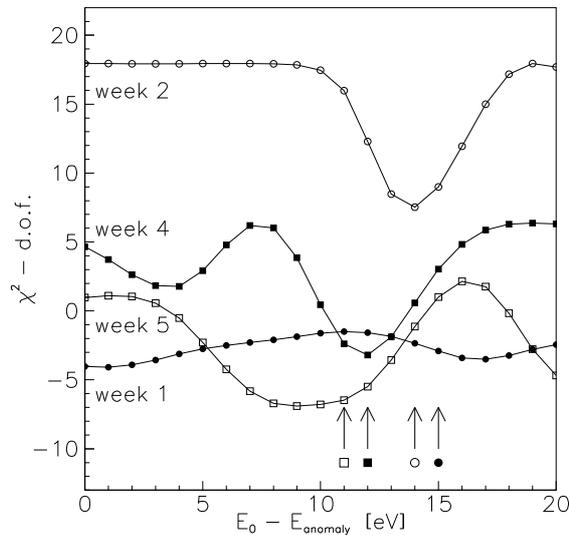


Abbildung 7.8: Überprüfung der Stufenhypothese an Datensätzen der Q4 von jeweils einer Woche. Dargestellt ist jeweils das $\chi^2 - \text{d.o.f.}$ einer 5 Parameteranpassung ($m_\nu^2 = 0$ fest) als Funktion der Stufenposition $\delta E_{\text{step}} = E_0 - E_{\text{anomaly}}$ für $E_{\text{low}} = 18.50$ keV. Die Pfeile kennzeichnen die von Troitsk vorhergesagte Position der Stufe nach der Halbjahresperiode. Aus experimentellen Gründen liegen aus der 3. Woche keine vergleichbaren Daten vor.

diesem Abschnitt untersucht, wie sich die Stufe verhält, wenn

1. das Auswertintervall variiert wird.
2. die Fitfunktion um die systematischen Unsicherheiten 'ausgelenkt' wird.
3. der Gesamtdatensatz in 4 zeitlich aufeinanderfolgende Teildatensätze (jeweils etwa 1 Woche) aufgeteilt wird.

Dazu wird wie im vorigen Kapitel der Parameter m_ν^2 auf Null festgehalten, der Parameter δE_{step} in 1 eV Schritten gerastert und die übrigen Parameter angepaßt. In den Abbildungen 7.8 bis 7.10 ist das Ergebnis der Untersuchungen zu sehen:

1. Die Stufe ist für jedes Auswertintervall $18.37 \text{ keV} \leq E_{\text{low}} \leq 18.50 \text{ keV}$ signifikant vorhanden.
2. Die Stufe ist stabil gegen Variation der systematischen Einflußgrößen um deren Fehler.
3. Die Stufe ist nicht während der gesamten Meßphase Q4 gleich signifikant vorhanden. Allerdings sind weiterführende Aussagen schwierig, da die Statistik bei einem Datensatz, der nur eine Woche umfaßt, sehr schlecht ist. Weiter Untersuchungen zu zeitlich aufeinanderfolgenden Teildatensätzen finden sich in Referenz [Bor01].

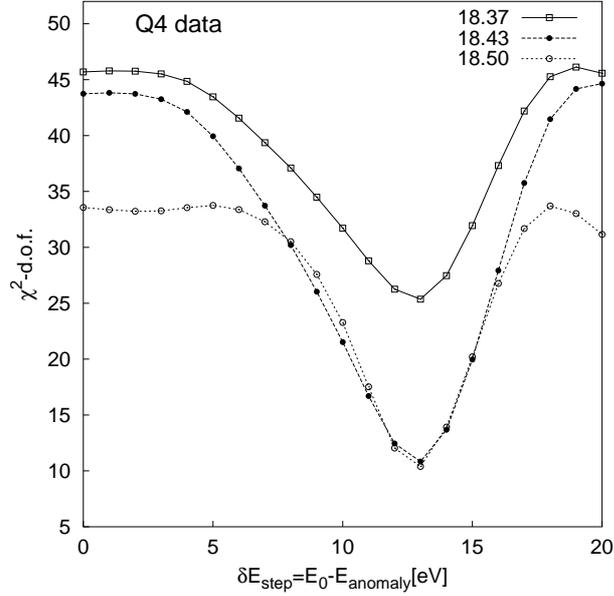


Abbildung 7.9: Überprüfung der Stufenhypothese an Q4, Variation von E_{low} . Dargestellt ist jeweils das χ^2 - d.o.f. einer 5 Parameteranpassung ($m_\nu^2 = 0$ fest) als Funktion der Stufenposition $\delta E_{\text{step}} = E_0 - E_{\text{anomaly}}$ für verschiedene Werte der unteren Grenze des Fitintervalls E_{low} . Die obere Grenze des Fitintervalls betrug immer 18.66 keV.

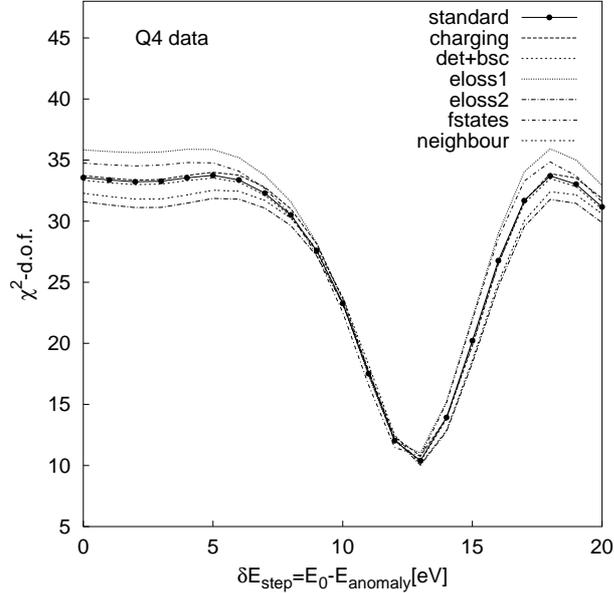


Abbildung 7.10: Überprüfung der Stufenhypothese an Q4, Variation der systematischen Einflußgrößen. Dargestellt ist jeweils das χ^2 - d.o.f. einer 5 Parameteranpassung ($m_\nu^2 = 0$ fest) als Funktion der Stufenposition $\delta E_{\text{step}} = E_0 - E_{\text{anomaly}}$. Die systematischen Einflußgrößen wurden jeweils um ihren Fehler ausgelenkt. Dabei bedeutet 'charging': Aufladung, 'det': Detektoreffizienz, 'bsc': Rückstreuung, 'eloss1': Energieverlust (Modellfehler), 'eloss2': Energieverlust (Schichtdicke und Wirkungsquerschnitt), 'fstates': Elektronische Endzustände und 'neighbour': Nachbarschaftsanregung.

7.5 Bestimmung einer Obergrenze für m_ν

Um die Frage nach der Existenz einer Troitsk Anomalie soweit wie möglich von der Angabe einer Obergrenze für die Neutrinomasse zu entkoppeln, wurden 3 alternative Analysen durchgeführt [Wei99]⁶.

1. Die kombinierten Datensätze der Meßphasen Q3, Q4 und Q5 wurden nur über die letzten 15 eV des β -Spektrums angepaßt. Der Grund ist der folgende: Das erste Ziel ist es, den Fitparameter m_ν^2 soweit wie möglich von systematischen Effekten zu dekorrelieren. Dazu muß die untere Grenze des Fitintervalls E_{low} möglichst nahe an den Endpunkt E_0 geschoben werden. Wegen vorhandener Schwellwerte bei der Anregung von Elektronen in der Hülle des T_2 oder des ${}^3\text{HeT}^+$ -Molekülions, können die letzten 15 eV des β -Spektrums nicht von systematischen Effekten wie Energieverlust oder Nachbarschaftsanregung beeinflusst werden. Auch eine eventuell vorhandene Troitsk-Anomalie an der in Q4 gefundenen Stelle ($\delta E_{\text{step}} = 12.5 \text{ eV}$) würde das β -Spektrum in diesem Energiebereich noch nicht beeinflussen⁷. Da die mit den Daten zur Verfügung stehende Statistik in dem betrachteten Energiebereich allerdings nicht ausreicht, um die Korrelation des Parameters m_ν^2 mit den Parametern E_0 (Endpunkt) und A (Amplitude) aufzuheben, wurden noch zwei weitere Datenpunkte bei 18.47 keV und bei 18.50 keV mit hinzugenommen. Diese liegen so weit im Spektrum, daß der Einfluß einer eventuell vorhandenen lokalen Störung im Endpunktsbereich auf diese Meßpunkte gering ist. Die Standardanpassung (4 freie Parameter) liefert für den Parameter m_ν^2 :

$$m_\nu^2 = +0.1 \pm 3.9_{\text{stat}} \pm 2.1_{\text{sys}} \text{ eV}^2/c^4 \quad (7.14)$$

Nach der Methode des 'unified approach' [Fel98] ergibt sich daraus eine Obergrenze für die Neutrinomasse von:

$$m_\nu \leq 3.0 \text{ eV}/c^2 \quad (7.15)$$

2. Wird die Troitsk-Anomalie als Phänomen akzeptiert, dann können die Daten nach der Troitsker Auswertemethode analysiert werden. In diesem Fall wird das ursprüngliche β -Spektrum um eine δ -förmige Linie erweitert. Da nur die Daten der Q4-Meßphase die Troitsk Hypothese unterstützen, können auch nur sie nach dieser Methode ausgewertet werden. Ein freier 6-Parameterfit mit der um die Troitsk-Anomalie erweiterten Fitfunktion liefert für $E_{\text{low}} = 18.50 \text{ keV}$ das Ergebnis:

$$m_\nu^2 = -1.3 \pm 5.6_{\text{stat}} \pm 2.9_{\text{sys}} \text{ eV}^2/c^4 \quad (7.16)$$

Nach der Methode des 'unified approach' [Fel98] ergibt sich daraus eine Obergrenze für die Neutrinomasse von:

$$m_\nu \leq 3.3 \text{ eV}/c^2 \quad (7.17)$$

⁶Aufgrund neuerer Erkenntnisse zum Energieverlust in der Quelle (Abdampfen von Tritium und Rückkondensation, siehe [Bor01]) weichen die hier genannten Ergebnisse geringfügig von den in Referenz [Wei99] genannten Werte ab.

⁷Durch die Faltung mit der Responsefunktion (7.3) würde sich eine monoenergetische Linie, die sich 12.5 eV unterhalb von E_0 befindet, erst jenseits der diskutierten 15 eV bemerkbar machen.

3. Wenn akzeptiert wird, daß es zeitliche Fluktuationen zwischen den einzelnen Datensätzen Q2 bis Q5 gibt, dann kann die Messung Q5 alleine betrachtet werden. Q5 zeigt keine Anomalie und hat bezüglich der Variation des Auswertintervalls stabile Massenquadrate, die mit Null verträglich sind. Die aus den Fits resultierenden χ^2 -Werte liegen im Bereich von 1. Eine Standardanpassung mit 4 freien Parametern liefert für $E_{\text{low}} = 18.50$ keV das Ergebnis:

$$m_\nu^2 = -3.5 \pm 6.0_{\text{stat}} \pm 2.2_{\text{sys}} \text{ eV}^2/c^4 \quad (7.18)$$

Nach der Methode des 'unified approach' [Fel98] ergibt sich daraus eine Obergrenze für die Neutrinomasse von:

$$m_\nu \leq 3.0 \text{ eV}/c^2 \quad (7.19)$$

Zusammengefaßt läßt sich mit den Daten, die in den 4 Meßphasen Q2-Q5 nach dem Umbau des Experimentes gewonnen wurden, eine Obergrenze für die Neutrinomasse von $3 \text{ eV}/c^2$ ableiten ⁸.

Die Troitsker Gruppe leitet aus allen Daten, die sie in den Jahren 1994 bis 1998 gewonnen hat, eine Obergrenze von $2.5 \text{ eV}/c^2$ ab [Lob99]. Die Auswertung erfolgt allerdings nur nach der unter 2. vorgestellten Methode und setzt demzufolge die Existenz der Troitsk-Anomalie voraus.

⁸ Aufgrund neuerer Erkenntnisse zum Energieverlust in der Quelle (Abdampfen von Tritium und Rückkondensation, siehe [Bor01]) weichen die hier genannten Ergebnisse geringfügig von den in Referenz [Wei99] genannten Werte ab.

Kapitel 8

Diskussion und Ausblick

Durch die Verbesserung des Mainzer Experimentes wurde es möglich, den Endpunktsbereich des Tritium- β -Spektrums in 4 Meßphasen über jeweils etwa 4 Wochen zu vermessen. Das Signal-zu-Rauschverhältnis war gegenüber den alten Messungen von 1991 und 1994 um einen Faktor 10 vergrößert worden. Damit waren die Meßphasen Q2 bis Q5 in ihrer Sensitivität vergleichbar mit denen von Troitsk und somit geeignet, deren Ergebnisse zu überprüfen.

Ergänzende systematische Untersuchungen an schockkondensierten Deuterium- und Tritiumfilmen führten einerseits zu einem besseren Verständnis des Aufladeeffektes von Tritiumfilmen und andererseits zu einer neuen Energieverlustfunktion für schockkondensiertes Tritium, die sich deutlich von der für gasförmiges Tritium unterscheidet. Durch die Verwendung eines neuen Kryostaten konnte die Temperatur des Tritiumfilms unter 2 K gehalten und damit das Entnetzen des Tritiumfilmes sicher verhindert werden. Dieser Effekt wurde von der Mainzer Gruppe für das Auftreten des unphysikalischen Trends zu großen negativen Neutrinomassenquadraten bei Vergrößerung des Fitintervalls verantwortlich gemacht. Er tritt in den neuen Daten nicht mehr auf (s. Abb. 8.1).

Trotzdem können die neuen Daten teilweise nicht ausreichend mit einer Fitfunktion beschrieben werden, die von einem ungestörten β -Spektrum ausgeht und alle bekannten systematischen Effekte beinhaltet. Leicht negative Massenquadrate und schlechte χ^2 -Werte bei den Messungen Q2 bis Q4 zeigen, daß es einen weiteren Effekt geben muß, der in dieser Fitfunktion noch nicht berücksichtigt worden ist. Die Messungen Q3 bis Q5 wurden unter gleichen Bedingungen zu verschiedenen Zeitpunkten durchgeführt. Die Daten der Q4-Messung weisen eine lokale Störung auf; Q5 dagegen ist störungsfrei und die m_ν^2 -Werte mit Null verträglich.

Es wurde geprüft, ob die beobachtete Diskrepanz mit der Existenz der sogenannten Troitsk-Anomalie in Einklang zu bringen ist. Diese beschreibt eine monoenergetische Linie variabler Amplitude einige eV unterhalb des β -Endpunktes, deren Position mit

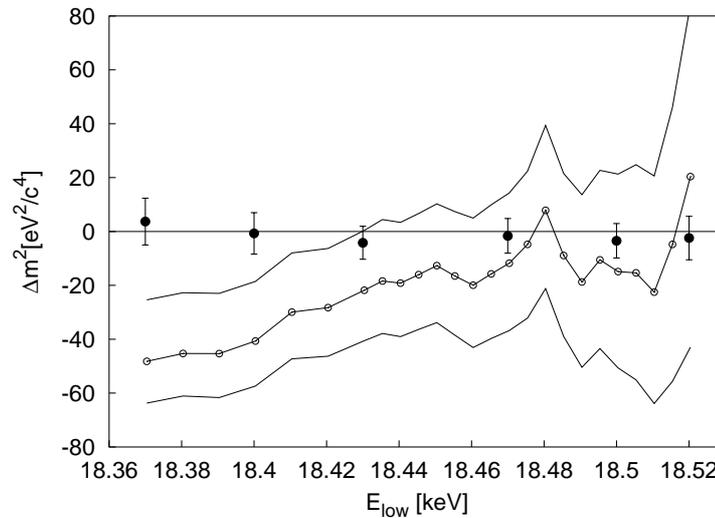


Abbildung 8.1: Vergleich der Ergebnisse der Meßphase Q5 mit den Ergebnissen der Messung von 1994. Dargestellt sind die Neutrinomassenquadrate als Funktion der unteren Grenze E_{low} des Auswertintervalls für die Daten der Q5-Meßphase (gefüllte Kreise) und die Daten der letzten Messung vor dem Umbau des Mainzer Neutrinomassenexperiments (leere Kreise) [Bar97]. Die Fehlerbalken kennzeichnen den Gesamtfehler von Q5, das Fehlerband den Gesamtfehler der 1994er Messung.

einer Halbjahresperiode variiert und sich im gemessenen Spektrum als Stufe bemerkbar macht. Die beiden bezüglich der Statistik besten Meßphasen Q4 und Q5 zeigten unterschiedliche Resultate. Q4 unterstützt die Troitsk Hypothese: ihre Daten lassen sich sehr gut mit der um die Stufe erweiterten Fitfunktion beschreiben, wobei die Stufe an der vorhergesagten Stelle im Spektrum auftritt. Die Daten der Q5-Messung dagegen, die etwa ein halbes Jahr später genommen worden sind, zeigen, wie schon erwähnt, überhaupt keine Störung. Damit stehen die Ergebnisse im klaren Widerspruch zur postulierten Halbjahresperiode der Troitsker Anomalie.

Die Daten der Messungen Q2 und Q3 lassen sich im Gegensatz zu Q4 mit der um eine Stufe erweiterten Fitfunktion nicht besser beschreiben, haben aber auch negative Massenquadrate. Das spricht dafür, daß es einen bisher unentdeckten, eventuell zeitlich schwankenden apparativen Effekt am Mainzer Experiment gibt. Ob der zeitlich schwankende Untergrund bei diesem Problem eine Rolle spielt, ist noch offen. In diesem Fall müßte es eine Rückkopplung zwischen Untergrundquellen im Spektrometer und den β -Elektronen geben.

Mit den vorliegenden Daten konnte nicht abschließend geklärt werden, ob die Troitsk-Anomalie oder ein experimenteller Artefakt für die Störungen in den Mainzer Daten verantwortlich ist. Eine Möglichkeit, dies zu klären, besteht darin, weitere Tritiummessungen gleichzeitig in Mainz und in Troitsk durchzuführen und nachzuschauen, ob eine vergleichbare Störung bei beiden Experimenten gleichzeitig auftaucht. In diesem Zusammenhang sollte wegen einer eventuell vorhandenen zeitlichen Schwankung der Störung auch darauf geachtet werden, daß die zukünftigen Meßphasen den ge-

samen Zeitbereich eines Jahres abdecken.

Trotz der o.g. Probleme war es möglich, aus den vorliegenden Daten eine obere Grenze für das Neutrinomassenquadrat abzuleiten. Sowohl die Analyse der kombinierten Datensätze Q3 bis Q5 in den letzten 15 eV des β -Spektrums ¹, also dort, wo der Einfluß einer eventuell vorhandenen Stufe klein ist ², als auch die Analyse der einzigen ungestörten Messung Q5 in den letzten 70 eV ergaben eine Neutrinomassenobergrenze von $3.0 \text{ eV}/c^2$. Eine zukünftige Verringerung der Obergrenze läßt sich nur erreichen, wenn einerseits die statistische Qualität der Daten deutlich verbessert und andererseits der systematische Fehler verringert wird. Die im letzten Kapitel vorgestellte 70-eV Analyse der ungestörten Q5 Daten von 1998 (auswertbare Meßzeit ca. 4 Wochen) lieferte für das Neutrinomassenquadrat das Ergebnis

$$m_\nu^2 = -3.5 \pm 6.0_{\text{stat}} \pm 2.2_{\text{sys}} \text{ eV}^2/c^4.$$

1999 konnten im Rahmen der Dissertation von L. Bornschein weitere 3.5 Monate Daten genommen werden. Eine Kombination dieser Daten mit denen von Q5 ergab einen statistischen Fehler von $2.4 \text{ eV}^2/c^4$ [Bor01]. Es ist vorstellbar, daß der statistische Fehler bei 3 bis 4 Monaten Datennahme pro Jahr in weiteren 2 bis 3 Jahren halbiert werden kann.

Die Verringerung des systematischen Fehlers ließe sich in erster Linie durch eine Verbesserung des Energieverlustfehlers aufgrund der inelastischen Streuung der Elektronen im Tritiumfilm erreichen. Wie in Abschnitt 7.3.2 gezeigt wird, geht in diesen Fehler die Genauigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts für inelastische Streuung und die Genauigkeit der Tritiumfilmdickenbestimmung ein. Die mittlerweile gewonnene Erfahrung im Umgang mit der Ellipsometrie sollte es ermöglichen, zukünftige Deuterium- und Tritiumfilme mit einem Schichtdickenfehler von unter 3% aufzufrieren. Damit wird auch eine Wiederholung der Energieverlustmessungen von $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -Konversionselektronen in schockkondensiertem Deuteriumfilmen sinnvoll. Die Genauigkeit der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen war wegen der in Abschnitt 6.1 diskutierten Probleme mit der ellipsometerischen Schichtdickenbestimmung beschränkt. Eine neue Messung sollte den Fehler für den totalen Wirkungsquerschnitt für inelastische Streuung (σ_{tot}) von 5.4% auf etwa 3% drücken können. Insgesamt sollte es möglich sein, den Energieverlustfehler zu halbieren. Damit würde der Anteil des Energieverlustfehlers am gesamten systematischen Fehler des Parameters m_ν^2 auf etwa $1 \text{ eV}/c^2$ gesenkt und der gesamte systematische Fehler auf knapp unter $2 \text{ eV}/c^2$ reduziert werden (für $E_{\text{low}} = 18.5 \text{ keV}$).

Durch die oben genannten Maßnahmen (Verbesserung der Statistik, Verringerung der systematischen Fehler) kann mit dem Mainzer Experiment eine Sensitivität auf eine Neutrinomasse von $2 \text{ eV}/c^2$ erreicht werden ³. Dies ist jedoch nicht ausreichend, um die in der Einleitung diskutierten offenen Fragen (Dunkle Materie, degenerierte

¹Die '15 eV Analyse' beinhaltet noch zwei Datenpunkte bei 18.47 und 18.50 keV.

²Die Aussage bezieht sich auf eine Stufe, die äquivalent zu der in Q4 gefundenen ist.

³Dies gilt auch für das Troitsk Experiment.

Neutrinomassen) zu klären. Erst mit einer Sensitivität im Zehntel-eV Bereich kann getestet werden, ob Neutrinos signifikant zur dunklen Materie beitragen. Auch eine Bewertung der verschiedenen theoretischen Modelle zu Neutrinomassen ist dann erst möglich.

Um die gewünschte Sensitivität im Zehntel-eV Bereich zu erhalten, wird ein MAC-E-Spektrometer ⁴ mit besserer Energieauflösung benötigt, daß zusätzlich die Verwendung einer größeren Quellfläche erlaubt. In Referenz [Bon99] sind die Möglichkeiten eines solchen, gegenüber dem Mainzer Aufbau um den Faktor 5 (lineare Dimension) vergrößerten, Spektrometers untersucht worden. Durch ein erstes Testexperiment mit dem vorhandenen Mainzer Spektrometer konnte gezeigt werden, daß es mit einer zusätzlichen Flugzeitanalyse (TOF) möglich ist, von einem integrierenden Hochpaßfilter (MAC-E-Filter) auf einen engen Bandpaßfilter (MAC-E-TOF-Filter) umzuschalten. Damit sind lokale Störungen im β -Spektrum besser auflösbar.

Momentan werden die technischen und physikalischen Möglichkeiten eines großen Tritium- β -Spektrometers (Durchmesser von 7 m) mit einer Sensitivität auf die Neutrinomasse von einigen Zehntel eV/c^2 gemeinsam von Neutrinogruppen in Karlsruhe, Mainz und Troitsk untersucht. Um systematische Fehler überprüfen zu können, sind zwei verschiedene Tritiumquellentypen vorgesehen, eine gasförmige wie in Troitsk und eine feste wie in Mainz. Ein idealer Ort für ein solches Experiment wäre das Forschungszentrum Karlsruhe.

⁴Spektrometer vom Mainz-Typ mit magnetischer adiabatischer Kollimation und nachfolgender elektrostatischer Retardierung, siehe Kapitel 2.

Anhang A

Technische Spezifikationen

A.1 Feldkarte des Krümmers und Quellpositionierung

Die maximale Stromstärke beträgt 200 A, dies entspricht einem maximalen Feld von 4.826 T (quellseitige Spule) bzw. 4.913 T (spektrometerseitige Spule). Während der in dieser Arbeit vorgestellten Tritiummessungen betrug der Strom 90 A. In Abb. A.1 ist die Orientierung der Koordinatenachsen dargestellt. Der Wert $x = -20$ cm entspricht geometrisch dem quellseitigen CF-100 Flansch des Krümmers. Die Abbildung A.2 gibt die genaue Geometrie zur Bestimmung der Quellposition im magnetischen Krümmer wieder. Dort ist der Wert $x = -20$ cm eingezeichnet. Mit Hilfe der Feldkarte und der Abbildung A.2 läßt sich das Magnetfeld B_S am Quellort ermitteln. Dieser Wert ist wichtig zur Ermittlung der Transmissionsfunktion (siehe Anhang C).

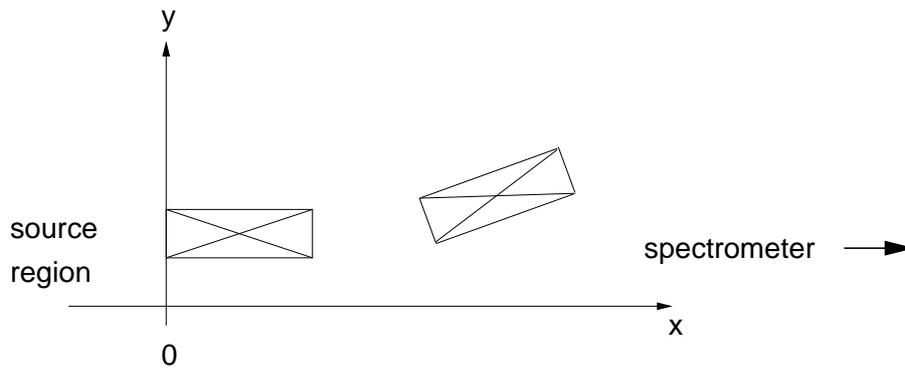


Abbildung A.1: Skizze zur Feldkarte des Krümmers.

#x[cm]	y[cm]	Bx[G]	By[G]	Bges[G]	x[cm]	y[cm]	Bx[G]	By[G]	Bges[G]
#									
-19	-0.21352e-02	752.24	-1.4986	752.24	51	1.2862	12561	3674.3	13088
-18	-0.39880e-02	830.41	-1.4245	830.41	52	1.5916	15443	4897.2	16201
-17	-0.55701e-02	920.71	-1.3356	920.71	53	1.9180	19378	6480.1	20433
-16	-0.68932e-02	1025.7	-1.2286	1025.7	54	2.2584	24137	8342.5	25538
-15	-0.79699e-02	1148.7	-1.1001	1148.7	55	2.6078	29093	10253	30847
-14	-0.88130e-02	1293.9	-0.94538	1293.9	56	2.9623	33525	11948	35590
-13	-0.94357e-02	1466.9	-0.75853	1466.9	57	3.32	37041	13286	39352

-12	-0.98519e-02	1674.7	-0.5321	1674.7	58	3.6794	39636	14271	42127	
-11	-0.10076e-01	1927.2	-0.25652	1927.2	59	4.0399	41489	14976	44109	
-10	-0.10123e-01	2237.3	0.080464	2237.3	60	4.4012	42803	15476	45515	
-9	-0.10010e-01	2622.7	0.49435	2622.7	61	4.763	43739	15835	46517	
-8	-0.97523e-02	3108.1	1.0043	3108.1	62	5.1252	44414	16094	47240	
-7	-0.93700e-02	3727.1	1.6326	3727.1	63	5.4877	44906	16285	47768	
-6	-0.88836e-02	4526.3	2.4021	4526.3	64	5.8505	45270	16427	48158	
-5	-0.83171e-02	5568.3	3.3276	5568.3	65	6.2134	45540	16533	48448	
-4	-0.76984e-02	6933.1	4.3982	6933.1	66	6.5765	45742	16613	48666	
-3	-0.70640e-02	8711.2	5.5447	8711.2	67	6.9398	45893	16673	48828	
-2	-0.64378e-02	10979	6.6056	10979	68	7.3031	46003	16718	48947	
-1	-0.58678e-02	13753	7.3398	13753	69	7.6666	46082	16750	49032	
0	298e-06	-0.054e-02	16942	7.5517	16942	70	8.0301	46135	16773	49089
1	-0.49766e-02	20361	7.265	20361	71	8.3937	46165	16787	49122	
2	-0.46587e-02	23822	6.7189	23822	72	8.7573	46175	16793	49134	
3	-0.44062e-02	27210	6.1455	27210	73	9.1210	46167	16792	49125	
4	-0.42022e-02	30474	5.6048	30474	74	9.4848	46140	16783	49097	
5	-0.40358e-02	33561	5.0294	33561	75	9.8485	46093	16768	49049	
6	-0.39012e-02	36388	4.3661	36388	76	10.212	46026	16745	48978	
7	-0.37945e-02	38863	3.6536	38863	77	10.576	45935	16713	48881	
8	-0.37115e-02	40937	2.9874	40937	78	10.94	45816	16670	48755	
9	-0.36467e-02	42612	2.4497	42612	79	11.304	45663	16615	48592	
10	-0.35947e-02	43936	2.0784	43936	80	11.668	45467	16544	48383	
11	-0.35506e-02	44969	1.8758	44969	81	12.032	45215	16452	48115	
12	-0.35101e-02	45772	1.827	45772	82	12.395	44890	16334	47769	
13	-0.34697e-02	46397	1.9141	46397	83	12.759	44465	16179	47317	
14	-0.34267e-02	46884	2.1228	46884	84	13.123	43905	15974	46721	
15	-0.33784e-02	47263	2.4441	47263	85	13.487	43153	15699	45920	
16	-0.33225e-02	47559	2.8744	47559	86	13.851	42128	15324	44828	
17	-0.32567e-02	47789	3.4154	47789	87	14.214	40711	14804	43319	
18	-0.31787e-02	47963	4.0734	47963	88	14.578	38735	14079	41215	
19	-0.30860e-02	48092	4.8587	48092	89	14.941	35993	13073	38294	
20	-0.29757e-02	48181	5.7864	48181	90	15.304	32298	11717	34358	
21	-0.28447e-02	48235	6.8757	48235	91	15.667	27652	10015	29410	
22	-0.26893e-02	48255	8.1515	48255	92	16.029	22445	8111.8	23866	
23	-0.25053e-02	48242	9.6445	48242	93	16.39	17395	6272.8	18492	
24	-0.22876e-02	48195	11.393	48195	94	16.75	13122	4722.4	13945	
25	-0.20303e-02	48112	13.444	48112	95	17.11	9835.1	3534.4	10451	
26	-0.17261e-02	47987	15.857	47987	96	17.469	7432.6	2668.2	7897	
27	-0.13662e-02	47813	18.706	47813	97	17.828	5705.9	2047.1	6062	
28	-0.93958e-03	47581	22.087	47581	98	18.186	4461.6	1600.1	4739.8	
29	-0.43267e-03	47276	26.121	47276	99	18.545	3553.4	1274.3	3775	
30	0.17201e-03	46878	30.968	46878	100	18.904	2879.4	1032.7	3059	
31	0.89719e-03	46359	36.844	46359	101	19.262	2370	850.3	2517.9	
32	0.17732e-02	45682	44.044	45682	102	19.621	1978.2	710.06	2101.8	
33	0.28418e-02	44795	52.985	44795	103	19.98	1671.9	600.43	1776.4	
34	0.41626e-02	43626	64.268	43626	104	20.339	1428.6	513.42	1518.1	
35	0.58239e-02	42084	78.773	42084	105	20.699	1232.8	443.39	1310.1	
36	0.79626e-02	40059	97.788	40060	106	21.059	1073.1	386.31	1140.5	
37	0.10798e-01	37441	123.11	37441	107	21.419	941.47	339.24	1000.7	
38	0.14691e-01	34164	157	34164	108	21.779	831.77	300.02	884.22	
39	0.20240e-01	30282	201.75	30282	109	22.140	739.5	267.04	786.24	
40	0.28420e-01	26034	259	26036	110	22.502	661.23	239.06	703.12	
41	0.40759e-01	21815	329.56	21817	111	22.863	594.32	215.14	632.06	
42	0.59549e-01	18017	414.72	18022	112	23.226	536.71	194.54	570.88	
43	0.88078e-01	14887	517.86	14896	113	23.588	486.78	176.69	517.85	
44	0.13082	12491	645.21	12508	114	23.952	443.25	161.12	471.62	
45	0.19347	10781	805.9	10811	115	24.315	405.09	147.47	431.1	
46	0.28261	9673.5	1012.4	9726.4	116	24.680	371.46	135.44	395.38	
47	0.40487	9103.7	1281.7	9193.5	117	25.045	341.69	124.78	363.77	
48	0.56560	9045.9	1638.4	9193.1	118	25.410	315.22	115.31	335.65	
49	0.76739	9530.3	2118.3	9762.9	119	25.776	291.58	106.84	310.54	
50	1.0091	10650	2773.5	11005	120	26.143	270.4	99.25	288.04	

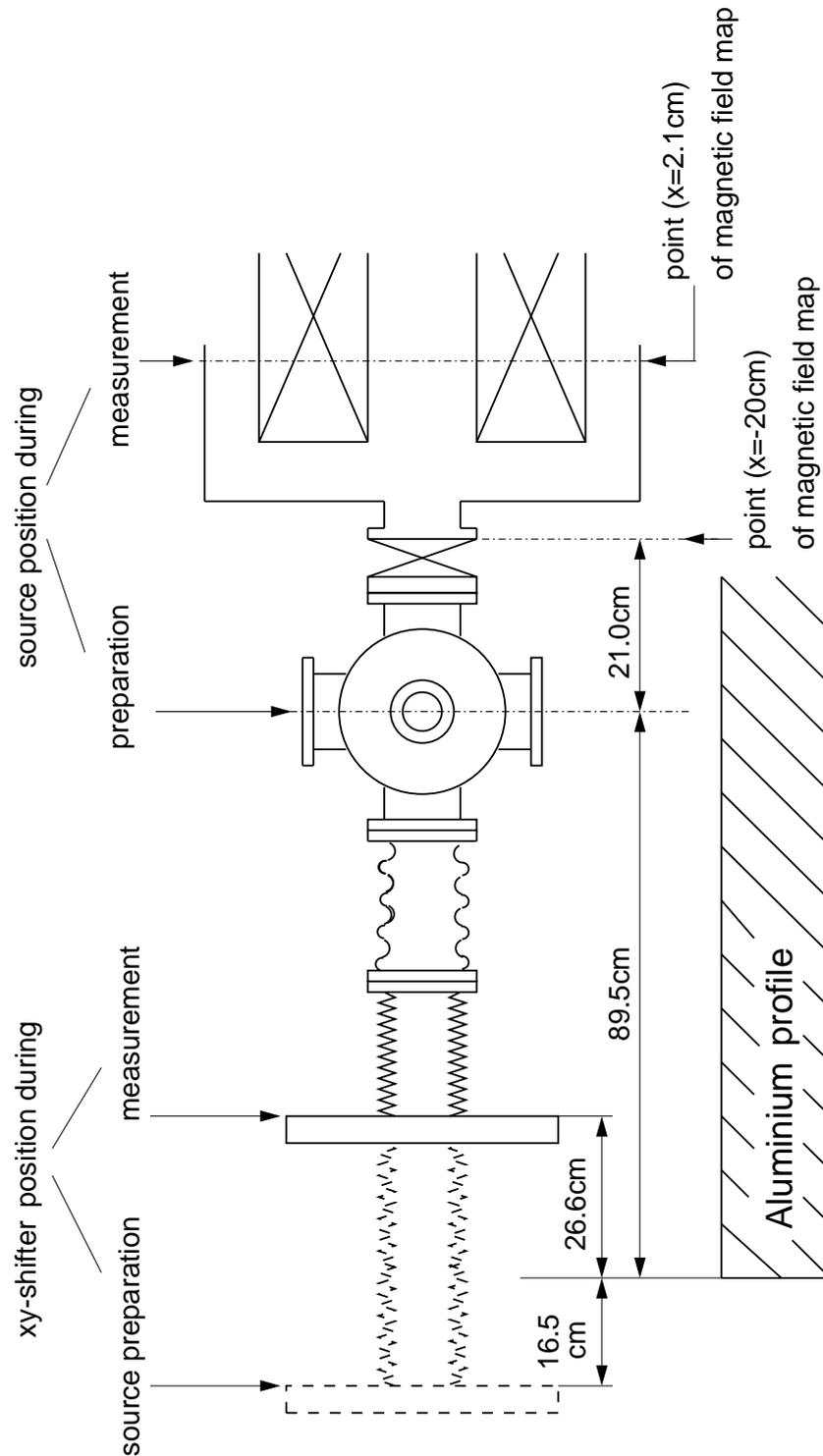


Abbildung A.2: Die Quellpositionierung. Diese Abbildung gibt die genaue Geometrie zur Bestimmung der Quellposition im magnetischen Krümmers wieder. Die exakte Positionierung erfolgt im Betrieb bei $T = 1.9\text{ K}$. Referenzpunkt ist die Quellposition während der Tritiumfilmpräparation, die optisch gut einsehbar ist und sich genau in der Mittelebene des Kreuzstücks befindet. Von dort wird die Quelle um eine genau definierte Strecke in den magnetischen Krümmers gefahren. Dazu wird der Abstand des xy-Verschiebetisches zu dem Aluminiumprofil des Quellgestells gemessen.

A.2 Maße der Elektroden

Im Rahmen des Umbaus des Mainzer Spektrometers blieben nur die Elektroden E0 bis E5 unverändert. E6 wurde um 50 mm verkürzt und E7 modifiziert. Die neuen Elektroden E8 bis E13 wurden in den Werkstätten des Instituts gefertigt, dabei wurde für die Elektroden E10 bis E13 Titan statt Edelstahl verwendet. Die Maße der neuen Elektroden ergeben sich aus den Skizzen der folgenden Seiten. Der Vollständigkeit halber sind auch die Maße der unverändert gebliebenen Elektroden aufgeführt, Tabelle und Skizze stammen aus der Arbeit von A. Picard [Pic90], in der das ursprüngliche Elektrodensystem ausführlich erläutert ist.

Die relativen Abstände der Elektroden zueinander können den Abbildungen 4.10 und 4.11 im Haupttext entnommen werden.

Nach der vollständigen Montage des Elektrodensystems wurden die Kapazitäten der Elektroden gegen die Spektrometerhülle, also gegen Masse, gemessen. In Tabelle A.1 sind die Kapazitäten der Elektroden angegeben. Diese Werte sind wichtig, da mit ihnen zu jedem Zeitpunkt der Kontakt der Zuführungen an die Elektroden überprüft werden kann.

	Elektroden		Stützringe						Teilkreise	
	L	D _i	A			B			A	B
			d _a	d _i	l _A	d _a	d _i	l _B	d _{TK}	d _{TK}
①	1252	940	939	889	65	—	—	—	902	—
②	390	840	839	769	53	915	845	71	782	902
③	400	700	699	649	60	795	705	70	662	782
④	295	600	599	549	50	675	605	68	562	662
⑤	185	500	499	459	45	575	505	48	472	562
⑥	140	400	399	359	36	485	405	21	372	472
⑥	60	310	309	285	22	385	315	20	—	372

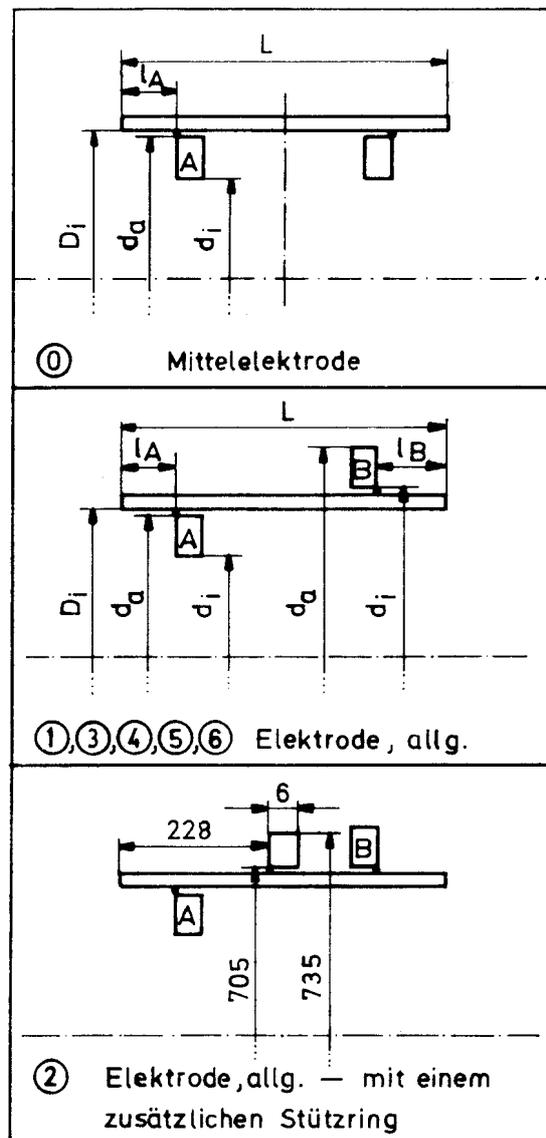


Abbildung A.3: Maße der Elektroden E0 bis E6 (aus [Pic90]). Diese Elektroden wurden – bis auf eine Kürzung von E6 – im Rahmen des Umbaus nicht verändert. Die neuen Daten von E6 wurden in der Tabelle berücksichtigt.

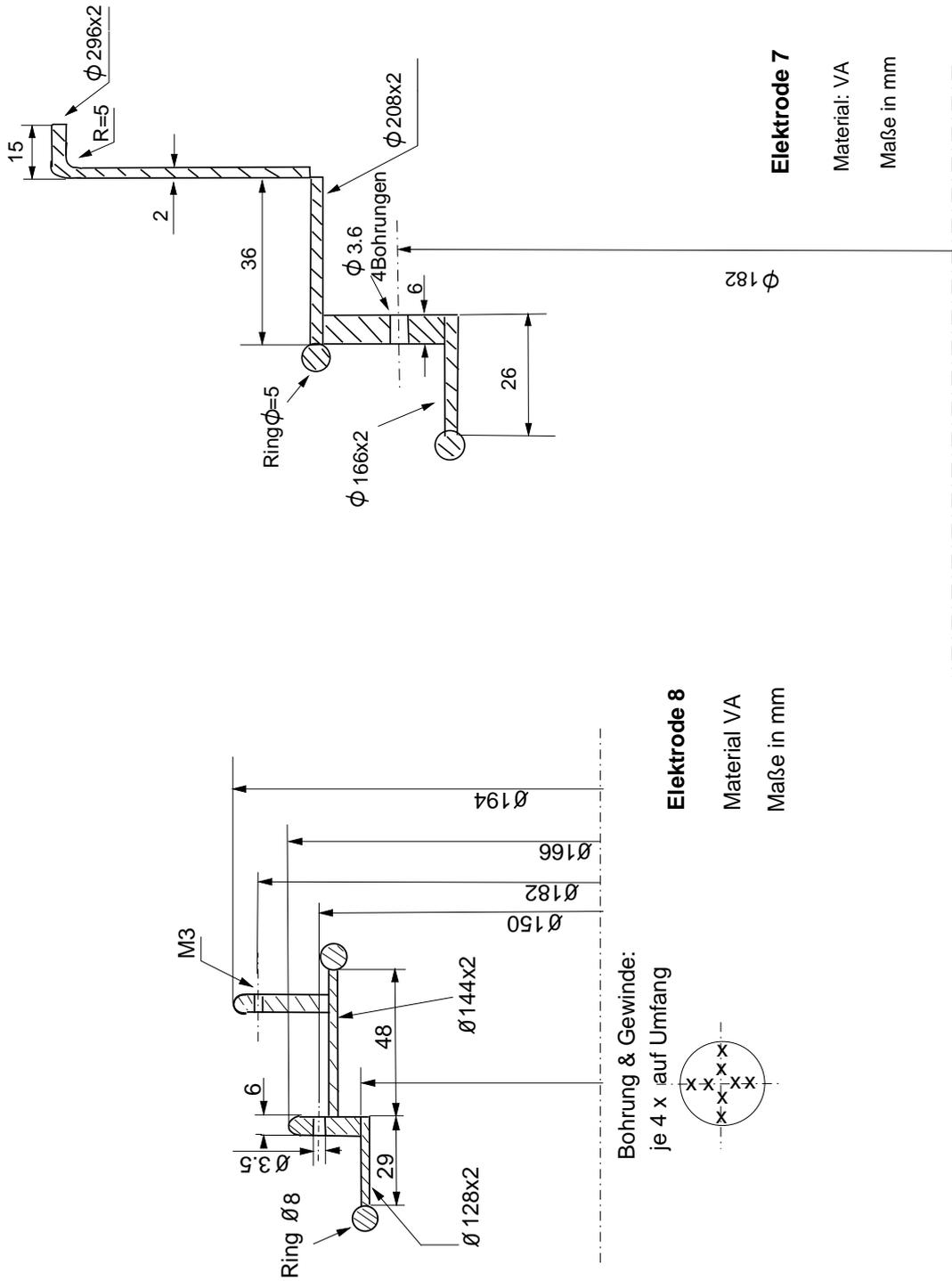


Abbildung A.4: Maße der Elektroden E7 und E8. Gezeigt ist der Schnitt entlang der Symmetrieachse. Die gestrichelte Linie gibt die Lage der Achse an.

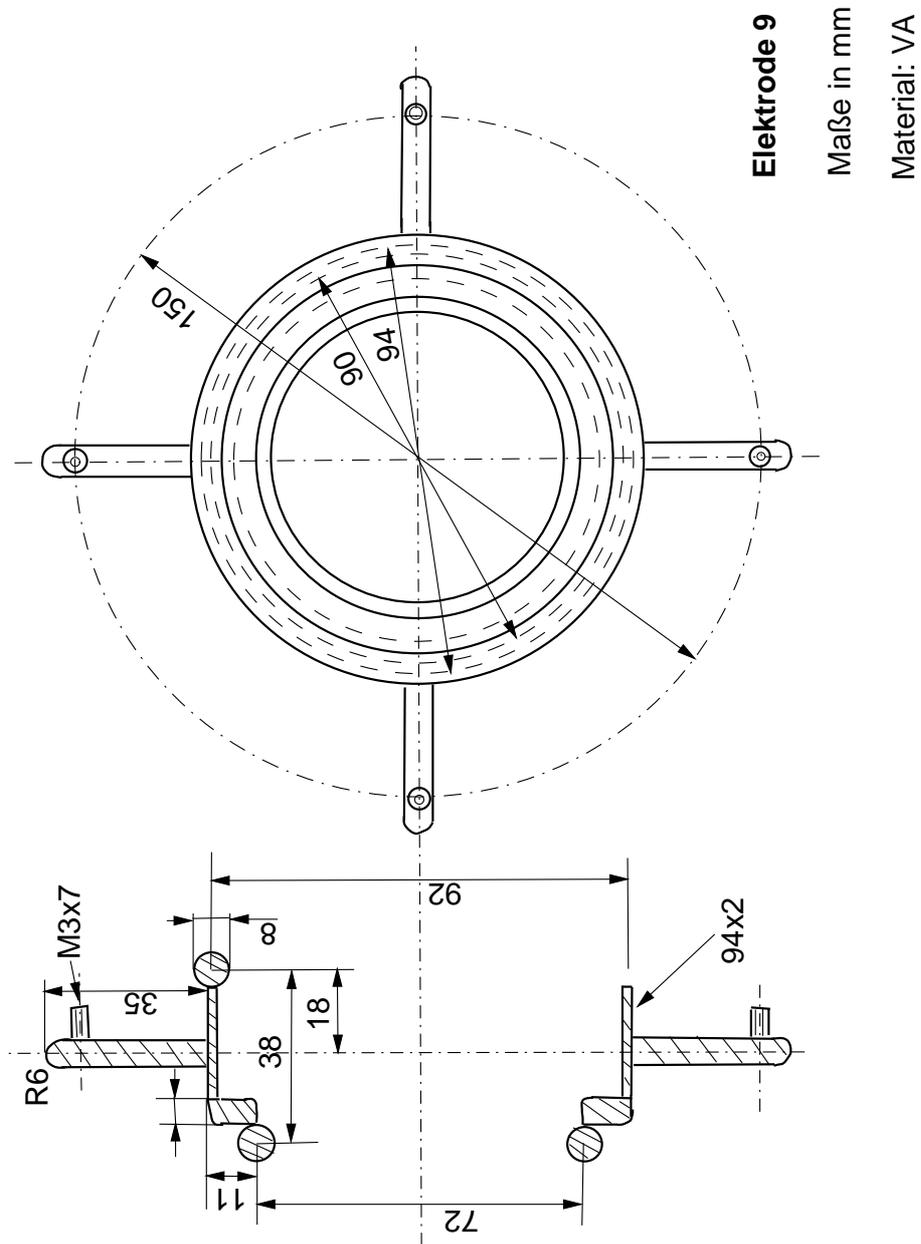


Abbildung A.5: Maße der Elektrode E9.

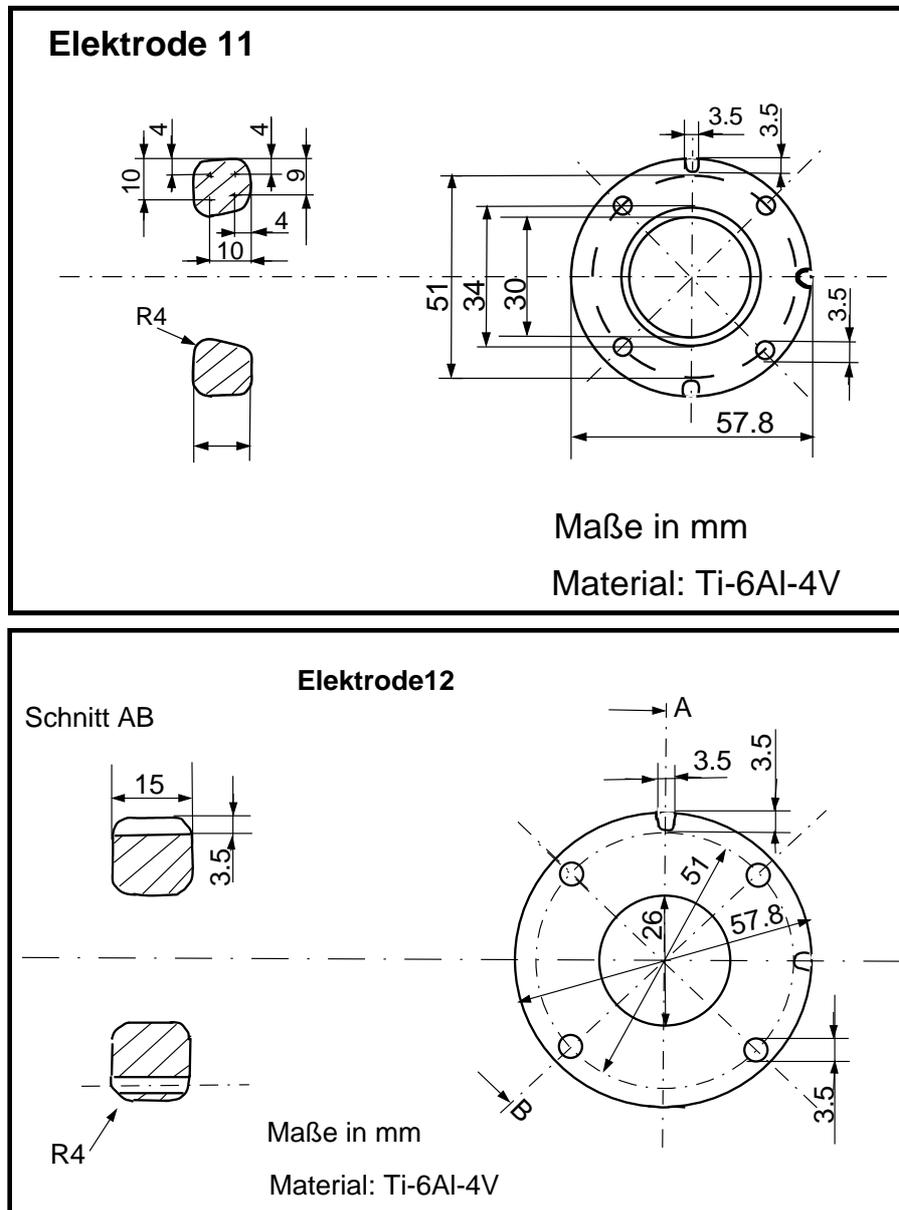


Abbildung A.7: Maße der Elektroden E11 und E12.

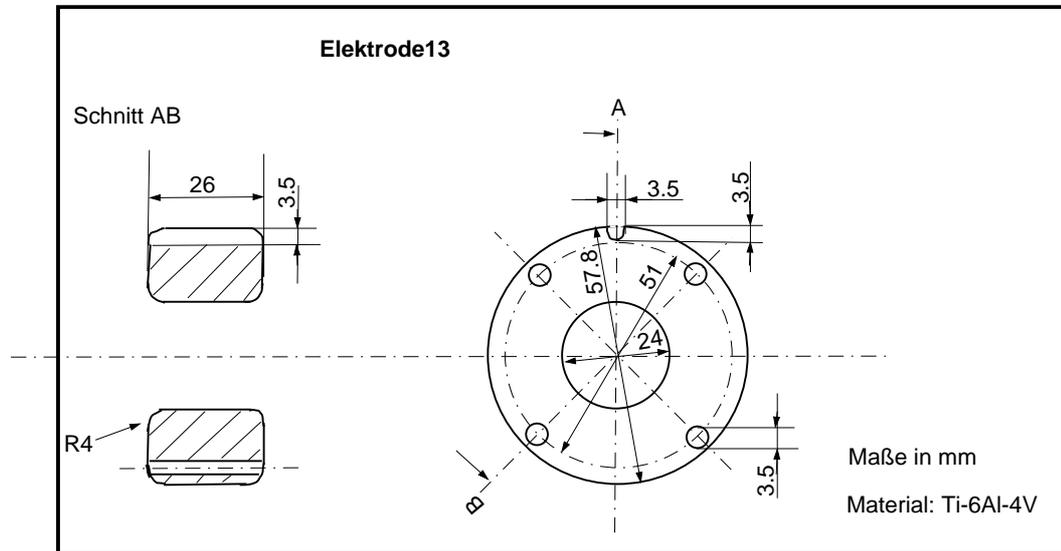


Abbildung A.8: Maße der Elektrode E13.

Tabelle A.1: Kapazität der Elektroden gegen Masse. Die Kapazitäten der Elektroden werden an den Vakuumhochspannungszuführungen gemessen, d.h. die Kapazitäten der internen Zuleitungen sind mit enthalten. Die Messung erfolgt mit dem Multimeter Metex M3630. Die Reproduzierbarkeit der Messung beträgt etwa 10 pF für die Elektroden E0 bis E5 und 5 pF für die restlichen Elektroden. Die absolute Genauigkeit ist für den Zweck der Messung (Konstanzprüfung) ohne Bedeutung.

Elektrode	E0	E1	E2	E3	E4	E5	E6	E7	E8	E9	E10	E11	E12	E13
Quellseite [pF]	1520	449	294	219	164	132	92	72	62	48	70	39	49	49
Detektors. [pF]	1522	453	290	202	162	132	91	73	53	41	69	35	40	50

Anhang B

Kenngrößen des neuen Detektors

In diesem Abschnitt werden einige Kenngrößen des neuen Detektorsystems, die für den Betrieb des Detektors und die Auswertung von Tritiumdaten notwendig sind, vorgestellt. Besprochen werden die Energieauflösung des Detektors für Elektronen und Photonen (γ 's) und der Energieverlust der Elektronen in der Totschicht des Detektors. Theoretische Überlegungen zu den beiden Punkten finden sich in [Wei92] und den darin aufgeführten Referenzen. In [Kub92] sind die entsprechenden Daten des vorher verwendeten Detektors zu finden.

Abbildung B.1 zeigt ein Schema des Aufbaus der verwendeten Meßelektronik. Zur Energiekalibration wurden die zwei γ -Referenzstrahler ^{241}Am und ^{133}Ba verwendet. Abb. B.2 zeigt ein γ -Linienzeichenspektrum, das mit den o.g. Präparaten gewonnen wurde. Alle Untersuchungen sind nur für die inneren 4 Segmente durchgeführt worden, die auch während der Tritiummessungen ausgewertet werden.

B.1 Untersuchung der Energieauflösung des neuen Detektors für β - und γ -Strahlung

Bei der Messung des Tritium- β -Spektrums ist eine gute Auflösung für 19 keV Elektronen wünschenswert, da dann effektiv gegen den Untergrund diskriminiert werden kann. Die Information über die γ -Auflösung ist wichtig, da sie die untere Grenze der prinzipiell für Elektronen erreichbaren Energieauflösung angibt.

Wie oben schon erwähnt, ist der neue Detektor typengleich zu dem bisher im Mainzer Experiment verwendeten (gleiche Maske bei der Herstellung, gleiches Material). Durch bessere Produktionsbedingungen war jedoch von Seiten der Herstellerfirma eine gleichmäßigere und kleinere ¹ Totschicht des Detektors in Aussicht gestellt worden.

¹Es wurden keine Zahlen genannt.

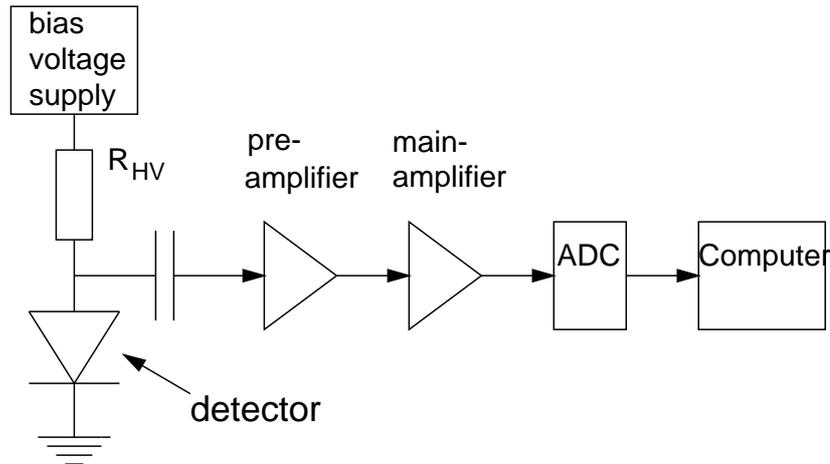


Abbildung B.1: Prinzipieller Aufbau der Meßelektronik für ein Segment zur Untersuchung der Detektoreigenschaften. Es wurden folgende Geräte verwendet:

Spannungsversorgung: Emetron em EHV 5002

Vorverstärker: Eigenbau von M. Schrader [Sch90]

Hauptverstärker: Silena Modell 7611 bzw. 7614

ADC: EG&G Ortec Modell AD413, 8K CAMAC ADC

Datenauswertung: BAC-Programmpaket [Bar91]

In der Totschicht verlieren Elektronen durch Streuprozesse Energie, die nicht nachgewiesen wird. Die Streuprozesse führen einerseits zu einer Verschlechterung der Energieauflösung für monoenergetische Elektronen und andererseits zu einer Verschiebung der Elektronenlinie. Beide Effekte sollten sich bei dem neuen Detektor geringer auswirken. Erwartet wurde demzufolge eine mit dem alten Detektor vergleichbare γ -Energieauflösung und eine deutlich verbesserte Energieauflösung für monoenergetische Elektronen.

Messung der γ -Energieauflösung in Abhängigkeit von der Sperrspannung:

Der neue Detektor soll laut Herstellerangabe [Eur96] mit einer maximalen (betragsmäßig) Sperrspannung von -90 V betrieben werden. Um nicht an die Grenze der Spezifikation zu gehen und den Detektor vor eventuell auftretenden Lawinendurchbrüchen zu schützen, wäre eine niedrigere Sperrspannung im Standardmeßbetrieb besser. Andererseits ist nach [Bük71] die Detektorkapazität proportional zu $U_{\text{bias}}^{-1/2}$. Mit steigender Sperrspannung U_{bias} verkleinert sich die Detektorkapazität und der damit verbundene kapazitive Rauschanstieg [Sch90] in der Elektronik; die Auflösung wird besser.

Um einen optimalen Wert für die Sperrspannung U_{bias} zu finden, wurde die Linienbreite (FWHM) der 59.537 keV ^{241}Am γ -Linie in Abhängigkeit von U_{bias} gemessen. Dazu wurden die gemessene Linie durch eine Gaußkurve approximiert und der Untergrund durch eine komplementäre Fehlerfunktion mit konstantem Sockel ² angepaßt. Die Linienbreite läßt sich direkt aus den Parametern der Gaußkurve zu $\text{FWHM} =$

²Die Plateaus auf beiden Seiten der γ -Linie sind unterschiedlich hoch. Dies wird nach [Cam85] in diesem Energiebereich im wesentlichen durch in der Nähe des Detektors comptongestreuete γ -Quanten verursacht. Zur γ -Linienanpassung siehe auch [Deb88].

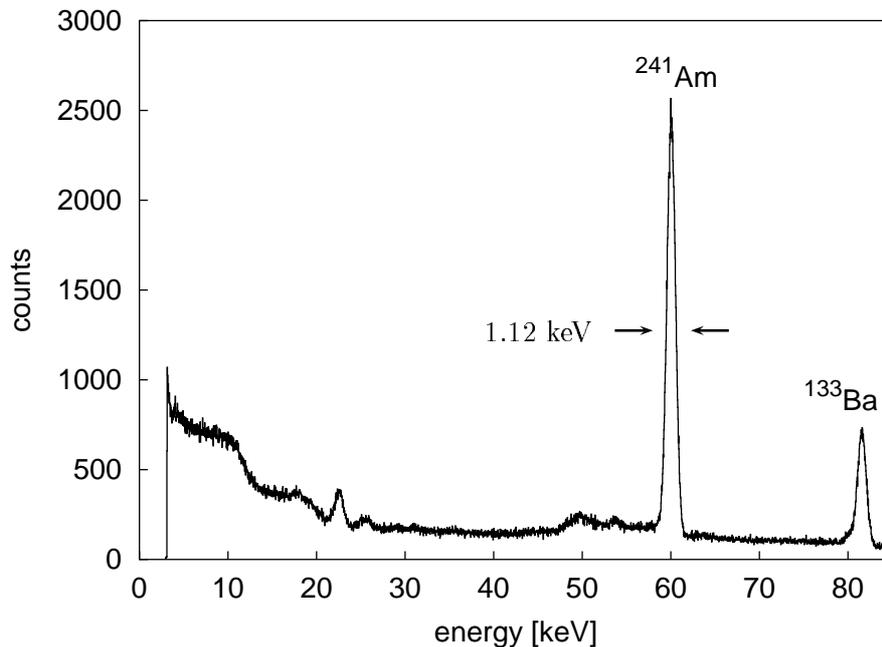


Abbildung B.2: Gammalinien-Eichspektrum. Das dargestellte γ -Spektrum wurde mit dem innersten Segment des Detektors (= Segment 1) aufgenommen. Eingestellt waren: Sperrspannung $U_{\text{bias}} = -90$ V, Detektortemperatur $T_{\text{det}} = -95^\circ\text{C}$, Zeitkonstante des Hauptverstärkers $\tau_{\text{shape}} = 3 \mu\text{s}$. Die Meßzeit t_{mess} betrug 56194 s. Zur Kalibrierung werden die γ -Linie bei 59.537 keV (^{241}Am) und bei 80.998 keV (^{133}Ba) verwendet (siehe [Led78]). Die γ -Referenzstrahler waren während der Kalibrierung außen an der Detektorapparatur befestigt.

$2.355 \cdot \sigma$ bestimmen.

In der Abb. B.3 ist das Ergebnis der Messungen für die Detektorsegmente 1 bis 4 dargestellt. Alle Messungen erfolgten mit einer Zeitkonstanten des Hauptverstärkers von $3 \mu\text{s}$ (Shapingzeit τ_{shape}), die aus Gründen der Totzeitminimierung während der Tritiummessungen so eingestellt wird. Man kann folgendes erkennen:

1. Die Breite (FWHM) der 59.537 keV γ -Linie geht ab etwa -60 bis -70 V Sperrspannung in einen konstanten minimalen Wert über. Da bei -70 V auch die Verarmungszone des Detektors schon voll ausgebildet ist (siehe Abb. B.4), kann der Detektor bei dieser Spannung betrieben werden.
2. Die minimal erreichten FWHM-Werte für die Segmente 1 bis 4 liegen bei 1.1 bis 1.2 keV und sind mit den in [Kub92] erreichten Werten (FWHM = 1.18 ± 0.04 keV für Segment 1) vergleichbar.

Energieauflösung für Elektronen

Abb. B.5 zeigt ein Energiespektrum für eine fast monoenergetische Elektronenlinie mit einer Energie von 19 keV. Als Elektronenquelle fast monoenergetischer Elektronen ist das zentrale Elektrodensystem des Spektrometers verwendet worden. Dazu

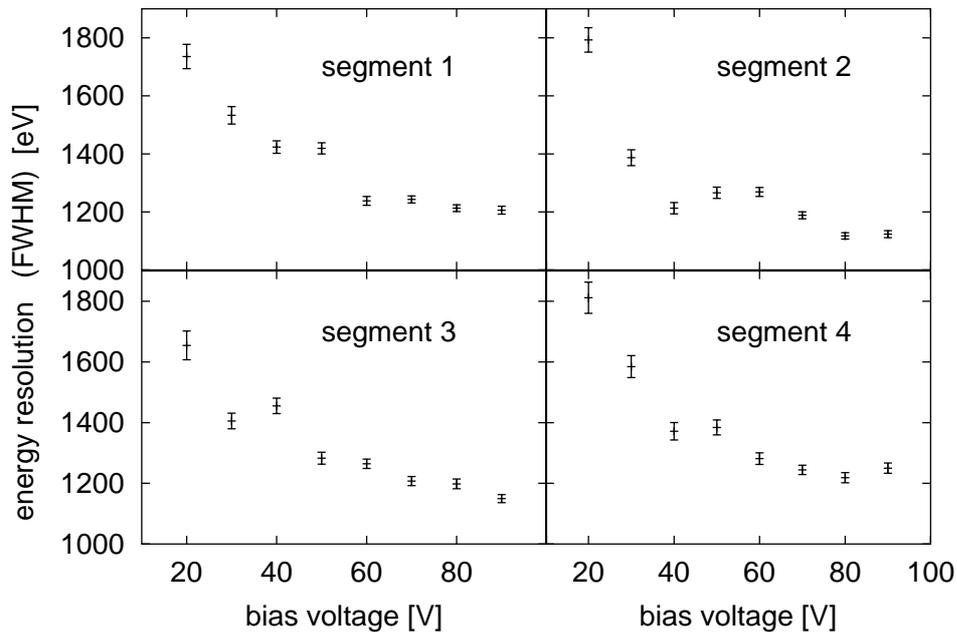


Abbildung B.3: Energieauflösung (FWHM) für 59.537 keV Photonen in Abhängigkeit des Betrags der Sperrspannung U_{bias} . Die Detektortemperatur T_{det} betrug -95°C , die Shapingzeit $\tau_{\text{shape}} = 3 \mu\text{s}$. Dargestellt sind die Ergebnisse für die Detektorsegmente 1 bis 4.

wurde das in Abschnitt 4.4.3.2 besprochene magnetische Zusatzfeld so weit abgeschwächt, bis die Zentralelektroden auf den Detektor abgebildet wurden. Liegen die Elektroden auf einem negativen Potential U_0 , so werden Elektronen aus der Oberfläche emittiert (Feldemission), die dann mit der Energie $e \cdot U_0$ den Detektor erreichen.

Zur Bestimmung der Energieauflösung und zur Untersuchung der Totschicht des Detektors (Abschnitt B.2) wurden folgende Einstellungen verwendet:

- Das Zusatzfeld wurde abgeschaltet (0 A).
- Die 15 größten Elektroden des Spektrometers wurden auf ein gemeinsames Potential U_0 gelegt. Damit sollte sichergestellt werden, daß die im Detektor nachgewiesenen Elektronen alle von Elektroden gleichen Potentials gestartet sind. Das angelegte Potential wurde in dieser Meßreihe mit einer Genauigkeit von besser 10 V bestimmt.
- Das Magnetfeld im Spektrometersolenoiden betrug 2.406 T, das Magnetfeld am Ort des Detektors 0.696 T. Mit Glg. 2.15 folgt daraus ein maximaler Detektorauftrittswinkel für die Elektronen von 32° . Bei den später durchgeführten Tritiummessungen betrug der maximale Auftreffwinkel 34° . Die gewonnenen Erkenntnisse bzgl. Auflösung und Energieverlust von Elektronen sind demnach übertragbar.

Als Anpassungsfunktion zur Beschreibung der Elektronenlinie wurde analog zu [Kub92]

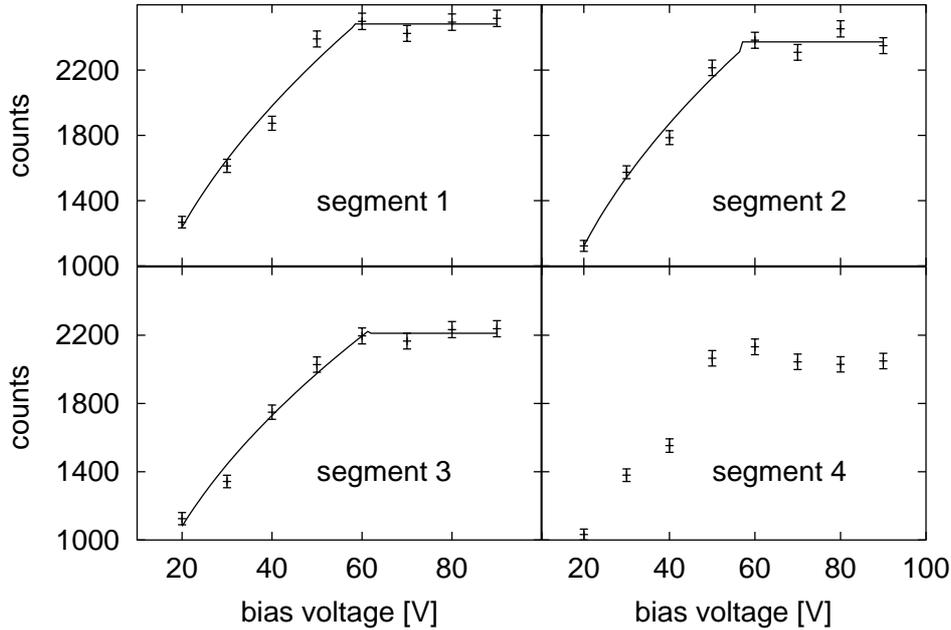


Abbildung B.4: Ausbildung der Ladungsträgerverarmungszone des Detektors. Dargestellt sind die Flächen unter der 59.573 keV γ Linie des ^{241}Am in Abhängigkeit des Betrags der Sperrspannung U_{bias} für die Segmente 1 bis 4 (Betriebsparameter siehe Abb.B.3). Nach [Bük71] ist die Wurzel der angelegten Sperrspannung proportional zur Größe der Verarmungszone und damit zur Anzahl der nachgewiesenen γ -Quanten. Die durchgezogenen Linien sind entsprechende Anpassungen an die Daten der Segmente 1 bis 3. Der Knick in den Kurven beschreibt den Übergang in die Sättigung. Er liegt bei $U_{\text{bias}} = -60$ V.

eine Gaußfunktion $g(E)$ mit einer abfallenden Exponentialfunktion $f(E)$ gefaltet und dazu ein additiver Term bestehend aus einer komplementären Fehlerfunktion $h(E)$ verwendet:

$$\text{Linienform} = g(E) \otimes f(E) + (mE + b) \cdot h(E) \quad m, b = \text{const.} \quad (\text{B.1})$$

$$g(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (\text{B.2})$$

$$f(E) = e^{-\frac{\lambda}{E}} \quad (\text{B.3})$$

$$h(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_E^{+\infty} e^{-\frac{(E'-E_0)^2}{2\sigma^2}} dE' \quad (\text{B.4})$$

Die eigentliche Linie wird durch die Gaußfunktion beschrieben. Die Fluktuationen des Energieverlustes in der Detektortotschicht sowie der hochenergetische Anteil der rückgestreuten und am Magneten reflektierten Elektronen werden durch die Faltung der Gaußfunktion mit der Exponentialfunktion berücksichtigt. Die komplementäre Fehlerfunktion beschreibt den niederenergetischen Teil des Rückstreusockels³.

³Rückstreusockel: aus dem Detektor rückgestreute Elektronen, die am magnetischen Pinch des Spektrometersolenoiden reflektiert werden und wieder auf den Detektor treffen. Diese Elektronen erleiden den Energieverlust in der Totschicht des Detektors mehrfach.

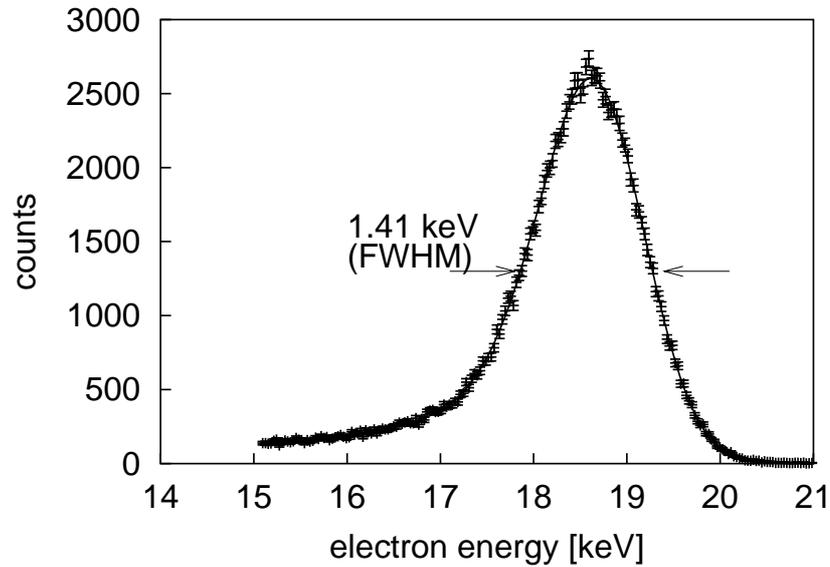


Abbildung B.5: Antwort des Detektors auf annähernd monoenergetische Elektronen der Energie $E_{\text{elektron}} \approx 19.0$ keV. Dargestellt ist ein Spektrum des vierten Detektorsegmentes. Die durchgezogene Linie ist die Anpassung der Theoriekurve an die Daten (Erläuterungen siehe Text, $\chi^2_{\text{red}} = 1.03$). Die eingestellten Detektorparameter waren: $U_{\text{bias}} = -90$ V, $T_{\text{det}} = -95^\circ\text{C}$ und $\tau_{\text{shape}} = 3$ μs .

Abb. B.6 zeigt das Ergebnis zur Untersuchung der Energieauflösung von Elektronen mit einer Energie von 10 bis 19 keV. Zusammengefaßt ergibt sich folgendes:

1. Die mit den Linienanpassungen ermittelten Gaußbreiten sind innerhalb des Fehlers kompatibel zu der Gaußbreite der 59.573 keV γ -Linie.
2. Die FWHM-Werte sind zwischen 14 und 19 keV annähernd gleich, unterhalb von 14 keV wird die Elektronenlinie breiter.
3. Es gibt kaum Unterschiede in den Linienbreiten der einzelnen Sektoren. Für Elektronenenergien zwischen 17 und 19 keV liegen die Linienbreiten der Segmente 1 bis 4 im Mittel zwischen 1.3 und 1.4 keV.
4. Im Vergleich zum alten Detektor (FWHM = 1.8 keV, [Bar97]) ergibt sich damit eine Verbesserung der Energieauflösung um 0.4 keV für Elektronen im für Tritiummessungen relevanten Energiebereich von 18.6 keV.

B.2 Totschicht des Detektors

Die genaue Kenntnis des Energieverlustes von Elektronen in der Totschicht des Detektors ist für das Mainzer Neutrinoexperiment wichtig, da dieser Energieverlust die Lage der Elektronenlinie und damit des zu setzenden Auswertefensters verschiebt.

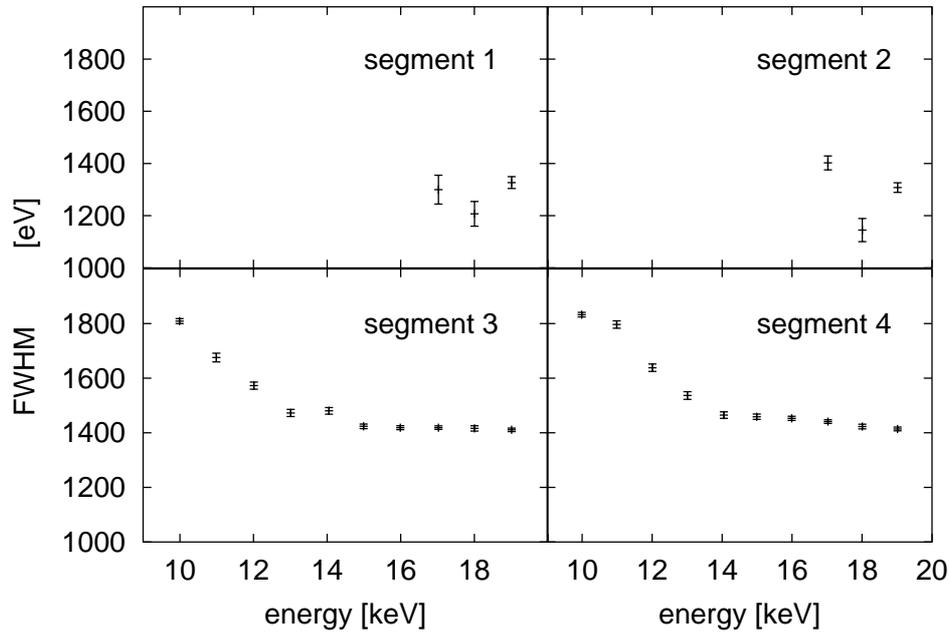


Abbildung B.6: Energieauflösung (FWHM) von Elektronen als Funktion der Elektronenenergie. Dargestellt sind die Linienbreiten für die Segmente 1 bis 4. Aufgrund fehlender Statistik sind die Meßreihen für Segment 1 und 2 nicht vollständig. Der Detektor wurde mit $U_{\text{bias}} = -90$ V und $\tau_{\text{shape}} = 3$ μs betrieben. Der maximale Auftreffwinkel für die Elektronen war 32° .

Die Untersuchung des Energieverlustes von Elektronen wurde mit der gleichen Meßreihe wie die Untersuchung der Energieauflösung durchgeführt (siehe voriger Abschnitt). Der Energieverlust wurde berechnet aus der Differenz der 'Sollenergie' ($e \cdot U_0$), die die Elektronen nach Austritt aus den Elektroden haben und der Position der Elektronenlinie im Energiespektrum des Detektors:

$$\delta E = e \cdot U_0 - E_0 \quad (\text{B.5})$$

E_0 ist dabei nach Glg. B.2 die Position des Gaußanteils der Elektronenlinie. Abb. B.7 zeigt das Ergebnis der Messung für das 4. Detektorsegment. Ein 19 keV Elektron erleidet demnach im Mittel einen Energieverlust von 103 ± 35 eV in der Totschicht des Detektors⁴. Bei der in [Bar97] beschriebenen Detektoranordnung (Polyimidfolie + Detektor) betrug der mittlere Energieverlust für ein Elektron dieser Energie etwa 1200 eV. Die durchgezogene Linie entspricht einer groben Abschätzung der Massenbelegung der Totschicht mit Hilfe der der Bethe-Bloch Gleichung. Sie lautet in nichtrelativistischer Näherung [Loe88]:

$$\frac{dE}{\rho dx} = 0.307 \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{m_e c^2}{2E} \cdot \ln \left[\frac{4E}{I} + 1.232 \right] \frac{\text{eV}}{\mu\text{g}/\text{cm}^2} \quad (\text{B.6})$$

⁴Die Linienverbreiterung aufgrund der Totschicht beträgt ein Drittel des Energieverlustes [Bük71], in diesem Fall also etwa 30 bis 40 eV. Dies ist im Einklang mit der gefitteten Gaußbreite (siehe Glg. B.1), die bei der 59.537 keV γ -Linie 1.1 bis 1.2 keV und bei 19 keV Elektronen ca. 1.2 keV beträgt. Der größere FWHM-Wert der Elektronenlinie von 1.4 keV ergibt sich zum größten Teil durch den Rückstreuanteil der Linie (siehe auch Diskussion zur Linienform Glg. B.1)

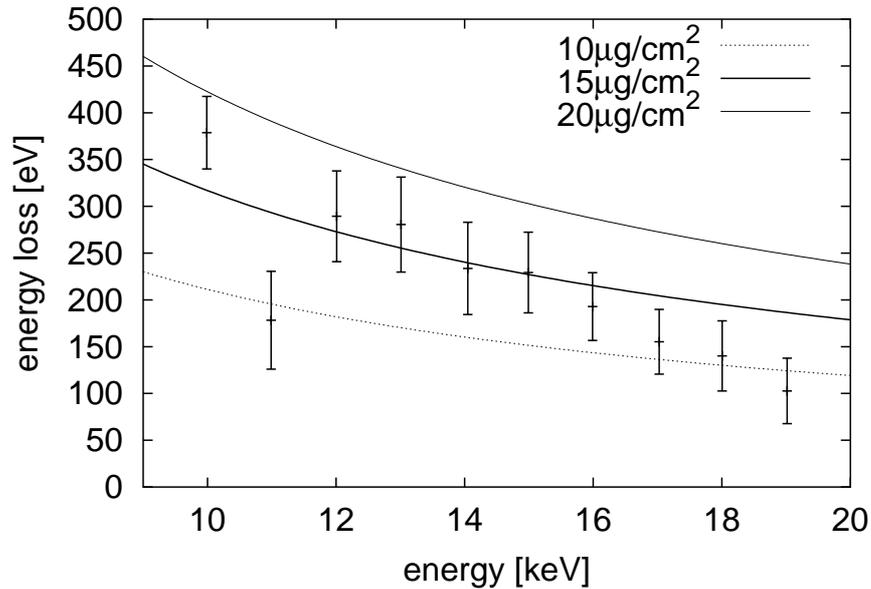


Abbildung B.7: Energieverlust von monoenergetischen Elektronen in der Totschicht des Detektors. Dargestellt sind die Ergebnisse für Segment 4. Die Linien geben den Energieverlust für verschiedene Massenbelegungen einer Totschicht aus SiO_2 an und sind mit Hilfe der Bethe-Bloch Gleichung abgeschätzt worden. Weitere Erläuterungen siehe Text.

mit

- Z: Kernladung
- A: relative Atommasse
- $m_e c^2$: Ruheenergie des Elektrons
- I: mittleres Ionisationspotential
- E: Elektronenenergie

Für den Energieverlust δE kann dann geschrieben werden:

$$\delta E = \frac{dE}{\rho dx} \cdot \rho x \quad (\text{B.7})$$

Für $Z \geq 13$ kann das mittlere Ionisationspotential durch die folgende Gleichung angenähert werden [Pag72]:

$$I = 9.73Z + 58.8Z^{-0.19} \text{ eV} \quad (\text{B.8})$$

Bei Molekülen müssen die Ionisationspotentiale und die relative Kernladungszahl gemittelt werden. Für ein Molekül der Form B_kC_l gilt dann nach [Pag72]:

$$\bar{I} = \exp\left(\frac{k \ln I_B + l \ln I_C}{k+l}\right) \quad \text{und} \quad \frac{\bar{Z}}{A} = \frac{kZ_B/A_B + lZ_C/A_C}{k+l} \quad (\text{B.9})$$

Für die Rechnung ist SiO_2 als Totschicht angenommen worden. Aus der Abb. B.7 ergibt sich unter den genannten Voraussetzungen eine Totschicht, die ca. $15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ groß ist. Es muß nochmal betont werden, daß dies nur eine grobe Abschätzung ist. Auf eine weitergehende Auswertung der Totschichtdicke ist an dieser Stelle verzichtet worden.

Anhang C

Die Transmissionsfunktion

Mit dem Einbau des magnetischen Krümmers zwischen Quelle und Spektrometer hat sich auch die Transmissionsfunktion des Systems geändert. Im nächsten Abschnitt wird die neue Transmissionsfunktion hergeleitet.

C.1 Herleitung der neuen Transmissionsfunktion

Die Transmissionsfunktion ist das Verhältnis der von der Quelle gestarteten Elektronen, die das Analysierpotential $-e \cdot U_0$ in der Spektrometermitte überwinden können, zu allen von der Quelle in den vorderen Halbraum emittierten Elektronen. Allgemein gilt, daß das Überwinden des Analysierpotentials dann möglich ist, wenn bis zur Spektrometermitte die Longitudinalenergie $E_{||}$ der Elektronen an jeder Stelle zwischen Quelle und Spektrometer größer als 0 ist.

Bei der Betrachtung der Transmission müssen zwei physikalische Effekte beachtet werden, die abwechselnd oder gleichzeitig auftreten:

1. Die Umwandlung der Transversalenergie in Abhängigkeit vom herrschenden Magnetfeld gemäß Glg. 2.11:

$$E_{\perp f} = E_{\perp i} \cdot \frac{B_f}{B_i}$$

Dabei beschreibt i den 'initial' und f den 'final' Zustand.

2. Die Retardierung in Anwesenheit eines Gegenpotentials $U < 0$ nach Glg. C.1

$$E_{||f} = E_{||i} + e \cdot U \quad (\text{C.1})$$

Da gleichzeitig gilt

$$E_{\perp} = E \cdot \sin^2(\delta) \text{ mit } \delta = \text{Winkel zur Magnetfeldlinie}, \quad (\text{C.2})$$

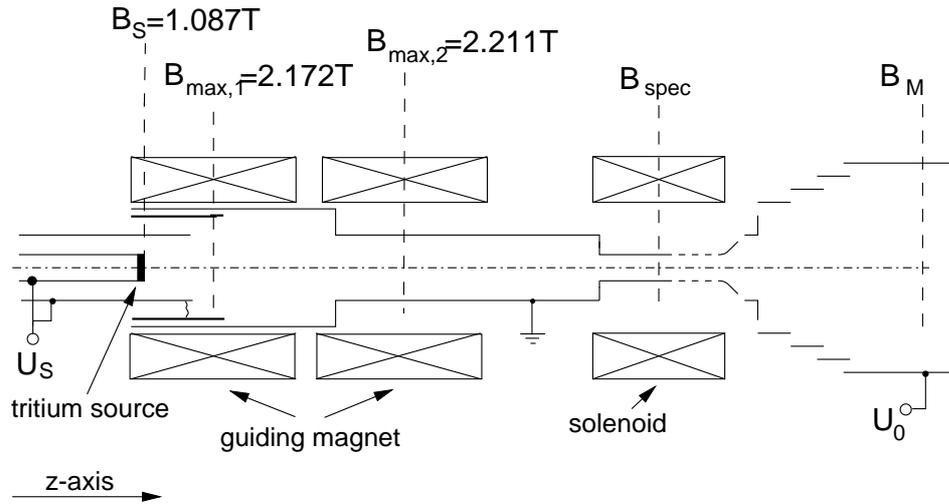


Abbildung C.1: Die Feldverhältnisse in der Quellregion. Der Kryostat (Quelle und Strahlungsschild) liegt auf dem Potential U_S . Mit Hilfe einer Goldkette, die am Ende des Kryostaten befestigt ist, wird dieses Potential auf eine Rohrverlängerung im magnetischen Krümmer übertragen. Die Rohrverlängerung reicht bis hinter das erste Magnetfeldmaximum $B_{\max,1}$. Alle weiteren Bauteile bis zum Spektrometersolenoiden sind geerdet. Die Elektronen starten am Quellort im Magnetfeld B_S . Bis zum Erreichen des ersten Magnetfeldmaximums $B_{\max,1}$ ist für sie das elektrische Potential konstant. An $B_{\max,1}$ wird ein Teil der Elektronen reflektiert, es erfolgt die erste Einschränkung des akzeptierten Raumwinkels. Danach werden die Elektronen beschleunigt und erreichen das zweite Magnetfeldmaximum $B_{\max,2}$, mit $B_{\max,2} > B_{\max,1}$. Hier erfolgt die zweite Einschränkung des akzeptierten Raumwinkels. Wegen $B_{\text{spec}} < B_{\max,1}$ ($B_{\text{spec}} = 1.8 \text{ T}$) gelangt jedes Elektron, das den magnetischen Krümmer passiert hat, in das Spektrometer. Die eigentliche Energieanalyse (Retardierungsspannung U_0) erfolgt dort im Zentrum in einem Magnetfeld $B_M \ll B_{\max,1}$.

ist die Transmissionsfunktion eine Funktion der Startenergie E_S und des Startwinkels δ_S der Elektronen, der maximalen Retardierungsspannung U_0 und der Magnetfelder zwischen Quelle und Spektrometermitte.

Bei der analytischen Herleitung der Transmissionsfunktion muß demnach die genaue Geometrie der Quellregion berücksichtigt werden. Abb. C.1 zeigt die nach dem Einbau des magnetischen Krümmers gültige Konstellation. Für Elektronen, die von der Quelle aus in den vorderen Halbraum starten (Startenergie E_S), gilt folgendes:

1. Im elektrisch feldfreien Raum bis $B_{\max,1}$ erfolgt für einige Elektronen eine magnetische Reflexion. Mit Glg. 2.11 und C.2 gilt allg.:

$$E_{\perp f} = E_i \frac{B_f}{B_i} \cdot \sin^2(\delta_i). \quad (\text{C.3})$$

Mit der Reflexionsbedingung

$$E_{\perp f} = E_i \quad (\text{C.4})$$

ergibt sich dann für den maximalen Winkel, unter dem Elektronen starten

können, ohne am ersten Magnetfeldmaximum reflektiert zu werden:

$$\sin(\delta_S) = \sqrt{B_S / B_{\max,1}} \quad (\text{C.5})$$

2. Direkt nach dem Passieren von $B_{\max,1}$ werden die Elektronen beim Übergang von U_S nach Erde beschleunigt, d.h. die Energie in der Longitudinalkomponente E_{\parallel} erhöht sich um $-e \cdot U_S$, während die Energie in der Transversalkomponente E_{\perp} konstant bleibt.
3. Analog zu 1) erfolgt eine Begrenzung des akzeptierten Raumwinkels im Bereich des zweiten magnetischen Feldmaximums $B_{\max,2}$.
4. Wegen $B_{\text{spec}} < B_{\max,1}$ ($B_{\text{spec}} = 1.8 \text{ T}$) gelangt jedes Elektron, das den magnetischen Krümmer passiert hat, in das Spektrometer. Die eigentliche Energieanalyse (Retardierungsspannung U_0) erfolgt dort im Zentrum in einem Magnetfeld $B_M \ll B_{\max,1}$. Nur Elektronen, deren Longitudinalenergie $E_{\parallel M}$ in der Spektrometerröhre größer als 0 ist, können die Potentialbarriere überwinden. Diese Elektronen gelangen dann zum Detektor.

Die Berechnung der Transmissionsfunktion ist aufgrund der magnetischen Reflexionen eng verbunden mit der Berechnung des maximal vom System akzeptierten Startwinkels δ_{\max} . Elektronen, die in den Kegel mit δ_{\max} emittiert werden, fallen in den Raumwinkel

$$\Delta\Omega = 2\pi(1 - \cos(\delta_{\max})) = 2\pi \left(1 - \sqrt{1 - \sin^2(\delta_{\max})}\right) \quad (\text{C.6})$$

und für die Transmissionsfunktion gilt

$$T(E_S, U_S, U_0, B_{\max,1}, B_{\max,2}, B_M) = \frac{\Delta\Omega}{2\pi} = \left(1 - \sqrt{1 - \sin^2(\delta_S)}\right) \text{ mit } \delta_S \leq \delta_{\max}. \quad (\text{C.7})$$

Der maximal vom System akzeptierte Startwinkel δ_{\max} wird im folgenden für die in dieser Arbeit vorgestellten Tritiummessungen berechnet. Bei diesen Messungen sind die letzten 205 eV des β -Spektrums abgetastet worden, d.h. $E_S \approx 18575$ bis 18375 eV. Dabei wurden folgende Einstellungen verwendet:

$$\begin{aligned} U_0 &= -18690 \text{ V}, \quad U_S = -20 \text{ V bis } -320 \text{ V} \\ B_S &= 1.087 \text{ T}, \quad B_{\max,1} = 2.172 \text{ T}, \quad B_{\max,2} = 2.211 \text{ T}, \quad B_M = 5.67 \text{ G}. \end{aligned}$$

Als Vereinfachung wird in der weiteren Rechnung angenommen, daß sich der Potentialübergang von $-e \cdot U_S$ auf Erdpotential genau an der Stelle von $B_{\max,1}$ befindet. An dieser Stelle wird dann unterschieden zwischen $E_{\parallel \max,1}(\text{erde})$ einerseits und $E_{\parallel \max,1}(U_S)$ andererseits. Die Berechnung des maximalen Startwinkels erfolgt schrittweise, wobei das Abschneiden des akzeptierten Raumwinkels aufgrund magnetischer Reflexion im magnetischen Krümmer und aufgrund elektrischer Retardierung im Spektrometer getrennt betrachtet wird.

Magnetische Reflexion im Krümmer: Zuerst wird die Reflexionsbedingung an $B_{\max,2}$ untersucht, danach die an $B_{\max,1}$. Es gilt:

$$E_{\perp\max,1} = E_{\perp\max,2} \cdot \frac{B_{\max,1}}{B_{\max,2}}. \quad (\text{C.8})$$

Einsetzen der Reflexionsbedingung $E_{\perp\max,2} = E_S - e \cdot U_0$ liefert für $E_{\parallel\max,1}(\text{erde})$ als Grenzwert:

$$E_{\parallel\max,1}(\text{erde}) = E_S - e \cdot U_S - E_{\perp\max,1} \quad (\text{C.9})$$

$$= (E_S - eU_S) \left(1 - \frac{B_{\max,1}}{B_{\max,2}} \right). \quad (\text{C.10})$$

Für $E_{\parallel\max,1}(U_S)$ gilt dann:

$$E_{\parallel\max,1}(U_S) = E_{\parallel\max,1}(\text{erde}) + e \cdot U_S \quad (\text{C.11})$$

$$= E_S \left(1 - \frac{B_{\max,1}}{B_{\max,2}} \right) + e \cdot U_S \frac{B_{\max,1}}{B_{\max,2}}. \quad (\text{C.12})$$

Ist

$$E_{\parallel\max,1}(U_S) > 0, \quad (\text{C.13})$$

dann bedeutet dies, daß alle Elektronen, die das magnetische Maximum $B_{\max,2}$ passieren können, auch ohne Einschränkung an $B_{\max,1}$ vorbeikommen. Einsetzen von Glg. C.13 in C.12 liefert die Bedingung:

$$e \cdot U_S > E_S \left(\frac{B_{\max,1} - B_{\max,2}}{B_{\max,1}} \right) \quad (\text{C.14})$$

Für die o.g. experimentellen Bedingungen — $E_S > 18370$ eV, $U_S > -320$ V — ist Glg. C.14 immer erfüllt. Damit ist das Magnetfeldmaximum $B_{\max,2}$ einzig limitierender Faktor im magnetischen Krümmer. Mit Hilfe der Glg. 2.11 und der Reflexionsbedingung C.4 folgt:

$$E_{\perp S} = (E_S - e \cdot U_S) \frac{B_S}{B_{\max,2}}. \quad (\text{C.15})$$

Für den maximal akzeptierten Grenzwinkel aufgrund der magnetischen Reflexion im Krümmer gilt dann:

$$\sin(\delta_{\max}(\text{magn})) = \sqrt{\frac{E_S - e \cdot U_S}{E_S} \frac{B_S}{B_{\max,2}}} \quad (\text{C.16})$$

Elektrische Retardierung im Spektrometer:

Nur Elektronen, deren Longitudinalenergie $E_{\parallel M}$ in der Spektrometernitte größer 0 ist, können das Retardierungspotential $|e \cdot U_0|$ überwinden. Für diese Elektronen gilt:

$$E_{\parallel M} = E_S - E_{\perp M} - e(U_S - U_0) > 0 \quad (\text{C.17})$$

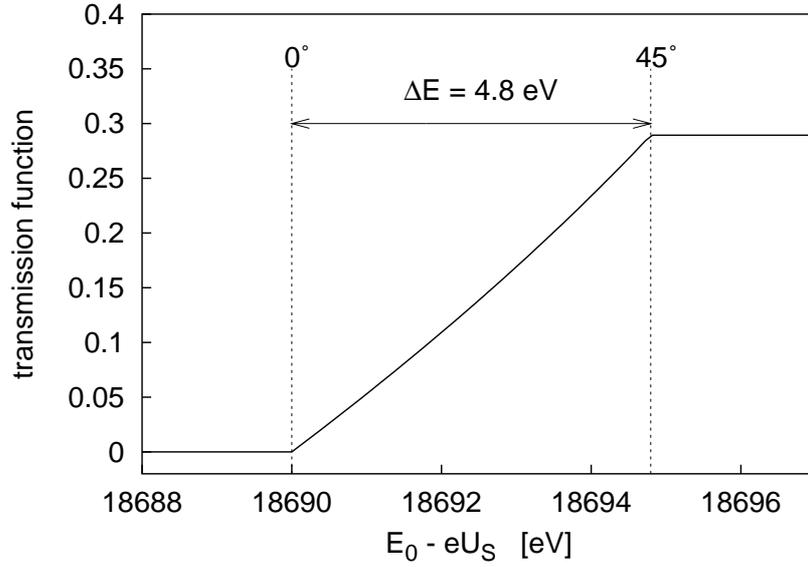


Abbildung C.2: Transmissionsfunktion des MAC-E-Filters für eine isotrop abstrahlende Quelle. Die Tritiumquelle befindet sich in einem Feld von $B_S = 1.087$ T und liegt auf einem Potential von $-e \cdot U_S$ ($U_S < 0$), das während der Messung zwischen -20 eV und -320 eV variiert wird. Die Elektronen besitzen bei Eintritt ins Spektrometer eine Energie von $E_S - e \cdot U_S$ ($E_S =$ Startenergie). Die Retardierungsspannung U_0 des Spektrometers beträgt -18690 V, das Magnetfeld B_M in der Spektrometermitte 5.67 G. Bei der Berechnung der Transmissionsfunktion in diesem Bild wurde als Startenergie $E_S = 18575$ eV eingesetzt. Die Breite des Anstiegs ('Auflösung') beträgt dann 4.8 eV. Dabei werden zuerst die Elektronen transmittiert, die mit $\delta_S = 0^\circ$ starten und zuletzt die, die mit dem maximal akzeptierten Raumwinkel von 45° starten. Weitere Erläuterungen siehe Text.

Mit Hilfe von Glg. 2.11 läßt sich für $E_{\perp M}$ schreiben:

$$E_{\perp M} = \frac{B_M}{B_S} E_{\perp S} = \frac{B_M}{B_S} E_S \cdot \sin^2(\delta_S). \quad (\text{C.18})$$

Glg. C.18 in C.17 eingesetzt liefert den maximal akzeptierten Grenzwinkel aufgrund der elektrischen Retardierung im Spektrometer:

$$\sin(\delta_{\max(\text{ret})}) = \sqrt{\frac{E_S - e(U_S - U_0)}{E_S} \frac{B_S}{B_M}}. \quad (\text{C.19})$$

Transmissionsfunktion:

Die Ergebnisse aus Glg. C.16 und C.19 ergeben zusammen mit der Glg. C.7 die Transmissionsfunktion T , die abschnittsweise definiert ist (siehe auch Abb. C.2)

$$T = \begin{cases} 0 & \text{für } E_S - e \cdot U_S \leq -e U_0 \\ 1 - \sqrt{1 - \frac{E_S - e \cdot U_S + e \cdot U_0}{E_S} \frac{B_S}{B_M}} & \text{für } -e U_0 < E_S - e \cdot U_S < -e \cdot U_0 \frac{B_{\max,2}}{B_{\max,2} - B_M} \\ 1 - \sqrt{1 - \frac{E_S - e \cdot U_S}{E_S} \frac{B_S}{B_{\max,2}}} & \text{für } E_S - e \cdot U_S \geq -e \cdot U_0 \frac{B_{\max,2}}{B_{\max,2} - B_M} \\ 1 - \sqrt{1 - \frac{B_S}{B_{\max,1}}} & \text{für } -e U_S \text{ so groß, daß } B_{\max,1} \text{ limitierend.} \end{cases} \quad (\text{C.20})$$

Der vorletzte Teilausdruck von C.20 kann entwickelt werden zu

$$T \approx \left(1 - \sqrt{1 - \frac{B_S}{B_{\max,2}}}\right) (1 - \alpha_T \cdot e \cdot U_S), \quad (\text{C.21})$$

mit $\alpha_T = 0.0652 / \text{keV}$. Das bedeutet, daß die Transmissionsfunktion nach voller Transmission nicht flach verläuft, sondern mit $6.52\% / \text{keV}$ ansteigt ($U_S < 0$). Der Grund liegt darin, daß die Elektronen mit unterschiedlichen Quellspannungen U_S beschleunigt werden und so der maximal akzeptierte Raumwinkel leicht variiert. In der Anpassungsfunktion (Abschnitt 7.2) wird dies durch den Faktor $(1 - \alpha_T \cdot e \cdot U_S)$ berücksichtigt.

Der letzte Teilausdruck von Gleichung C.20 berücksichtigt den Fall, daß $B_{\max,1}$ für die Transmission limitierend wird: $E_{\parallel \max,1}(U_S) < 0$ (zum Vergleich siehe Glg. C.13 ff). Dies tritt ein, wenn die Quellspannung U_S kleiner als -335 V ($E_S = 18370 \text{ eV}$) ist. Bei den Meßphasen Q2 bis Q5 war dies nicht der Fall; die Quellspannung betrug minimal -320 V .

Anhang D

Ablauf einer standardisierten Tritiummeßphase

In diesem Abschnitt wird der Ablauf einer standardisierten Tritiummeßphase beschrieben, wie er seit dem Frühjahr '98 (Messung Q3) im Mainzer Experiment stattfindet.

Man benötigt ca. 2-3 Wochen Vorbereitungszeit (Laborarbeit) bis zum Start einer Tritiummeßphase. Die Datennahme selbst dauert dann etwa 4 bis 6 Wochen. Der Ablauf einer Tritiummeßphase sieht im Einzelnen folgendermaßen aus:

1. Vorbereitung des Spektrometers (Kaltfahren der Solenoide, Überprüfung der Hochspannungsanordnung, Einstellen der Meßelektronik, Kaltfahren des magnetischen Kümmers).
2. Messung der Untergrundzählrate ohne Tritiumquelle.
3. Kryptonreferenzmessung (Bestimmung der Lage der 17.825 keV K32-Konversionselektronenlinie des $^{83\text{m}}\text{Kr}$ zur Kalibration der Hochspannung, siehe auch Abschnitt 6.3).
4. Definierte Präparation der Tritiumquelle mit Hilfe der Ellipsometrie wie in Abschnitt 6.1.4 beschrieben.
5. Minimierung der Untergrundzählrate mit Hilfe der Erdfeldkompensationsspulen ('Verschieben' des magnetischen Flußschlauches im Inneren des Spektrometers, siehe Abschnitt 4.4.3.2).
6. Justage der Tritiumquelle im magnetischen Krümmer mittels Zählratenvergleiches der einzelnen Detektorsegmente. Das Ziel ist eine maximale Zählrate im Detektor.
7. Während der Messung des Tritium- β -Spektrums: Überwachung und Protokollierung der Experimentparameter.

174 ANHANG D. ABLAUF EINER STANDARDISIERTEN TRITIUMMESSPHASE

8. Direkt nach Stop der Datenaufnahme: Messung der Ellipsometriparameter zur Kontrolle der Tritiumfilmdicke (hat sich die Filmdicke seit dem Auffrieren geändert?).
9. Bei Bedarf Aufladungsmessung mit $^{83\text{m}}\text{Kr}$, das direkt auf die Tritiumquelle aufkondensiert wird.
10. Abdampfen der Tritiumquelle.
11. Erneute Kryptonreferenzmessung.
12. Ausheizen des Quellvakuumsystems (Tritium-Dekontamination).

Anhang E

Die Meßpunktverteilungen

Zur Messung des Tritium- β -Spektrums wurden, wie in Abschnitt 5.1.2 beschrieben, sogenannte Meßpunktverteilungen verwendet. Sie geben an, bei welcher Energie wie lange gemessen werden soll. Die Meßpunktverteilungen der Tritiummeßphasen Q2 bis Q5 sind in den folgenden Tabellen aufgelistet.

Tabelle E.1: Meßpunktverteilung für Q2-Messung, 18370 eV bis 18660 eV.

index	E [eV]	t [s]	index	E [eV]	t [s]	index	E [eV]	t [s]
1	18660	10	34	18480	10	67	18485	10
2	18645	10	35	18475	10	68	18490	10
3	18630	10	36	18470	10	69	18495	10
4	18615	10	37	18465	10	70	18500	10
5	18600	10	38	18460	10	71	18505	10
6	18590	10	39	18455	10	72	18510	10
7	18580	15	40	18450	10	73	18515	15
8	18577	15	41	18445	10	74	18520	15
9	18574	20	42	18440	10	75	18525	20
10	18571	20	43	18435	10	76	18529	20
11	18568	30	44	18430	10	77	18532	20
12	18565	30	45	18420	10	78	18535	20
13	18562	30	46	18410	10	79	18538	20
14	18559	30	47	18400	10	80	18541	30
15	18556	30	48	18390	10	81	18544	30
16	18553	30	49	18380	10	82	18547	30
17	18550	30	50	18370	20	83	18550	30
18	18547	30	51	18380	10	84	18553	30
19	18544	30	52	18390	10	85	18556	30
20	18541	30	53	18400	10	86	18559	30
21	18538	20	54	18410	10	87	18562	30
22	18535	20	55	18420	10	88	18565	30
23	18532	20	56	18430	10	89	18568	30
24	18529	20	57	18435	10	90	18571	20
25	18525	20	58	18440	10	91	18574	20
26	18520	15	59	18445	10	92	18577	15
27	18515	15	60	18450	10	93	18580	15
28	18510	10	61	18455	10	94	18590	10
29	18505	10	62	18460	10	95	18600	10
30	18500	10	63	18465	10	96	18615	10
31	18495	10	64	18470	10	97	18630	10
32	18490	10	65	18475	10	98	18645	10
33	18485	10	66	18480	10	99	18660	10

Tabelle E.2: Meßpunktverteilung für Q3-Messung, 18370 eV bis 18660 eV.

index	E [eV]	t [s]	index	E [eV]	t [s]	index	E [eV]	t [s]
1	18660	10	44	18500	10	87	18515	10
2	18645	10	45	18495	10	88	18520	20
3	18630	10	46	18490	10	89	18525	20
4	18615	10	47	18485	10	90	18529	20
5	18600	10	48	18480	10	91	18532	20
6	18590	10	49	18475	10	92	18535	20
7	18580	10	50	18470	10	93	18538	20
8	18577	20	51	18465	10	94	18541	20
9	18574	20	52	18460	10	95	18544	20
10	18572	20	53	18455	10	96	18547	20
11	18571	20	54	18450	10	97	18550	20
12	18570	20	55	18445	10	98	18552	20
13	18569	20	56	18440	10	99	18553	20
14	18568	20	57	18435	10	100	18554	20
15	18567	20	58	18430	10	101	18555	20
16	18566	20	59	18420	10	102	18556	20
17	18565	20	60	18410	10	103	18557	20
18	18564	20	61	18400	10	104	18558	20
19	18563	20	62	18390	10	105	18559	20
20	18562	20	63	18380	10	106	18560	20
21	18561	20	64	18370	20	107	18561	20
22	18560	20	65	18380	10	108	18562	20
23	18559	20	66	18390	10	109	18563	20
24	18558	20	67	18400	10	110	18564	20
25	18557	20	68	18410	10	111	18565	20
26	18556	20	69	18420	10	112	18566	20
27	18555	20	70	18430	10	113	18567	20
28	18554	20	71	18435	10	114	18568	20
29	18553	20	72	18440	10	115	18569	20
30	18552	20	73	18445	10	116	18570	20
31	18550	20	74	18450	10	117	18571	20
32	18547	20	75	18455	10	118	18572	20
33	18544	20	76	18460	10	119	18574	20
34	18541	20	77	18465	10	120	18577	20
35	18538	20	78	18470	10	121	18580	10
36	18535	20	79	18475	10	122	18590	10
37	18532	20	80	18480	10	123	18600	10
38	18529	20	81	18485	10	124	18615	10
39	18525	20	82	18490	10	125	18630	10
40	18520	20	83	18495	10	126	18645	10
41	18515	10	84	18500	10	127	18660	10
42	18510	10	85	18505	10			
43	18505	10	86	18510	10			

Tabelle E.3: Meßpunktverteilung für Q4-Messung, 1.Teil und Q5-Messung, 18370 eV bis 18660 eV.

index	E [eV]	t [s]	index	E [eV]	t [s]	index	E [eV]	t [s]
1	18660	20	44	18500	20	87	18515	20
2	18645	20	45	18495	20	88	18520	20
3	18630	20	46	18490	20	89	18525	20
4	18615	20	47	18485	20	90	18529	20
5	18600	20	48	18480	20	91	18532	20
6	18590	20	49	18475	20	92	18535	20
7	18580	20	50	18470	20	93	18538	20
8	18577	20	51	18465	20	94	18541	20
9	18574	20	52	18460	20	95	18544	20
10	18572	20	53	18455	20	96	18547	20
11	18571	20	54	18450	20	97	18550	20
12	18570	20	55	18445	20	98	18552	20
13	18569	20	56	18440	20	99	18553	20
14	18568	20	57	18435	20	100	18554	20
15	18567	20	58	18430	20	101	18555	20
16	18566	20	59	18420	20	102	18556	20
17	18565	20	60	18410	20	103	18557	20
18	18564	20	61	18400	20	104	18558	20
19	18563	20	62	18390	20	105	18559	20
20	18562	20	63	18380	20	106	18560	20
21	18561	20	64	18370	40	107	18561	20
22	18560	20	65	18380	20	108	18562	20
23	18559	20	66	18390	20	109	18563	20
24	18558	20	67	18400	20	110	18564	20
25	18557	20	68	18410	20	111	18565	20
26	18556	20	69	18420	20	112	18566	20
27	18555	20	70	18430	20	113	18567	20
28	18554	20	71	18435	20	114	18568	20
29	18553	20	72	18440	20	115	18569	20
30	18552	20	73	18445	20	116	18570	20
31	18550	20	74	18450	20	117	18571	20
32	18547	20	75	18455	20	118	18572	20
33	18544	20	76	18460	20	119	18574	20
34	18541	20	77	18465	20	120	18577	20
35	18538	20	78	18470	20	121	18580	20
36	18535	20	79	18475	20	122	18590	20
37	18532	20	80	18480	20	123	18600	20
38	18529	20	81	18485	20	124	18615	20
39	18525	20	82	18490	20	125	18630	20
40	18520	20	83	18495	20	126	18645	20
41	18515	20	84	18500	20	127	18660	20
42	18510	20	85	18505	20			
43	18505	20	86	18510	20			

Tabelle E.4: Meßpunktverteilung für Q4-Messung, 2. Teil, 18370 eV bis 18660 eV.

index	E [eV]	t [s]	index	E [eV]	t [s]	index	E [eV]	t [s]	index	E [eV]	t [s]
1	18660	10	65	18370	20	129	18660	20	193	18370	10
2	18645	10	66	18380	20	130	18645	20	194	18380	10
3	18630	10	67	18390	20	131	18630	20	195	18390	10
4	18615	10	68	18400	20	132	18615	20	196	18400	10
5	18600	10	69	18410	20	133	18600	20	197	18410	10
6	18590	10	70	18420	20	134	18590	20	198	18420	10
7	18580	10	71	18430	20	135	18580	20	199	18430	10
8	18577	10	72	18435	20	136	18577	20	200	18435	10
9	18574	10	73	18440	20	137	18574	20	201	18440	10
10	18572	10	74	18445	20	138	18572	20	202	18445	10
11	18571	10	75	18450	20	139	18571	20	203	18450	10
12	18570	10	76	18455	20	140	18570	20	204	18455	10
13	18569	10	77	18460	20	141	18569	20	205	18460	10
14	18568	10	78	18465	20	142	18568	20	206	18465	10
15	18567	10	79	18470	20	143	18567	20	207	18470	10
16	18566	10	80	18475	20	144	18566	20	208	18475	10
17	18565	10	81	18480	20	145	18565	20	209	18480	10
18	18564	10	82	18485	20	146	18564	20	210	18485	10
19	18563	10	83	18490	20	147	18563	20	211	18490	10
20	18562	10	84	18495	20	148	18562	20	212	18495	10
21	18561	10	85	18500	20	149	18561	20	213	18500	10
22	18560	10	86	18505	20	150	18560	20	214	18505	10
23	18559	10	87	18510	20	151	18559	20	215	18510	10
24	18558	10	88	18515	20	152	18558	20	216	18515	10
25	18557	10	89	18520	20	153	18557	20	217	18520	10
26	18556	10	90	18525	20	154	18556	20	218	18525	10
27	18555	10	91	18529	20	155	18555	20	219	18529	10
28	18554	10	92	18532	20	156	18554	20	220	18532	10
29	18553	10	93	18535	20	157	18553	20	221	18535	10
30	18552	10	94	18538	20	158	18552	20	222	18538	10
31	18550	10	95	18541	20	159	18550	20	223	18541	10
32	18547	10	96	18544	20	160	18547	20	224	18544	10
33	18544	10	97	18547	20	161	18544	20	225	18547	10
34	18541	10	98	18550	20	162	18541	20	226	18550	10
35	18538	10	99	18552	20	163	18538	20	227	18552	10
36	18535	10	100	18553	20	164	18535	20	228	18553	10
37	18532	10	101	18554	20	165	18532	20	229	18554	10
38	18529	10	102	18555	20	166	18529	20	230	18555	10
39	18525	10	103	18556	20	167	18525	20	231	18556	10
40	18520	10	104	18557	20	168	18520	20	232	18557	10
41	18515	10	105	18558	20	169	18515	20	233	18558	10
42	18510	10	106	18559	20	170	18510	20	234	18559	10
43	18505	10	107	18560	20	171	18505	20	235	18560	10
44	18500	10	108	18561	20	172	18500	20	236	18561	10
45	18495	10	109	18562	20	173	18495	20	237	18562	10
46	18490	10	110	18563	20	174	18490	20	238	18563	10
47	18485	10	111	18564	20	175	18485	20	239	18564	10
48	18480	10	112	18565	20	176	18480	20	240	18565	10
49	18475	10	113	18566	20	177	18475	20	241	18566	10
50	18470	10	114	18567	20	178	18470	20	242	18567	10
51	18465	10	115	18568	20	179	18465	20	243	18568	10
52	18460	10	116	18569	20	180	18460	20	244	18569	10
53	18455	10	117	18570	20	181	18455	20	245	18570	10
54	18450	10	118	18571	20	182	18450	20	246	18571	10
55	18445	10	119	18572	20	183	18445	20	247	18572	10
56	18440	10	120	18574	20	184	18440	20	248	18574	10
57	18435	10	121	18577	20	185	18435	20	249	18577	10
58	18430	10	122	18580	20	186	18430	20	250	18580	10
59	18420	10	123	18590	20	187	18420	20	251	18590	10
60	18410	10	124	18600	20	188	18410	20	252	18600	10
61	18400	10	125	18615	20	189	18400	20	253	18615	10
62	18390	10	126	18630	20	190	18390	20	254	18630	10
63	18380	10	127	18645	20	191	18380	20	255	18645	10
64	18370	10	128	18660	20	192	18370	20	256	18660	10

Anhang F

Bestimmung des Temperaturgradienten zwischen Quellsubstrat und Kaltkopf des Kryostaten

Wie in Kapitel 4 erläutert, wird als Quellsubstrat bei dem Mainzer Neutrinomassenexperiment HOPG (Highly Orientated Pyrolytic Graphite) verwendet. Das Graphitsubstrat wird nach einem in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen Verfahren mit einem Spezialkleber auf den Kaltkopf des Kryostaten geklebt. Die Oberfläche eines nach diesem Verfahren präparierten Quellsubstrates hat nach dem Einbau in den Kryostaten und Ausheizen der Quellapparatur einen Temperaturgradienten zum Kryostatkopf von $\Delta T = T_{\text{surface}} - T_{\text{cryostat}} \leq 0.2$ K. Dieser Wert gilt im Betrieb bei 1.9 K und normaler Raumtemperatureinstrahlung von vorne. Der Wert vergrößert sich in der Regel durch mehrmaliges Ausheizen der Quellapparatur, d.h. der Wärmekontakt über den Kleber wird wegen der unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten mit der Zeit immer schlechter.

Um das in Abschnitt 3.3 beschriebene Entnetzen des Tritiumfilmes während des Zeitraums der Quellpräparation (typisch 1 Stunde) sicher zu vermeiden ¹, sollte der Temperaturgradient 0.6 K nicht überschreiten. In dem Fall wäre die Temperatur der Substratoberfläche max. 2.5 K (Basistemperatur des Kaltkopfes 1.9 K) und der Entnetzungsvorgang würde mindestens einige Tage dauern [Fle98].

Mit Hilfe von Desorptionsratenmessungen kann die Temperatur der Substratoberfläche und damit der Temperaturgradient zum Kaltkopf bestimmt werden. Im Rahmen

¹Während der Quellpräparation erhält der Kryostat Raumtemperatureinstrahlung von vorne, es stellt sich ein Temperaturgradient zwischen Kaltkopf und Graphitoberfläche ein. In Meßposition, d.h. innerhalb des magnetischen Krümmers, sollte dieser Gradient verschwinden, da das Substrat dann eine Wärmestrahlung von maximal 4.2 K sieht.

einer Standardtritiummeßphase (siehe Anhang D) werden diese Messungen mit Deuterium vor jeder Tritiumquellpräparation durchgeführt. Das Verfahren ist in [Fle98] ausführlich beschrieben und soll hier nur kurz zusammengefaßt werden:

Nach dem Auffrieren von ca. 500 Å Deuterium bei einer Kryostattemperatur von 1.9 K wird die Temperatur des Kryostaten schrittweise erhöht, bis ein merkliches Abdampfen (Desorbieren) des Deuteriumfilmes beginnt. Typische Werte sind hier 4 bis 4.5 K. Bei konstant gehaltener Kryostattemperatur wird dann die Abnahme der Filmstärke pro Zeiteinheit gemessen.

Durch die Desorption der Deuteriummoleküle entsteht ein Teilchenstrom

$$\dot{N}(T) = j_{N,\text{Verd}}(T) \cdot A \quad . \quad (\text{F.1})$$

Dabei ist \dot{N} die Desorptionsrate in Teilchen/s, $j_{N,\text{Verd}}$ die Verdampfungsstromdichte, A die Substratfläche und T die Temperatur des Deuteriumfilms mit $T = T_{\text{substrate}}$. Ellipsometrisch gemessen wird die zeitliche Änderung der Filmstärke $\dot{d}_0(T)$, die mit der Desorptionsrate \dot{N} folgendermaßen zusammenhängt:

$$\dot{d}_0(T) = \dot{N}(T) \frac{V_{\text{mol}}}{AN_{\text{A}}} \quad (\text{F.2})$$

V_{mol} ist das molare Volumen ($= 19.95 \pm 0.04 \text{ cm}^3/\text{mol}$ bei 4.2 K [Sil80]) und N_{A} die Avogadro-Konstante. Einsetzen von Glg. F.1 in F.2 liefert die Beziehung

$$\dot{d}_0(T) = j_{N,\text{Verd}}(T) \frac{V_{\text{mol}}}{N_{\text{A}}} \quad (\text{F.3})$$

die unabhängig von der Substratfläche A ist. Für die Verdampfungsstromdichte gilt nach [Wut89]:

$$j_{N,\text{Verd}}(T) = \sigma \frac{p_{\text{S}}(T)}{k_{\text{B}}T} \sqrt{\frac{8k_{\text{B}}T}{\pi M}} \quad (\text{F.4})$$

mit dem Kondensationskoeffizienten σ , dem Sättigungsdampfdruck $p_{\text{S}}(T)$ und der Molekülmasse M . Nach [Lee72] gilt für den Sättigungsdampfdruck von Deuterium im Bereich von 3.5 bis 5.2 K:

$$p_{\text{S}}(T) = 1.75 \cdot 10^4 \sqrt{T} \cdot \exp(-145/T) \text{ Torr.} \quad (\text{F.5})$$

Mit Hilfe der Gleichungen F.3 bis F.5 läßt sich nun die zeitliche Änderung der Deuteriumfilmstärke $\dot{d}_0(T)$ als Funktion der Filmtemperatur $T = T_{\text{substrate}}$ berechnen. Da gilt $T_{\text{substrate}} = \Delta T + T_{\text{cryostat}}$, kann man auch $\dot{d}_0(T)$ als Funktion von T_{cryostat} für verschiedene Temperaturgradienten ΔT auftragen. Abbildung F.1 zeigt das Ergebnis dieser Rechnung.

Durch Vergleich der gemessenen Desorptionsrate mit der Kurvenschar läßt sich der Temperaturgradient zwischen Quellsubstrat und Kryostatkaltkopf genauer als 0.05 K bestimmen.

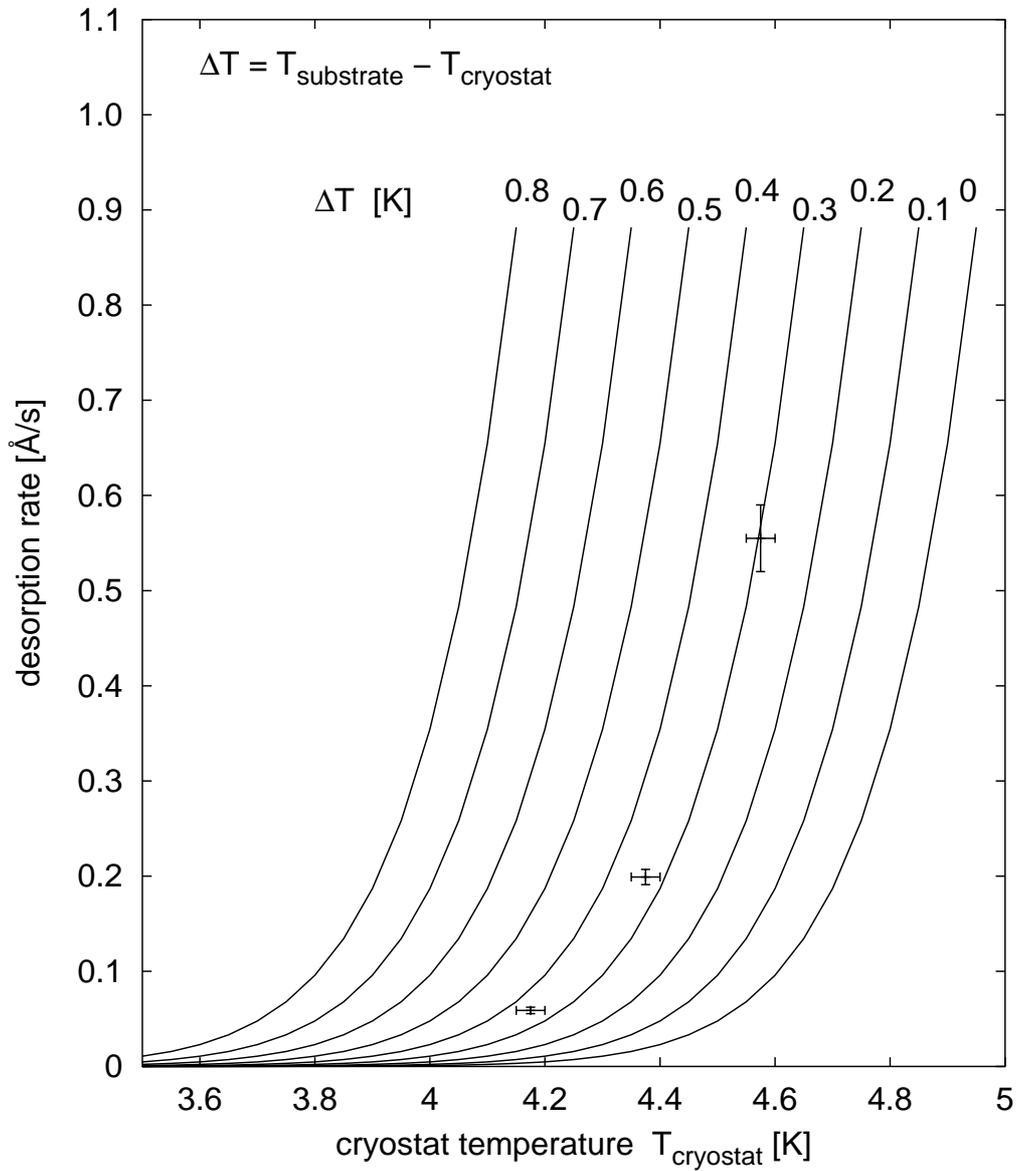


Abbildung F.1: Bestimmung des Temperaturgradienten ΔT zwischen Quellsubstrat und Kryostatkaltkopf. Dargestellt ist abhängig vom Parameter ΔT die Desorptionsrate $\dot{d}_0(T)$ eines auf dem Quellsubstrat schockkondensierten Deuteriumfilms als Funktion der gemessenen Kryostattemperatur T_{cryostat} . Die Fehlerkreuze repräsentieren eine Desorptionsratenmessung. In diesem Beispiel beträgt der Temperaturgradient etwa 0.3 K.

Literaturverzeichnis

- [Ase00] V.N. Aseev, A.I. Belesev, A.I. Berlev, E.V. Geraskin, O.V. Kazachenko, Yu.E. Kuznetsov, V.M. Lobashev, R.P. Ostroumov, N.A. Titov, S.V. Zadorozhny, Yu.I. Zakharov, J. Bonn, B. Bornschein, L. Bornschein, E.W. Otten, M. Przyrembel, Ch. Weinheimer, A. Saenz, Eur. Phys. J. **D10** (2000) 39
- [Ath95] C. Athanassopoulos et al., Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 2650
- [Azz88] R.M.A. Azzam & N.M. Bashara, Ellipsometry and Polarized Light, North-Holland Verlag, 1988
- [Bac96] H. Backe, H. Barth, A. Bleile, J. Bonn, B. Degen, L. Fleischmann, M. Gundlach, E.W. Otten, M. Przyrembel, Ch. Weinheimer, Proc. XVII Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Neutrino 96, Helsinki/Finnland, June 1996, World Scientific/Singapore
- [Bar91] H. Barth, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1991
- [Bar96] H. Barth, persönliche Mitteilung
- [Bar97] H. Barth, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1997
- [Bar98a] R. Barate et al., Eur. Phys. Jour. **C2** (1998) 395
- [Bar98b] H. Barth, L. Bornschein, B. Degen, L. Fleischmann, M. Przyrembel, H. Backe, A. Bleile, J. Bonn, D. Goldmann, M. Gundlach, O. Kettig, E.W. Otten, G. Tietze, Ch. Weinheimer, P. Leiderer, O. Kazachenko and A. Kovalik, Prog. Part. Nucl. Phys. **40** (1998) 353
- [Bel95] A.I. Belesev et al., Physics Letters **B350** (1995) 263
- [Boe92] F. Boehm und P. Vogel, Physics of Massive Neutrinos, 2nd ed., Cambridge University Press, 1992
- [Bon99] J. Bonn, L. Bornschein, B. Degen, E.W. Otten, Ch. Weinheimer, NIM **A421** (1999) 256
- [Bor85] S. Boris et al., Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 2019
- [Bor01] L. Bornschein, Inst. f. Physik, Dissertation in Vorbereitung

- [Bük71] H.Büker, Theorie und Praxis der Halbleiterdetektoren für Kernstrahlung, Springer, Berlin, 1971
- [Cam85] J.L.Campell et al., Nucl. Instr. Meth. **B9** (1985) 71
- [Con96] R.N.J. Conradt, Dissertation, Universität Konstanz, 1996
- [Cou98] N. Couchoud, Research practice course, second Year of MIP, Universität Mainz, 1998
- [Deb88] K. Debertin und R.G. Helmer, Gamma- and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors, Elsevier Science Publishers B.V., 1988
- [Die00] DARK 2000, Heidelberg, Vortrag von A. Dietz, Juli 2000
- [Don00] Long Baseline News, Juli 2000, <http://hepunix.rl.ac.uk/minos/longbnews/0007.html>
- [Edl87] Th. Edling, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1987
- [Eit00] K. Eitel, New Jour. Phys. **2** (2000) 1
- [Ell87] S.R. Elliot et al., Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 2020
- [Eur96] Specification Sheet No B1256, Eurisys Meßtechnik GmbH, Deutschland, 1996
- [Eva55] R.D.Evans, The Atomic Nucleus, McGraw-Hill Book Company, 1955
- [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
- [Fis88] H. Fischer, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1988
- [Fle92] L. Fleischmann, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1992
- [Fle94] L. Fleischmann, persönliche Mitteilung, 1994
- [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
- [Fri86] M. Fritschi et al., Phys. Lett. **B173** (1986) 485
- [Fro93] P. Froelich et al., Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 2871
- [Fuk98] Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562
- [Fuk99] Y. Fukuda et al., Phys. Lett. **B467** (1999) 185

- [Gei64] J. Geiger, Z. Phys. **181** (1964) 413
- [Git84] F.T. Gittes and M. Schick, Phys. Rev. **B30**, (1984) 209
- [Gol95] D. Goldmann, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1995
- [Gre69] D.L. Greenaway and G. Harbeke, Phys. Rev. **178** (1969) 1340
- [Gri88] Grimsehl, Lehrbuch der Physik, Band 4, 17. Auflage, Teubner Verlagsgesellschaft, 1988
- [Gro92] J.U. Grooß, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1992
- [Hai90] R. Haid, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1990
- [Hol92] E. Holzschuh et al., Physics Letters **B287** (1992) 381
- [Iss83] J.-P. Issi et al., Phys. Rev. **B27** (1983) 1333
- [Jac82] J.D. Jackson, Klassische Elektrodynamik, W. de Gruyter, Berlin 1982
- [Jam94] F. James, MINUIT – Function Minimization and Error Analysis, Reference Manual, CERN Geneva, 1994
- [Jon96] S. Jonsell and H.J. Monkhorst, Phys. Rev. Lett **76** (1996) 4476
- [Jon99] S. Jonsell et al., Phys. Rev. **C60** (1999) 34601
- [Kaw91] H. Kawakami et al., Physics Letters **B256** (1991) 105
- [Ket94] O. Kettig, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1994
- [Kit88] C. Kittel, Einführung in die Festkörperphysik, Oldenburg Verlag, 1988
- [Kol88] W. Kolos et al., Phys. Rev. **A37** (1988) 2297
- [Kra00] Ch. Kraus, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2000
- [Kub92] G. Kube, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1992
- [Lat95] Rod Latham (Editor), High Voltage Vacuum Insulation, Acad. Press, 1995
- [Led78] C.M. Lederer, J.M. Hollander, I. Perlmann, Table of Isotopes, J. Wiley & Sons, New York, 1978
- [Lee72] H.J. Lee, J. Vac. Sci. Technol. **9** (1972) 257
- [Lei92] P. Leiderer and U. Albrecht, Jour. Low Temp. Phys. **89** (1992) 219
- [Lev88] A.A. Levchenko and L.P. Mezhov-Deglin, JETP Lett. **48** (1988) 442
- [Liu73] J.W. Liu, Phys. Rev. **A7** (1973) 103
- [Lob96] V.M. Lobashev et al., Proc. XVII Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Neutrino 96, Helsinki/Finnland, June 1996, World Scientific/Singapore

- [Lob97] V.M. Lobashev, Vortrag beim Workshop on Weak Interaction and Neutrinos, Capri, Italy, 1997 (Kopie einer Vortragsfolie)
- [Lob99] V.M. Lobashev et al., Phys. Lett. **B460** (1999) 227
- [Loe88] Th. Loeken, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1988
- [Lub80] V.A. Lubimov et al., Phys. Lett. **B94** (1980) 266
- [Man97] V.G. Manzhelii and Y.A. Freiman (Editoren), Physics of Cryocrystals, AIP Press, 1997
- [Mey87] H. Meyer, Can. J. Phys. **65** (1987) 1453
- [Mig77] A.B. Migdal, Qualitative Methods in Quantum Theory, W.A. Benjamin Inc., London, Prog.Lib.
- [Mue87] K.H. Müller, Surf. Sci. **184** (1987) L 375
- [Ott94] E.W. Otten, Proc. XVI Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Neutrino 94, Eilat, Israel, 1994, World Scientific/Singapore
- [Pag72] L. Pages et al., Atomic Data **4** (1972) 1
- [Par94] Particle Data Group, Phys. Rev. **D50** (1994), Review of Particle Properties, Part 1
- [Par98] Particle Data Group, Eur. Phys. J. **C3** (1998) 1
- [Par00] Particle Data Group, Eur. Phys. J. **C15** (2000) 1
- [Pau30] W. Pauli, Brief 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
- [Pen65] A.A. Penzias und R.W. Wilson, Astrophys. J. **142** (1965) 419
- [Pic90] A. Picard, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1990
- [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
- [Pic92b] A. Picard, H. Backe, J. Bonn, B. Degen, R. Haid, A. Hermanni, P. Leiderer, A. Osipowicz, E.W. Otten, M. Przyrembel, M. Schrader, M. Steininger and Ch. Weinheimer, Z. Phys. **A342** (1992) 71
- [Pie83] S. Pießlinger-Schweiger, Chemie-Technik, Sonderdruck 12 (1983) Heft 4, Hüthig Verlag, Heidelberg
- [Prz89] M. Przyrembel, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1989

- [Prz95] M. Przyrembel, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1995
- [Rei59] F. Reines, C.L. Cowan, Phys. Rev. **113** (1959) 273
- [Rob91] R.G.H. Robertson et al., Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 957
- [Sae99] A. Saenz, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching, persönliche Mitteilung
- [Sae00] A. Saenz et al., Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 242
- [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, in Vorbereitung
- [Sil80] I. Silvera, Rev. Mod. Physics, **52** (1980) 393
- [Sim81] J.J. Simpson, Phys. Rev. **D23** (1981) 649
- [Sto95] W. Stoeffl et al., Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 3237
- [Tit94] G. Titze, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1994
- [Tur99] M.S. Turner, astro-ph/9912211
- [Ulr00] H. Ulrich, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2000
- [Wea81] R.C. Weast (Editor), Handbook of Chemistry and Physics, CRC-Press, 60th. edition
- [Wei89] Ch. Weinheimer, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1989
- [Wei92] Ch. Weinheimer et al., Nucl. Instr. Meth. **A311** (1992) 273
- [Wei93a] Ch. Weinheimer, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1993
- [Wei93b] Ch. Weinheimer, M. Przyrembel, H. Backe, H. Barth, J. Bonn, B. Degen, Th. Edling, H. Fischer, L. Fleischmann, J.U. Grooß, R. Haid, A. Hermanni, G. Kube, P. Leiderer, Th. Loeken, A. Molz, R.B. Moore, A. Osipowicz, E.W. Otten, A. Picard, M. Schrader and M. Steininger, Physics Letters **B300** (1993) 210
- [Wei97] Ch. Weinheimer, CONTROL-Programm, 1997-2000
- [Wei99] Ch. Weinheimer, B. Degen, A. Bleile, J. Bonn, L. Bornschein, O. Kazachenko, A. Kovalik, E.W. Otten, Phys. Lett. **B460** (1999) 219
- [Wei00] Ch. Weinheimer, Habilitation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2000
- [Wil87] J.F. Wilkerson et al., Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 2023
- [Wut89] M. Wutz, H. Adam, W. Walcher, Theory and Practice of Vacuum Technology, Vieweg Verlag, 1989