

BESTIMMUNG DER
TRITIUMFLUSSREDUKTION EINER
TRITIUM-ARGON-FROSTPUMPE FÜR
DAS NEUTRINOMASSEN-
EXPERIMENT KATRIN

Michael Sturm

Diplomarbeit

bei Prof. Dr. G. Drexlin
Institut für experimentelle Kernphysik

Korreferent Prof. Dr. J. Blümer
Institut für experimentelle Kernphysik

AN DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK
DER UNIVERSITÄT KARLSRUHE

15. JANUAR 2007

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das KATRIN-Experiment	11
2.1	Die Tritiumzerfallsexperimente	11
2.1.1	Das Tritium- β -Spektrum und die Neutrinomasse	11
2.1.2	Der allgemeine Aufbau	12
2.1.3	Das MAC-E-Filter	13
2.2	Das KATRIN-Experiment	16
2.2.1	Die Tritiumquelle	17
2.2.2	Energieanalyse und Elektronennachweis	19
2.2.2.1	Das Spektrometersystem	19
2.2.2.2	Der Detektor	19
2.2.3	Das Transportsystem	21
2.2.3.1	Die Aufgaben des Transportsystems	21
2.2.3.2	Die kryogene Pumpstrecke (CPS)	21
3	Das TRAP-Experiment	25
3.1	Das Prinzip von TRAP	25
3.2	Der allgemeine Aufbau von TRAP	26
3.3	Das Nachweissystem von TRAP	30
3.3.1	Überblick über das Nachweissystem	30
3.3.2	Das Massenspektrometer	34

3.3.3	Der Halbleiterdetektor	34
3.3.3.1	Die PIN-Diode	37
3.3.3.2	Kühlung und Halterung des Detektors	38
3.3.3.3	Die Elektronik und das Datenaufnahmesystem des Detektors	38
3.3.3.4	Die Kalibrierung des Detektors	41
3.3.3.5	Der Magnet	44
4	Tritiummessungen mit TRAP	45
4.1	Überblick über die Messungen	45
4.2	Ablauf der Messungen	47
4.3	Auswertung der Messung	49
4.3.1	Die Massenspektrometerdaten	51
4.3.2	Auswertung der Detektordaten	53
4.3.2.1	Tritiumnachweis mit dem Detektor	55
4.3.2.2	Zeitabhängigkeit der Signalrate am Detektor	59
4.3.3	Bestimmung des Tritiumrückhaltevermögens von TRAP	61
5	Monte-Carlo-Simulation des Nachweissystems	63
5.1	Einführung	63
5.2	Die Physik der Simulation	64
5.2.1	Bewegung von Elektronen im Magnetfeld	64
5.2.2	Wechselwirkungen von Elektronen mit Materie	65
5.2.3	Elektronennachweis mit dem Detektor	69
5.3	Implementierung der Physik in die Simulation	70
5.3.1	Modellierung der Geometrie des Nachweissystems	71
5.3.2	Bahnverfolgung von Elektronen	75
5.3.2.1	Bahnverfolgung im Magnetfeld	75
5.3.2.2	Bahnverfolgung ohne Magnetfeld	77
5.3.3	Simulation der Detektorantwort	77
5.3.4	Fehlerbetrachtungen der Simulation	79
5.4	Ergebnisse der Simulation	83
5.5	Der Tritiumrückhaltefaktor von TRAP	87

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	iii
6 Zusammenfassung und Ausblick	91
A Fließbild von TRAP	99
B Schaltpläne der Detektorelektronik	101
C Technische Daten des Massenspektrometers	107
D Schematische Ansicht der Detektorkühlung	109
E Energiekalibrierung des Detektor	111
F Vergoldung des Nachweissystems	113
G Programmablaufpläne der Simulation	115

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die hierarchische und die degenerierte Massenskala	6
2.1	Das Energiespektrum der Elektronen aus Tritium- β -Zerfällen. . .	13
2.2	Ergebnisse von Tritiumzerfallsexperimenten	14
2.3	Prinzip eines MAC-E-Filters	15
2.4	Der Aufbau von KATRIN	17
2.5	Schematischer Aufbau der fensterlosen gasförmigen Tritiumquel- le (WGTS)	18
2.6	Das Spektrometersystem von KATRIN	20
2.7	Das Quell- und Transportsystem von KATRIN	21
2.8	Mögliche Migration von Tritium durch die kryogene Pumpstrecke	23
2.9	Designvorschlag der CPS	23
3.1	Schematischer Aufbau des TRAP-Experiment	27
3.2	Fließbild des TRAP-Experiments	28
3.3	Experimenteller Aufbau von TRAP seit September 2006	29
3.4	Aufbau des TRAP-Nachweissystems	31
3.5	Aufsicht auf das Nachweissystem von TRAP	32
3.6	unterschiedlich stark ausgeprägtes Rauschen	36
3.7	Schema des TRAP-Detektors und der Elektronik	36
3.8	ORTEC PIN-Diode Typ BU-014-300-500	37
3.9	Die demontierte PIN-Diode, der Keramikträger und der kera- mische Abstandshalter	39

3.10	auf der Halterung montierte PIN-Diode und der Keramikträger	39
3.11	Die Kühlung des Detektors	40
3.12	IPE-316/4/6 Front End Hybrid	41
3.13	Mit dem Detektor gemessenes Molybdän-Spektrum	43
3.14	Kalibrierung des Pulsers	43
3.15	Nachweissystem mit magnetische Flusslinien die den Detektor schneiden	44
4.1	Druckverlauf im Tritiumeinlassbehälter während des Tritiumeinlasses bei TRAP Run#6	48
4.2	Aufteilung der ausgehenden Flussrate	50
4.3	Zeitlicher Verlauf des Partialdrucks von DT im Nachweissystem	52
4.4	Integrales Tritium-Spektrum, gemessen während Run#6	56
4.5	Differenzzeiten aller mit dem Detektor registrierten Ereignisse .	57
4.6	Regeneration des Detektors	58
4.7	Zeitlicher Verlauf der Signalrate bei ausgeschaltetem Führungsmagnetfeld im Energiefenster 6 - 20 keV	60
4.8	Zeitlicher Verlauf der Signalrate bei angeschaltetem Führungsmagnetfeld im Energiefenster 6 - 20 keV angeschaltetem Führungsmagnetfeld	60
5.1	Reflexion eines geladenen Teilchens an einem Gebiet großer magnetischer Feldstärke	66
5.2	Rückstreuoeffizient als Funktion der Ordnungszahl	67
5.3	Energieverteilung rückgestreuter Elektronen	68
5.4	Winkelverteilung rückgestreuter Elektronen	68
5.5	Berechnetes Tritiumspektrum	72
5.6	Projektionen in Richtung der y- und der x-Achse des simulierten Nachweissystems	73
5.7	Energieverteilung rückgestreuter Elektronen an Silizium	80
5.8	Maximale Abweichung der Energie während einer Bahnverfolgung.	82
5.9	Maximale Abweichung des axialen Drehimpulses während einer Bahnverfolgung.	82

5.10	Integrales Tritium-Spektrum, gemessen während Run#6	84
5.11	Für den Detektor sichtbare Gebiete des Nachweissystems	85
5.12	Anteil der Elektronen von Tritiumzerfällen auf den Wänden, die ohne Magnetfeld den Detektor erreichen.	86
5.13	Zeitlicher Verlauf der Detektorkontamination während des Tri- tiumeinlasses von Run#6.	88
5.14	Zeitlicher Verlauf der Wandkontamination während des Tritiu- meinlasses von Run#6.	89
A.1	Fließbild von TRAP	100
B.1	Elektrisches Schaltbild der ersten Vorverstärkerstufe	102
B.2	Steckanschluss Außenluftseite CABURN Feedthrough C9KIT-C16103	
B.3	Elektrisches Schaltbild des Keramiksubstrats	104
B.4	Anordnung der Bauteile auf dem Hybrid	105
C.1	Technische Zeichnung des verwendeten Massenspektrometers . .	108
D.1	Schematische Ansicht der Detektorkühlung	109
E.1	zeitlicher Verlauf der Energiekalibrierung für 6 keV und 20 keV .	111
G.1	Programmablauf des Hauptprogramms der Simulation	116
G.2	Programmablauf der Bahnverfolgung mit Magnetfeld	117
G.3	Programmablauf der Simulation der Detektorantwort	118

Tabellenverzeichnis

1.1	Die 12 fundamentalen Fermionen des Standardmodells	1
3.1	Energien der K_α -Linien der verwendeten Austrittsfenster der Röntgenstrahlungsquelle (aus [XRD01])	42
4.1	Parameter der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messphasen mit TRAP.	46
4.2	Energiekalibrierung des Detektors	54

Kapitel 1

Einleitung

Neutrinos sind elektrisch neutrale Leptonen, die weder der elektromagnetischen noch der starken Wechselwirkung unterliegen. Obwohl Neutrinos die zweithäufigsten Teilchen im Universum sind, ist relativ wenig über sie bekannt. Ursache dafür ist die mit dem kleinen Wirkungsquerschnitt der schwachen Wechselwirkung verbundene schwierige experimentelle Nachweisbarkeit der Neutrinos. Bekannt sind drei unterschiedliche Neutrinosorten: das Elektronneutrino ν_e , das Myonneutrino ν_μ und das Tauneutrino ν_τ [Yao06].

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik umfasst die vereinheitlichte Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung und der Quantenchromodynamik. Im Standardmodell gibt es - neben den Austauschbosonen - Quarks und Leptonen als elementare Fermionen. Diese werden in drei „Familien“ oder „Generationen“ angeordnet. Die Partner des ν_e ist das Elektron, der des ν_μ das Myon und der des ν_τ das Tauon. Zu jedem Fermion gibt es das entsprechende Antifermion mit gleicher Masse, aber entgegengesetzter Ladung, Farbe und dritter Komponente des schwachen Isospins. Tabelle 1.1 gibt einen Überblick über die 12 fundamentalen Fermionen.

Tabelle 1.1: Die 12 fundamentalen 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	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$

1930 postulierte Wolfgang Pauli das Neutrino, da sich das kontinuierliche Energiespektrum des β -Zerfalls als Zweikörperproblem nicht in Einklang mit Energie- und Drehimpulserhaltung bringen lässt. Dadurch konnte der β -Zerfall als Dreikörperproblem beschrieben werden und der scheinbare Widerspruch zur Energie- und Drehimpulserhaltung war gelöst [Pau30].

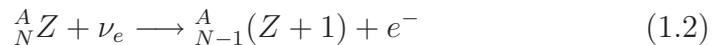
Enrico Fermi griff diese Idee in seiner Theorie des Kern- β -Zerfalls auf und benannte das ursprünglich von Pauli Neutron getaufte Teilchen in „Neutrino“ um. In dieser (heutigen) V-A-Theorie wird das Neutrino als masseloses Teilchen betrachtet.

Nach Paulis Postulierung sollten allerdings noch 26 Jahre vergehen, ehe 1956 Neutrinos - genauer Elektronantineutrinos - erstmals experimentell durch Reines und Cowan am Reaktor nachgewiesen werden konnten ([Rei59]). Dabei wurde der inverse β -Zerfall des Neutrons ausgenutzt:



Das Standardmodell der Teilchenphysik ging bis vor kurzem davon aus, dass Neutrinos masselose Teilchen sind, da die experimentell gewonnenen Daten damit verträglich waren. Eine nichtverschwindende Neutrinomasse ermöglicht Neutrinooszillationen. Diese Idee wurde erstmals 1958 von Pontecorvo entwickelt. Erste experimentelle Anzeichen einer nichtverschwindenden Neutrinomasse lieferten Experimente, die den Fluss der solaren Neutrinos auf die Erde untersuchten:

- Das Homestake-Experiment, das von 1970 - 1994 Daten nahm, wies ein Defizit des gemessenen Flusses der solaren Elektroneneutrinos ν_e gegenüber der Erwartung nach. Mit dem Gallex (**G**allium **E**xperiment)/GNO und dem SAGE(**S**oyjet **A**merican **G**allium **E**xperiment)-Experiment wurde ebenfalls ein Defizit der solaren ν_e gemessen. Homestake, Gallex/GNO und SAGE nutzen radiochemische Methoden zum Nachweis der Elektroneneutrinos. Zum Nachweis wird der Neutrinoeinfang verwendet:



Bei Homestake wurde das Chlorisotop ${}^{37}\text{Cl}$ in Form von 615 t Perchlorethylen (C_2Cl_4) als Target verwendet. Gallex/GNO und SAGE verwendeten zum Nachweis das Galliumisotop ${}^{71}\text{Ga}$. Die radiochemischen Experimente können nur Elektroneneutrinos ν_e nachweisen. Mit diesen Experimenten wurde ein Defizit der solaren ν_e von einem Faktor 2-3 gemessen. [Dav94, Ham99, Alt00, Abd04].

- Die Kamiokande-Experimente (Kamiokande I-III und Super-Kamiokande) weisen Neutrinos über die elastische Neutrino-Elektronstreuung nach [Fuk96]:



Prinzipiell werden mit der elastischen Neutrinostreuung alle drei Neutrino-Flavors nachgewiesen werden. Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von ν_τ bzw. ν_μ an Elektronen ist jedoch um einen Faktor 7 kleiner als für die Streuung von ν_e an Elektronen, so dass eigentlich nur Elektroneneutrinos nachgewiesen werden. Als Detektor dient ein von Photomultipliern umgebener großvolumiger Wassertank. Nachgewiesen wird die von den rückgestoßenen Elektronen ausgesandte Cherenkov-Strahlung. Mit dem (Super-)Kamiokande-Experiment wurden nur etwa 40% des erwarteten Flusses der solaren Elektroneutrinos nachgewiesen. Ein Vorteil eines Cherenkov-Experiments gegenüber den radiochemischen Experimenten ist, dass Energie und Richtung der nachgewiesenen Neutrinos rekonstruierbar sind, und so sichergestellt ist, dass die nachgewiesenen Neutrinos solaren Ursprungs sind. [Fuk96, Fuk99]

Die Lösung dieses „solaren Neutrinoproblems“ erfolgte durch neuere Experimente:

- Das SNO-Experiment (**Sudbury Neutrino Observatory**) benutzt 1000 t schweres Wasser D_2O als Target, das in einem Acryltank eingefasst ist. In schwerem Wasser ist der Nachweis von Neutrinos durch drei unterschiedliche Reaktionen möglich [SNO02]:

1. Elektron-Neutrino-Streuung (elastic scattering (es))



2. geladene schwache Ströme (charged current (cc))



3. neutrale schwache Ströme (neutral current (nc))



Die ersten beiden Nachweisreaktionen sind nur empfindlich auf Elektroneneutrinos. Diese bestätigten das Defizit der Elektroneneutrinos. Die Nachweisreaktion über neutrale schwache Ströme hingegen ist empfindlich auf alle drei Neutrino-Flavors. Mit dieser Reaktion wurde nachgewiesen, dass der nachgewiesene Gesamtfluss der solaren Neutrinos auf die Erde in Übereinstimmung mit dem anhand des Standardsonnenmodells vorhergesagten Fluss ist. [SNO02]

- Das in Japan befindliche KamLAND-Experiment (**K**amioka **L**iquid scintillator **A**nti-**N**eutrino **D**etector) weist Elektronantineutrinos aus Kernreaktoren nach. Als Nachweisreaktion dient hier der inverse β -Zerfall:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (1.7)$$

KamLAND weist ebenfalls weniger Elektronantineutrinos nach als erwartet. [Egu03]

Neutrinooszillationen: Durch den experimentellen Nachweis der Neutrinooszillation ist belegt, dass Neutrinos unterschiedliche Massen besitzen und somit nicht alle Massen verschwindend sind. Neutrinooszillationen lassen sich im Modell dadurch erklären, dass die Flavoreigenzustände $|\nu_\alpha\rangle$ mit $\alpha = e, \mu, \tau$ nicht identisch mit dem Masseneigenzuständen $|\nu_i\rangle$ mit $i = 1, 2, 3$ sind. Sie sind durch eine unitäre Transformation miteinander verknüpft. Formal lässt sich die leptonsche Mischung analog zur CKM-Mischung im Quarksektor aufstellen:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (1.8)$$

bzw.

$$|\nu_i\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i} |\nu_\alpha\rangle \quad (1.9)$$

Dabei ist U die sogenannte leptonsche Mischungsmatrix.

Der dominierende Oszillationskanal ist bei solaren Neutrinos die Oszillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$, wobei ν_x eine Linearkombination aus ν_μ und ν_τ ist ([Yao06]). Für den vereinfachten Fall von nur zwei Neutrino flavors lässt sich die Flavormischung schreiben als:

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

$$\begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

Für die Wahrscheinlichkeit, ein ursprüngliches ν_e mit kinetischer Energie E in einer Entfernung L als ν_μ anzutreffen erhält man so:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, L) = \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (1.12)$$

Neutrinooszillationsexperimente können nur die Differenz der Massenquadrate $\Delta m^2 = |m_i^2 - m_j^2|$ bestimmen. Sie können keine Aussage über die absolute

Massenskala machen.

Die Ergebnisse der solaren Neutrinoexperimente und des KamLAND-Experiments ergeben zusammen für die Differenz der Massenquadrate der Oszillation $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu,\tau}$ [Eid04]:

$$\Delta m_{\text{solar}}^2 = (8, 0_{-0,4}^{+0,6}) \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2/c^4 \quad (1.13)$$

Das Super-Kamiokande-Experiment bestimmte bei der Untersuchung der Oszillation atmosphärische Myoneneutrinos in Taueneutrinos für die Differenz der Massenquadrate bei der Oszillation $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ [Eid04]:

$$1,9 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4 < \Delta m_{\text{atm}}^2 < 3,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4 \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (1.14)$$

Die theoretischen Untersuchungen zur Generierung von Neutrinomassen liefern zwei unterschiedliche Massenmodelle:

- Die hierarchische Massenskala: Für die Massen gilt: $m_1 \ll m_2 \ll m_3$. Die Massen sind hierarchisch angeordnet und relativ klein ($< 0,2 \text{ eV}/c^2$ [Gel79, Yan78])
- Die quasi-degenerierte Massenskala: Für die Massen gilt: $m_1 \approx m_2 \approx m_3$. Die Massen liegen im Bereich $0,2 - 2 \text{ eV}/c^2$ [Rab97, Moh02].

In Abbildung 1.1 sind die unterschiedlichen Massenskalen dargestellt.

Neutrinos haben auch eine große Bedeutung in der Astrophysik und Kosmologie. Es gibt etwa eine Milliarde mal mehr Neutrinos als Baryonen als Überbleibsel des Urknalls. Sie könnten als heiße dunkle Materie in der Entwicklung großflächiger Strukturen im Universum eine wichtige Rolle gespielt haben.

Die Bestimmung der absoluten Masse der Neutrinos kann über direkte oder indirekte Meßprinzipien erfolgen. Die direkten Methoden kommen ohne weitere Modellannahmen aus, während die indirekten modellabhängig sind.

Indirekte Methoden umfassen:

- **Kosmologische Abschätzungen:** Massive Neutrinos erschweren die Bildung von Strukturen in einem „bottom-up“-Szenario im Universum und wirken sich auf das Spektrum der 2,7 K Hintergrundstrahlung sowie die Verteilung von Galaxien aus. Der Rückschluss von experimentellen Daten auf die Neutrinomasse durch kosmologische Beobachtungen ist möglich und sehr sensitiv, aber auch sehr modellabhängig. Als Obergrenze für die Masse des leichtesten Neutrinos wird $m_1 < 0,13 \text{ eV}$ (95% C.L.) und als Obergrenze der Summe der Massen aller Neutrinos $\sum m_{\nu} < 0,42 \text{ eV}/c^2$ (95% C.L.) angegeben. [Sel04]

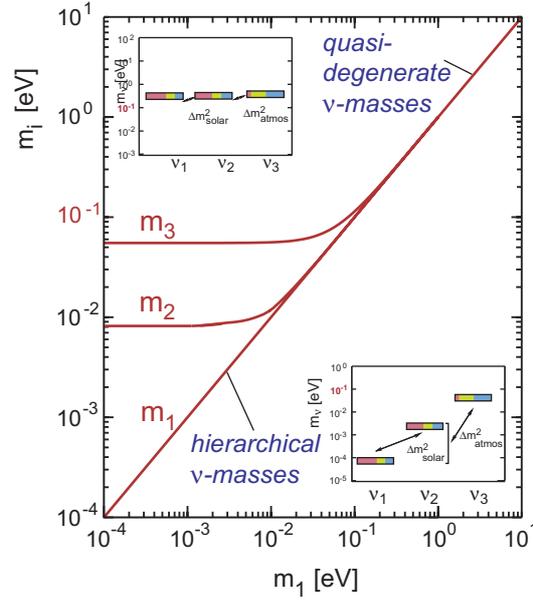


Abbildung 1.1: Die hierarchische und die degenerierte Massenskala von Neutrinos ([KAT04]). Dargestellt sind die Werte der drei Neutrinomassen m_1 , m_2 und m_3 als Funktion der leichtesten Masse m_1 .

- **Neutrinoloser Doppel- β -Zerfall:** Der Doppel- β -Zerfall ist ein Übergang zwischen Kernen gleicher Massenzahl A , der die Kernladung um Z um zwei Einheiten ändert. Er wird nur beobachtet, wenn der einfache β -Zerfall energetisch nicht möglich ist. Der Doppel- β -Zerfall kann sowohl als Doppel- β^+ - als auch als Doppel- β^- -Zerfall auftreten. Im Folgenden wird zur Vereinfachung nur der Doppel- β^- -Zerfall betrachtet. Der Zerfall kann unter Aussendung von zwei Elektronantineutrinos erfolgen, bei dem die Leptonenzahl L erhalten ist ($2\nu\beta\beta$):

$$(A, Z) \longrightarrow (A, Z + 2) + e^- + e^- + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_e \quad (1.15)$$

Im Gegensatz dazu verletzt der neutrinolose Doppel- β -Zerfall ($0\nu\beta\beta$)

$$(A, Z) \longrightarrow (A, Z + 2) + e^- + e^- \quad (1.16)$$

die Leptonenzahl L um zwei Einheiten ($\Delta L = 2$). Der neutrinolose Doppel- β -Zerfall ist nur unter folgenden Annahmen möglich:

1. Das Neutrino muss sein eigenes Antiteilchen sein ($\nu = \bar{\nu}$). Neutrinos müssen daher bei Beobachtung des neutrinolosen Doppel- β -Zerfalls Majorana-Teilchen sein.
2. Die beiden beim neutrinolosen Doppel- β -Zerfall virtuell ausgetauschten Neutrinos müssen eine gemischte Helizität besitzen, da das Neutrino am ersten Zerfallsvertex als linkshändiges Teilchen emittiert

und am zweiten als rechtshändiges Teilchen absorbiert wird. Dies ist nur für massebehaftete Neutrinos möglich.

Der neutrinolose Doppel- β -Zerfall unterscheidet sich vom „klassischen“ Doppel- β -Zerfall (Gleichung 1.15) durch die Form des Gesamtenergiespektrums der beim Zerfall entstehenden β -Elektronen. Wird der neutrinolose Doppel- β -Zerfall beobachtet, kann die Neutrinomasse aus der gemessenen Halbwertszeit bei bekanntem Kernmatrixelement bestimmt werden. Wird der neutrinolose Doppel- β -Zerfall nicht beobachtet, so kann man zumindest eine Obergrenze für die Neutrinomasse angeben, allerdings unter der Annahme, dass Neutrinos Majorana-Teilchen sind. Das Heidelberg-Moskau-Experiment meldete die Beobachtung des neutrinolosen Doppel- β -Zerfall von ^{76}Ge mit einem Konfidenzgehalt von $4,2\sigma$. und damit eine Neutrinomasse von [Kla04]:

$$m_{\nu_e} = 0,39 \text{ eV (95\% C.L.)} \quad (1.17)$$

Dieses Resultat konnte bis jetzt jedoch nicht von anderen Gruppen bestätigt werden, zukünftige Experimente wie GERDA und EXO-200 streben eine Überprüfung dieses bisher umstrittenen Resultats an.

Direkte Methoden sind:

- **Flugzeitmessungen:** Beim Prinzip der Flugzeitmessung wird die Zeit gemessen, die Neutrinos einer bestimmten Energie zum zurücklegen einer bestimmten Weglänge benötigen. Daraus kann dann die Masse bestimmt werden. Voraussetzung dafür ist die Gültigkeit der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (1.18)$$

Bei der Supernova SN1987A konnte eine solche Messung erstmals durchgeführt werden. Als obere Grenze für die Masse des Elektronneutrinos konnte so ein Wert von $m_\nu < 5,7 \text{ eV (95\% C.L.)}$ ermittelt werden [Yao06].

- **Untersuchung der Kinematik schwacher Zerfälle:** Bei der Untersuchung der Kinematik schwacher Zerfälle werden die geladenen Zerfallsprodukte gemessen.

Zur Bestimmung der Masse des Myonneutrinos ν_μ wurde der Pionzerfall am PSI untersucht:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{oder} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.19)$$

Zur Bestimmung der Masse des τ -Neutrinos ν_τ wurde der Zerfall des τ -Teilchens in 5 Pionen und ν_τ am LEP untersucht. Diese Untersuchungen ergaben folgende Obergrenzen für die Masse des Myonneutrinos, bzw des Tauneutrinos [Yao06]:

$$m_{\nu_\tau} < 18,2 \text{ MeV}/c^2 \quad (95\% \text{ C.L.}) \quad (1.20)$$

$$m_{\nu_\mu} < 190 \text{ keV}/c^2 \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (1.21)$$

Untersuchungen schwacher β -Zerfälle (z.B. Tritiumzerfall) ermöglichen die Bestimmung der Masse des Elektronneutrinos. Die bisher beste Obergrenze für die Neutrinomasse liefern die Experimente in Mainz und Troitsk, die eine Obergrenze von $2,2 \text{ eV}/c^2$ ergaben [Kra03, Lob03]. Durch die Resultate der Oszillationsexperimente ist eine direkte Bestimmung der Masse von ν_μ und ν_τ nicht nötig, da durch die Bestimmung der Masse des Elektronantineutrinos die allgemeine Massenskala festgelegt wird.

Die Neutrinophysik ist ein lebendiges Forschungsgebiet. 2002 erhielten Raymond Davis Jr. (Homestake) und Masatoshi Koshiba (Kamiokande) den Nobelpreis für Physik „für bahnbrechende Arbeiten in der Astrophysik, insbesondere für den Nachweis kosmischer Neutrinos“.¹ Die derzeit wichtigste offene Fragestellung der Neutrinophysik ist die Bestimmung der absoluten Massenskala der Neutrinos. Das Karlsruher Tritium-Neutrino-Experiment KATRIN ist ein Tritiumzerfallsexperiment der nächsten Generation. Es ist das Nachfolgeexperiment der Experimente in Mainz und Troitsk und befindet sich momentan im Aufbau. Ziel ist die Bestimmung der Masse des Elektronantineutrinos mit einer Sensitivität von $0,2 \text{ eV}/c^2$.

Die vorliegende Diplomarbeit entstand im Rahmen des KATRIN-Experiments, Zur Reduktion des Tritiumflusses aus der Tritiumquelle in die Spektrometer wird bei KATRIN eine kryogene Pumpstrecke verwendet.

Zum Test der kryogenen Pumpstrecke wurde das TRAP-Experiment (**T**ritium-**A**rgon-**F**rost**p**umpe) aufgebaut, das die kryogene Pumpstrecke nachbildet. Die Aufgabenstellung dieser Arbeit umfasste die Ermittlung des Reduktionsfaktors des Tritiumflusses durch die Kryofalle.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 wird das KATRIN-Experiment vorgestellt. Anschließend wird in Kapitel 3 der experimentelle Aufbau von TRAP dargestellt. In Kapitel 4 wird der allgemeine Ablauf einer Messphase

¹Sie teilten ihn sich mit Riccardo Giacconi, der ihn „für bahnbrechende Arbeiten in der Astrophysik, die zur Entdeckung von kosmischen Röntgenquellen geführt haben“ erhielt.

mit TRAP vorgestellt und die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Daten präsentiert. Kapitel 5 erläutert die im Rahmen dieser Arbeit erstellte Simulation von Tritiumzerfällen im Nachweissystem, die zum Schluss auf den Reduktionsfaktor anhand der experimentell gewonnenen Daten benötigt wird. Den Abschluss bildet die Zusammenfassung der Ergebnisse und ein Ausblick auf weitere Messungen mit TRAP in Kapitel 6.

Kapitel 2

Das KATRIN-Experiment

Im Nachfolgenden wird ein Überblick über Tritiumzerfallsexperimente, insbesondere das KATRIN-Experiment (**K**arlsruher **T**ritium **N**eutrino-**E**xperiment) gegeben. KATRIN ist ein Tritiumzerfallsexperiment zur Bestimmung der Masse des Elektronantineutrinos. In Abschnitt 2.1 wird eine Einführung in die Physik und Technik von Tritiumzerfallsexperimenten zur Bestimmung der Neutrinomasse gegeben und der allgemeine Aufbau eines Tritiumzerfallsexperimentes vorgestellt. In Abschnitt 2.2 werden der experimentelle Aufbau und die Anforderungen an das im Aufbau befindliche KATRIN-Experiment beschrieben.

2.1 Die Tritiumzerfallsexperimente

2.1.1 Das Tritium- β -Spektrum und die Neutrinomasse

Die Präzisionsmessung der Kinematik schwacher Zerfälle ermöglicht eine modellunabhängige direkte Massenbestimmung des Elektronantineutrinos. Dazu eignet sich besonders gut der β -Zerfall von Tritium (3H):



Die Bestimmung der Masse des Elektronantineutrinos erfolgt durch die Vermessung des Verlaufs des Energiepektrums der beim Zerfall entstehenden Elektronen. Das Energiespektrum der beim Zerfall entstehenden Elektronen lässt sich theoretisch mit Fermi's Goldener Regel berechnen [Alt03]:

$$\frac{d^2N}{dt dE} = A \cdot F(E, Z + 1) p(E + m_e) (E_0 - E) \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_\nu^2} \Theta(E_0 - E - m_\nu) \quad (2.2)$$

Dabei bezeichnet E die kinetische Energie des Elektrons, m_e die Masse des Elektrons, p den Impuls des Elektrons und m_ν die Masse des Elektronantineutrinos. E_0 bezeichnet die Endpunktsenergie. Die Fermifunktion $F(E, Z+1)$ berücksichtigt die Coulombwechselwirkung der Elektronen im Endzustand. Die Stufenfunktion $\Theta(E_0 - E - m_\nu c^2)$ berücksichtigt, dass ein Neutrino nur dann erzeugt werden kann, wenn die verfügbare Energie größer als seine Ruhemasse ist. Die Konstante A ist gegeben durch:

$$A = \frac{G_F^2}{2\pi^3 \hbar^7} \cos^2 \theta_C |M_{had}^2| \quad (2.3)$$

Dabei bezeichnet G_F die Fermikonstante, θ_C den Cabibbowinkel und M_{had} das hadronische Übergangsmatrixelement.

Zusätzlich muss noch berücksichtigt werden, dass sich das Hüllenelektron des entstehenden ${}^3\text{He}^+$ -Ions in einem angeregten Zustand befinden kann. Die Form des Spektrums ist daher eine gewichtete Summe der Einzelspektren 2.2 mit unterschiedlichen Endpunktsenergien. Das Energiespektrum lautet daher:

$$\frac{d^2 N}{dt dE} = A \cdot F(E, Z+1) p(E + m_e) \times \sum_i W_i (E_i - E) \sqrt{(E_i - E)^2 - m_\nu^2} \Theta(E_i - E - m_\nu) \quad (2.4)$$

Dabei ist W_i die Wahrscheinlichkeit, dass das Elektron in einem angeregten Zustand mit Anregungsenergie V_i endet. $E_i = E_0 - V_i$ bezeichnet die Endpunktsenergie der Zerfälle in die angeregten Zustände. Weitere Effekte (Rotation, Vibration) entstehen beim Zerfall molekularen Tritiums.

Die Fermi-Funktion $F(E, Z+1)$ und das Matrixelement M_{had} hängen nicht von m_ν ab. M_{had} ist zudem unabhängig von E , da der Tritiumzerfall übererlaubt ist. Der Einfluss von m_ν^2 macht sich nur nahe am Endpunkt des β -Spektrums bei $E \approx E_0$ bemerkbar. Hier ist die Zählrate extrem klein. Bei Tritium liegt z.B. nur ein Bruchteil von $\approx 2 \cdot 10^{-13}$ aller Zerfälle im Energiebereich von 1 eV/ c^2 unterhalb der Endpunktsenergie.

In Abbildung 2.1 ist der Einfluss einer nichtverschwindenden Neutrinomasse auf die Form des Spektrums dargestellt. Daraus folgt, dass Tritiumzerfallsexperimente zur Bestimmung der Neutrinomasse sowohl eine starke Tritiumquelle als auch ein Spektrometer mit einer sehr guten Auflösung (im eV-Bereich) benötigen.

2.1.2 Der allgemeine Aufbau

Die Tritiumzerfallsexperimente der letzten Generation haben prinzipiell alle den gleichen Aufbau. Sie bestehen aus vier Hauptkomponenten:

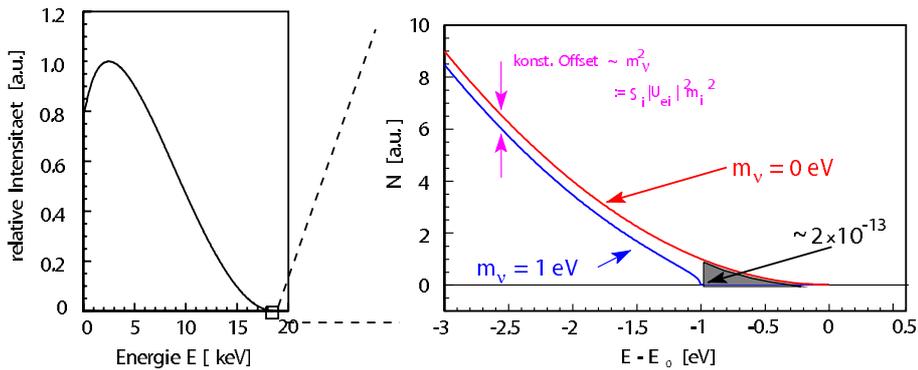


Abbildung 2.1: Das Energiespektrum der Elektronen aus Tritium- β -Zerfällen. In (a) dargestellt ist das komplette Energiespektrum der Elektronen aus Tritium- β -Zerfällen. In (b) ist der Verlauf des Spektrums für eine verschwindende Neutrinomasse $m_\nu = 0$ eV und für eine Neutrinomasse $m_\nu = 1$ eV dargestellt. Die Neutrinomasse macht beeinflusst die Form des Spektrum knapp unterhalb der Endpunktsenergie E_0 .

- Eine Tritiumquelle, die die Zerfallselektronen bereitstellt.
- Ein Transportsystem, das für den Transport der Zerfallselektronen in das Spektrometer zuständig ist.
- Ein Spektrometer, das als Energiefilter fungiert.
- Ein Detektor, der die Elektronen zählt, die das Spektrometer passiert haben.

Die vier Hauptkomponenten werden im Abschnitt 2.2 am Beispiel des KATRIN-Experiments näher erläutert.

Abbildung 2.2 gibt einen Überblick über die Ergebnisse einer Reihe bereits durchgeführter Tritiumzerfallsexperimente. Die Steigerung der Sensitivität der Tritiumzerfallsexperimente in Mainz und Troitsk konnte nur durch die Verwendung eines sogenannten MAC-E-Filters¹ als Spektrometer erreicht werden.

2.1.3 Das MAC-E-Filter

Bei den Experimenten in Mainz und Troitsk kam ein neuer Typ von elektrostatischen Spektrometern zum Einsatz: das MAC-E-Filter. Ein MAC-E-Filter zeichnet sich durch eine hohe Raumwinkelakzeptanz und eine hohe Energieauflösung aus.

¹Magnetic Adiabatic Collimation with an Electrostatic Filter

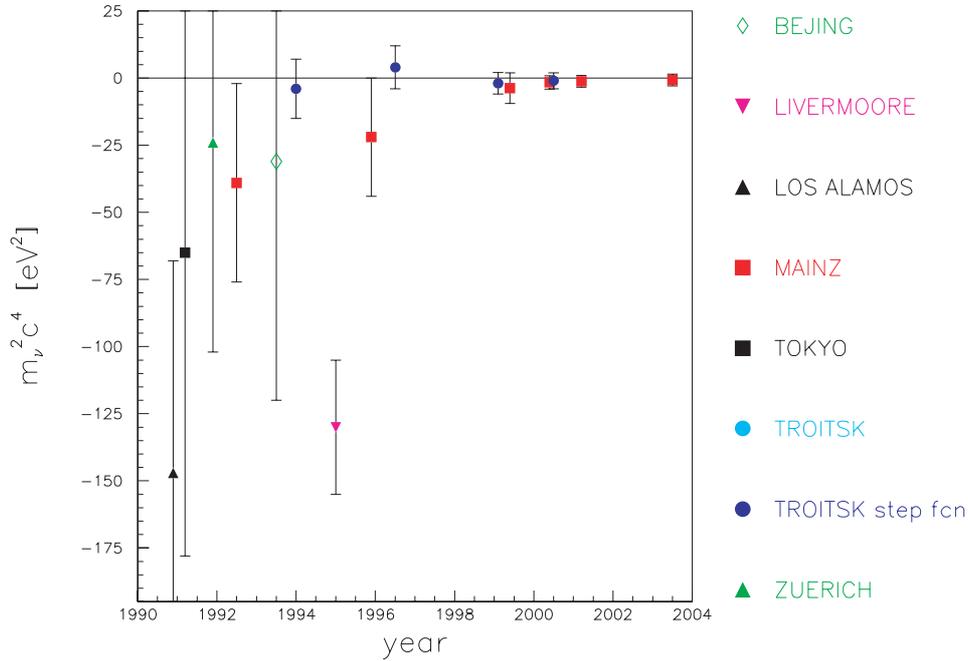


Abbildung 2.2: Ergebnisse von Tritiumzerfallsexperimenten ([KAT04]). Dargestellt sind die Resultate vergangener Tritiumzerfallsexperimente auf die Observable $m_\nu^2 c^4$. Bei den Experimenten in Livermoore, Los Alamos, Tokyo und Zürich verwendeten magnetische Spektrometer. In Mainz und Troitsk wurde mit elektrostatischen Spektrometern (MAC-E-Filter) gemessen. Ebenso wurde das Problem der negativen Massenquadrate m_ν^2 durch besseres Verständnis systematischer Effekte und besseren experimentellen Aufbauten gelöst.

In Abbildung 2.3 ist schematisch ein MAC-E-Filter dargestellt. Zwei Magnete erzeugen ein inhomogenes Führungsmagnetfeld für die Elektronen. Der akzeptierte Raumwinkel beträgt maximal 2π . Elektronen werden auf Zyklotronbahnen um die magnetischen Flusslinien geführt. Die Stärke des Magnetfeldes nimmt dabei bis zur Mitte des MAC-E-Filters (Analyseebene) um mehrere Größenordnungen ab. Die magnetische Gradientenkraft wandelt fast die gesamte Zyklotronenergie E_\perp in longitudinale Bewegungsenergie um. Elektronen bewegen sich in der Analyseebene nahezu parallel zu den magnetischen Flusslinien. In der Abbildung ist die Transformation durch einen Impulsvektor dargestellt. Da sich das magnetische Feld über einen Zyklotronumlauf nur langsam ändert, ist eine adiabatische Transformation des Impulsvektors gewährleistet. Das magnetische Moment

$$\mu = \frac{E_\perp}{B} \quad (2.5)$$

ist erhalten.²

Die Elektroden erzeugen ein elektrisches Gegenfeld. Elektronen, deren Energie kleiner als der durch die Elektroden erzeugte Potentialberg ist, werden reflektiert. Elektronen, deren Energie größer als der Potentialberg ist, werden hinter der Analysierebene wieder beschleunigt und zum Detektor geführt.

Das MAC-E-Filter arbeitet als integrierender Hochenergiepassfilter. Die relative Schärfe des Filters $\Delta E/E$ wird durch die maximale Stärke des Magnetfelds B_{max} und die Stärke des Magnetfelds in der Analysierebene B_{min} festgelegt:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{B_{min}}{B_{max}} \quad (2.6)$$

Das (integrale) Energiespektrum der Elektronen kann durch Änderung des elektrischen Feldes gemessen werden.

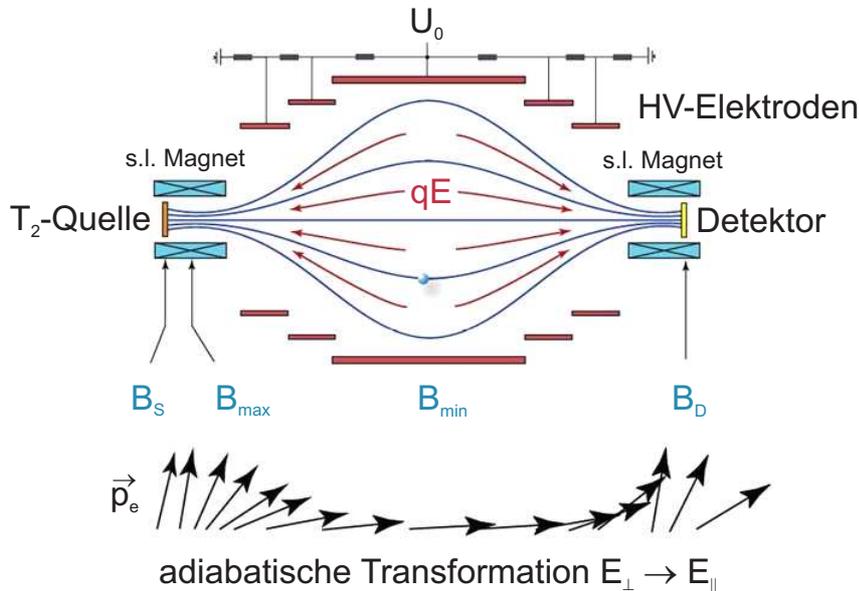


Abbildung 2.3: Prinzip eines MAC-E-Filters. Elektronen aus der Quelle, die von links in das Spektrometer eintreten, werden auf Zyklotronbahnen entlang der magnetischen Flusslinien geführt. Da sich das von den beiden supraleitenden Magneten aufgespannte Magnetfeld um mehrere Größenordnungen ändert, ist in der Analysierebene in der Mitte des Spektrometers ein Großteil der Zyklotronenergie in longitudinale Bewegungsenergie umgewandelt worden. Das an den Elektroden anliegende Potential U_0 formt ein Gegenfeld, das Elektronen reflektiert, deren Energie nicht ausreicht, um den Potentialberg zu überwinden.

²Für relativistische Teilchen ist $(\gamma + 1) \cdot E_{\perp} / B$ die adiabatische Invariante der Bewegung. Dabei bezeichnet $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ den relativistischen γ -Faktor.

2.2 Das KATRIN-Experiment

Die Neutrinomassenexperimente in Troitsk und Mainz verwendeten ähnliche Spektrometer aber unterschiedliche Tritiumquellen und haben daher unterschiedliche systematische Fehler.

Das Troitsker Experiments ergab unter Berücksichtigung einer empirischen Stufenfunktion zur Beschreibung einer spektralen Anomalie([Lob03]):

$$m_\nu^2 = -2,3 \pm 2,5_{sys.} \pm 2,0_{stat.} \text{eV}^2/c^4 \quad (2.7)$$

Dies entspricht einer oberen Grenze der Neutrinomasse von:

$$m_\nu < 2,05 \text{ eV}/c^2 \quad (95\% \text{ C.L.}) \quad (2.8)$$

Das Endergebnis des Mainzer Experiments lautet ([Kra03]):

$$m_\nu^2 = -0,6 \pm 2,2_{sys.} \pm 2,2_{stat.} \text{eV}^2/c^4 \quad (2.9)$$

$$m_\nu < 2,3 \text{ eV}/c^2 \quad (95\% \text{ C.L.}) \quad (2.10)$$

Die beiden Experimente haben ihr intrinsisches Sensitivitätslimit erreicht. Weitere Messungen werden die Sensitivität nicht entscheidend verbessern, da die systematischen Unsicherheiten der beiden Experimente nicht weiter reduziert werden können. Um eine sub-eV Empfindlichkeit zu erreichen, muss ein Tritiumzerfallsexperiment neuer Generation gebaut werden. Die Anforderungen an das neue Experiment sind ([KAT04]):

- Hohe Signalrate im Endpunktsbereich des Tritiumspektrums und damit eine um etwa einen Faktor 100 höhere Quellstärke als bei den Vorläuferexperimenten in Mainz und Troitsk.
- Energieauflösung des Spektrometers $< 1 \text{ eV}$.
- Reduzierung der Untergrundbeiträge auf einen Beitrag $< 1 \text{ mHz}$.
- Reduzierung der systematischen Fehler auf die Observable m_ν^2/c^4 um etwa einen Faktor 100.

Eine starke internationale Kollaboration baut KATRIN auf dem Gelände des **Forschungszentrums Karlsruhe** (FZK) auf. Das FZK besitzt die für das Experiment notwendige Infrastruktur. Insbesondere kann die Infrastruktur des TLKs (**T**ritium**l**abor **K**arlsruhe) genutzt werden. Das TLK ist lizenziert mit 40 g Tritium umzugehen. Das KATRIN-Experiment wird im Designreport [KAT04] detailliert beschrieben. Das Ziel von KATRIN ist die Bestimmung der Neutrinomasse mit einer Sensitivität von $0,2 \text{ eV}/c^2$. In Abbildung 2.4 ist der rund 70 m lange Aufbau des KATRIN-Experiments gezeigt. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Komponenten von KATRIN näher vorgestellt.

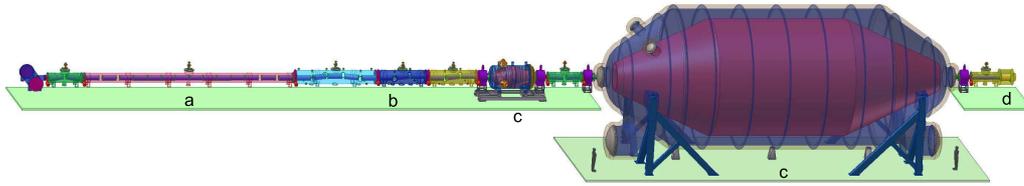


Abbildung 2.4: Der Aufbau von KATRIN [KAT04]. Zu sehen ist der 70 m lange Aufbau des KATRIN-Experiments mit seinen Komponenten: a) die fensterlose gasförmige Tritiumquelle (WGTS), b) das Transportsystem, bestehend aus der differentiellen Pumpstrecke (DPS) und der kryogenen Pumpstrecke (CPS), c) die beiden elektrostatischen Spektrometer und d) der Detektor zum Nachweis der Elektronen.

2.2.1 Die Tritiumquelle

Bei KATRIN wird eine fensterlose gasförmige Tritiumquelle verwendet (WGTS: **W**indowless **G**aseous **T**ritium **S**ource). Die Verwendung einer gasförmigen Tritiumquelle bietet die Vorteile einer hohen Quellstärke bei geringen systematischen Unsicherheiten.

In der Abbildung 2.5 ist der schematische Aufbau der WGTS dargestellt. Die WGTS besteht im wesentlichen aus dem 10 m langen Quellrohr mit einem Durchmesser von 90 mm. An dieses angeschlossen sind die beiden differentiellen Pumpstrecken DPS1-R und DPS1-F. In der Mitte des Quellrohres wird kontinuierlich gasförmiges Tritium über eine Kapillare mit einer auf 0,1% stabilen Einlassrate eingelassen. Die Tritiummoleküle strömen ungehindert von der Mitte des Quellrohres zu den beiden Enden hin und werden durch mehrere differentiell angebrachte Turbomolekularpumpen in der DPS1-F und der DPS1-R abgepumpt. Dadurch wird entlang des Quellrohres ein zeitlich konstantes Dichteprofil an Tritiummolekülen erzeugt.

Die wichtigsten Anforderungen an die Quelle sind ([KAT04]):

- Bereitstellung einer konstanten Säulendichte von $\rho d = 5 \cdot 10^{17}$ Moleküle/cm². Dies entspricht einer Zerfallsrate von $9,5 \cdot 10^{10}$ Zerfällen/s im vom magnetischen Fluss (191 T cm²) durchsetzten Volumen der Quelle. Dazu müssen etwa 40 g Tritium pro Tag mit einer Einlassrate von 1,853 mbar ℓ /s eingespeist werden.
- Der Tritiumgehalt des eingespeisten Gases muss $> 95\%$ sein.
- Die Säulendichte ρd muss auf 0,1% stabil gehalten werden, um systematische Unsicherheiten zu vermeiden. Dies wird durch eine Stabilisierung der Einlassrate und der Temperatur auf 0,1% erreicht.

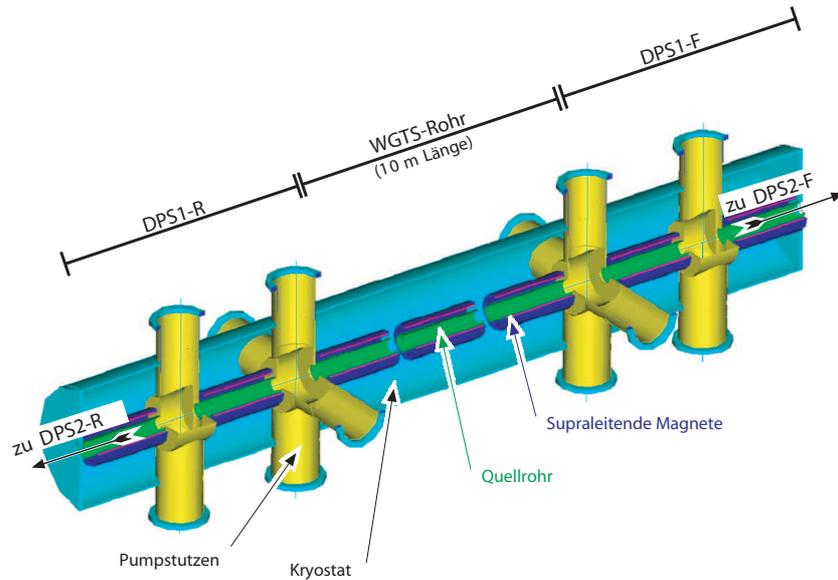


Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau der fensterlosen gasförmigen Tritiumquelle (WGTS) nach [KAT04].

- Um Dopplerverbreiterungen zu minimieren erfolgt der Normalbetrieb bei einer Temperatur von 27 K.

Das Quellrohr ist im Inneren supraleitender Magnete angebracht, die ein Führungsmagnetfeld der Flussdichte 3,6 T erzeugen.

Die Anforderungen an die Quelle erfordern den Bau eines der anspruchvollsten Magnetkryostate der Welt (durch die Firma ACCEL). Die geregelte Tritiumein- speisung wird im TLK entwickelt und aufgebaut. Ein Durchsatz von 40 g Tritium pro Tag kann nur mit Hilfe eines geschlossenen Tritiumkreislaufs auf- rechterhalten werden. Dazu ist eine enge Verzahnung der KATRIN-Quelle mit der TLK-Infrastruktur erforderlich.

2.2.2 Energieanalyse und Elektronennachweis

2.2.2.1 Das Spektrometersystem

Bei KATRIN wird ein Tandem-Spektrometersystem aus einem Vor- und einem Hauptspektrometer eingesetzt. Beide sind MAC-E-Filter.

Das Vorspektrometer: Es dient zur Vorfilterung der Elektronen und lässt nur Elektronen durch, deren Energie knapp unterhalb des Endpunkts des Tritium- β -Spektrums bei 18,6 keV liegen. Das Vorspektrometer ist ein zylindrischer Tank der Länge 3,38 m und einem äußeren Durchmesser von 1,7 m. Der äußere Tank wird auf -18,3 kV gelegt, eine innere (Gitter-)Elektrode, die sich auf etwas höherem negativen Potential befindet formt das Retardierungspotential. Das Vorspektrometer wird bei einem Druck $p < 10^{-11}$ mbar betrieben. Dieser Druck wurde bei Testmessungen routinemäßig bei $T=20^\circ\text{C}$ erreicht. Dadurch werden Ionisationsprozesse unterdrückt und der Untergrund minimiert. Das Vorspektrometer reduziert den eingehenden Fluss der β -Elektronen in das Vorspektrometer um einen Faktor 10^6 in das Hauptspektrometer. Dadurch werden dort Untergrundbeiträge durch Restgasionisation unterdrückt.

Das Hauptspektrometer: Die eigentliche Energieanalyse bei KATRIN erfolgt mit dem Hauptspektrometer. Sein Aufbau ähnelt dem des Vorspektrometers. Der Vakuumentank besitzt eine Länge von rund 23,3 m und einen Durchmesser von 10 m. Das Hauptspektrometer wird wie das Vorspektrometer bei einem Druck $p < 10^{-11}$ mbar betrieben. Der Hauptspektrometertank wird auf ein variables Potential von -18,5 bis -18,7 kV gelegt, das (ebenfalls variable) innere Drahtelektrodensystem befindet sich stets auf höherem negativen Potential relativ zum Tank. Elektronen, die von den Wänden kommen, werden so reflektiert und Untergrundbeiträge von außen minimiert.

Das inhomogene Magnetfeld wird durch supraleitende Magnete an den beiden Enden der Spektrometer aufgespannt. Die Parameter des Hauptspektrometers sind ([KAT04]):

- Betrieb bei einer Hochspannung von -18,5 bis 18,7 kV.
- Eine Magnetfeldstärke in der Analysierebene von $B_{min} = 3 \cdot 10^{-4}$ T
- Eine Energieauflösung $\Delta E = 0,93$ eV.

2.2.2.2 Der Detektor

Alle β -Elektronen, die das Retardierungspotential des Hauptspektrometers überwinden, werden wieder auf ihre ursprüngliche Energie beschleunigt und

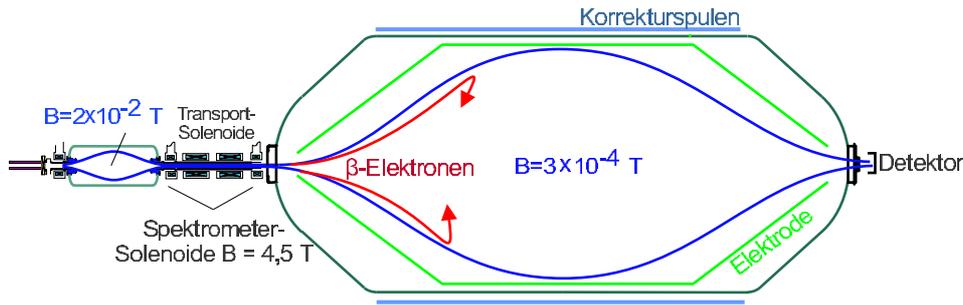


Abbildung 2.6: Das Spektrometersystem von KATRIN (nach [KAT04]). Das Spektrometersystem von KATRIN besteht aus einem Vor- und einem Hauptspektrometer. Das Vorspektrometer dient als Filter, um Untergrundbeiträge im Hauptspektrometer zu minimieren und als Testaufbau für das Hauptspektrometer. Auf die im Bild gezeigte Transportstrecke zwischen Vor- und Hauptspektrometer wird seit September 2006 verzichtet.

durch ein Magnetfeld zum Detektor geführt. Die Aufgabe des Detektors ist der Nachweis der transmittierten Elektronen. Zusätzlich sollen mit ihm systematische Messungen für die gesamten Strahlführungselemente durchgeführt werden.

Die Anforderungen an den Detektor sind:

- Eine hohe Nachweiseffizienz der Elektronen ($\epsilon > 0,9$)
- Eine gute Energieauflösung $\Delta E < 600$ eV
- Eine gute Ortsauflösung zur Untersuchung der Transporteigenschaften und der Homogenität des Querschnitts der Quelle.
- Gute Unterdrückung des Untergrunds unter 1 mHz durch aktive und passive Abschirmung.
- Eine Zeitauflösung $\Delta t < 0,5 \mu\text{s}$, um Störungen durch Pile-up-Effekte bei Messungen mit der hochintensiven Elektronenkanone zu minimieren und um Differenzzeitmessungen durchzuführen.
- Die Fähigkeit, große Zählraten zu verarbeiten (~ 1 MHz) um Testmessungen mit einer Elektronenkanone durchführen zu können.

Das Referenzdesign sieht als Detektor eine segmentierte PIN-Diode mit 145 Pixeln vor.

2.2.3 Das Transportsystem

2.2.3.1 Die Aufgaben des Transportsystems

Das Transportsystem hat die Aufgabe, β -Elektronen aus Tritiumzerfällen in der Quelle mittels supraleitender Magnete adiabatisch in die Spektrometer zu führen und den Tritiumfluss aus der Quelle in das Spektrometer um sehr viele Größenordnungen zu unterdrücken. In Abbildung 2.7 ist die Reduktion des Tritiumflusses durch das Transportsystem schematisch dargestellt.

Der maximal erlaubte Tritiumfluss in das Vorspektrometer beträgt 10^{-14} mbar ℓ/s ([KAT04]). Eine erste Reduktion des in der Quelle mit 1,8 mbar ℓ/s eingespeisten Tritiums erfolgt durch differentiell angeordnete Turbomolekularpumpen in der DPS1-F und der DPS2-F. Das Rohr der DPS2-F weist mehrere Knicke von 20° auf. Dadurch wird ein geradliniger Weg durch die DPS2-F verhindert.³ Das aktive Pumpen mit den Turbomolekularpumpen reduziert den Tritiumfluss am Ende der DPS2-F auf $\sim 10^{-7}$ mbar ℓ/s . Eine weitere Reduktion durch aktives Pumpen ist nicht möglich, da abgepumptes Gas durch die Turbomolekularpumpen rückdiffundiert. Eine weitere Reduktion ist nur durch gasbindende Vakuumpumpen möglich.

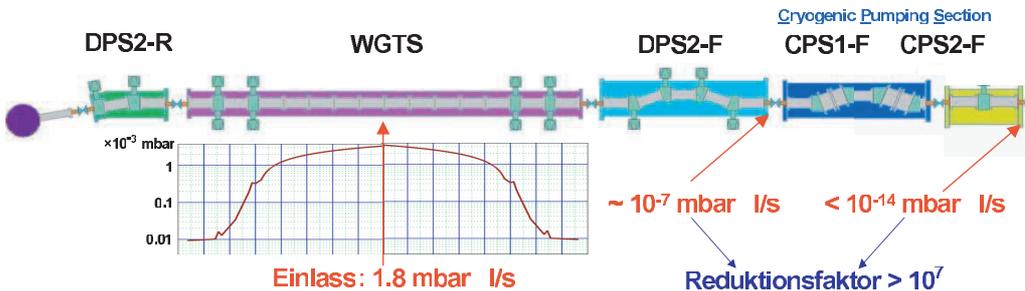


Abbildung 2.7: Das Quell- und Transportsystem von KATRIN (nach [CPS06]). Die Aufgabe des Transportsystems von KATRIN ist der adiabatische Transport von Elektronen aus Tritium- β -Zerfällen in der WGTS in die Spektrometer. Gleichzeitig wird der Tritiumfluss aus der WGTS in die Spektrometer unterdrückt.

2.2.3.2 Die kryogene Pumpstrecke (CPS)

Die kryogene Pumpstrecke hat die Aufgabe, den Tritiumfluss aus der DPS2-F um einen weiteren Faktor $> 10^7$ zu unterdrücken. Die Reduktion der Tritiumflussrate in das Vorspektrometer auf 10^{-14} mbar ℓ/s erfolgt in der kryogenen

³Bei dem in der DPS2-F herrschendem Druck bewegen sich die Gasmoleküle wechselwirkungsfrei, d.h. geradlinig, bis sie auf eine Wand treffen (Molekularströmung).

Pumpstrecke durch Kryopumpen.

Die Mechanismen der Kryovakuumtechnik sind:

- Kryokondensation: Gasteilchen werden auf Teilchen der selben Art adsorbiert.
- Kryosorption: Gasteilchen werden durch Adsorption an Teilchen einer anderen Art (Adsorbens) gebunden.

Bei beiden Mechanismen werden die Teilchen durch Van-der-Waals-Kräfte an den Molekülen der Unterlage fixiert. In der CPS kommt Kryosorption zum Einsatz, da der erreichbare Enddruck hier niedriger liegt als bei der Kryokondensation. Dabei ist zu berücksichtigen, dass mit zunehmendem Belegungsgrad der Kryooberfläche die Kryosorption in Kryokondensation übergeht. Im Betrieb muss daher die Oberfläche regelmäßig regeneriert werden.

Die kryogene Pumpstrecke besteht im wesentlichen aus einem Strahlrohr, das im Inneren mit einer Argonfrostschiicht als Adsorbens belegt wird. Auf dieser Argonfrostschiicht kryosorbieren Teilchen aus der Gasphase, so auch Tritiummoleküle.

Die Vorteile der Verwendung von Argon als Adsorbens sind:

- Argon geht keine chemische Bindung mit Tritium ein und kann von der Infrastruktur des TLKs prozessiert werden.
- Die Argonschiicht wird zu Beginn einer KATRIN-Messung frisch präpariert, es wird kein Tritiuminventar in der CPS angehäuft.
- Argon hat sich bereits beim Neutrinomassenexperiment in Troitsk als Adsorbens bewährt.

Durch wiederholte Adsorptions- und Desorptionsprozesse ist es möglich, dass Tritium durch die Kryofalle migriert (siehe Abbildung 2.8). Dieser Prozess wird zusätzlich zu den statistischen Desorptionprozessen nach einer bestimmten Verweildauer durch den radioaktiven Zerfall von Tritium verstärkt. Die in der Argonfrostschiicht deponierte Zerfallsenergie erhöht sowohl die Desorptionsrate von Argon, als auch von Tritium.

Es existieren in der Literatur keine experimentellen Daten über das Tritiumpumpvermögen einer mit Argon bedeckten Kryooberfläche bei 4,2 K und dem für die CPS relevanten Flussratenbereich von $10^{-14} - 10^{-7}$ mbar ℓ/s . Daher wird im TLK das Testexperiment TRAP (**T**ritium **A**rgon **F**rost **P**umpe) betrieben. TRAP ist ein Modell der CPS und besitzt die gleichen Leitwerte wie

die CPS. Das Hauptziel des TRAP-Experiments ist es, den Tritiumflussreduktionsfaktor einer Kryofalle, die der CPS entspricht, zu bestimmen. Damit soll gezeigt werden, dass der von KATRIN geforderte Reduktionsfaktor $> 10^7$ erreicht wird.

Der experimentelle Aufbau und die Messungen mit TRAP, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden, werden in den nächsten Kapiteln vorgestellt.

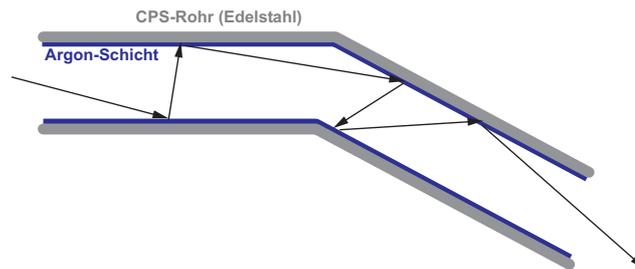


Abbildung 2.8: Mögliche Migration von Tritium durch die kryogene Pumpstrecke [Eic04]. Durch wiederholte Adsorptions- und Desorptionsprozesse kann Tritium durch die kryogene Pumpstrecke migrieren.

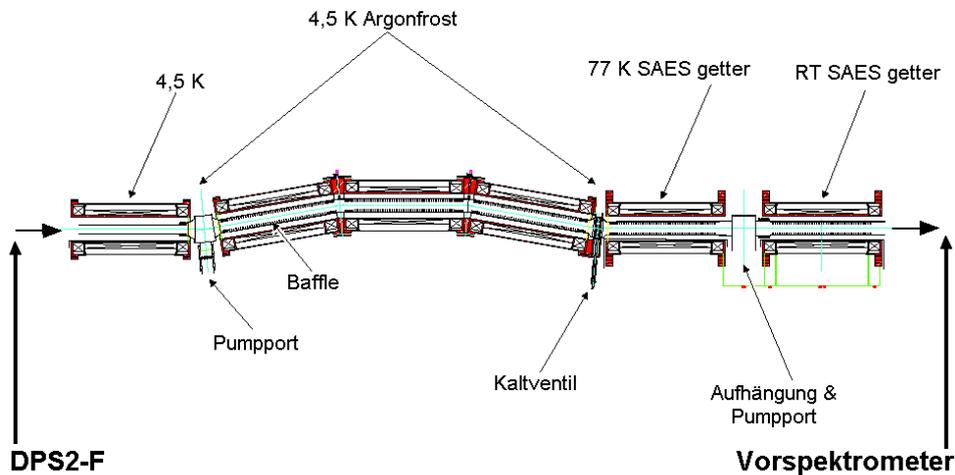


Abbildung 2.9: Designvorschlag der CPS (nach [CPS06]). Die CPS wird aktuell noch spezifiziert. Im Bild zu sehen ist ein Designvorschlag der CPS vom Juli 2006. An die bei 4,5 K betriebene Kryopumpstrecke schließt sich eine Pumpstrecke mit SAES-Gettern an, die bei 77 K und Raumtemperatur betrieben wird, um eine zusätzliche passive Sicherheitstufe zu haben.

Kapitel 3

Das TRAP-Experiment

Das vorliegende Kapitel beschreibt das TRAP-Experiment (TRitium Argon Frost Pumpe). TRAP soll zeigen, dass mit der kryogenen Pumpstrecke der für KATRIN benötigte Rückhaltefaktor für Tritium erreicht wird. Abschnitt 3.1 stellt das Prinzip von TRAP vor. In Abschnitt 3.2 wird der allgemeine Aufbau dargestellt. Abschnitt 3.3 beschäftigt sich detailliert mit dem Nachweissystem von TRAP, da dessen Verständnis unabdingbar für Auswertung und Interpretation der gemessenen Daten ist.

3.1 Das Prinzip von TRAP

Das TRAP-Experiment wurde aufgebaut, um eine Obergrenze der Migration von Tritiummolekülen durch die kryogene Pumpstrecke zu bestimmen. Durch den Betrieb des Experiments werden wichtige Erkenntnisse für die endgültige Spezifikation der CPS gewonnen.

TRAP stellt ein Modell der CPS dar. Der kryogene Teil besitzt ähnliche Leitwerte wie die CPS und wird auf fast der gleichen Temperatur betrieben.¹

TRAP ist so konstruiert, dass es die wesentlichen Funktionen der CPS nachbildet (nach [Eic04]):

- Belegung der heliumkalten Oberfläche mit Argonkondensat.
- Einstellen eines Tritiumflusses in die Kryofalle und Kryopumpen des eingelassenen Tritiums.
- Regeneration und Dekontamination des Systems durch Aufwärmen, Spülen mit Heliumgas und Ausheizen des Systems auf 500 K.

¹TRAP wird bei 4,2 K betrieben, für die CPS ist aktuell ein Betrieb bei 4,5 K vorgesehen.

Im Gegensatz zur CPS besitzt TRAP kein supraleitendes Magnetsystem, da die Untersuchung des Elektronentransports durch die kryogene Pumpstrecke nicht Aufgabe von TRAP ist.

Mit TRAP wird das Tritiumrückhaltevermögen der kryogenen Pumpstrecke untersucht. Dazu wird mit einer für KATRIN relevanten Flussrate Tritium eingelassen und mit einem Nachweissystem untersucht, wieviel Tritium nicht zurückgehalten wurde.

Abbildung 3.1 zeigt den allgemeinen Aufbau des TRAP-Experiments.

3.2 Der allgemeine Aufbau von TRAP

Der Aufbau des TRAP-Experiments und die erste Inbetriebnahme mit Deuterium fanden 2004 im Rahmen einer Diplomarbeit ([Eic04]) statt. Der Umbau auf den Betrieb mit Tritium erfolgte im Rahmen von [Eic07]. Deshalb werden im Folgenden die Komponenten von TRAP nur kurz beschrieben. Für weitergehende Erläuterungen wird auf [Eic04] und [Eic07] verwiesen.

In der Abbildung 3.2 ist ein vereinfachtes Fließbild von TRAP gezeigt. TRAP lässt sich in sieben funktionelle Bereiche einteilen:

- **Kryosystem:** Ein Heliumbadkryostat mit 225 ℓ Fassungsvermögen in der zentralen Kammer, die von zwei Isoliervakua und einem zusätzlichen Stickstoffkühlschild umgeben ist, sorgt für die Betriebstemperatur von 4,2 K. Verdampftes Helium wird während des Betriebs mit Tritium durch einen Wärmetauscher erwärmt und an die TLK-Abluft abgegeben.
- **Kryofalle:** Die Kryofalle bildet die zentrale Komponente des Experiments. Es besteht aus einem geschlossenem Edelstahlrohr (Durchmesser 5 cm, Länge 1 m), das einen 20° Knick aufweist.
- **Argon-Einlasssystem:** In der Kryofalle ist eine regelmäßig perforierte Kapillare installiert. Über ein Nadelventil kann Argon aus dem Argon-Einlassbehälter in die Kapillare eingelassen werden. Das Argon tritt durch die Löcher in der Kapillare aus und friert an den Wänden der Kryofalle auf. Ein Heizdraht verhindert das Auffrieren auf der Kapillare.
- **Tritium-Einlasssystem:** Über die Tritiumkapillare wird Tritium aus dem Tritiumeinlassbehälter von unten in die Kryofalle eingelassen. Die Einlassflussrate lässt sich über ein Nadelventil regeln. Um ein vorzeitiges Auffrieren des Tritiums in der Kapillare zu verhindern, ist diese doppelwandig mit einem Isoliervakuum ausgelegt und wird beheizt.

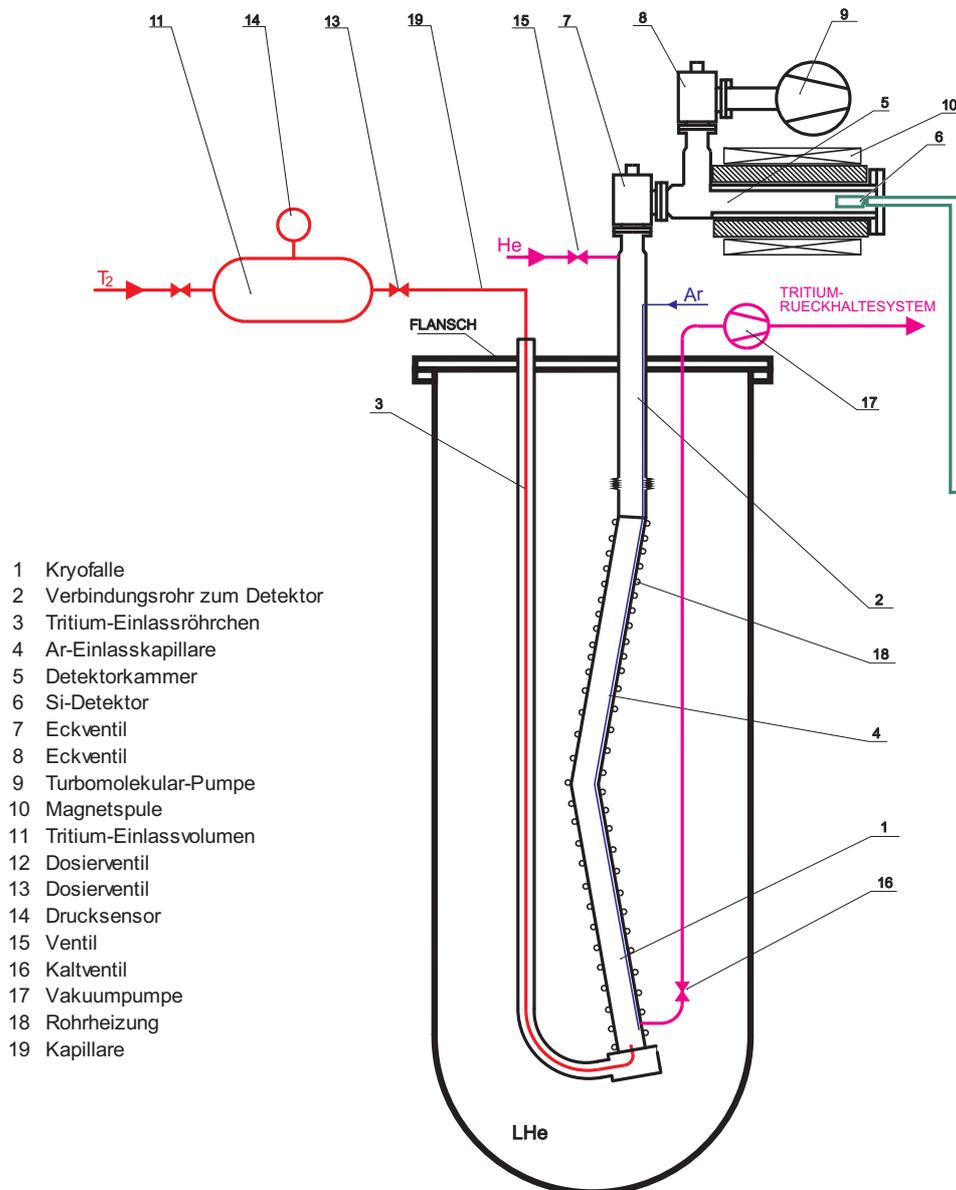


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des TRAP-Experiments (aus [Eic04]). Bei der Herstellung des Ar-Kondensats wird das Ar-Gas (blau) durch eine Kapillare (4) in die Kryofalle (1) eingebracht. Das Tritium-Gas (rot) wird aus einem bekannten Behältervolumen (11) über eine Kapillare (19) unten in die Kryofalle eingelassen. Das durch die Kryofalle nach oben migrierte Tritium kann durch den Halbleiterdetektor (grün) nachgewiesen werden. Bei der Regeneration der Kryooberfläche wird diese bei geschlossenem Ventil (7) durch die Rohrheizung (18) erwärmt. Gleichzeitig wird mit He-Gas entgegen des Kontaminationsprofils gespült (violett).

- **Spülsystem:** Um das Kontaminationsgefälle entlang der Kryofalle beizubehalten, muss während der Regeneration der Kryooberfläche mit Heliumgas gespült werden. Dazu strömt Helium von oben nach unten durch die Kryofalle und verlässt sie durch das Kaltventil. Um eine Kontamination des Nachweissystems zu verhindern, muss dabei das Absperrventil zum Nachweissystem geschlossen sein.
- **Vakuumpumpsystem:** Mit dem Pumpsystem wird die Apparatur hinsichtlich der Sauberkeit der Innenräume und des Drucks (entsprechend dem in der CPS) vorbereitet. Es besteht aus Turbomolekularpumpen, Ionengetterpumpen und mechanischen Vorpumpen.
- **Nachweissystem:** Das Nachweissystem dient zum Nachweis von Tritium, das durch die Kryofalle migriert ist. Es sitzt oberhalb der Kryofalle und ist durch ein Ventil von dieser abtrennbar. Im Nachweissystem befindet sich ein Halbleiterdetektor und ein Massenspektrometer. Eine detaillierte Beschreibung findet sich im nächsten Abschnitt.

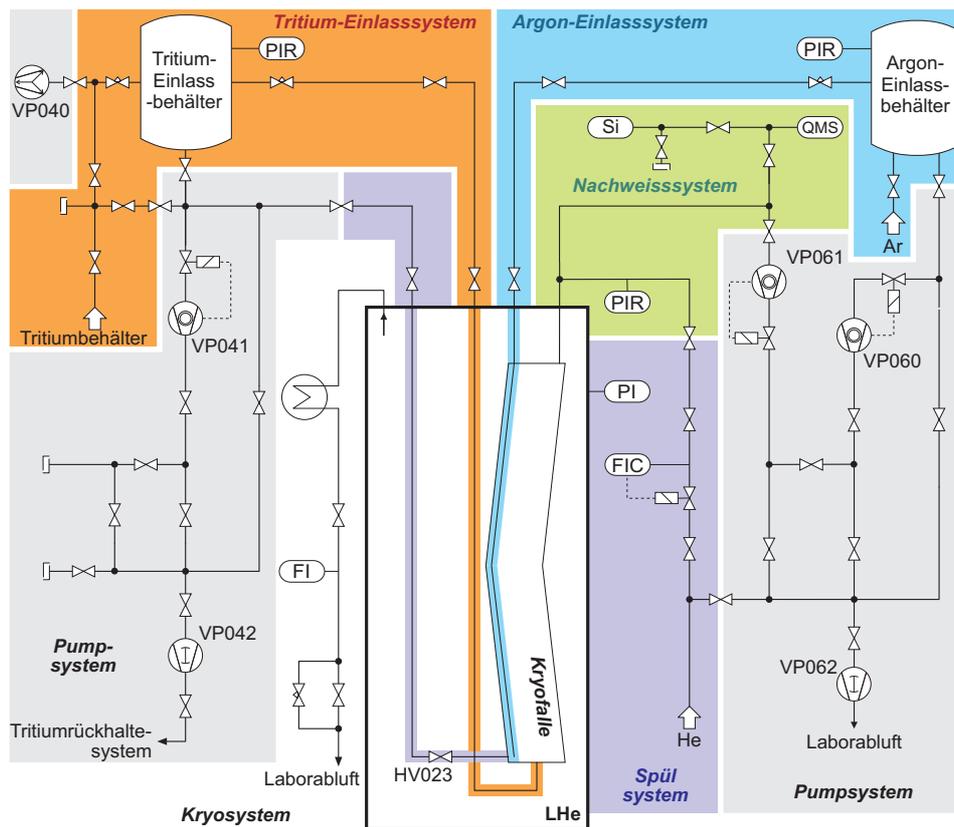


Abbildung 3.2: vereinfachtes Fließbild des TRAP-Experiments nach [Eic04].

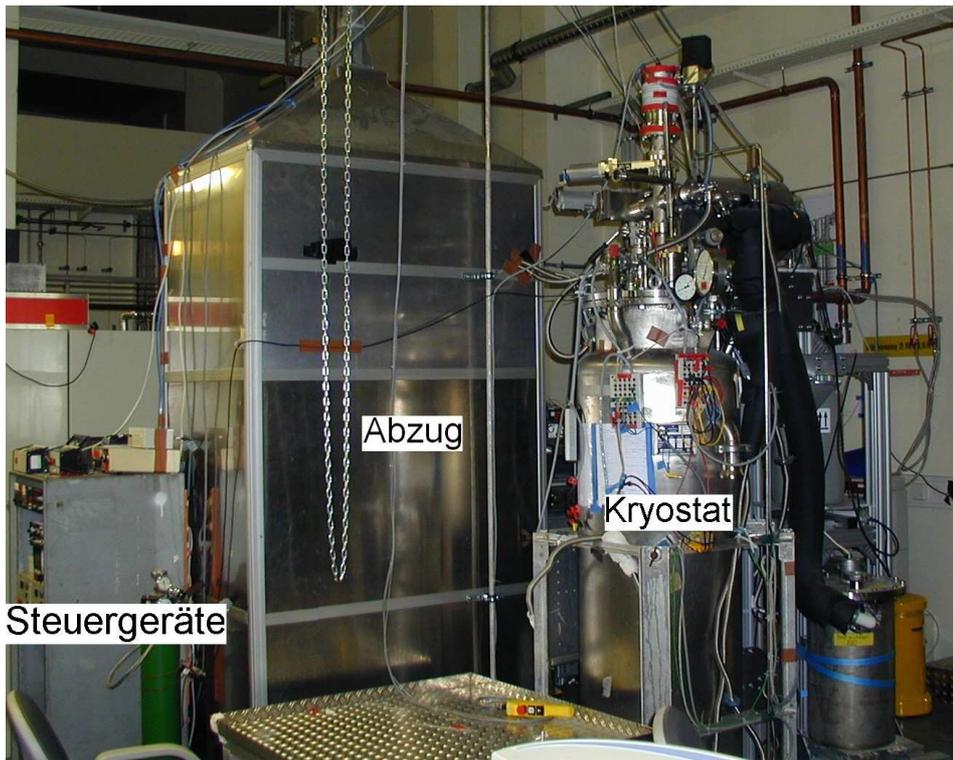


Abbildung 3.3: Experimenteller Aufbau von TRAP seit September 2006. Zu sehen sind die Rückseite des Abzugs, in dem das Argoneinlasssystem und das Tritiumeinlasssystem untergebracht sind, das Rack, in dem die Steuergeräte für die bei TRAP installierten Pumpen, Sensoren und Automatikventile untergebracht sind, der Heliumkryostat und im Vordergrund das Podest, auf dem während des Betriebs die Flüssig-Heliumkannen zum Befüllen des Kryostaten stehen.

3.3 Das Nachweissystem von TRAP

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Auswertung der während der Messungen mit Tritium gewonnenen Daten und die dazu notwendige Simulation von Teilen des Nachweissystems. Deshalb wird das Nachweissystem und seine Komponenten in den folgenden Abschnitten detailliert vorgestellt.

3.3.1 Überblick über das Nachweissystem

Aufgabe des Nachweissystems ist der Nachweis von Tritium, das durch die Kryofalle migriert ist. Das stellt folgende Anforderungen an das Nachweissystem und seinen Aufbau:

1. Die Nachweisgrenze der Detektoren sollte mindestens im Bereich der Größenordnung des maximal erlaubten Tritiumflusses aus der Kryofalle liegen.
2. Die verwendeten Materialien und Bauteile müssen die für den Betrieb im Vakuum und in einer Tritiumumgebung geltenden Anforderungen erfüllen.

Abbildung 3.4 zeigt einen Schnitt durch das Nachweissystem und Abbildung 3.5 eine Aufsicht auf das Nachweissystem.

Das Nachweissystem ist oberhalb der Kryofalle angebracht. Im Nachweissystems befinden sich ein Massenspektrometer und ein Halbleiterdetektor.

Das Massenspektrometer ist in einem CF63-Rohr installiert, da sich dieses während des Betriebs des Massenspektrometers nicht so stark aufheizt wie ein CF40-Rohr. Damit wird die Ausgasrate aus dem Rohr minimiert.

Der Detektor selbst ist in einem CF40-Rohr angebracht, das sich innerhalb eines Magneten befindet. Dieser kann ein magnetisches Führungsfeld erzeugen um Elektronen zum Detektor zu führen.

Das Nachweissystem kann durch ein Ventil komplett von der Kryofalle getrennt werden. Dies ist während des Spülens mit Helium bei der Regeneration der Kaltfalle unerlässlich, da ansonsten das Nachweissystem kontaminiert wird. Zusätzlich kann auch die Detektorkammer durch ein Ventil vom Nachweissystem abgekoppelt werden.

Der Totaldruck in der Kryofalle und im Nachweissystem ist während des Betriebs von TRAP kleiner als $5 \cdot 10^{-8}$ mbar. Daher sind alle Bauteile und Werkstoffe, aus denen es gefertigt ist, vakuumtauglich und spaltfrei. Bei den einzelnen Komponenten wurden geschlossene Kammern vermieden, wie sie etwa in

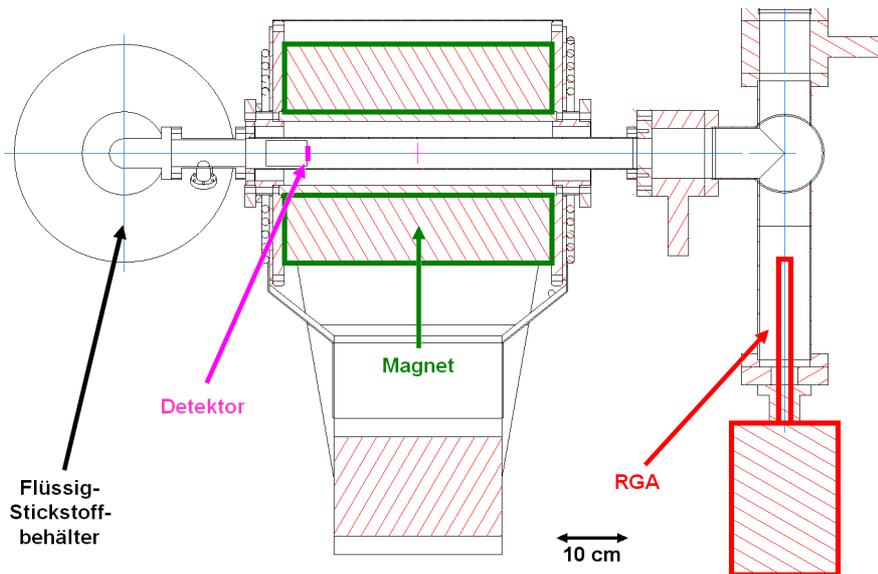


Abbildung 3.4: Aufbau des TRAP-Nachweissystems: Das Nachweissystem ist oberhalb der Kryofalle angebracht. Von diesem kann man es durch ein Ventil abtrennen. Es besteht aus einem CF63-T-Stück, einem CF63-Rohr und einem CF40-Rohr. Das Massenspektrometer befindet sich in dem CF63-Rohr. Der Halbleiterdetektor ist in einem CF40-Rohr angebracht, das im Inneren des Magneten installiert ist. Das Detektorrohr ist durch ein Ventil vom Rest des Nachweissystems abtrennbar.

Gewindebohrungen auftreten können.

Die beiden oben genannten Nachweisinstrumente weisen Tritium durch unterschiedliche Nachweismechanismen nach.²

- Das Massenspektrometer ermöglicht die Messung der Partialdrücke im Volumen des Nachweissystems. Die Nachweisgrenze des Massenspektrometers bestimmt hierbei die Nachweisempfindlichkeit. Sein Einsatz beschränkt sich im Gegensatz zum Halbleiterdetektor nicht nur auf den Tritiumnachweis. Mit ihm werden auch andere Gase nachgewiesen, die in den Massenbereich des Massenspektrometers fallen.
- Mit dem Halbleiterdetektor wird Tritium über seine Zerfallselektronen nachgewiesen. Im Gegensatz zum Massenspektrometer ist für den Detektor auch Tritium sichtbar, das auf den Wänden adsorbiert ist, sofern die Zerfallselektronen den Detektor erreichen.

²außerhalb des Nachweissystems ist zusätzlich noch ein Totaldrucksensor mit einer Nachweisgrenze von 10^{-10} mbar eingebaut.

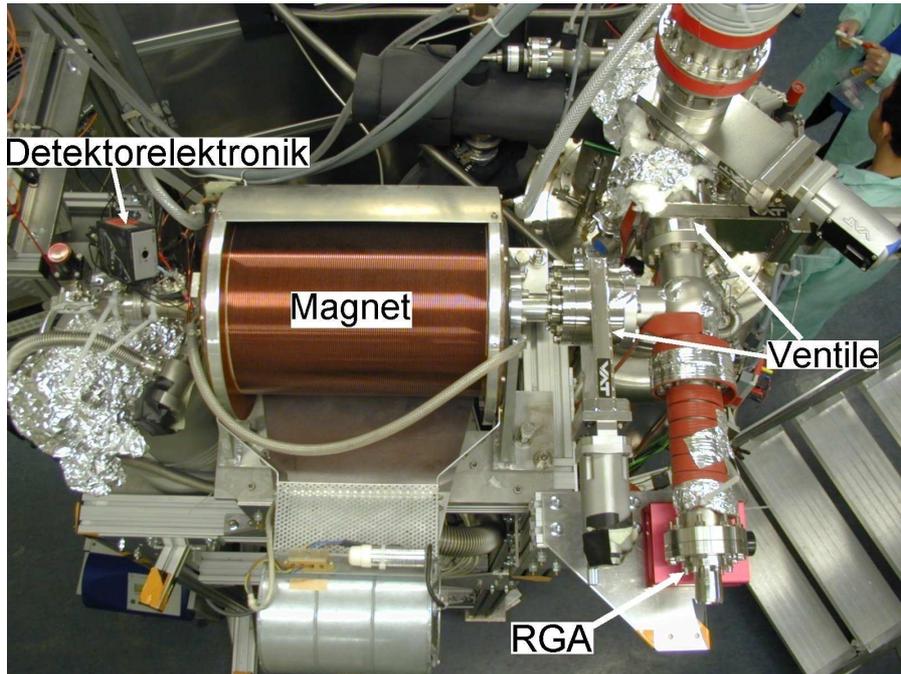


Abbildung 3.5: Aufsicht auf das Nachweissystem von TRAP.

Beim Tritiumnachweis über den Zerfall schließt man über die Aktivität A auf die Anzahl der Tritiumkerne:

$$A = \dot{N} = \lambda N \quad (3.1)$$

Dabei ist $\lambda = 1,78 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ die Zerfallskonstante von Tritium und N die Anzahl der Tritiumkerne.

Man kann mit der idealen Gasgleichung abschätzen, welche Zerfallsrate man bei einem Tritiumpartialdruck von 10^{-13} mbar in einem Volumen der Größenordnung des Nachweissystems (etwa $2,5 \text{ l}$) erwartet. Es sind etwa

$$A \approx 20 \text{ mHz} \quad (3.2)$$

unter der Annahme, dass sich im Volumen nur T_2 -Moleküle befinden.³

Von dieser Zerfallsrate ist allerdings nur der Bruchteil für den Detektor sichtbar, der - bei eingeschaltetem Magneten - durch das Führungsmagnetfeld zum Detektor geführt wird. Diese geometrische magnetische Akzeptanzrate wird noch einmal durch die Nachweiseffizienz des Detektors reduziert. Selbst bei einer relativ niedrigen Rauschrate des Detektors von 1 mHz kann Tritium durch direkten Nachweis von Zerfällen nicht in niedrigeren Konzentrationen in der Gasphase nachgewiesen werden als mit dem Massenspektrometer.

³In der idealen Gasgleichung bezeichnet N die Anzahl der Moleküle, in der Zerfallsgleichung bezeichnet N die Anzahl der Kerne

Allerdings sind für den Detektor nicht nur Zerfälle im Gasraum sichtbar, sondern auch Zerfallselektronen von Tritium, das auf den Wänden oder der Detektoroberfläche adsorbiert ist. Des Weiteren stellt der mit Flüssigstickstoff gekühlte Halbleiterdetektor selbst eine Kaltfalle dar, so dass im Betrieb Tritium auf seiner Oberfläche adsorbiert. Der Partialdruck des Tritiums kann im Prinzip indirekt durch die Adsorptionsrate auf der Detektoroberfläche viel empfindlicher bestimmt werden kann. Der Tritiumnachweis mit dem Detektor wird im Detail in Kapitel 4 und [Eic07] besprochen.

Das Vorhandensein dieser beiden komplementären Nachweisinstrumente ist notwendig und unabdingbar. Zwar ist der Detektor bezüglich des Tritium-Nachweises insgesamt empfindlicher, jedoch werden die Daten des Massenspektrometers als Ergänzung zu den Detektordaten benötigt. Bei Messungen mit Deuterium ist das Massenspektrometer das einzige Nachweisinstrument.

Es ist nicht möglich, die beiden Nachweisinstrumente zeitgleich zu betreiben, da durch das Filament des Massenspektrometers der Halbleiterdetektor beleuchtet wird und umgekehrt bei eingeschaltetem Führungsmagnetfeld des Detektors die Massenspektrometermessung beeinflusst wird.

In den folgenden beiden Abschnitten wird näher auf diese beiden Detektoren eingegangen.

3.3.2 Das Massenspektrometer

Um in TRAP betrieben zu werden, muss ein Massenspektrometer bestimmte Mindestanforderungen erfüllen:

1. Es darf kein radioaktives Filament besitzen.
2. Die Nachweisgrenze sollte mindestens im Bereich des maximal erlaubten Partialdrucks von Tritium im Nachweissystem liegen (10^{-13}) mbar.
3. Die Auflösung des Massenspektrometers sollte gut genug sein, um zwischen D_2 und 4He unterscheiden zu können.

In TRAP wird ein *MicroVison Plus*-Restgasanalysator der Firma MKS verwendet. Dieser deckt den Massenbereich 1-6 amu ab⁴. Mit diesem ist es möglich, D_2 (Masse 4,0026 amu) und 4He (Masse 4,0282 amu) zu unterscheiden. Die Nachweisgrenze dieses Geräts liegt bei 10^{-13} mbar. Die technischen Daten befinden sich in Anhang C.

3.3.3 Der Halbleiterdetektor

Der Halbleiterdetektor des TRAP-Experiments muss folgende Anforderungen erfüllen

- Er soll eine möglichst große Fläche besitzen, um aufgrund seiner Größe möglichst viele Zerfälle zu erfassen.
- Das gemessene Spektrum ist immer vom Rauschen des Detektors und der Elektronik überlagert. Der Rauschbeitrag zum Signal sollte gering sein.

Mit der Größe der Detektionsfläche vergrößert sich auch die Sperrschichtkapazität und damit das kapazitive Rauschen.^{5 6} Abbildung 3.6 zeigt, wie das Tritium- β -Spektrum durch unterschiedlich stark ausgeprägtes Rauschen überlagert wird.

Es ist nötig, einen Kompromiss zu finden, der die Detektorfläche bei einem noch akzeptablen kapazitiven Rauschbeitrag maximiert. D.h. es

⁴Bis einschließlich TRAP Run#4 wurde ein Massenspektrometer der gleichen Firma, das den Massenbereich von 1-100 amu abdeckt, verwendet.

⁵Mit größer werdender Sperrschichtkapazität verschlechtert sich auch die Energieauflösung des Detektors.

⁶Ideal wäre die Verwendung einer segmentierten PIN-Diode, allerdings wäre dieser Aufbau für das Experiment zu teuer.

muss gewährleistet sein, dass ein möglichst kleiner Bereich des Tritiumspektrums durch Rauschen überlagert wird und der Detektor gleichzeitig eine möglichst große Detektionsfläche besitzt.

- Elektronen verlieren beim Durchqueren des Detektors schrittweise ihre Energie. Der Anteil der Energie, der in der sogenannten Totschicht⁷ deponiert wird, ist für die Ausleseelektronik nicht sichtbar. Je nach Dicke der Totschicht wird das gemessene Spektrum mehr oder weniger stark zu niedrigeren Energien hin verschoben, d.h. in den Bereich des Spektrums, der vom Rauschen dominiert wird. Zusätzlich wird die Energieauflösung des Detektors verschlechtert. Die Totschicht sollte daher möglichst klein sein.
- Der Hauptbeitrag zum Rauschen aus der Verstärkerelektronik stammt aus der ersten Verstärkerstufe. Daher muss sie möglichst rauschfrei konstruiert werden. Um thermisches Rauschen zu minimieren muss sie, ebenso wie der Detektor, gekühlt werden. Die erste Verstärkerstufe muss zudem nahe beim Detektor angebracht werden, um lange Verbindungsleitungen zu vermeiden. Dadurch werden kapazitive Einkopplungen von Störungen vermieden.
- Mikrofoniebeiträge im Detektor sollten durch eine geeignete Befestigung des Detektors unterdrückt werden. Mikrofoniebeiträge entstehen durch akustisch eingekoppelte Signale, die durch Anregung von Gitterschwingungen das eigentliche Signal überlagern.
- Zu jedem gemessenen Ereignis sollte die Zeitinformation und die Energieinformation gespeichert werden. So kann anhand der Zeitinformation festgestellt werden, inwieweit Mikrofoniebeiträge im Detektorsignal auftreten.

Der bei TRAP verwendete Detektor ist aus mehreren Komponenten aufgebaut. Er besteht aus einer PIN-Diode, der Detektorhalterung, der Detektor Kühlung und der Elektronik. Abbildung 3.7 zeigt schematisch den Aufbau des Detektors. Die einzelnen Komponenten werden in den folgenden Abschnitten detailliert beschrieben.

⁷Die Totschicht ist die oberste Schicht des Detektors, die nicht strahlungssensitiv ist. Sie besteht aus SiO₂

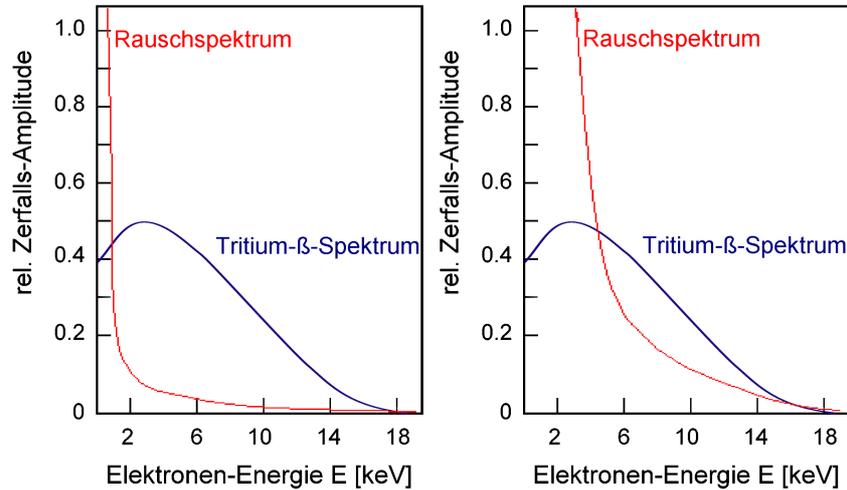


Abbildung 3.6: Signal und Rauschen überlagert **links:** mit gering ausgeprägtem Rauschanteil **rechts:** mit deutlich ausgeprägtem Rauschanteil.

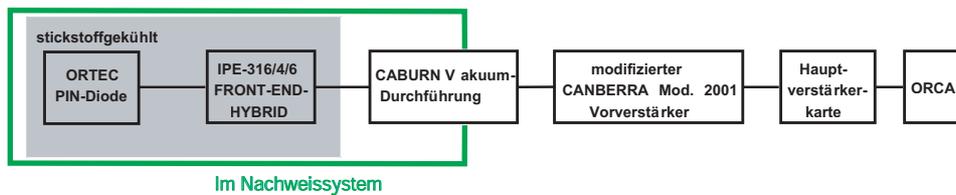


Abbildung 3.7: Schema des TRAP-Detektors und der Elektronik. Die im Nachweissystem befindliche PIN-Diode und erste Vorverstärkerstufe werden durch einen mit Flüssig-Stickstoff gekühlten Kühlfinger gekühlt. Durch eine Vakuumdurchführung werden die elektrischen Signale zum eigentlichen Vorverstärker geführt. Das Signal wird dann im Hauptverstärker verstärkt, bevor es in einem Analog-Digital-Konverter (ADC) digitalisiert wird. Das digitalisierte Signal wird dem Datenaufnahmesystem *ORCA* zugeführt.

3.3.3.1 Die PIN-Diode

Als Detektorchip wird eine in Sperrrichtung betriebene PIN-Diode verwendet. Eine PIN-Diode besteht aus einer p-dotierten und einer n-dotierten Schicht. Zwischen diesen beiden Schichten befindet sich eine intrinsische Schicht.

Verwendet wird die handelsübliche ORTEC PIN-Diode Typ BU-014-300-500. Abbildung 3.8 zeigt die PIN-Diode mit der mitgelieferten Standardhalterung. Allerdings konnte diese nicht verwendet werden, da sie einen zu großen Mikrofoniebeitrag lieferte. Aus diesem Grund wurde im Vorfeld dieser Arbeit eine eigene Halterung und Kontaktierung entwickelt, die im nächsten Abschnitt beschrieben wird [Eic07]. Ebenso wurde innerhalb der KATRIN-Kollaboration eine speziell auf den Detektor abgestimmte Elektronik entwickelt [Wue04], die in Abschnitt 3.3.3.3 behandelt wird.

Die wichtigsten Daten der PIN-Diode sind:

- Dicke der Totschicht: 50 nm
- Tiefe der Verarmungszone: 500 μm
- Fläche des Detektors: 300 mm^2
- Dotierung der p-Schicht mit Bor, Dotierung der n-Schicht mit Arsen.



Abbildung 3.8: ORTEC PIN-Diode Typ BU-014-300-500. Neben der ORTEC PIN-Diode sind Teile der mitgelieferten Halterung zu sehen, die wegen zu großer Mikrofonie nicht verwendet werden konnten.

3.3.3.2 Kühlung und Halterung des Detektors

Die PIN-Diode und die erste Vorverstärkerstufe müssen im Betrieb gekühlt werden. Die Kühlung erfolgt über einen Kupferkühlfinger, der mit flüssigem Stickstoff gekühlt wird. Ein Querschnitt durch die Detektorkühlung ist in Anhang D zu sehen.

Eine direkte Anbringung der PIN-Diode auf dem Kupferkühlblock ist nicht möglich. Sie würde dadurch mit dem Kupferkühlblock in elektrischem Kontakt stehen. Es ist daher nötig, bei der Halterung des Detektors zu gewährleisten, dass

- a) der Detektor gegenüber dem Kühlfinger elektrisch isoliert ist.
- b) der Kupferkühler nicht thermisch vom Detektor isoliert wird, um die Kühlung zu gewährleisten.

Um diesen beiden Anforderungen zu genügen, wurde eine Halterung aus Aluminiumoxid (Al_2O_3) angefertigt, auf der der Detektor angebracht wird. Dieser Werkstoff erfüllt die Anforderung, bei guter thermischer Leitfähigkeit (Leitwert: $16 - 28 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ [ITK06]) gleichzeitig ein elektrischer Isolator zu sein.

Abbildung 3.9 zeigt die PIN-Diode und den Keramikträger, auf den der Detektor montiert ist, sowie den keramischen Abstandshalter zwischen Kupferträger und Keramikträger.

Die Halterung der PIN-Diode besteht aus dem Keramikträger, der elektrisch kontaktiert ist, einem keramischen Abstandshalter und einem Kupferhalter, auf den die PIN-Diode inklusive keramischen Träger und Abstandshalter aufgeschraubt ist (siehe Abbildung 3.10). Dieser Aufbau wird dann auf dem Kupferkühlblock montiert (Abbildung 3.11).

Die elektrische Kontaktierung der PIN-Diode erfolgt von hinten über den Keramikträger und von vorne über eine Kontaktierung mit Drähten, die zum elektrischen Kontakt der Trägerkeramik geführt werden.

3.3.3.3 Die Elektronik und das Datenaufnahmesystem des Detektors

Ein einfallendes Elektron erzeugt im Detektor Elektron-Loch Paare. Für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares in Silizium müssen bei -100°C im Mittel $3,7 \text{ eV}$ aufgebracht werden [ORT00]. Bei einer Energiedeposition von 6 keV im Nachweisvolumen werden im Mittel 1621 Elektron-Loch-Paare erzeugt. Die angelegte Sperrschichtspannung trennt die Elektron-Loch-Paare, ein Strom fließt.

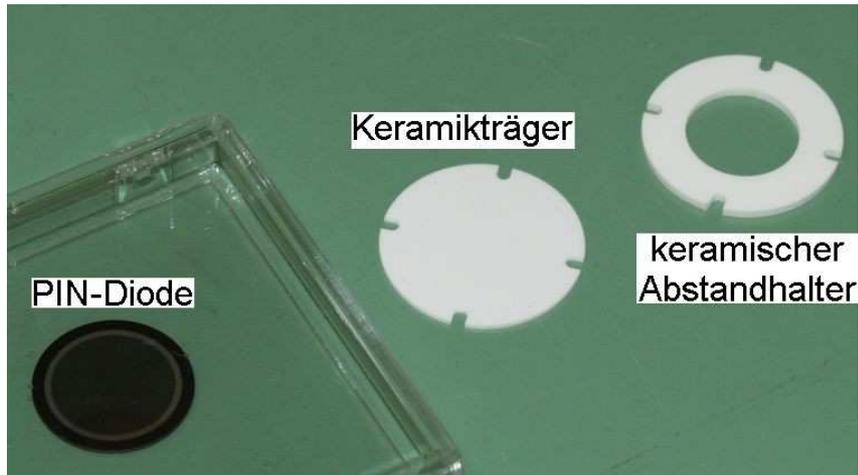


Abbildung 3.9: Die demontierte PIN-Diode, der Keramikträger und der keramische Abstandshalter. Die PIN-Diode ist auf einen Keramikträger geklebt. Keramikträger und keramischer Abstandshalter werden auf einer Kupferhalterung montiert.



Abbildung 3.10: Die auf der Halterung montierten PIN-Diode (links) und der Kermikträgers mit der elektrischen Kontaktierung (Mitte: von vorne, rechts: von hinten).

Aufgabe der Elektronik ist es, den durch die Erzeugung der freien Ladungsträger in der Sperrschicht und durch die angelegte Spannung erzeugten Ladungsimpuls in einen Spannungsimpuls umzuwandeln, zu verstärken und schließlich dem Datenaufnahmesystem zuzuführen. Dazu ist in Serie zur PIN-Diode ein Widerstand geschaltet. Der resultierende Spannungsabfall wird über einen Kondensator einem JFET (Junction Field Effect Transistor) zugeführt, der hier als erste Vorverstärkerstufe fungiert. Abbildung B.1 zeigt den Schaltplan der ersten Vorverstärkerstufe. Diese erste Vorverstärkerstufe ist unmittelbar hinter dem Detektor angebracht. Dadurch werden äußere Störeinflüsse minimiert. Zusätzlich hat dies den Vorteil, dass die erste Vorverstärkerstufe ebenso wie der Detektor durch den Kupferkühlfinger gekühlt wird. Dies führt zu einer Reduzierung des thermischen Rauschens des JFETs.

Abbildung 3.12 zeigt den IPE-316/4/6 Front-End-Hybrid, mit dem die erste Vorverstärkerstufe realisiert wurde [Wue04].

Über eine Vakuumdurchführung wird das Ausgangssignal der ersten Vorverstärkerstufe zum eigentlichen Vorverstärker geführt. Dieser besteht aus einem Vorverstärker des Herstellers Canberra (Canberra Mod.2001). Dieser Vorverstärker musste zur Verwendung bei TRAP angepasst werden, da der IPE-316/4/6 Front-End-Hybrid die Rolle der ersten Vorverstärkerstufe übernimmt. Die Pulsformung findet in diesem Vorverstärker statt. Das Ausgangssignal des Vorverstärkers wird dann einer an der Universität Seattle entwickelten Hauptverstärkerkarte zugeführt. Hier wird dann die über einen Analog-Digital-Wandler digitalisierte Pulshöhe eines gemessenen Ereignisses und das durch eine Triggerkarte bereitgestellte Zeitsignal an das Datenaufnahmesystem *ORCA* [ORC04] weitergegeben.

Die Schaltpläne der Detektorelektronik befinden sich in Anhang B.

Die Datenaufnahme erfolgt mit dem *ORCA*-System. *ORCA* ist ein objektorientiertes Echtzeitdatenaufnahme und Kontrollsystem, das ursprünglich für das *SNO*-Experiment entwickelt wurde, aber auch im Rahmen des *KATRIN*-Experiments verwendet wird.

Am *ORCA*-System werden die Einstellungen für den Schwellenwert des ADCs und die Verstärkung der Hauptverstärkerkarte festgelegt. Zu jedem registrierten Ereignis wird der Kanal des Analog-Digital-Konverters und die Zeitinfor-

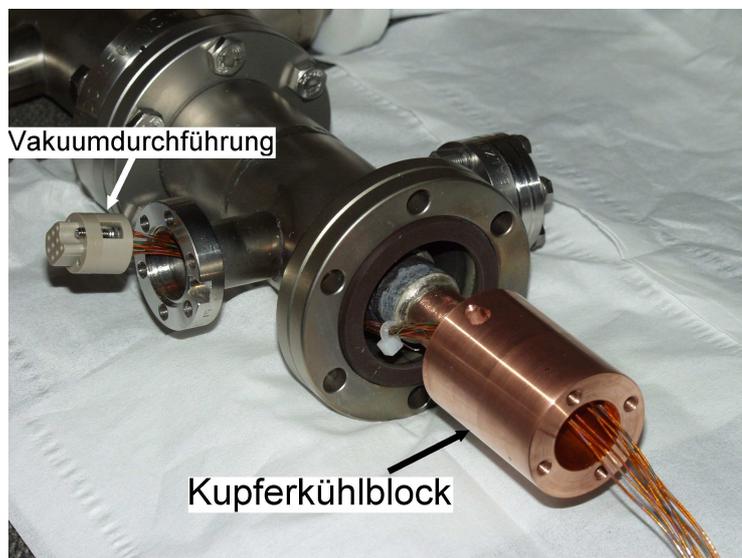


Abbildung 3.11: Die Kühlung des Detektors. Ein Kupferkühlfinger, der aus der Detektorkammer herausgeführt ist, wird mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Dadurch wird der Kupferkühlblock, auf dem der Detektor angebracht wird, gekühlt.



Abbildung 3.12: Die unmittelbar beim Detektor angebrachte erste Vorverstärkerstufe, der IPE-316/4/6 Front End Hybrid.

mation des Signals gespeichert.

Einfache Analysen zu den Messungen können in *ORCA* vorgenommen werden. Will man zusätzlich Zeitinformationen verarbeiten, z.B. um eine Messung auf Mikrofonie zu untersuchen, besteht die Möglichkeit, aus den gespeicherten Daten mit dem Programm *ORCAROOT* [Det05] eine für das Datenanalysepaket *ROOT* [ROO06] lesbare Datei zu erstellen und damit weitergehende Analysen durchzuführen.

3.3.3.4 Die Kalibrierung des Detektors

Die Kalibrierung der PIN-Diode fand nicht im Rahmen dieser Arbeit statt. Zum besseren Verständnis wird hier jedoch die Vorgehensweise vorgestellt, da für die Datenauswertung die Kenntnis der Energiekalibrierung notwendig ist.

Während des Betriebs des TRAP-Experiments ist es notwendig, eine Energiekalibrierung des Detektors durchzuführen. Da zum Zeitpunkt der Kalibrierung keine Umgangsgenehmigung für die dazu notwendigen radioaktiven Präparate vorlag, musste eine andere Lösung gefunden werden.

Dazu wurde der Detektor mit einer Kalibrierquelle kalibriert. Diese Kalibrierung fand vor dem Einbau in TRAP außerhalb des Tritiumlabors statt.

Als Kalibrierquelle wurde ^{241}Am verwendet. Bei dieser Quelle ist es möglich, „Fenster“ verschiedener Materialien als Aufsatz zu wählen. Die γ -Quanten des ^{241}Am -Präparats regen die Atome des Fenstermaterials zu Röntgenfluoreszenz an, die charakteristisch für das jeweilige Element ist.

Als Fenster wurden Kupfer, Rubidium, Molybdän, Silber, Barium und Ter-

bium verwendet. Die Energien der charakteristischen Röntgenstrahlung der verwendeten Fenstermaterialien sind in Tabelle 3.1 aufgezählt. In den jeweils gemessenen Spektren ist immer auch die Americium-Linie bei 59,9 keV zu sehen.

Unmittelbar darauf wurden mit dem Testpulser Spannungspulse unterschiedlicher Pulshöhen auf die erste Vorverstärkerstufe gegeben. Dadurch ist es möglich einer gegebenen Pulshöhe des Testpulsers die entsprechende Energie zuzuordnen.

Abbildung 3.13 zeigt beispielhaft das gemessene Spektrum mit dem Molybdän-Fenster. In Abbildung 3.14 ist der Mittelwert des ADC-Kanal über der Energie bzw. der ADC-Kanal über der gewählten Pulshöhe aufgetragen. Bei beiden Abhängigkeiten lässt sich eine lineare Regression durchführen. Durch Einsetzen der beiden Abhängigkeiten ineinander erhält man die Energie in Abhängigkeit von der Pulshöhe:

$$E[\text{keV}] = 45,0376 \cdot V_{pp}[\text{Volt}] - 0,2980 \quad (3.3)$$

mit der Pulshöhe V_{pp} .

Damit ist es bei konstanten Detektoreigenschaften - unabhängig von Kalibrierquellen - mit Hilfe eines Testpulsers möglich, eine neuerliche Kalibrierung des Detektors durchzuführen, ohne auf radioaktive Quellen zurückgreifen zu müssen.

Tabelle 3.1: Energien der charakteristischen Röntgenstrahlung der verwendeten Austrittsfenster der Röntgenstrahlungsquelle (aus [XRD01])

Fenster	Kupfer	Rubidium	Molybdän	Silber	Barium	Terbium
E_γ [keV]	8,048	13,37	17,479	22,162	32,193	44,481

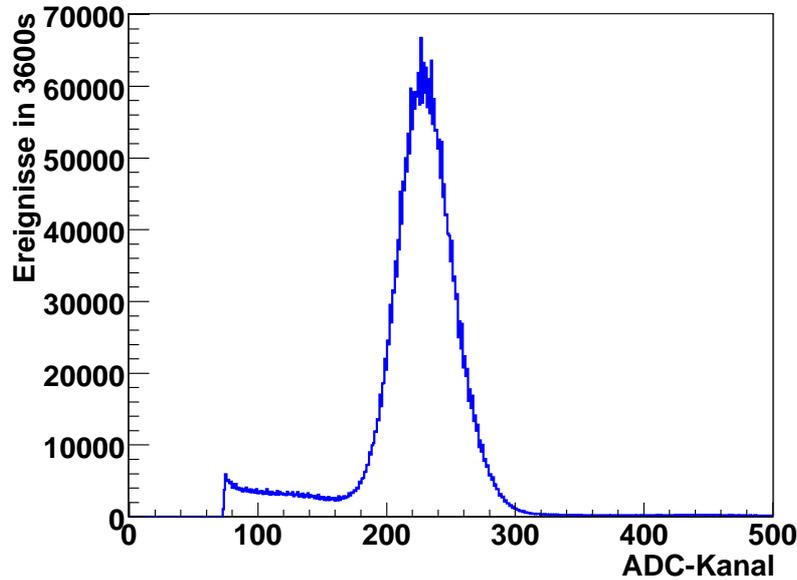


Abbildung 3.13: Mit dem Detektor gemessenes Molybdän-Spektrum. Gezeigt ist die Detektorantwort auf die K_{α} -Linie von Molybdän (17,479 keV). Der linke Teil des Spektrums, der vom Rauschen dominiert ist, wurde durch eine geeignete Wahl des Schwellenwerts abgeschnitten. Zur Kalibrierung des Pulsers wurden Spektren mehrerer Kalibrierquellen aufgenommen. Unmittelbar darauf wurden Messungen mit einem Testpuls vorgenommen. Dadurch ist es möglich, einem gegebenen Puls bestimmter Höhe eine Energie zuzuordnen. Dies ermöglicht eine Kalibrierung des Detektors mit dem Testpuls.

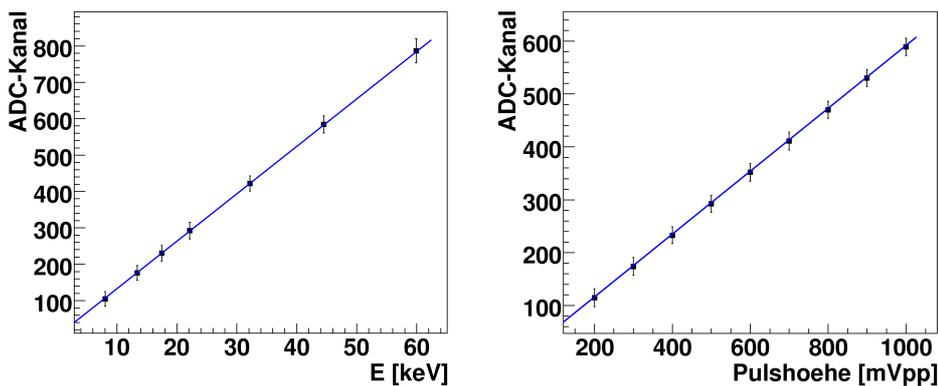


Abbildung 3.14: Kalibrierung des Pulsers: Aufgetragen ist der Mittelwert der Gaußverteilung des Kanals des Analog-Digital-Konverters über der Energie der jeweiligen K_{α} -Linie (linkes Schaubild) bzw. der eingestellten Pulshöhe (rechtes Schaubild).

3.3.3.5 Der Magnet

Der Halbleiterdetektor von TRAP ist in einem Magneten installiert. Mit diesem Magneten kann ein Führungsmagnetfeld erzeugt werden, das Tritiumzerfallselektronen auf Zyklotronbahnen zum Detektor hin führt. Der Detektor „sieht“ so nicht nur Zerfälle, die auf seiner Oberfläche oder in seiner unmittelbaren Umgebung stattfinden. Elektronen aus weiter entfernten Gebieten und Wänden des Nachweissystems werden durch das Magnetfeld zu ihm geführt.

In Abbildung 3.15 ist ein Schnitt durch das Nachweissystem dargestellt. Ein gezeichnet sind die magnetischen Flusslinien, die den Detektor schneiden.

Der Magnet erzeugt in seiner Mitte bei einer Stromstärke von 8,9 A eine magnetische Flussdichte von 0,1 T. Die Zyklotronradien der Tritium- β -Zerfallselektronen liegen in der Größenordnung des Nachweissystems (bis zu 18 cm). Damit kann der Anteil der zum Detektor geführten Elektronen nicht über einfache geometrische Betrachtungen ermittelt werden. Stattdessen ist es zum Verständnis der Detektordaten notwendig, eine Simulation mit Bahnverfolgung von Elektronen im Magnetfeld durchzuführen (siehe Kapitel 5).

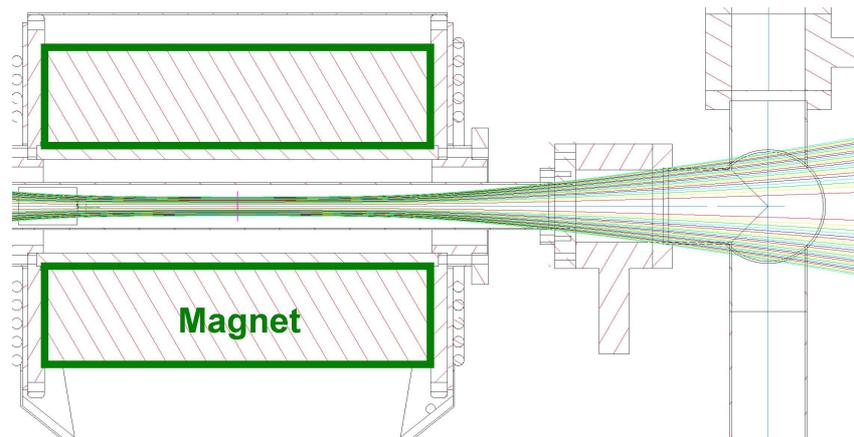


Abbildung 3.15: Das Nachweissystem mit den magnetischen Flusslinien die den Detektor schneiden. Gezeigt ist nur der relevante Teil des Nachweissystems.

Kapitel 4

Tritiummessungen mit TRAP

Das vorliegende Kapitel beschreibt die Tritium-Messungen mit TRAP, die während der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden. In Abschnitt 4.1 werden die Parameter der Messungen vorgestellt. In Abschnitt 4.2 wird der Ablauf der Messungen beschrieben. In Abschnitt 4.3 werden die während der Messphase TRAP-Run#6 gewonnenen Daten präsentiert. Es wird aufgezeigt, wie anhand der Daten auf das Tritiumrückhaltevermögen von TRAP geschlossen wird.

4.1 Überblick über die Messungen

Das Hauptziel der Messungen mit TRAP ist, das Tritiumrückhaltevermögen von TRAP zu bestimmen.

Die gesuchte Größe ist der Reduktionsfaktor des Tritiumflusses durch die Kryofalle:

$$K = \frac{Q_{ein}}{Q_{aus}} \quad (4.1)$$

wobei Q_{ein} die in die Kryofalle eingelassene Tritiumflussrate bezeichnet. Mit Q_{aus} wird die Tritiumflussrate in das Nachweissystem bezeichnet.

Im Rahmen dieser Arbeit fanden zwei TRAP-Messphasen mit Tritium statt, TRAP Run#5 und TRAP Run#6. Die Parameter dieser Messungen sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Der Schwerpunkt der Messung bei TRAP Run#5 war die Gewinnung von Massenspektrometerdaten, um die Resultate von TRAP Run#4 zu reproduzieren.¹ Es wurde 80% der Messzeit mit dem Massenspektrometer gemessen und die

¹TRAP Run#4 war die erste TRAP-Messphase mit Tritium. TRAP Run#4 fand vor Beginn dieser Arbeit statt. Es wurde ausschließlich mit einem Massenspektrometer gemessen, das den Massenbereich 1-100 amu abdeckt.

Tabelle 4.1: Parameter der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messphasen mit TRAP (nach [CPS06]).

	Run#5	Run#6
Zeitpunkt	16.01.2006 – 16.02.2006	24.04.2006 – 01.06.2006
Argonmenge [mbar l]	93,8	74,9
Dicke der Argonschicht [μm]	1-2	1-2
Argon-Einlassrate [mbar l/s]	0.009	0.009
Argon-Präparation-Parameter	Kryostat bei 1,4 bar	
Tritiumgehalt des eingelassenen Gasgemisches	<u>44% Tritium:</u> DT: 43%, T ₂ : 19%, HT: 7%	<u>44% Tritium:</u> DT: 43%, T ₂ : 19%, HT: 7%
Gas-Menge [mbar l]	0,134	0,134
Aktivität [GBq]	5,6	5,6
Einlassrate [mbar l/s]	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-7}$
Einlassdauer [Tage]	$\sim 1,5$	~ 10
Standzeit nach Einlassende [Tage]	~ 25	~ 18
verwendete Nachweisinstrumente	RGA (1-6 amu), Halbleiterdetek- tor	RGA (1-6 amu), Halbleiterdetek- tor

verbleibenden 20% der Messzeit mit dem Halbleiterdetektor.

Der Schwerpunkt bei TRAP Run#6 war die Reproduktion der mit dem Detektor gemessenen Daten aus TRAP Run#5. Hier wurde 90% der Messzeit mit dem Halbleiterdetektor gemessen, die restlichen 10% mit dem Massenspektrometer.

Im folgenden Abschnitt wird der Ablauf einer Messphase mit TRAP vorgestellt.

4.2 Ablauf der Messungen

Der Ablauf einer TRAP-Messphase gliedert sich in die folgende Abschnitte:²

- **Vorbereitung:** Im Inneren der Kryofalle wird ein Ultrahochvakuum ($< 5 \cdot 10^{-8}$ mbar) erzeugt. Dies ist notwendig, da die Bestandteile des Gasraums der Kryofalle auf der Edelstahloberfläche auffrieren, sobald das System kaltgefahren wird.
- **Kaltfahren:** Der Kryostat wird mit Heliumgas gespült, um andere Gase zu entfernen. Dann werden die Stickstoffschilde des Kryostaten mit Flüssigstickstoff befüllt. Nachdem das System abgekühlt ist, wird über einen Heber der Kryostat mit der Heliumvorratskanne verbunden. Mit einer He-Gasflasche wird ein Überdruck auf die Heliumvorratskanne gegeben und dadurch Helium aus der Vorratskanne in den Kryostaten transferiert.
- **Argonpräparation:** Aus dem Argon-Einlassbehälter wird Argon über die Argonkapillare eingelassen. Die Kapillare wird während der Präparation mit einem Heizdraht beheizt, um ein Auffrieren des Argons auf der Kapillare zu vermeiden.
- **Tritiumeinlass:** Über die Tritiumkapillare wird Tritium aus dem Tritiumeinlassbehälter eingelassen.
In Abbildung 4.1 ist der Totaldruckverlauf im Tritiumeinlassbehälter während des Tritiumeinlasses bei TRAP-Run#6 gezeigt. Aus der Zusammensetzung des eingelassenen Gasgemisches, dem Volumen des Tritiumeinlassbehälters und dem Druckabfall im Tritiumeinlassbehälter lässt sich die mittlere Tritiumeinlassrate bestimmen.
- **Standzeit:** Die Migration des in der Kryofalle adsorbierten Tritiums wird untersucht. Nach Ende des Tritiumeinlasses wird abgewartet, ob in der Kryofalle adsorbiertes Tritium in das Nachweissystem migriert. Dazu wird das Experiment ohne Tritiumeinlass über mehrere Wochen weiterbetrieben.
- **Regeneration:** Nach Abschluss der Messungen wird TRAP wieder warmgefahren. Dazu wird die Kryofalle entgegen des Kontaminationsgefälles mit Heliumgas gespült und aufgewärmt. Dabei ist das Nachweissystem durch ein Ventil von der Kryofalle abgetrennt.

Der Kryostat kann maximal mit ≈ 164 ℓ flüssigem Helium gefüllt werden. Die Mindestfüllmenge, um den einwandfreien Betrieb des TRAP-Experiments

²Eine detaillierte Darstellung des Ablaufs der Messphasen findet sich in [Eic07].

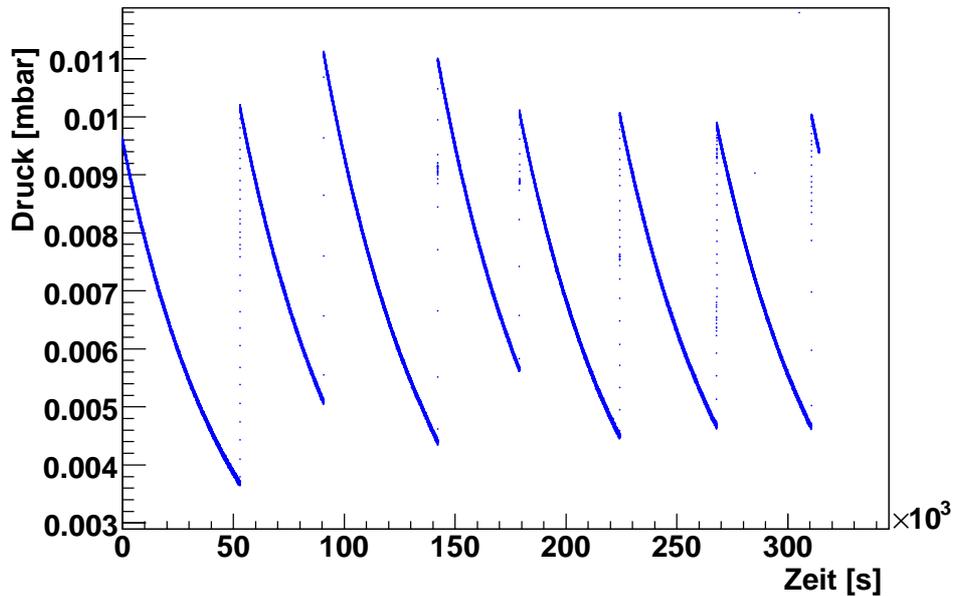


Abbildung 4.1: Druckverlauf im Tritiumeinlassbehälter während des Tritiumeinlasses bei TRAP Run#6. Die eingelassene Tritiumflussrate in die Kryofalle wird durch den Druckabfall über die Tritiumeinlasskapillare geregelt. Zu sehen ist der zeitliche Verlauf des Totaldrucks im Tritium-Einlassbehälter während des Tritiumeinlasses bei TRAP Run#6. Der Druck im Tritium-Einlassbehälter muss in regelmäßigen Abständen erhöht werden, um den Tritiumeinlass aufrechtzuerhalten. Die mittlere Flussrate in die Kryofalle lässt sich aus dem Zeitverlauf des Drucks im Einlassbehälter, dem Volumen des Einlassbehälters und dem Tritiumgehalt des eingelassenen Gasgemisches bestimmen.

sicherzustellen, ist 127ℓ . Der mittlere Verlust an flüssigem Helium durch Abdampfung beträgt $3\text{-}4 \ell/\text{h}$. Der Kryostat muss daher spätestens alle 12 Stunden nachgefüllt werden.³ Das Nachfüllen des Kryostaten erfolgt im Schichtbetrieb mit jeweils zwei Personen, eine Schicht dauert $\sim 2\text{h}$.

Die Messungen mit dem Massenspektrometer oder dem Halbleiterdetektor werden während der Messphase ununterbrochen durchgeführt. Es ist jedoch nicht möglich die beiden Nachweisinstrumente zeitgleich zu betreiben (Abschnitt 3.3.1). Daher ist es nötig, während der Messphase manuell zwischen den beiden Nachweisinstrumenten umzuschalten.

Mit dem Halbleiterdetektor werden ohne angeschaltetes bzw. mit angeschaltetem Führungsmagnetfeld jeweils Daten von 1000 s genommen.

³Die Stickstoffkühlschilde und der Flüssigstickstoffbehälter zur Kühlung des Halbleiterdetektors müssen alle 24 Stunden nachgefüllt werden.

Die Energiekalibrierung des Detektors wird mehrmals täglich durch Messungen mit dem Testpulsler mit Pulshöhen von 300 mV und 600 mV überprüft.

Es werden so während einer Messphase drei verschiedene Datensätze gewonnen, die insgesamt aus mehr als 2000 Dateien bestehen: die Massenspektrometerdaten, die Detektordaten mit Führungsmagnetfeld und die Detektordaten ohne Führungsmagnetfeld. Die drei Datensätze werden zusammen benötigt, um auf die Flussrate in das Nachweissystem zu schließen (siehe Abschnitt 4.3.3).

4.3 Auswertung der Messung

Das Hauptziel der Messungen mit TRAP ist es, den Reduktionsfaktor der Kryofalle für Tritium zu bestimmen (Gleichung 4.1). Die Bestimmung des Reduktionsfaktors K erfordert die Kenntnis der Tritiumeinlassrate Q_{ein} und der Tritiumflussrate aus der Kryofalle Q_{aus} .

Die Tritiumeinlassrate Q_{ein} lässt sich aus dem Druckverlauf im Tritium-Einlassbehälter während des Tritiumeinlasses (Abbildung 4.1), dem Volumen des Einlassbehälters und der Zusammensetzung des eingelassenen Gasgemisches bestimmen:

$$Q_{ein} = \frac{\Delta P_{TE}}{\Delta t} \cdot V_{TE} \cdot c_T = (1,37 \pm 0,17) \cdot 10^{-7} \text{ mbar } \ell/\text{s} \quad (4.2)$$

Dabei bezeichnet ΔP_{TE} den Druckabfall im Tritium-Einlassbehälter über einen Zeitraum Δt , $V_{TE} \approx 1,3 \ell$ das Volumen des Tritium-Einlassbehälters und c_T den Tritiumgehalt des eingelassenen Gasgemisches (siehe Tabelle 4.1).

Die Bestimmung von Q_{aus} ist nicht direkt möglich. Die Tritiumflussrate aus der Kryofalle in das Nachweissystem teilt sich in mehrere Beiträge auf:

- **Die Anhäufungsrate im Gasraum Q_G :** Das durch die Kryofalle migrierte Tritium häuft sich im Volumen des Nachweissystems an und führt dort zu einer Erhöhung des Tritiumpartialdrucks. Q_G lässt sich anhand des Zeitverlaufs der mit dem Massenspektrometer gemessenen Partialdrücke bestimmen. (Abschnitt 4.3.1).
- **Die Adsorptionsrate auf den Detektor Q_D :** Der Detektor stellt im Betrieb bei $\approx 170 \text{ K}$ eine Kaltfalle dar. Moleküle aus dem Gasraum frieren während der Messphase auf seiner Oberfläche auf. Die Oberfläche wird durch das in das Nachweissystem migrierte Tritium kontaminiert. Es besteht die Möglichkeit die Oberfläche des Detektors durch Aufwärmen auf $\sim 70 \text{ }^\circ\text{C}$ zu dekontaminieren. Das Aufwärmen des Detektors erfolgt über den Kupferkühlfinger, der dazu mit einem Heizband beheizt wird.

- Die Adsorptionsrate auf den Wänden des Nachweissystems Q_W : Tritium wird auf den Wänden des Nachweissystems adsorbiert.
- Die Diffusionsrate von Tritium in die Wände des Nachweissystems Q_B : Tritium kann in die Wände des Nachweissystems diffundieren. Hierfür steht kein Nachweisinstrument zur Verfügung. Dieser Prozess muss weitestgehend unterdrückt werden, um den systematischen Fehler der Messung so klein wie möglich zu halten.

Abbildung 4.2 zeigt die Beiträge, in die sich die Tritiumflussrate in das Nachweissystem aufteilt.

Die Adsorptionsraten auf den Detektor und den Wänden des Nachweissystems lassen sich aus den mit dem Halbleiterdetektor gewonnenen Daten bestimmen (Abschnitt 4.3.3).

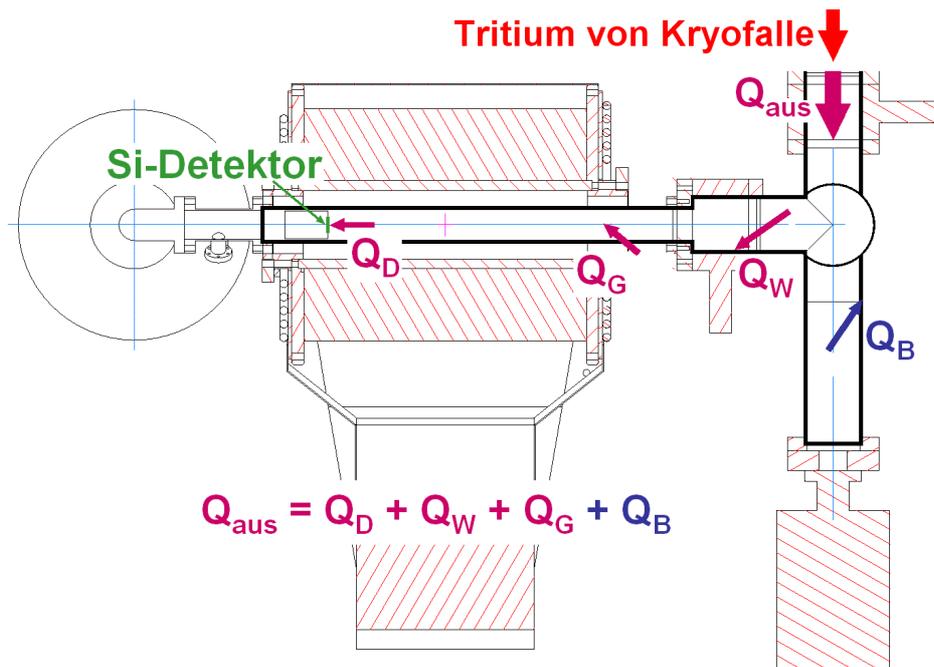


Abbildung 4.2: Aufteilung der ausgehenden Flussrate: Die Tritiumflussrate, die in das Nachweissystem gelangt, teilt sich im Nachweissystem in mehrere Beiträge auf: Die effektive Adsorptionsrate auf dem Detektor Q_D , die effektive Adsorptionsrate auf den Wänden Q_W , die Anhäufungsrate im Gasraum Q_G und die Diffusionsrate in das Wandmaterial Q_B .

4.3.1 Die Massenspektrometerdaten

Mit dem Massenspektrometer ist es prinzipiell möglich Tritium in der Gasphase nachzuweisen. Zur Auswertung der mit dem Massenspektrometer gewonnenen Daten wurde Masse 5 (DT) verwendet. DT ist im eingelassenen Gasgemisch die am häufigsten (siehe Tabelle 4.1) vorkommende Tritiumverbindung und eine Verwechslung mit anderen Molekülen ist ausgeschlossen.

In Abbildung 4.3 ist der Partialdruckverlauf während TRAP Run#6 (siehe Tabelle 4.1) für Masse 5 (DT) dargestellt.

Mit dem Massenspektrometer wird kein Anstieg des Partialdrucks von DT im Nachweissystem über die ganzen Messphase bis zur Nachweisgrenze des Massenspektrometers gesehen.

Man kann die Anhäufungsrate im Gasraum Q_G unter der Annahme abschätzen, dass der Partialdruck von DT im Nachweissystem über die Dauer der Messphase gerade bis zur Nachweisgrenze angestiegen ist:

$$Q_G < P_N \cdot V_{NWS} / t_{mess} \approx 10^{-19} \text{ mbar } \ell/\text{s} \quad (4.3)$$

Dabei ist P_N die Nachweisgrenze des Massenspektrometers, $V_{NWS} \approx 2,5 \ell$ das Volumen des Nachweissystems und t_{mess} die Dauer der Messphase

Die Massenspektrometerdaten von TRAP Run#4 und TRAP-Run#5 weisen ebenfalls kein Tritium in der Gasphase bis zur Nachweisgrenze des Massenspektrometers nach. [Eic07]

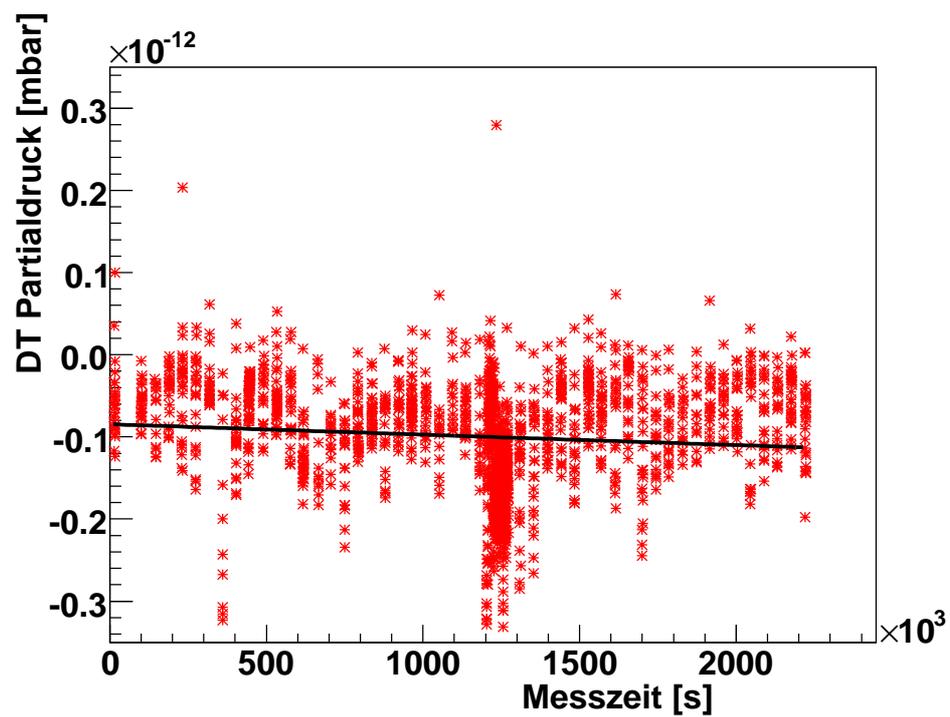


Abbildung 4.3: Zeitlicher Verlauf des Partialdrucks von DT im Nachweissystem während TRAP Run#6: Zum Nachweis von Tritium mit dem Massenspektrometer wurde zur Auswertung DT (Masse 5 amu) verwendet. DT-Moleküle sind die im eingelassenen Gasmisch am häufigsten vorkommende Tritiumverbindung und Masse 5 hat den niedrigsten Untergrund.

4.3.2 Auswertung der Detektordaten

Am *ORCA*-System sind Datenanalysen nur in beschränktem Umfang möglich. Bei der während der TRAP-Messungen angefallenen Datenmenge ist ein manuelles Durchgehen der einzelnen Detektormessungen nicht mehr praktikabel. Während des TRAP-Runs#6 wurden ≈ 2200 Messungen mit dem Detektor über jeweils 1000 s durchgeführt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden daher mehrere Programme bzw. Makros entwickelt, die die Datenauswertung halb-automatisiert ablaufen lassen.

Die gewonnenen Daten werden mit dem Programm *ORCAROOT* [Det05] in ein für das Datenanalysepaket *ROOT* [ROO06] verwendbares Format konvertiert.

Zur Auswertung des Zeitverhaltens der Zählrate am Detektor wurde das Energiefenster von 6 - 20 keV gewählt. Der Bereich im Spektrum unterhalb von 6 keV ist vom Rauschen überlagert. Die Obergrenze 20 keV ist so gewählt, dass Tritium- β -Zerfallselektronen mit Energien > 6 keV unter der Berücksichtigung der Energieauflösung des Detektors innerhalb des Energiefensters nachgewiesen werden.

Zur Analyse wird die aktuelle Energiekalibrierung des Detektors benötigt. Hierfür wurde ein Makro entwickelt, das aus den jeweiligen Messungen mit dem Testpulser⁴ die ADC-Kanäle, die einer Energie von 6 keV bzw. 20 keV entsprechen, bestimmt.

Die Energiekalibrierung wurde mehrmals täglich durch Pulsermessungen überprüft. In Tabelle 4.2 ist die mittlere Kalibrierung des Detektors für 6 keV und 20 keV angegeben. Der zeitliche Verlauf der Energiekalibrierung ist in Anhang E dargestellt.

Die Umrechnung zwischen dem Kanal des ADCs und der dazugehörigen Energie erfolgt nach:

$$E[\text{keV}] = (0,0717 \pm 0,0003) \cdot Ch_{ADC} - (0,1083 \pm 0,04) \quad (4.4)$$

Dabei bezeichnet Ch_{ADC} den Kanal des Analog-Digital-Konverters.

Zur Auswertung der Messungen wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Programme *ANALYSEROOT* und *ANALYSEROOT2* entwickelt, die durch Angabe der auszuwertenden Messungen und der aktuellen Energiekalibration die Auswertung durchführen. Die beiden Programme unterscheiden sich nur dadurch, wie die auszuwertenden Detektormessungen angegeben werden. Bei *ANALYSEROOT* wird die Nummer ersten und letzten auszuwertenden Detektormessung angegeben und anschließend die Daten automatisiert ausgewertet.

⁴Als Testpulser wird der HP33120A 15Mhz Function/Arbitrary Wave Form Generator verwendet, der Pulse definierter Höhe mit einer Genauigkeit von 0,1% liefert ([HPD04]).

Tabelle 4.2: Energiekalibrierung des Detektors: Aufgelistet sind der Mittelwert und die Standardabweichung des ADC-Kanals, der der oberen bzw. unteren Grenze des zur Auswertung verwendeten Energieintervalls entspricht. Zur Auswertung der Daten wurden als Intervallgrenzen für das Energieintervall 6 - 20 keV die ADC-Kanäle 85 und 281 verwendet.

Energie [keV]	ADC-Kanal	Sigma
6	85,2	0,5
20	280,5	0,5

Bei *ANALYSEROOT* werden die Nummern der auszuwertenden Messungen dem Programm als ASCII-Datei übergeben und ausgewertet. Die beiden Programme erstellen eine ASCII-Tabelle mit den folgenden Einträgen:

- Die fortlaufende Nummer der jeweiligen Detektormessung
- Der Startzeitpunkt der Messung
- Die Dauer der Messung
- Die Anzahl der gemessenen Ereignisse im Energieintervall 6 - 20 keV und deren statistischen Fehler
- Die Ereignisrate (Anzahl der gemessenen Ereignisse innerhalb der Messzeit) im Intervall 6 - 20 keV in [mHz] und deren statistischen Fehler
- Die Anzahl und die Ereignisrate im Intervall 6 - 20 keV, die mehr als 0,01 s Zeitabstand zum vorangegangenen Ereignis haben und deren statistischen Fehler
- Die prozentuale Anteil an Ereignissen mit einem Zeitabstand $< 0,01$ s

Der Anteil der Ereignisse mit einem Zeitabstand $< 0,01$ s ist ein Indikator für durch Mikrofonie oder andere Störungen bedingte Ereignisse.⁵ Weist ein Großteil der Ereignisse einer Messung einen Zeitabstand $< 0,01$ s auf, so ist davon auszugehen, dass diese Messung durch äußere Einflüsse gestört wurde.

Im folgenden Abschnitt werden die während TRAP-Run#6 mit dem Halbleiterdetektor gewonnenen Daten vorgestellt.

⁵Bei den erwarteten Ereignisraten liegt ohne äußere Störeinflüsse nur ein geringer Anteil mit einem Zeitabstand $< 0,01$ s vor.

4.3.2.1 Tritiumnachweis mit dem Detektor

Mit dem Massenspektrometer konnte bis zur Nachweisgrenze des Massenspektrometers kein Tritium in der Gasphase im Nachweissystem nachgewiesen werden (Abschnitt 4.3.1).

Mit dem Halbleiterdetektor wurde Tritium nachgewiesen. In Abbildung 4.4 ist das integrale, während der Messungen mit ausgeschaltetem Magnetfeld gewonnene Spektrum des Detektors dargestellt.

Abbildung 4.5 zeigt die Differenzzeiten zwischen den mit dem Detektor gemessenen Ereignissen einer Detektormessung. Der radioaktive Zerfall ist ein Zufallsprozess, der der Poisson-Statistik genügt. Es wird daher ein exponentielles Verhalten der Abstände aufeinanderfolgender Ereignisse erwartet. Die Differenzzeiten zeigen dieses Verhalten. Man kann also sicher sein, dass die mit dem Detektor gemessenen Ereignisse von einem statistischen Zufallsprozess herrühren (hier: radioaktiver Zerfall).

Zur Interpretation der Detektordaten muss bekannt sein, was mit dem Halbleiterdetektor gemessen wird. Dies sind:

- Elektronen von Tritiumzerfällen auf der Oberfläche des Detektors
- Bei ausgeschaltetem Führungsmagnetfeld: Elektronen von Tritiumzerfällen auf den Wänden des Nachweissystems und prinzipiell auch von Tritiumzerfällen in der Gasphase, wenn die entsprechenden Elektronen im Raumwinkel zum Detektor emittiert werden.
- Bei eingeschaltetem Führungsmagnetfeld: Elektronen aus Zerfällen auf den inneren Wänden des Nachweissystems und prinzipiell aus der Gasphase, die durch das Führungsmagnetfeld auf Zyklotronbahnen zum Detektor geführt werden.
- jegliche Art von Strahlung, die auf den Halbleiterdetektor trifft.⁶

Der Beitrag von Elektronen aus der Gasphase ist bei den gemessenen Detektorraten vernachlässigbar gering.⁷ ⁸ Die mit dem Halbleiterdetektor gemessenen Elektronen stammen daher fast ausschließlich von Tritiumzerfällen auf der Oberfläche des Detektors und von Zerfällen auf den inneren Wänden des Nachweissystems.

⁶Daher ist es nicht möglich Massenspektrometer und Halbleiterdetektor zeitgleich zu betreiben. Das Filament des Massenspektrometers beleuchtet den Halbleiterdetektor durch Reflexion von Licht an den Wänden.

⁷Bei einem Tritiumpartialdruck von 10^{-13} mbar erwartet man im Nachweissystem Zerfallsraten < 20 mHz (Gleichung 3.2). Von diesen Zerfällen trifft nur ein Bruchteil den Detektor.

⁸Die Untergrundzählrate im Energiefenster [6 keV, 20 keV] liegt bei ≈ 70 mHz.

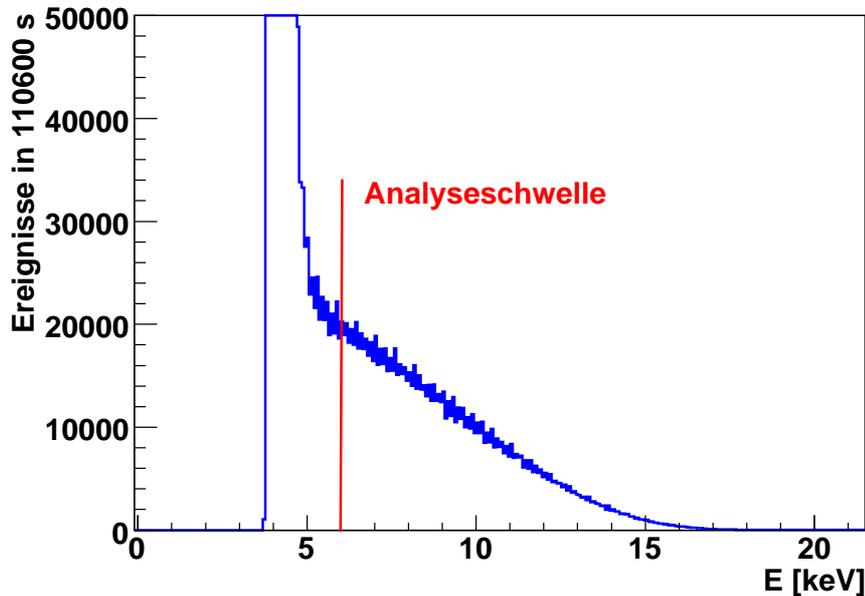


Abbildung 4.4: Integrales mit dem Detektor gemessenes Tritium-Spektrum, gemessen während Run#6. Zu sehen ist das integrale mit dem Detektor bei ausgeschaltetem Führungsmagnetfeld gemessene Spektrum von Beginn der Messung bis zur ersten Regeneration des Detektors durch Aufwärmen nach ~ 15 Tagen. Deutlich zu erkennen ist im Bereich unter 5,5 keV der Bereich, der vom Rauschen des Detektors und der Elektronik dominiert wird. Aus diesem Grund wurde zur Auswertung der Daten das Energiefenster von 6 - 20 keV gewählt. Der Bereich unter 4 keV wurde durch Wahl eines geeigneten Schwellenwerts des Analog-Digital-Konverters abgeschnitten.

Die durch den Kühlfinger mit flüssigem Stickstoff gekühlte PIN-Diode ist de-facto eine Kühlfalle. Ein Teil der Tritiumflussrate in das Nachweissystem wird auf ihrer Oberfläche adsorbiert. Es ist möglich, die so entstandene Oberflächenkontamination durch Aufwärmen des Detektors auf 70°C zu beseitigen (siehe Abschnitt 4.2). Abbildung 4.6 zeigt die unmittelbar vor und nach der Regeneration des Detektors gemessene Spektren.

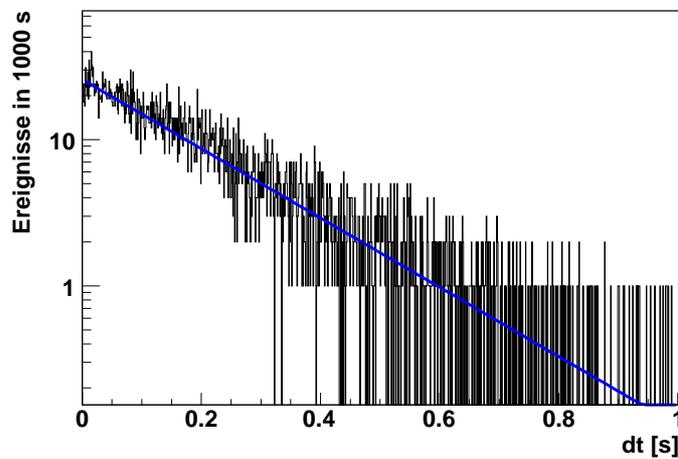


Abbildung 4.5: Differenzzeiten aller mit dem Detektor gemessenen Ereignissen während Detektormessung 4442. Die Zeitabstände zwischen zwei aufeinanderfolgenden Ereignissen zeigen ein exponentielles Verhalten.

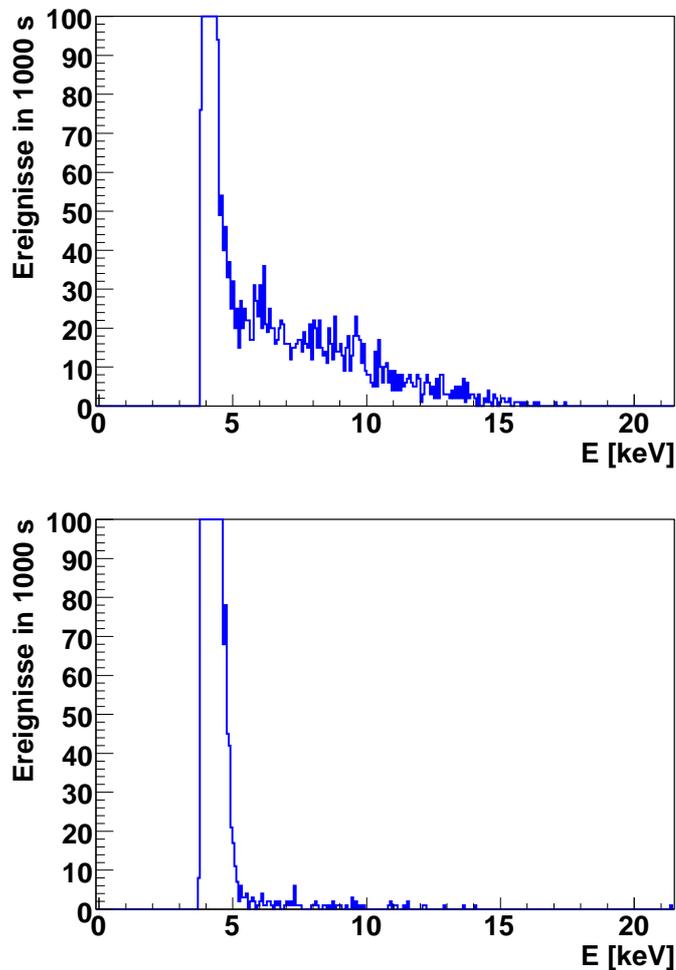


Abbildung 4.6: Regeneration des Detektors: Das Detektorsignal (aufgenommen über jeweils 1000 s) unmittelbar vor (oben) und nach dem Aufwärmen (unten) (Detektormessungen 4442 und 4527). Das auf der kalten Detektoroberfläche adsorbierte Tritium ist durch das Aufwärmen des Detektors desorbiert. Der Unterschied in der Zählrate im Fenster 6 - 20 keV ist gut zu erkennen. Im Bereich unter 5,5 keV ist deutlich der Beginn der Rauschkante zu erkennen. In der oben dargestellten Detektormessung liegen im Intervall 6 - 20 keV 1319 Ereignisse, in der unten dargestellten 68.

4.3.2.2 Zeitabhängigkeit der Signalrate am Detektor

Zur Analyse des Zeitverhaltens der mit dem Detektor gewonnenen Daten wird ein Energiefenster von 6 - 20 keV verwendet. Das Energiefenster entspricht den Kanälen 85-281 des Analog-Digital-Konverters (Abschnitt 4.3.2).⁹ In den Abbildungen 4.7 und 4.8 ist der zeitliche Verlauf der Zählrate im Energieintervall 6 - 20 keV bei ausgeschaltetem und bei angeschaltetem Führungsmagnetfeld während des Tritiumeinlasses dargestellt. Bei beiden Raten ist ein exponentieller Anstieg gegen eine Asymptote zu erkennen.

Die mit dem Detektor gemessenen Raten setzen sich wie folgt zusammen:

$$A_{\text{off}} = c \cdot K_{\text{D}} + a \cdot K_{\text{W}} \quad (4.5)$$

$$A_{\text{on}} = r \cdot c \cdot K_{\text{D}} + b \cdot K_{\text{W}} \quad (4.6)$$

Dabei ist A_{off} die Zählrate im Intervall [6 keV, 20 keV] bei ausgeschaltetem, und A_{on} die Zählrate im Intervall [6 keV, 20 keV] bei angeschaltetem Führungsmagnetfeld. K_{D} bezeichnet die totale Detektorkontamination und K_{W} die totale Wandkontamination im Nachweissystem. Die Faktoren a , b , c bezeichnen den Bruchteil der Kontaminationen, der im Energieintervall [6 keV, 20 keV] mit dem Detektor gemessen wird. Der Faktor r berücksichtigt, dass durch das Führungsmagnetfeld mehr Elektronen aus Zerfällen auf der Detektoroberfläche nachgewiesen werden.¹⁰ Beide Raten steigen an.

Die Zählrate im Energieintervall 6 - 20 keV zeigt einen Sättigungseffekt. Die Ursache dieses Sättigungseffektes sind statistische Adsorptions- und Desorptionsprozesse von Molekülen aus der Gasphase auf der Detektoroberfläche. Für die Anzahl der auf der Oberfläche adsorbierten Moleküle gilt [Eic07]:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dN_a}{dt} - \frac{dN_d}{dt} \quad (4.7)$$

Dabei ist N die Anzahl der auf der Detektoroberfläche adsorbierten Tritiummoleküle, dN_a/dt die Adsorptionsrate auf dem Detektor und dN_d/dt die Desorptionsrate vom Detektor. Adsorption- und Desorptionsrate hängen vom im System herrschenden Druck und dem Belegungsgrad der Oberfläche ab. Die Lösung der Differentialgleichung hat die Form [Eic07]:

$$N(t) = X \cdot t_s \left(1 - e^{-\frac{t-t_0}{t_s}} \right) \quad (4.8)$$

Dabei bezeichnet X die maximale Anstiegsrate der auf dem Detektor adsorbierten Tritiummoleküle. Die Interpretation der Daten erfolgt in Abschnitt 5.5.

⁹Eine mögliche Abweichung der Kalibrierung um 2 Kanäle führt zu einer maximalen Abweichung der Zählraten um 3,2% (mittlere Abweichung: 1,6 % ± 0,4 %).

¹⁰Elektronen, die sich vom Detektor wegbewegen, können durch das inhomogene Führungsmagnetfeld reflektiert und auf den Detektor geführt werden. (siehe Abschnitt 5.2.1)

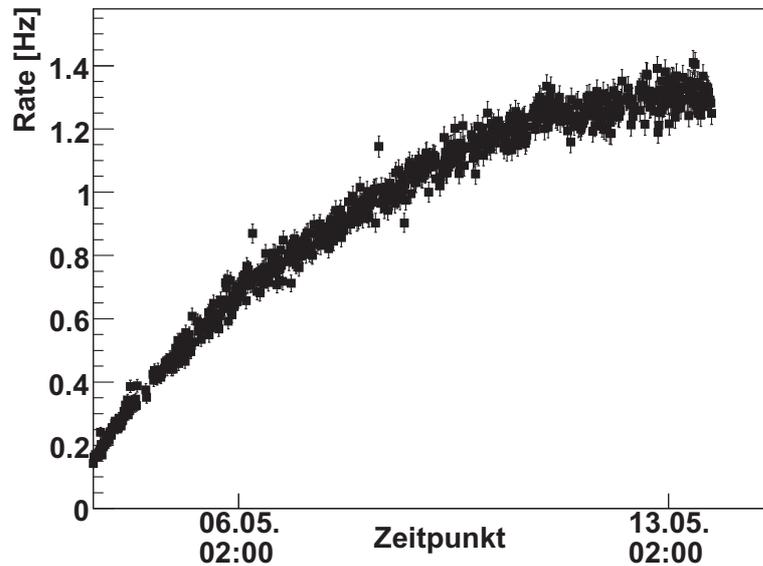


Abbildung 4.7: Zeitlicher Verlauf der Signalrate bei ausgeschaltetem Führungsmagnetfeld im Energiefenster 6 - 20 keV während des Tritiumeinlasses. Jeder Punkt entspricht einer Messung über 1000 s.

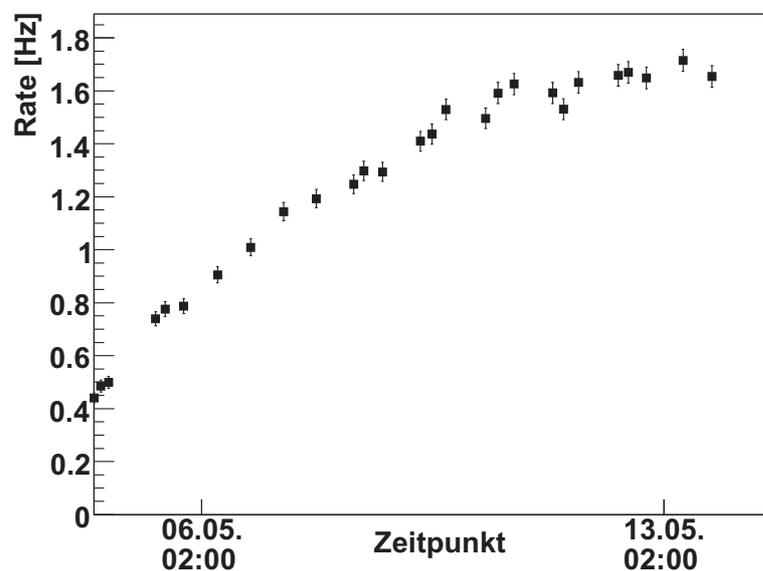


Abbildung 4.8: Zeitlicher Verlauf der Signalrate bei angeschaltetem Führungsmagnetfeld im Energiefenster 6 - 20 keV während des Tritiumeinlasses. Jeder Punkt entspricht einer Messung über 1000 s.

4.3.3 Bestimmung des Tritiumrückhaltevermögens von TRAP

Zur Bestimmung des Reduktionsfaktors K , bzw. seiner Untergrenze müssen die Beiträge der Flussrate in das Nachweissystem bekannt sein. Q_G kann man direkt anhand der mit dem Massenspektrometerdaten gewonnenen Daten abschätzen (Abschnitt 4.3.1).

Die Diffusionsrate in die Wände des Nachweissystems Q_B lässt sich nicht nachweisen. Dieser Diffusionsprozess sollte daher weitgehend unterdrückt werden, um den systematischen Fehler der Messung so klein wie möglich zu halten. Bis einschließlich TRAP-Run#6 bestanden die Wände des Nachweissystems aus Edelstahl.

Eine Möglichkeit die Diffusion von Tritium in die Wände zu unterdrücken besteht darin, die inneren Wände des Nachweissystems zu vergolden.¹¹ Die zur Vergoldung notwendigen Schritte fanden im Rahmen dieser Arbeit statt (siehe Anhang F). Aus Zeitgründen konnte bis zum Abschluss dieser Arbeit keine Messphase mit dem vergoldeten Nachweissystem durchgeführt werden.

Durch Auflösen der Gleichungen 4.5 und 4.6 nach K_W und K_D kann man aus den Datensätzen mit angeschaltetem Führungsmagnetfeld und ohne Führungsmagnetfeld auf die aktuelle Kontamination des Detektors und die Wandkontamination des Nachweissystems schließen:

$$K_W = \frac{r \cdot A_{\text{off}} - A_{\text{on}}}{r \cdot a - b} \quad (4.9)$$

$$K_D = \frac{A_{\text{off}}}{c} - \frac{a}{c} \left[\frac{r \cdot A_{\text{off}} - A_{\text{on}}}{r \cdot a - b} \right] \quad (4.10)$$

Der Schluss auf K_W und K_D ist möglich, wenn die Faktoren a , b , c und r bekannt sind.

Die vier Faktoren lassen sich nur schwer abschätzen, da die Zyklotronradien der Tritium- β -Zerfallselektronen in der Größenordnung des Nachweissystems liegen. Es wurde daher im Rahmen dieser Arbeit eine Simulation mit Bahnverfolgung von Zerfallselektronen im Nachweissystem entwickelt, die im nächsten Kapitel vorgestellt wird.

Mit Hilfe der Simulation ist es möglich auf K_W und K_D zu schließen. Anhand des Zeitverhaltens kann man die Werte für Q_W und Q_D zu bestimmen.

¹¹Die Teile des Nachweissystems, die sich vergolden lassen, sind die Rohre und das T-Stück, eine Vergoldung der Ventile ist nicht möglich.

Kapitel 5

Monte-Carlo-Simulation des Nachweissystems

Das vorliegende Kapitel beschreibt die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Simulation von Tritium- β -Zerfällen im Nachweissystem von TRAP. Eine Simulation ist nötig, um von den mit dem Detektor gemessenen Raten auf die Kontamination des Detektors und der Wände im Nachweissystem zu schließen und damit letztendlich eine Aussage über den Reduktionsfaktor von TRAP zu ermöglichen

In Abschnitt 5.1 werden die Anforderungen an die Simulation vorgestellt. Die zugrundeliegende Physik wird in Abschnitt 5.2 besprochen. In Abschnitt 5.3 wird dargestellt, wie die Physik implementiert wurde und in Abschnitt 5.4 werden die Ergebnisse der Simulation diskutiert.

5.1 Einführung

Die Simulation wird benötigt, um von den mit dem Detektor gemessenen Raten (siehe Abschnitt 4.3.3) auf die Wand- und die Detektorkontamination zu schließen. Eine Abschätzung mit Hilfe von rein geometrischen Überlegungen ist nicht möglich, da die Zyklotronradien der Zerfallselektronen in der Größenordnung der Rohrdurchmesser liegen.

Simuliert werden Zerfälle von Tritium, das auf den Wänden oder auf dem Detektor sitzt. Es werden Tritiumzerfälle auf der Oberfläche des Nachweissystems oder alternativ auf der Oberfläche des Detektors simuliert. Die Simulation geht von einer gleichmäßigen Belegung der Oberfläche mit Tritium aus.

Zur Auswertung der experimentellen Daten wird die Antwort des Detektors auf eine vorgegebene Kontamination des Detektors oder den Wänden des Nachweissystems im Energieintervall 6 - 20 keV benötigt.

Die Simulation verwendet als Zufallszahlengenerator den Mersenne-Twister-Pseudozufallszahlengenerator. Dieser Zufallszahlengenerator liefert hochgradig gleichverteilte Sequenzen und weist eine extrem lange Periode auf [MER97]. Im Folgenden wird auch von „Würfeln“ gesprochen, wenn eine Zufallszahl anhand einer definierten Verteilung mit dem Zufallszahlengenerator simuliert wird.

Der Ablauf der Simulation gliedert sich wie folgt:

- Simulation des Zerfallsortes auf den Wänden des Nachweissystems oder der Oberfläche des Detektors. Dazu wird eine Gleichverteilung auf der Oberfläche angenommen.
- Würfeln der Energie des Elektrons und der Flugrichtung.
- Durchführung einer Bahnverfolgung der Zerfallselektronen.
- Überprüfung, ob die Flugbahn auf den Wänden des Nachweissystems endet, oder der Detektor getroffen wird.
- Simulation der Antwort des Detektors, wenn ein simuliertes Elektron den Detektor trifft. Zur Auswertung der Daten wird die Detektorantwort¹ auf eine vorzugebende Anzahl von Zerfällen im Intervall 6 - 20 keV benötigt.²

Es existieren zwei mit dem Detektor gewonnene Datensätze, die Messungen mit und ohne eingeschaltetes Führungsmagnetfeld (Kapitel 4).

Die Bahnverfolgung der Elektronen wird für diese zwei Fälle getrennt behandelt.

5.2 Die Physik der Simulation

5.2.1 Bewegung von Elektronen im Magnetfeld

Geladene Teilchen bewegen sich durch elektromagnetischen Felder unter Einfluss der Lorentzkraft:

$$\vec{F}_L = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (5.1)$$

Dabei bezeichnet q die Ladung des Teilchens, \vec{v} seine Geschwindigkeit, \vec{E} die elektrische Feldstärke am Ort des Teilchens und \vec{B} die magnetische Flussdichte am Ort des Teilchens.

¹Die Detektorantwort ist das Signal, das mit dem Detektor gemessen wird.

²Man begeht einen systematischen Fehler, wenn man die Nachweiseffizienz des Detektors nicht berücksichtigt.

Im Nachweissystem von TRAP herrschen keine elektrischen Felder. Daher beschränkt sich die Bewegung der Elektronen im Nachweissystem auf die Bewegung unter Einfluss des von der Spule erzeugten inhomogenen statischen Magnetfeldes.

Es gibt mehrere physikalische Größen, die bei der Bewegung von Teilchen in inhomogenen statischen Magnetfeldern erhalten sind:

- Die Energie des geladenen Teilchens ist eine absolute Erhaltungsgröße.
- Der axiale Drehimpuls ist in axialsymmetrischen Konfigurationen eine absolute Erhaltungsgröße.

Die beiden Größen werden zur Untersuchung der Rechengenauigkeit der Bahnverfolgungsroutine verwendet.

Die Elektronen werden in dem von der Spule erzeugten inhomogenen statischen Magnetfeld entlang der magnetischen Flusslinien auf Zyklotronbahnen geführt. In einem inhomogenen Magnetfeld wirkt die sogenannte Gradientenkraft:

$$\vec{F}_{\nabla} = \vec{\nabla}(\vec{\mu} \cdot \vec{B}) \quad (5.2)$$

Dabei bezeichnet $\vec{\mu}$ das magnetische Moment des Teilchens.

Die Gradientenkraft wirkt in longitudinaler Richtung zum Magnetfeld auf die Teilchen und beschleunigt oder bremst diese in longitudinaler Richtung ab.³ In einem inhomogenen Magnetfeld können so geladene Teilchen reflektiert und wieder zurückgeführt werden (siehe Abbildung 5.1).

Zerfallselektronen aus Zerfällen auf der Oberfläche des Detektors, die nicht in Richtung des Detektors emittiert werden, können auf diese Weise auf den Detektor zurückgeführt werden. Dadurch erhöht sich der Anteil der mit dem Detektor mit Magnetfeld gemessenen Elektronen von Zerfällen auf der Detektoroberfläche gegenüber den Messungen ohne Magnetfeld.

5.2.2 Wechselwirkungen von Elektronen mit Materie

Elektronen, die auf Materie treffen, wechselwirken über folgende Prozesse:

- Die Elektronen werden in Materie durch elastische Streuprozesse gestreut. Mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit verlassen sie das Material wieder, sie werden rückgestreut. Die Wahrscheinlichkeit, dass eine

³Im MAC-Filter bewirkt die Gradientenkraft das Umklappen der Impulsvektoren.

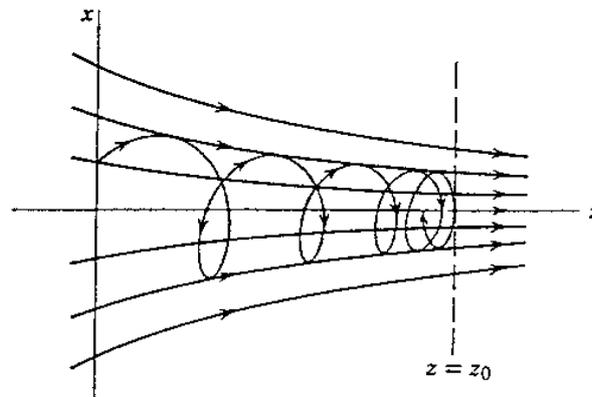


Abbildung 5.1: Reflexion eines geladenen Teilchens an einem Gebiet großer magnetischer Feldstärke aus [Jac02].

solche Rückstreuung stattfindet, wird als Rückstreuoeffizient η bezeichnet. η hängt ab von der mittleren Ordnungszahl des Materials, an dem die Rückstreuung stattfindet, von der Energie der einfallenden Elektronen und vom lokalen Auftreffwinkel (Winkel zur Oberflächennormalen) auf das Material.

Abbildung 5.2 zeigt experimentell gewonnene Daten für η für verschiedene Einfallswinkel α .

- Auf ihrem Weg durch das Material erleiden die rückgestreuten Elektronen einen Energieverlust durch elastische Streuprozesse im Material. Abbildung 5.3 zeigt die Energieverteilung rückgestreuter Elektronen.
- Die Winkelverteilung der rückgestreuten Elektronen hängt vom Einfallswinkel ab. Abbildung 5.4 zeigt die Winkelverteilung rückgestreuter Elektronen exemplarisch für senkrechten und schrägen Einfall.
- Einfallende Elektronen mit Energien bis zu 20 keV erzeugen auf ihrem Weg durch das Material über Anregung der Elektronen des Festkörpers niederenergetische Sekundärelektronen, die Energien von mehreren eV besitzen.
- Einfallende Elektronen können die Atome des Materials zu charakteristischer Röntgenstrahlung anregen.

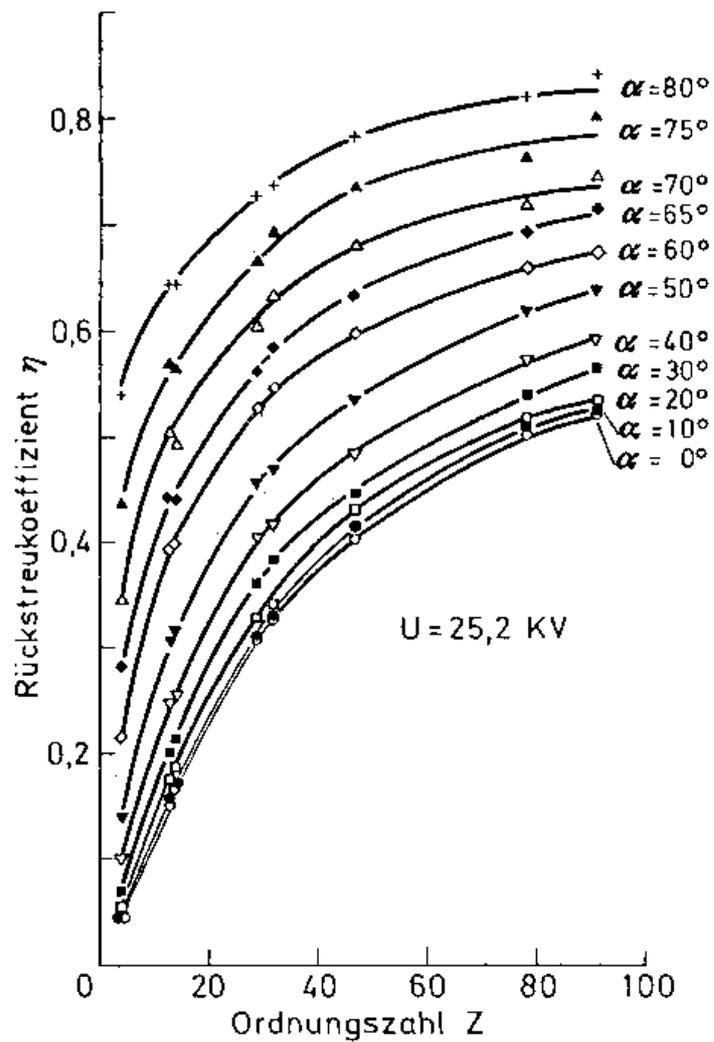


Abbildung 5.2: Der Rückstreukoeffizient in Abhängigkeit von der Ordnungszahl für unterschiedliche Einfallswinkel ([Rei77]). Der Rückstreukoeffizient für Elektronen hängt von der Ordnungszahl, der Energie der auftreffenden Elektronen und dem Einfallswinkel ab. Der Einfallswinkel ist relativ zur Oberflächennormalen gemessen. In der Abbildung dargestellt ist der Rückstreukoeffizient für Elektronenenergien von 25,2 keV.

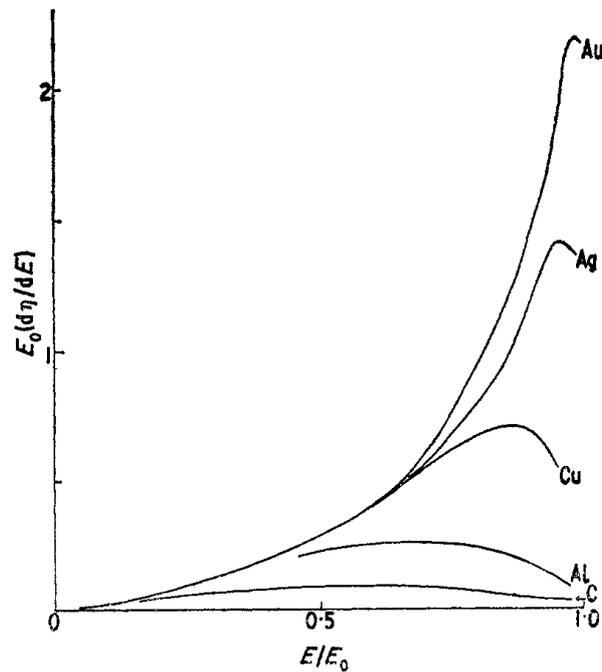


Abbildung 5.3: Energieverteilung rückgestreuter Elektronen an unterschiedlichen Materialien bei einer Elektronenenergie von 30 keV und senkrechtem Einfall ([Dar75]).

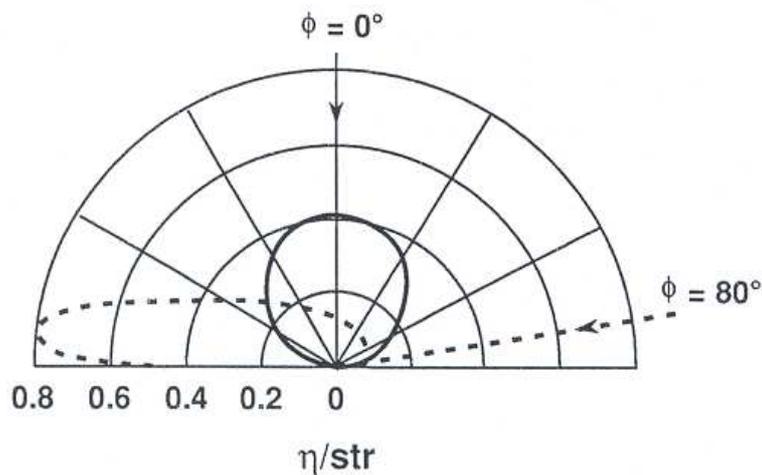


Abbildung 5.4: Winkelverteilung rückgestreuter Elektronen ([Gol81]). Der Einfallswinkel ϕ ist relativ zur Oberflächennormalen gemessen. Die durchgezogene Linie stellt die Winkelverteilung rückgestreuter Elektronen für senkrechten Einfall dar, die gestrichelte zeigt die Winkelverteilung für Einfall unter einem Winkel von 80° zur Oberflächennormalen. Die Winkelverteilung der rückgestreuten Elektronen weist eine keulenförmige Verteilung um die Vorwärtsrichtung auf.

5.2.3 Elektronennachweis mit dem Detektor

Die mit dem Halbleiterdetektor nachgewiesene Energie ist die Energie, die vom einfallenden Elektron im Nachweisvolumen deponiert wird. Elektronen erleiden beim Durchqueren der Totschicht einen Energieverlust. Die Energie, die in der Totschicht deponiert wird, ist mit dem Detektor nicht messbar.

Der mittlere Energieverlust eines Elektrons dE pro Wegstrecke dx durch Ionisation und Anregung beträgt [Gru93]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{\gamma m_e c^2 \beta \sqrt{\gamma - 1}}{\sqrt{2} I} + \frac{1}{2}(1 - \beta^2) - \frac{2\gamma - 1}{2\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{16} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \right] \quad (5.3)$$

Dabei bezeichnet N_A die Avogadrozahl, r_e den klassischen Elektronenradius, m_e die Masse des Elektrons, I die für das bremsende Material spezifische Ionisierungskonstante, $dx = \rho ds$, ρ die Dichte des Materials und ds die Wegstrecke.

Der Energieverlust von Elektronen in dünnen Schichten kann durch eine Landauverteilung mit wahrscheinlichstem Energieverlust ΔE^W und Breite ξ beschrieben werden [Gru93]:

$$\Delta E^W = \xi \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I^2} \right) - \beta^2 + 0,423 \right] \quad (5.4)$$

$$\xi = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \rho \Delta x \quad (5.5)$$

Dabei bezeichnet Δx die Dicke des durchquerten Materials.

Zum Verständnis des Detektors muss außerdem die Rückstreuung von Elektronen am Detektor betrachtet werden:

- Mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit werden Elektronen am Detektor rückgestreut. Dabei erleiden sie einen Energieverlust. Ein Teil dieser Energie wird in der Totschicht deponiert, ein Teil im Nachweisvolumen des Detektors.
- Rückgestreute Elektronen können bei Anwesenheit eines Magnetfeldes wieder auf den Detektor geführt werden und so zusätzliche Energie im Detektor deponieren. Die zusätzliche Energie wird innerhalb der Zeitauflösung des Detektors deponiert.

Die Energieauflösung des Detektors hängt ab von:

- der statistischen Schwankung der Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare.
- den zahlreichen Rauschquellen des Nachweisprozesses: die Hauptbeiträge sind das Rauschen aufgrund der Leckströme des Detektors und das Rauschen der Verstärkerelektronik.

Die Energieauflösung des Detektors beträgt daher:

$$\Delta E = \sqrt{(\Delta E_m)^2 + (\Delta E_{el})^2} \quad (5.6)$$

Dabei ist ΔE_{el} der Anteil der Energieauflösung der durch die Elektronik bestimmt wird. ΔE_m ist die statistische Schwankung der Anzahl der erzeugten Elektron-Loch Paare. Sie beträgt:

$$\Delta E_m = 2,355 \sqrt{F E_\pi E} \quad (5.7)$$

Dabei ist $F = 0,14$ der Fano-Faktor und $E_\pi = 3,7$ eV die durchschnittliche Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares in Silizium (siehe Abschnitt 3.3.3.3.)

Die in diesem Abschnitt besprochenen physikalischen Effekte müssen in der Simulation berücksichtigt werden. In Abschnitt 5.3.3 ist beschrieben, wie dies realisiert worden ist.

5.3 Implementierung der Physik in die Simulation

Die Bestimmung der Faktoren a , b , c und r (siehe Abschnitt 4.3.2.2) erfordert die Entwicklung von zwei Simulationen: eine Simulation mit Bahnverfolgung bei angeschaltetem Führungsmagnetfeld und eine Simulation mit Bahnverfolgung bei ausgeschaltetem Führungsmagnetfeld. Dazu wurden im Rahmen dieser Arbeit die beiden Simulationen *TRAP_SIM* und *TRAP_SIMB* in C++ entwickelt.

Der Programmablauf in beiden Programmen ist nahezu identisch:

- Der Benutzer gibt beim Programmstart die Anzahl der zu simulierenden Zerfälle vor, und ob Zerfälle auf den Wänden oder dem Detektor simuliert werden sollen.
- Zuerst werden Entstehungsort, Flugrichtung und Energie eines Elektrons gewürfelt. Die Energie der Elektronen aus Tritiumzerfällen wird anhand der Energieverteilung aus Abbildung 5.5 simuliert.

- Dann wird die Flugrichtung des Elektrons im Startpunkt gleichverteilt in Kugelkoordinaten relativ zum Koordinatensystem gewürfelt.
- Mit diesen Startparametern wird anschließend eine Klasse `bahnkurve` initialisiert. Bei der Initialisierung der Klasse wird die Bahnverfolgung durchgeführt, bis der Detektor oder die Wände des Nachweissystems getroffen werden. Die Simulation erhält von der Klasse die Information, ob der Detektor oder die Wände getroffen wurden, den Endpunkt der Bahnverfolgung und die Flugrichtung im Auftreffpunkt.
- Die Routine `detektorantwort` wird aufgerufen, wenn der Detektor getroffen wird. Sie simuliert die Antwort des Halbleiterdetektors auf ein Elektron, das mit der Energie des simulierten Elektrons und in Flugrichtung des Elektrons auf den Detektor trifft.

Als Ausgabe erstellt die Simulation die *ROOT*-Datei `trap_sim.root` bzw. `trap_simB.root`. In dieser Datei werden die zur Auswertung der Simulation verwendeten Daten in Histogrammen gespeichert. Die wichtigsten sind:

- Die simulierte Antwort des Detektors auf die simulierten Zerfälle auf den Wänden des Detektors oder der Detektoroberfläche.
- Das Energiespektrum der Elektronen, die den Detektor erreichen.
- Die Start- und Endpositionen der simulierten Elektronen, die auf den Detektor treffen.
- Die Start- und Endpositionen der simulierten Elektronen, deren Flugbahn auf den Wänden endet.
- Die Fehlerindikatoren der Simulation.

Ein Programmablaufplan zum Hauptprogramm der Simulation findet sich in Anhang G.

5.3.1 Modellierung der Geometrie des Nachweissystems

Das Nachweissystem (Abbildungen 3.4 und 3.5) lässt sich geometrisch aus Zylindern und Kugeln mit unterschiedlichen Radien zusammengesetzt modellieren.

Der Nullpunkt des Koordinatensystems liegt in der Mitte des Detektors. Das Koordinatensystem wurde so gewählt, dass die z-Achse durch die Mittelachse des Magneten verläuft. Die y-Achse verläuft senkrecht zum Erdboden. Die

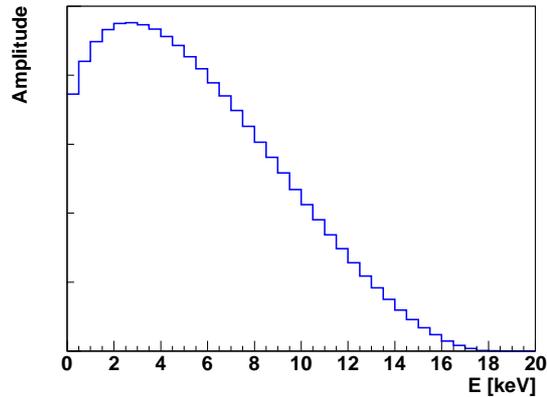


Abbildung 5.5: Berechnetes Tritiumspektrum. Zur Simulation der Energie der Elektronen aus Tritiumzerfällen wird ein berechnetes Tritium- β -Spektrum [Glu06a] mit BIN-Breite 0.52 keV verwendet.

x-Achse steht senkrecht zur y-Achse und der z-Achse und bildet ein rechtshändiges Koordinatensystem. Die aktive Fläche des Detektors ist eine Kreisfläche mit Radius $9,7 \text{ mm}^4$, die in x-y-Ebene liegt .

Die Wände des Nachweissystems lassen sich durch die Ausnutzung von Symmetrien modellieren als (siehe auch Abbildung 5.6):

- a) Ein Zylinder mit Radius $r=2 \text{ cm}$ von $z=0$ bis $z=43,2 \text{ cm}$, der die z-Achse als Symmetrieachse besitzt. Er bildet das CF40-Rohr nach, in dem der Detektor montiert ist.
- b) ein Zylinder mit Radius $r=3,3 \text{ cm}$ von $z=0$ bis $z=58,9 \text{ cm}$, der die z-Achse als Symmetrieachse besitzt. Er bildet die Strecke von Beginn des Ventils zum Detektorrohr bis zur T-Kreuzung des CF-63-T-Stückes nach.
- c) Eine Kugel um den Punkt $x=0, y=0, z=62,6 \text{ cm}$. Die Kugel ist eingeschränkt auf den Bereich $-3,8 \text{ cm} \leq x \leq 3,8 \text{ cm}$. Sie bildet das Nachweissystem im Bereich des T-Stückes nach.
- d) Ein Zylinder mit Radius $r=3,3 \text{ cm}$ von $x=3,8 \text{ cm}$ bis $x=8 \text{ cm}$ der als Symmetrieachse eine bei $z=62,6 \text{ cm}$ parallel zur x-Achse verlaufende Gerade besitzt.
- e) Ein Zylinder mit Radius $r=3,3 \text{ cm}$ von $x=-3,8 \text{ cm}$ bis $x=-8 \text{ cm}$ der als Symmetrieachse eine bei $z=62,6 \text{ cm}$ parallel zur x-Achse verlaufende Ge-

⁴Die aktive Fläche des Detektors ist nicht identisch mit der gesamten Oberfläche der PIN-Diode, der Gesamtradius der PIN-Diode beträgt $1,3 \text{ cm}$

rade besitzt. Er bildet zusammen mit dem zuvor genannten Zylinder das Nachweissystem im Bereich seitlich des T-Stückes nach.⁵

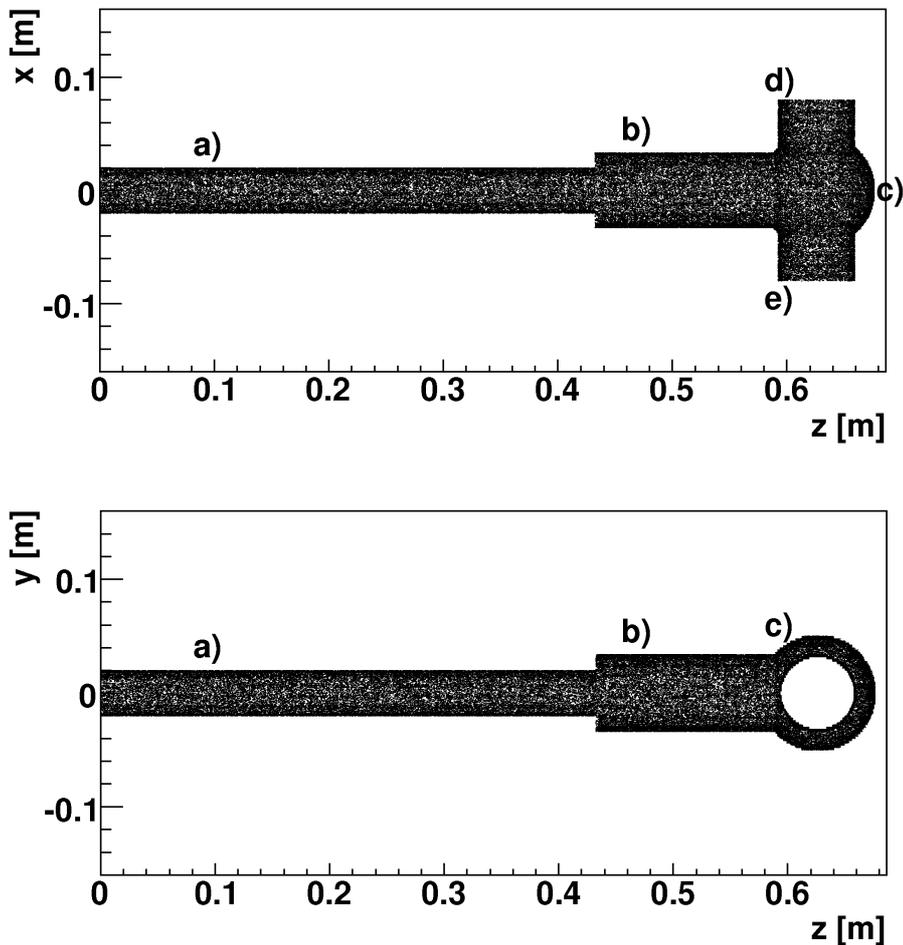


Abbildung 5.6: Projektionen in Richtung der y- und der x-Achse des simulierten Nachweissystems. Im oberen Bild ist eine Projektion des simulierten Nachweissystems in Richtung der y-Achse dargestellt, im unteren Bild eine Projektion in Richtung der x-Achse. Die in der Abbildung verwendeten Bezeichnungen a) bis e) beziehen sich auf die Beschreibung im Text.

Die Simulation geht von einer gleichmäßige Kontamination der inneren Oberflächen des Nachweissystems mit Tritium aus. Zur Simulation von Zerfällen auf den Wänden des Nachweissystems wird gewürfelt, wo und in welchem der

⁵Eine Modellierung bis zum tatsächlichen Ende des T-Stückes bzw. des CF63-Rohres wäre möglich, ist aber nicht notwendig, da aus diesen Gebieten keine Elektronen den Detektor erreichen (siehe Abschnitt 5.4).

beiden Gebiete des Nachweissystems der Zerfall stattfindet (der Bereich, der rotationssymmetrisch zur z-Achse ist oder der Bereich zu beiden Seiten des T-Stückes der rotationssymmetrisch zu einer Parallelen zur x-Achse ist). Dadurch wird die Position auf der jeweiligen Symmetrieachse festgelegt. Dabei wird berücksichtigt, dass es die Simulation einer gleichverteilten Kontamination erfordert, die unterschiedlichen Radien der Rohre des Nachweissystems zu berücksichtigen. Eine gleichverteilte Bestimmung der Zerfallsposition auf den Symmetrieachsen entspräche keiner gleichverteilten Oberflächenkontamination. Anschließend wird die Position auf der Wand um die Position auf der jeweiligen Symmetrieachse herum mit simuliert. Dadurch wird gewährleistet, dass eine gleichverteilte Oberflächenkontamination im Nachweissystem simuliert wird.

Die vorhandenen Rotationssymmetrien des Nachweissystems und des Detektors ermöglichen es, mit Hilfe von Abstandsüberprüfungen eine Kollisionsabfrage mit Wänden und Detektor durchzuführen. Dadurch wird festgestellt, ob die Bahn eines Elektrons auf den Wänden des Nachweissystems oder auf der aktiven Fläche des Detektor endet. Sobald sich ein Elektron außerhalb des inneren Volumens des Nachweissystems befindet, wird die Bahnverfolgung abgebrochen.

Befindet sich ein Elektron bei $z \leq 0$, wird überprüft, ob es sich innerhalb der aktiven Fläche des Detektors befindet oder nicht. Dadurch wird festgestellt, ob ein Elektron auf den Detektor trifft.

Der Mittelpunkt des Magneten befindet sich bei auf der z-Achse bei $z=14,5$ cm. Sein Innenradius beträgt $r_i = 5,5$ cm, der Außenradius $r_a = 14,5$ cm und seine Länge $l = 35$ cm.

5.3.2 Bahnverfolgung von Elektronen

5.3.2.1 Bahnverfolgung im Magnetfeld

Die Durchführung einer Bahnverfolgung in einem Magnetfeld erfordert die Kenntnis der lokal herrschenden magnetischen Flussdichte \vec{B} .

Die Bewegungsgleichung

$$m_e \ddot{\vec{x}} = \vec{F}_L \quad (5.8)$$

für die Bewegung des Elektrons im Magnetfeld kann mit Hilfe numerischer Verfahren gelöst werden. Dabei bezeichnet \vec{F}_L die Lorentzkraft (Gl. 5.1). Die Bahnverfolgung wird dadurch punktweise mit einer zuvor definierten Schrittweite durchgeführt. In jedem berechneten Punkt der Bahnverfolgung wird eine Kollisionsabfrage mit den Wänden oder dem Detektor durchgeführt.

Zur Durchführung der Bahnverfolgung und der Magnetfeldberechnungen wurden Teile eines Pakets von Ferenc Glück entwickelter Programme [Glu06a] verwendet. Diese Programme erlauben die Bahnverfolgung in elektromagnetischen Feldern, bei Vorgabe der für das Problem relevanten rotationssymmetrischen Spulen- und Elektrodenkonfigurationen.

Zur Berechnung des Magnetfeldes wird das Programm *MAGMAIN* [Glu06a] verwendet. Hierzu wird das zylindersymmetrische Magnetfeld nach Legendre-Polynomen entwickelt:

$$B_z = \sum_{n=0}^{\infty} B_n \left(\frac{\rho}{\rho_{cen}} \right)^n P_n(u) \quad (5.9)$$

$$B_r = -s \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n}{n+1} \left(\frac{\rho}{\rho_{cen}} \right)^n P'_n(u) \quad (5.10)$$

Dabei ist B_z die Komponente in Richtung der z-Achse, B_r die radiale Komponente, $u = \cos \theta$, $s = \sin \theta$, $P_n(u)$ das n -te Legendre-Polynome, B_n der n -te Quellkoeffizient, ρ_{cen} der zentrale Konvergenzradius⁶ und $\rho = \sqrt{(z - z_0)^2 + r^2}$ der Abstand zwischen dem Feldpunkt und dem Quellpunkt.

MAGMAIN bestimmt die Quellkoeffizienten B_n der Reihenentwicklung für verschiedene auf der z-Achse gelegene Quellpunkte. Der Anwender gibt vor, wieviele Quellpunkte in welchem Abstand zueinander berechnet werden sollen. Die Höchste zu berechnende Ordnung der Quellkoeffizienten wird ebenso vorgegeben. Die so berechneten Quellkoeffizienten zu den verschiedenen Quellpunkten werden in der Datei *magsource.dat* abgespeichert. Vor Ausführung von *TRAP_SIMB* muss *MAGMAIN* mit den für TRAP relevanten Spulenparametern aufgerufen werden.

⁶Der zentrale Konvergenzradius ist der minimale Abstand der Spule vom Quellpunkt.

Zur Berechnung des Magnetfeldes in einem Punkt wird die Routine `magfield` aufgerufen. Die Routine sucht aus den zuvor in `magsource.dat` abgespeicherten Quellpunkten den geeignetsten Quellpunkt⁷, und berechnet mit den für diesen Quellpunkt bestimmten Quellkoeffizienten die magnetische Flussdichte numerisch mit Hilfe der Legendre-Polynomentwicklung.

Zur Durchführung der Bahnverfolgung wird das Runge-Kutta-Verfahren achter Ordnung verwendet. Das Runge-Kutta-Verfahren ist ein Einschrittverfahren zur numerischen Lösung gewöhnlicher Differentialgleichungen erster Ordnung. Damit es angewendet werden kann, wird das Gleichungssystem 5.8 aus drei Differentialgleichungen zweiter Ordnung in ein äquivalentes System aus sechs Gleichungen erster Ordnung überführt:

$$\dot{\vec{p}} = \vec{F}_L \quad (5.11)$$

$$\dot{\vec{x}} = \vec{v} \quad (5.12)$$

Eine detaillierte Vorstellung des ursprünglichen Programmpakets erfolgt in [Val04] und in [MAG06].

Die Verwendung von Teilen des Programmpakets in der in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Simulation erforderte mehrere Anpassungen, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt worden sind:

- Das Programmpaket wurde zur Bahnverfolgung in rotationssymmetrischen Elektroden- und Magnetspulenkombinationen entwickelt. Im Nachweissystem von TRAP herrschen keine elektrischen Felder. Die elektrische Feldstärke wurde daher im Quellcode auf Null gesetzt.
- Das Programmpaket wurde für die Durchführung einer einzelnen Bahnverfolgung entwickelt. Die Quellpunktsuche ist aus Geschwindigkeitsgründen während der Bahnverfolgung auf benachbarte Quellpunkte beschränkt. Bei der Durchführung einer einzelnen Bahnverfolgung ist dies unproblematisch. Bei der Verwendung in der Simulation führt dies unter Umständen zur Wahl eines ungeeigneten Quellpunktes und zu einem nicht korrekten Ergebnis. Die Suche des geeigneten Quellpunktes wurde zu Anfang einer einzelnen Bahnverfolgung auf alle mit `MAGMAIN` berechneten Quellpunkte ausgedehnt.
- Die Flugrichtung im Startpunkt der Bahnverfolgung wird im Programmpaket in Winkeln relativ zum Magnetfeld angegeben. In der Simulation ist die Flugrichtung relativ zum Koordinatensystem von Interesse.

⁷Der geeignetste Quellpunkt ist der, für den der Wert Quotient ρ/ρ_{cen} minimal ist. Damit ist eine rasche Konvergenz der Potenzreihe sichergestellt.

- Die ursprüngliche Bahnverfolgungsroutine berechnet Punkt für Punkt den Orts- und den Impulsvektor des Teilchens und gibt die einzelnen Orte zusammen mit den Fehlerindikatoren aus. Eine Aufzeichnung jedes einzelnen Punktes einer Bahnverfolgung ist nicht praktikabel. Es wird nur der Endpunkt der Bahnverfolgung ausgegeben.

Die Simulation erfordert die Kenntnis, ob eine Elektronenbahn auf den Wänden oder auf dem Detektor endet, sowie die Flugrichtung des Elektrons im Auftreffpunkt.

Die Bahnverfolgung endet in der Simulation, sobald ein Schnitt mit den Wänden oder dem Detektor stattfindet. Dazu wurde eine Kollisionsabfrage implementiert. Am Ende einer Bahnverfolgung wird ausgegeben, ob die Wand oder der Detektor getroffen wurde, sowie der Auftreffpunkt und die Flugrichtung des Elektrons im Auftreffpunkt in Polarwinkeln. Die Fehlerindikatoren werden in der Simulation in jeden einzelnen Punkt bestimmt. Die maximalen Werte der relativen Abweichung der Energie und des axialen Drehimpulses von den Startwerten werden als Fehlerindikatoren ausgegeben.

- Die Wahl der Schrittweite wurde modifiziert, so dass der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Bahnpunkten maximal 1 mm beträgt. Damit wird Ortsgenauigkeit des Endpunktes der Bahnverfolgung auf 1 mm festgelegt.

Ein Programmablaufplan der Bahnverfolgung findet sich in Anhang G.

5.3.2.2 Bahnverfolgung ohne Magnetfeld

Die Bahnverfolgung ohne Magnetfeld erfordert die Implementierung einer geradlinigen Ausbreitung im Nachweissystem. Dazu wird zu Beginn der Bahnverfolgung ein Richtungsvektor der Länge 1 mm in der Flugrichtung des Elektrons bestimmt. Der Richtungsvektor wird zur punktweisen Durchführung der Bahnverfolgung verwendet. Die Kollisionsabfrage wird analog zur Bahnverfolgung im Magnetfeld in jedem Punkt der so durchgeführten Bahnverfolgung durchgeführt. Es werden dem Hauptprogramm bis auf die Fehlerindikatoren der Bahnverfolgung mit Magnetfeld die gleichen Größen zur Verfügung gestellt.

5.3.3 Simulation der Detektorantwort

Die Routine `detektorantwort` bestimmt die im Nachweisvolumen des Detektors deponierte Energie unter Berücksichtigung der statistischen Fluktuation der freien Ladungsträger und der Energieauflösung der Elektronik.

Zuerst wird die Rückstreuwahrscheinlichkeit für das einfallende Elektron berechnet. Mit der berechneten Rückstreuwahrscheinlichkeit lässt sich simulieren, ob Rückstreuung stattfindet oder nicht. Die zur Berechnung verwendeten Formeln 5.13 bis 5.16 werden weiter unten vorgestellt.

- Findet keine Rückstreuung statt, wird der Energieverlust des Elektrons beim Durchqueren der Totschicht bestimmt.
- Wenn Rückstreuung stattfindet, wird die Energie des rückgestreuten Elektrons basierend auf Abbildung 5.7 gewürfelt. Die im Nachweisvolumen deponierte Energie ist die im Detektor deponierte Energie abzüglich der Energie, die beim zweimaligen Durchlaufen in der Totschicht deponiert wird, sofern das einfallende Elektron genügend Energie besitzt, um die Totschicht zu durchqueren.

Bei Anwesenheit eines Magnetfelds wird eine neuerliche Bahnverfolgung mit der Energie des rückgestreuten Elektrons und in Austrittsrichtung des Elektrons gestartet und überprüft, ob der Detektor erneut getroffen wird. Wird der Detektor wieder getroffen, wird die Routine ein Weiteres mal Durchlaufen, um die zusätzlich im Nachweisvolumen deponierte Energie zu bestimmen.

Als Rückgabewert wird die Detektorantwort in Form einer Gaußverteilung um die im Nachweisvolumen deponierte Energie gewürfelt. Die Breite der Gaußverteilung wird mit Gleichung 5.6 berechnet. Für ΔE_{el} wird die aus den Kalibriermessungen mit der ^{241}Am -Quelle gewonnene Energieauflösung des Detektors für γ -Strahlung verwendet⁸ (Abschnitt 3.3.3.4). Die Energieauflösung für γ -Strahlung beträgt 2,1 keV.

Die Rückstreuwahrscheinlichkeit η_{\perp} lässt sich für senkrechten Einfall analytisch beschreiben durch ([Lov78]):

$$\eta_{\perp} = \eta_{20} \left[1 + \frac{G(Z)}{\eta_{20}} \ln \left(\frac{E_0}{20 \text{ keV}} \right) \right] \quad (5.13)$$

$$\eta_{20} = (-52,3791 + 150,48371Z - 1,67373Z^2 + 0,00716Z^3) \cdot 10^{-4} \quad (5.14)$$

$$G/\eta_{20} = (-1112,8 + 30,289Z - 0,15498Z^2) \cdot 10^{-4} \quad (5.15)$$

Dabei ist Z die Kernladungszahl und E_0 die Energie des einfallenden Elektronenstrahls. Der analytische Ausdruck für die Rückstreuwahrscheinlichkeit zeigt gute Übereinstimmung (mittlere quadratische Abweichung 4,1 %) zu experimentell gewonnenen Daten für Elektronenenergien von 5 keV bis 100 keV

⁸Die Energieauflösung für γ -Strahlung ist nicht identisch mit der Energieauflösung der Elektronik, wird aber als Näherung verwendet.

und für die Elemente im Periodensystem von Kohlenstoff bis Uran ([Lov78]). Die Rückstreuwahrscheinlichkeit η für beliebigen Einfallswinkel lässt sich aus η_{\perp} berechnen nach ([Gab87]):

$$\eta = \eta_{\perp} \left(\frac{1,032}{\eta_{\perp}} \right)^{0,89(1-\cos^{1,187} \alpha)} \quad (5.16)$$

Dabei ist α der Winkel zur Flächennormalen im Auftreffpunkt.

Die Routine berechnet mit den Gleichungen 5.13 und 5.16 die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Elektron rückgestreut wird.

Die Überprüfung, ob das Elektron überhaupt die Totschicht⁹ durchquert, erfolgt mittels Gleichung 5.3. Ist der mittlere erlittene Energieverlust in der Totschicht größer als die Elektronenenergie, so wird keine Energie im Nachweisvolumen deponiert.

Der Energieverlust beim Durchqueren der Totschicht wird als Landauverteilung mit wahrscheinlichstem Energieverlust ΔE^W (Gleichung 5.4) und Breite ξ (Gleichung 5.5) gewürfelt.

Der Austrittswinkel der rückgestreuten Elektronen wird nach einem Modell aus [Nied81] gewürfelt:

$$\frac{\Delta\eta(\theta, \phi, \alpha, \epsilon)}{\Delta\Omega} = \frac{1}{2\pi q} \left(\frac{2a}{f^2(\theta, \phi, \alpha)} + k \right) \cdot \left[1 - \left(\frac{\cos \alpha + \epsilon^2 \cos \theta}{\cos \alpha + \cos \theta} \right)^q \right] \quad (5.17)$$

Dabei ist $f(\theta, \phi, \alpha) = 1 - \sin \theta \cos \phi \sin \alpha + \cos \theta \cos \alpha$, $\epsilon = E/E_0$, $q = \frac{a}{\cos^2 \alpha} + k$, $a = 0.168$ und $k = 0.25$

Ein Programmablaufplan der Simulation der Detektorantwort findet sich in Anhang G.

5.3.4 Fehlerbetrachtungen der Simulation

Systematische Fehler in der Simulation können sich ergeben bei der Modellierung des Nachweissystems, der Magnetfeldberechnung, den Bahnverfolgungsroutinen und der Simulation der Detektorantwort. Untersuchungen zur Rechengenauigkeit der Routinen, die zur Magnetfeldberechnung und zur Bahnverfolgung verwendet werden, zeigten eine hohe numerische Genauigkeit ([Val04]).

Zur Untersuchung der numerischen Genauigkeit der Bahnverfolgung wird analog zu den Untersuchungen in [Val04] die Abweichung der Gesamtenergie bzw.

⁹Die Länge der Strecke, die das Elektron in der Totschicht durchquert, hängt vom Einfallswinkel relativ zur Oberflächennormalen ab.

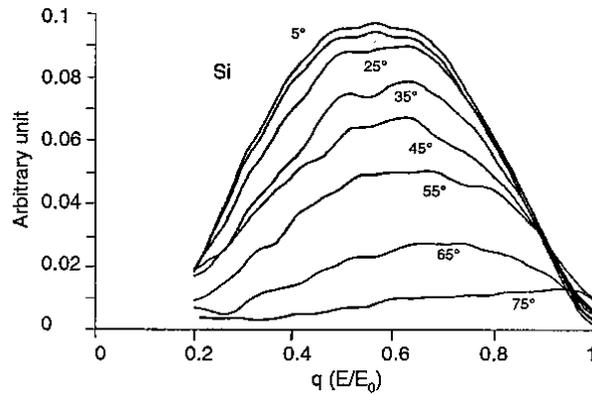


Abbildung 5.7: Energieverteilung rückgestreuter Elektronen an Silizium [Ger95]. Verteilung der Energie an Silizium rückgestreuter Elektronen für unterschiedliche Austrittswinkel bei senkrechtem Einfall.

des axialen Drehimpulses von den Startwerten verwendet. Dazu wird die maximale Abweichung von den jeweiligen Startwerten aufgezeichnet. In den Abbildungen 5.8 und 5.9 sind die Häufigkeiten der Abweichungen von den Startwerten in der Simulation dargestellt. Mit der Bahnverfolgungsroutine lässt sich ein Wert im Bereich der Genauigkeit des in der Simulation verwendeten Fließkomma-Datentyps `double` (Präzision von 15 Nachkommastellen) erreichen.

Abweichungen können durch die Wahl der Schrittweite der Bahnverfolgung entstehen. Die Schrittweite wurde auf maximal 1 mm festgelegt (5.3.2.1). Die Wahl einer kleineren Schrittweite ist zwar möglich, bei Wahl einer zu kleinen Schrittweite kann es zu einer Aufsummierung von numerischen Fehlern kommen. Untersuchungen in [Val04] zeigen, dass die gewählte Schrittweite sinnvoll ist.

Die Fehler in der Berechnung des magnetischen Feldes beinhalten die Abweichung des mathematischen Modells der Spule vom realen Aufbau. Wenn die Spulengeometrie genau bekannt ist, liefert die Magnetfeldberechnung mit *MAGMAIN* gute Übereinstimmung mit der Realität [Glu06b]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden auch Simulationen mit abweichenden Spulenparametern durchgeführt, der Einfluss auf die Ergebnisse war vernachlässigbar gering.

Die zur Berechnung der Rückstreuwahrscheinlichkeiten verwendeten empirischen Modelle verlieren für Elektronenenergien < 5 keV ihre Gültigkeit. Zur Auswertung wird die Antwort des Detektors im Intervall 6 keV bis 20 keV verwendet. Die Modelle können daher angewandt werden. Im betrachteten Energiebereich besitzen sie eine Genauigkeit von $\approx 4\%$ ([Lov78]).

Die zur Bestimmung des Energieverlusts in der Totschicht verwendeten Gleichungen bzw. Verteilungen beschreiben den Energieverlust nicht exakt (Gleichungen 5.3 und 5.4). Die Simulation des Energieverlustes als Landauverteilung

mit Breite ξ unterschätzt die tatsächliche Breite der Energieverlustverteilung ([Gru93]).

Die Erzeugung von Sekundärelektronen wurde nicht berücksichtigt. Ihre Energien sind typischerweise ≤ 50 eV [Rei77] und für das vorliegende Problem nicht relevant.

Stöße der Elektronen mit den Restgasatomen im Nachweissystem wurden in der Simulation nicht berücksichtigt. Der Betriebsdruck im Nachweissystem ist $p < 10^{-8}$ mbar, die Vernachlässigung ist damit gerechtfertigt.

Die Rückstreuung von Elektronen an den inneren Oberflächen des Nachweissystems wurde vernachlässigt. Die Oberfläche der Rohre des Nachweissystems ist mikroskopisch nicht glatt. Die Energie- und Winkelverteilungen bei Rückstreuung hängen vom lokalen Winkel zur Oberfläche ab. Eine Implementierung ist schwierig, da im Gegensatz zur Rückstreuung am Detektor die lokale Orientierung der Oberfläche stark variieren kann.

Im Quellcode der Simulation ist die Möglichkeit vorgesehen, den Einfluss von Reflexionen an den Wänden zu berücksichtigen. Mit einer vorzugebenden festen Wahrscheinlichkeit wird, wenn eine Elektronenbahn auf den Wänden endet, eine neuerliche Bahnverfolgung vom Auftreffpunkt aus gestartet. Dazu wird die Energie des reflektierten Elektrons nach einer vom Benutzer zu bestimmenden Verteilung gewürfelt. Die Flugrichtung wird gleichverteilt gewürfelt. Untersuchungen damit ergaben eine Abweichung von den ohne Berücksichtigung der Rückstreuung ermittelten Faktoren bis zu 5%.

Betrachtet man die unterschiedlichen Beiträge, so ist davon auszugehen, dass die Simulation Ergebnisse für die Detektorantwort auf eine vorgegebene Kontamination mit einer maximalen Abweichung von 20% liefert. Die ohne Berücksichtigung der Reflexion an Wänden gewonnenen Faktoren ermöglichen hiermit die Bestimmung des Reduktionsfaktor des Tritiumflusses durch die Kryofalle.

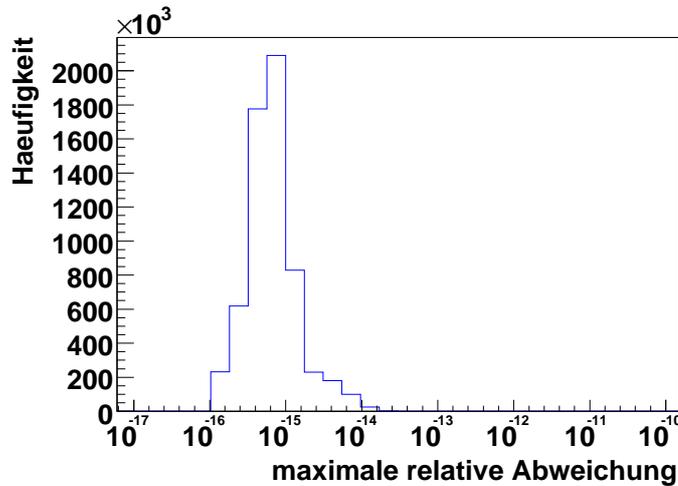


Abbildung 5.8: Maximale Abweichung der Energie während einer Bahnverfolgung. Die Abweichung der Energie von der Startenergie ist ein Indikator zur Beurteilung der Rechengenauigkeit der Bahnverfolgung. Dargestellt ist die maximale relative Abweichung der Energie von der jeweiligen Startenergie während einer einzelnen Bahnverfolgung. Die relativen Abweichungen sind kleiner als 10^{-14} . Die zur Verwendung der Bahnverfolgung verwendete Runge-Kutta-Routine liefert sehr hohe numerische Genauigkeit, die im Bereich der Präzision des in der Simulation verwendeten Datentyps `double` liegt (siehe hierzu auch [Val04]).

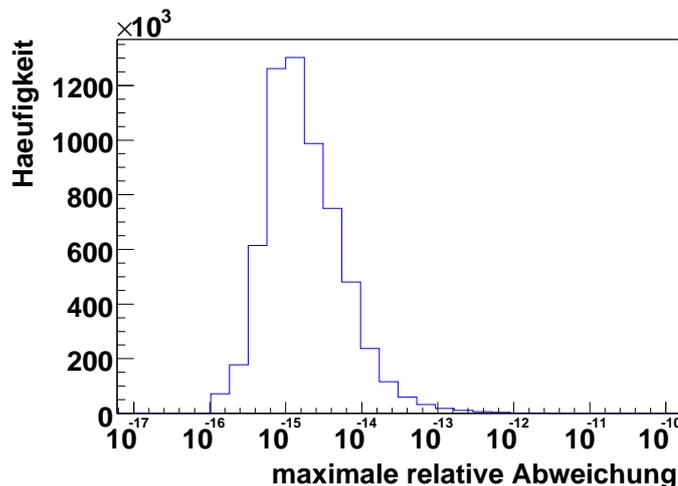


Abbildung 5.9: Maximale Abweichung des axialen Drehimpulses während einer Bahnverfolgung. Der axiale Drehimpuls ist ebenso wie Gesamtenergie eine Erhaltungsgröße und damit ein weiterer Indikator zur Beurteilung der Rechengenauigkeit der Bahnverfolgung.

5.4 Ergebnisse der Simulation

Die Vorgabe einer bestimmten Anzahl von Zerfällen auf den Wänden des Nachweissystems ermöglicht die Bestimmung der beiden Faktoren a und b aus Gleichungen 4.5 und 4.6.¹⁰

$$a = \frac{W_{6-20}}{Z_W} \cdot \frac{O_{sim}}{O_{NWS}} = (6,51 \pm 0,07 \cdot 10^{-4}) \quad (5.18)$$

$$b = \frac{W_{B6-20}}{Z_W} \cdot \frac{O_{sim}}{O_{NWS}} = (1,58 \pm 0,01 \cdot 10^{-3}) \quad (5.19)$$

$$c = \frac{D_{6-20}}{Z_D} = (7,12 \pm 0,03) \cdot 10^{-2} \quad (5.20)$$

$$r = \frac{D_{B6-20}}{D_{6-20}} = 1,2110 \pm 0,01 \quad (5.21)$$

Dabei bezeichnen W_{6-20} und W_{B6-20} die mit *TRAP_SIM* und *TRAP_SIMB* bestimmte Anzahl der Elektronen, deren simulierte Detektorantwort im Intervall 6 keV bis 20 keV liegt. Z_W bezeichnet die Anzahl der simulierten Zerfälle auf den Wänden des Nachweissystems.

D_{6-20} und D_{B6-20} bezeichnen die simulierte Anzahl von Elektronen, die eine Detektorantwort im Intervall 6 keV bis 20 keV besitzen, bei Simulation von Z_D Zerfällen auf der Gesamtoberfläche des Detektors. O_{sim} bezeichnet die simulierte Oberfläche des Nachweissystems und O_{NWS} die tatsächliche Oberfläche des Nachweissystems. Der Korrekturfaktor ist notwendig, da bei der Modellierung des Nachweissystems Teile zu beiden Seiten des T-Stückes vernachlässigt wurden.

Die Simulation ermöglicht zudem die Bestimmung der für den Detektor sichtbaren Gebiete. Damit wird nachträglich verifiziert, dass die teilweise Nichtberücksichtigung der Rohrteile zu beiden Seiten des T-Stückes berechtigt ist. Aus diesen Gebieten werden keine Elektronen zum Detektor geführt.

In den Abbildungen 5.11 und 5.12 sind die Gebiete des Nachweissystems gekennzeichnet, aus denen Elektronen den Detektor erreichen. Zusätzlich ist jeweils noch der Bruchteil der Elektronen aus Zerfällen im Abstand z vom Detektor, die den Detektor erreichen, dargestellt. Man kann sehen, dass nur ein relativ geringer Anteil der Elektronen zum Detektor geführt wird. Dieses Verhalten war zu erwarten, da die Zyklotronradien in der Größenordnung der Rohrdurchmesser liegen.

Die simulierte Detektorantwort für Zerfälle auf der Detektoroberfläche ohne

¹⁰Die Fehlerangaben sind hier die statistischen Fehler aus der Simulation. Als systematischer Fehler wird zur weiteren Auswertung von einer Bestimmung mit 90% Genauigkeit ausgegangen.

Führungsmagnetfeld ist zusammen mit dem gemessenen Spektrum in Abbildung 5.10 dargestellt. In der Simulation nicht berücksichtigt wurden die Beiträge des elektronischen Rauschens. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung, die die Simulation der Detektorantwort ist also ausreichend, um für TRAP relevante Ergebnisse zu liefern.

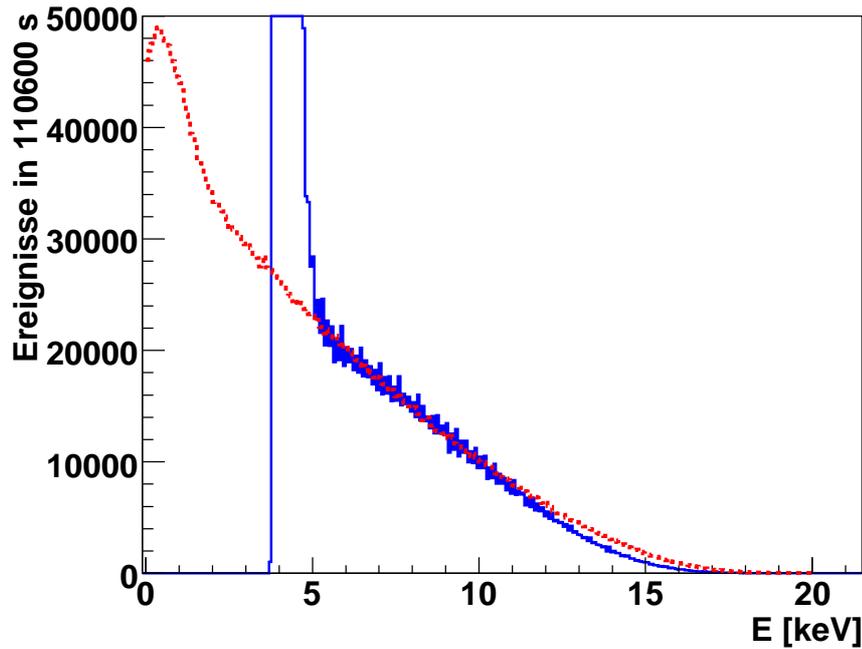


Abbildung 5.10: Integrales mit dem Detektor während Run#6 gemessenes Tritium-Spektrum. An das Spektrum angepasst wurde die simulierte Detektorantwort auf Tritium- β -Elektronen (siehe Abschnitt 5.3.3) eines Si-Halbleiterdetektors mit einer Energieauflösung von 2,1 keV und Totschicht 50 nm (rote gestrichelte Linie) durch Skalierung des simulierten Spektrums an das experimentelle Gewonnene. Abweichungen ergeben sich aus dem in der Simulation nicht berücksichtigten Beitrag des elektronischen Rauschens, der das experimentell gewonnene Spektrum im Bereich unter 5,5 keV dominiert, und aus der Genauigkeit der zur Simulation der Detektorantwort verwendeten Modelle.

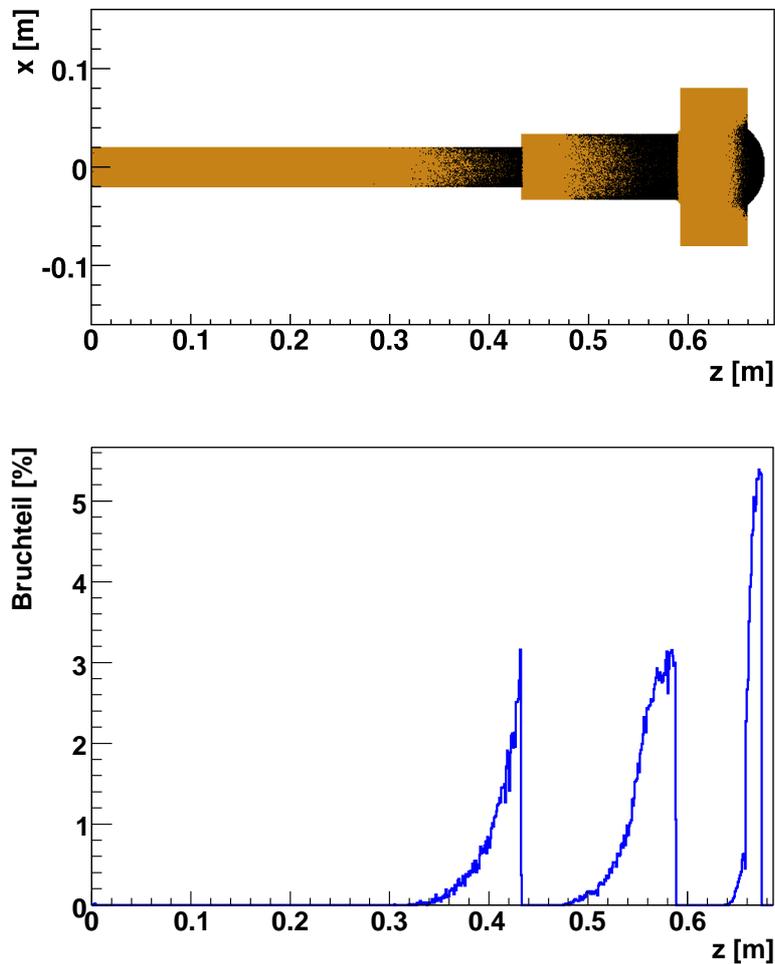


Abbildung 5.11: Die für den Detektor sichtbaren Gebiete des Nachweissystems. Die Simulation ermöglicht eine Identifizierung der Wände des Nachweissystems, von denen Elektronen zum Detektor hin geführt werden. Im oberen Bild ist eine Projektion des Nachweissystems entlang der y -Achse zu sehen (Der Detektor befindet sich bei $z=0$). Die Gebiete, aus denen Elektronen durch das Führungsmagnetfeld von den Wänden zum Detektor hin geführt werden, sind schwarz markiert. Im unteren Schaubild ist der Bruchteil der von dieser Position gestarteten Elektronen dargestellt, die den Detektor erreichen. Vergleicht man die für den Detektor sichtbaren Gebiete mit den Gebieten, die von den magnetischen Flusslinien geschnitten werden, die den Detektor schneiden (Abbildung 3.15), so ist eine Übereinstimmung zu erkennen. Die Aufweitung der Gebiete ergibt sich aus der Größe der Zyklotronradien, die in der Größenordnung der Rohrdurchmesser liegen.

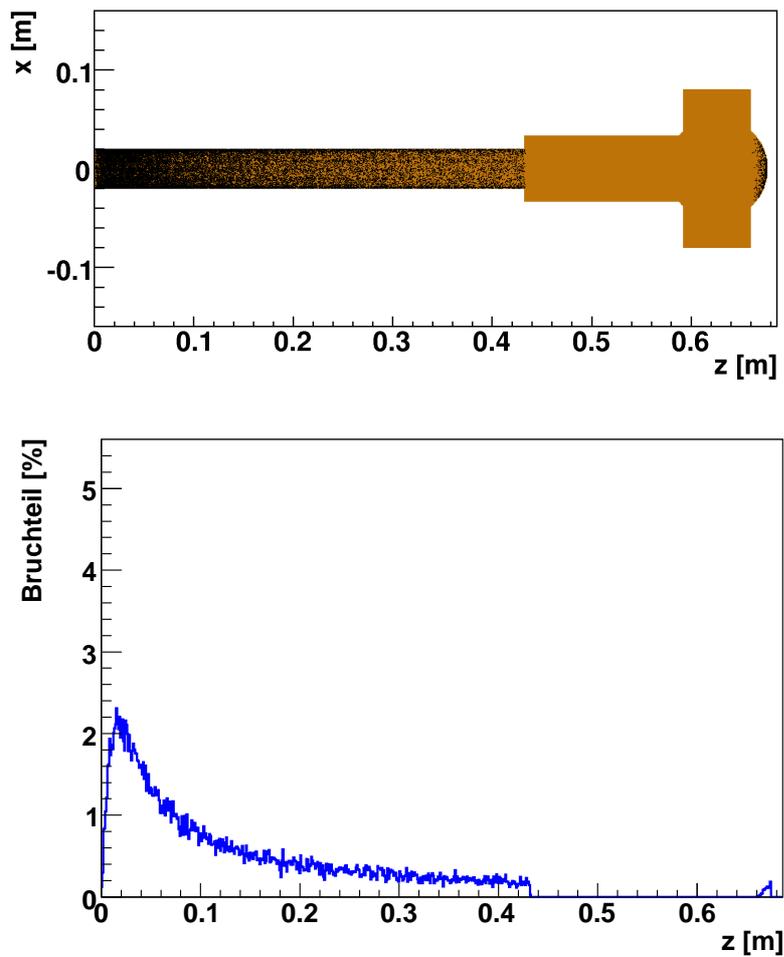


Abbildung 5.12: Anteil der Elektronen aus Tritiumzerfälle auf den Wänden, die ohne Magnetfeld den Detektor erreichen. Dargestellt ist der mit der Simulation bestimmte Anteil Elektronen aus Zerfällen auf den Wänden, die zufällig den Detektor erreichen. Wie zu erwarten, nimmt der Anteil der Elektronen, die den Detektor treffen, mit zunehmendem Abstand zum Detektor ab.

5.5 Der Tritiumrückhaltefaktor von TRAP

Die mit der Simulation gewonnenen Faktoren a , b , c und r ermöglichen den Rückchluss von den gemessenen Datensätzen auf den Verlauf der Wandkontamination. Die Gleichung für die Bestimmung der Detektorkontamination K_D lässt sich durch

$$K_D \approx \frac{A_{\text{off}}}{c} \quad (5.22)$$

annähern. Dabei wird angenommen, dass sämtliche mit dem Detektor gemessenen Ereignisse bei ausgeschaltetem Führungsmagnetfeld Zerfälle auf seiner Oberfläche sind.

An den zeitlichen Verlauf der Detektorkontamination (Abbildung 5.13) wurde eine Kurve der Form von Gleichung 4.8 angepasst. Die Wandkontamination wird mit Gleichung 4.9 aus der Kombination der Datensätze mit und ohne Führungsmagnetfeld gewonnen. An den zeitlichen Verlauf der Wandkontamination wurde eine lineare Regression (Abbildung 5.14) durchgeführt.

Die Adsorptionsrate auf den Detektor ist der maximale Anstieg der Detektorkontamination X , die Adsorptionsrate auf den Wänden die Steigung der Regressionsgeraden. Die Parameter der Regressionen ermöglichen die Bestimmung des Reduktionsfaktor des Tritiumflusses durch die Kryofalle:

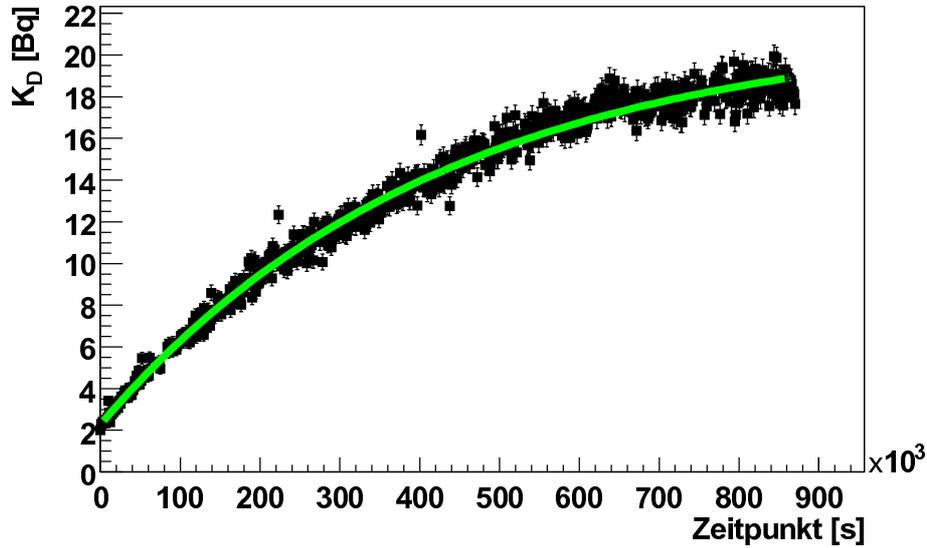
$$K \approx (2,9 \pm 0,7) \cdot 10^7 \quad (5.23)$$

unter der Annahme, dass durch die Simulation die Faktoren a , b , c und r auf 10% Genauigkeit bestimmt wurden und unter Vernachlässigung der Diffusion von Tritium in die Wände.

Anhand der bis jetzt gewonnenen Daten wird der von KATRIN geforderte Rückhaltefaktor von 10^7 erreicht. Dabei wurde jedoch die mögliche Diffusion von Tritium in die Wände des Nachweissystems nicht berücksichtigt. Die Menge an Tritium, die möglicherweise in die Wände diffundiert, lässt sich nicht direkt nachweisen. Um diese Menge abschätzen zu können ist eine weitere Messung nötig.

Während Run#6 wurden wenige Daten mit angeschaltetem Magnetfeld gewonnen. Die Datenmenge mit angeschaltetem Führungsmagnetfeld reicht statistisch nicht aus, um eine klare Aussage über den zeitlichen Verlauf der Wandkontamination zu machen. Daher ist für den nächsten TRAP-Run vorgesehen, in etwa gleichviele Messungen mit ohne Führungsmagnetfeld durchzuführen. Eine bis dahin realisierte automatisierte Steuerung des Magneten wird den zusätzlichen Aufwand durch das bis jetzt manuell durchgeführte Umschalten zwischen Messungen mit angeschaltetem und ausgeschaltetem Führungsmagnetfeld reduzieren.

In den kommenden Messungen werden im Nachweissystem vergoldete Rohre verwendet, um die Diffusion von Tritium in die Wände des Nachweissystems zu unterdrücken (siehe Abschnitt 4.3.3 und Kapitel 6).



χ^2 / ndf	X [Bq/s]	t_s [s]	t_0 [s]
984/743	$5,047 \cdot 10^{-5}$	$4,242 \cdot 10^5$	$-4,735 \cdot 10^4$
	$\pm 3,6 \cdot 10^{-7}$	$\pm 5 \cdot 10^3$	$\pm 9,7 \cdot 10^2$

Abbildung 5.13: Zeitlicher Verlauf der Detektorkontamination während des Tritiumeinlasses von Run#6. Der zeitliche Verlauf der Detektorkontamination wird aus den Detektormessungen ohne Magnetfeld mit Hilfe von Gleichung 5.22 gewonnen.

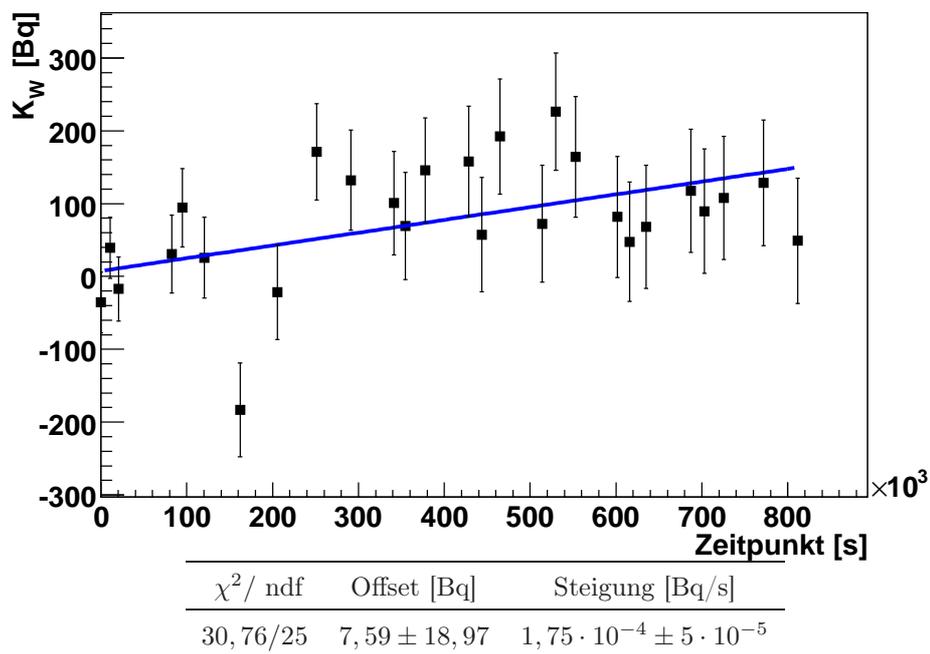


Abbildung 5.14: Zeitlicher Verlauf der Wandkontamination während des Tritiumeinlasses von Run#6. Der zeitliche Verlauf der Wandkontamination wird aus der Kombination der mit und ohne Führungsmagnetfeld gewonnenen Detektordaten mit Gleichung 4.9 zusammen mit den mit der Simulation bestimmten Faktoren bestimmt.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Für das KATRIN-Experiment entscheidend ist, dass der Tritiumfluss in das Vorspektrometer kleiner als 10^{-14} mbar ℓ/s ist. Um den in der WGTS eingelassenen Tritiumfluss zu reduzieren, schließt sich an die Quelle eine differentielle Pumpstrecke mit Turbomolekularpumpen an (siehe Abschnitt 2.2.3.1). Durch das differentielle Pumpen soll ein Reduktionsfaktor von 10^7 erreicht werden. Die kryogene Pumpstrecke ist für die letzte Tritiumflussreduktion vor dem Vorspektrometer um einen Faktor $> 10^7$ mbar ℓ/s zuständig. In ihr werden Tritiummoleküle durch Kryosorption auf heliumkalten Adsorbentmaterialien gebunden. Als Adsorbens wird Argon verwendet, das sich bereits beim Troitsker Neutrinomassenexperiment bewährt hat.

Die Anforderungen an die Tritiumflussreduktion sind bei KATRIN viel stärker als beim Troitsker Experiment. Zur Untersuchung inwieweit Tritium durch heliumkalte Kryooberflächen gebunden wird, wurde das Testexperiment TRAP aufgebaut. TRAP bildet einen Teil der kryogenen Pumpstrecke von KATRIN in Form eines Modells mit ungefähr gleichem Gasleitwert nach. Mit einem Massenspektrometer und einem Halbleiterdetektor kann durch die Kryofalle migriertes Tritium nachgewiesen werden und so auf den Reduktionsfaktor durch die Kryofalle bei einer für KATRIN relevanten Flussrate geschlossen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Testmessungen mit Tritium durchgeführt. Mit dem Halbleiterdetektor wurde Tritium im Nachweissystem nachgewiesen (siehe Abschnitt 4.3.2.1). Mit dem Massenspektrometer konnte kein Tritium bis zur Nachweisgrenze des Massenspektrometers in der Gasphase nachgewiesen werden. Die zur Auswertung der Detektordaten notwendigen Programme wurden entwickelt und eine Simulation von Tritiumzerfällen im Nachweissystem zum Verständnis der mit dem Detektor gemessenen Daten erstellt. Mit den Ergebnissen der Simulation und den während der Messungen mit TRAP gewonnenen Daten ist ein Schluss auf den Reduktionsfaktor des Tritiumflusses

durch die Kryofalle möglich. Dieser beträgt $(2,9 \pm 0,7) \cdot 10^7$ (siehe Abschnitt 5.5) und erfüllt somit die Anforderungen von KATRIN. Die Bestimmung erfolgte unter der Annahme, dass kein Tritium in die Wände des Nachweissystems diffundiert ist. Dieser mögliche zusätzliche Beitrag lässt sich nicht einfach abschätzen. Um sicherzustellen, dass diese Annahme gerechtfertigt ist, sind weitere Messungen nötig, bei denen die Diffusion in die Wände so weit wie möglich unterdrückt werden sollte. Damit kann durch Vergleich der Daten abgeschätzt werden, wieviel Tritium tatsächlich in die Wände diffundiert. Eine Möglichkeit bietet die Vergoldung von Oberflächen im Nachweissystem. Dadurch wird die Diffusion von Tritium in die Wände unterdrückt. Dazu wurden im Rahmen dieser Arbeit die zur Vergoldung des Nachweissystems erforderlichen Schritte durchgeführt. Aus Zeitgründen konnte keine Messung mit dem vergoldeten Nachweissystem vor Fertigstellung dieser Arbeit durchgeführt werden.

Um den mit TRAP bestimmten Reduktionsfaktor auf die CPS zu übertragen, müssen die Unterschiede von beiden Systemen in Betracht gezogen werden:

- Die CPS wird bei 4,5 K betrieben, TRAP bei 4,2 K. Die unterschiedliche Temperatur kann einen Einfluss auf den Reduktionsfaktor haben.
- TRAP bildet nur die ersten zwei Schenkel der CPS nach. Die mit Argonfrost bedeckte Strecke der CPS selbst besteht aus drei Schenkeln, so dass dadurch eine größere Reduktion des Tritiumflusses erreicht werden kann.

Mit den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Auswerterroutinen stehen auch in Zukunft die notwendigen Werkzeuge zur Analyse zur Verfügung. Bei zukünftigen Messungen wird eine automatisierte Steuerung der Detektordatenaufnahme verwendet werden. Das Umschalten zwischen Messungen mit und ohne Führungsmagnetfeld wird automatisiert ablaufen. Es wird daher ohne zusätzlichen Aufwand möglich sein, in etwa gleichviele Daten mit und ohne Führungsmagnetfeld zu nehmen.

Für zukünftige Messungen mit TRAP ist geplant:

- Im Nachweissystem die im Rahmen dieser Arbeit vergoldeten Rohre zu verwenden, um die mögliche Diffusion von Tritium in die Wände des Nachweissystems zu unterdrücken. Aus dem Vergleich mit den bisher gewonnenen Daten kann die Diffusionsrate in die Wand abgeschätzt werden.
- In etwa gleichviele Messungen mit dem Halbleiterdetektor mit und ohne Führungsmagnetfeld durchzuführen. Eine inzwischen automatisierte Umschaltung zwischen den Messungen mit und ohne Magnetfeld wird den Arbeitsaufwand minimieren.

- Messungen mit Krypton anstelle von Argon als Adsorbiermaterial, um ein alternatives Adsorbiermaterial zu testen.

Die Messungen werden 2007 stattfinden. Danach hat TRAP seine Aufgabe erfüllt und soll abgebaut werden.

Literaturverzeichnis

- [Abd04] Abdurashitov, J. N., et al., 1994, Physics Letters B, 328, 234
- [Alt00] M. Altmann et al., Physics Letters B 490 2000 16-26
- [Alt03] C. Weinheimer, Laboratory Limits on Neutrino Masses, in: G. Altarelli and K. Winter, Neutrino Mass, Springer 2003 (Eds.), Neutrino Mass, Springer, 2003
- [CPS06] CPS Specification: Basic Requirements and Input Data from TRAP, F. Eichelhardt & O. Kazachenko
- [Dar75] E. H. Darlington, Backscattering of 10-100 keV electrons from thick targets, J.Phys. D: Appl. Phys., Vol. 8, (1975) 90
- [Dav94] R. Davis, Prog. Part. Nucl. Phys., Vol. 32, pp. 13-32
- [Det05] ROOT-based toolkit of C++ class libraries that interface with Orca data streams, Jason Detwiler, 2005, University of Washington
- [Egu03] K. Eguchi et al., Phys.Rev.Lett. 92, 071301 (2004)
- [Eic04] Diplomarbeit Frank Eichelhardt: Aufbau und Test einer Apparatur zur Bestimmung des Tritiumrückhaltevermögens heliumkalter Oberflächen für das Neutrinomassenexperiment KATRIN, 2004
- [Eic07] Doktorarbeit Frank Eichelhardt in Vorbereitung, vorraussichtlich 2007
- [Eid04] S. Eidelman et al., Physics Letters B592, 1 (2004)
- [Fuk96] Y. Fukuda et al.,Phys. Rev. Lett. 77, 1683 - 1686 (1996)
- [Fuk99] Y. Fukuda et al.,Phys. Rev. Lett. 82, 2430 - 2434 (1999)
- [Gab87] M. Gaber, Mean Energy of Backscattered Electrons at Various Angles of Incidence, X-Ray Spectrometry, Vol 16, 17-21 (1987)

- [Gel79] M. Gell-Mann, P. Ramond, R. Slansky, Supergravity, North Holland, Amsterdam, Editors P. van Nieuwenhuizen, D. Freedman, 1979
- [Ger95] P. Gérard et al Experimental Determination of Angular-Energy Distributions of Electrons Backscattered by Bulk Gold and Silicon Samples, SCANNING Vol. 17, 377-386 (1995)
- [Glu06a] Ferenc Glück, Institut für experimentelle Kernphysik (EKP), Universität Karlsruhe
- [Glu06b] Ferenc Glück, persönliche Mitteilung
- [Gol81] Goldstein et al., Scanning Electron Microscopy and X-ray Microanalysis (1981)
- [Gru93] C. Grupen, Teilchendetektoren, BI-Wissenschaftsverlag, 1993
- [Han04] S. Hannestad, Neutrinos in Cosmology, Department of Physics, University of Southern Denmark
- [Ham99] W. Hampel et al., Physics Letters B 447 1999 127-133
- [HPD04] HP 33120A Function/Arbitrary Waveform Generator datasheet
- [ITK06] Informationszentrum technische Keramik <http://www.keramverband.de>
- [Jac02] John David Jackson, Klassische Elektrodynamik, de Gruyter 2002
- [KAT04] KATRIN Design Report 2004
- [Kla04] H.V. Klapdor-Kleingrothaus, I.V. Krivosheina, A. Dietz, O. Chkvorets, Physics Letters B586 (2004) 198-212
- [Kra03] Ch. Kraus et al., hep-ex/0412056
- [Lob99] V.M. Lobashev et al.Phys. Lett. B460 (1999), 227.
- [Lob03] V.M. Lobashev, Nuclear Physics A, Volume 719, 2003, 153
- [Lov78] G. Love and V. D. Scott, Evaluation of a new correction procedure for quantitative electron probe microanalysis, J.Phys.D: Appl. Phys., Voll. 11, 1978
- [MAG06] The axisymmetric magnetic field calculation program package mag-field2, Ferenc Glück

- [MER97] Mersenne Twister, A very fast random number generator Of period $2^{19937} - 1$, M. Matsumoto and T. Nishimura, <http://www.math.sci.hiroshima-u.ac.jp/~m-mat/MT/emt.html>
- [MKS04] MicroVision Plus - Smart Head RGA data sheet, <http://www.mksinst.com>
- [Moh02] R.N. Mohapatra, ICTP Lectures on Theoretical Aspects on Neutrino Masses and Mixings, 2002, arXiv:hep-ph/0211252
- [Nied81] H. Niedrig, Electron backscattering from thin films, J. Appl. Phys. 53(4) R35
- [ORC04] Object oriented Realtime Control and Acquisition software system, Howe, M.A., Cox, G.A., Harvey, P.J., McGirt, F., Rielage, K., Wilkerson, J.F., and Wouters, J.M. (2004) Sudbury Neutrino Observatory Neutral Current Detector Acquisition Software Overview, IEEE Transactions on Nuclear Science, 51 (3), 878-83.
- [ORT00] Introduction to preamplifiers, ORTEC, <http://www.ortec-online.com>
- [Pau30] W. Pauli, Brief an die Physikalische Gesellschaft in Tübingen vom 4. Dezember 1930, nachzulesen in L.M. Brown, Phys. Today 31 (1978), 23
- [Rab97] S. Raby, R. Slansky, Neutrino Masses - How to add them to the Standard Model, Los Alamos Science Number 25, 1997
- [Rei59] F. Reines and C.L. Cowan Phys. Rev. 113 (1959), 273
- [Rei77] L. Reimer, Raster-Elektronenmikroskopie, Springer 1977
- [ROO06] ROOT, An Object-Oriented Data Analysis Framework, CERN
- [Sel04] U. Seljak, Phys. Rev. D71 (2005) 103515
- [Ste06] Markus Steidl, Institut für Kernphysik (IK), Forschungszentrum Karlsruhe
- [SNO02] The SNO Collaboration, Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory, Phys. Rev. Lett. volume 89, No. 1, 011301 (2002).
- [Val04] Diplomarbeit Kathrin Valerius: Elektromagnetisches Design für das Hauptspektrometer des KATRIN Experiments, Universität Münster, 2004

- [Wue04] Sascha Wüstling, Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik (IPE), Forschungszentrum Karlsruhe
- [XRD01] X-RAY DATA BOOKLET, Center for X-ray Optics and Advanced Light Source, Lawrence Berkeley, National Laboratory, <http://xdb.lbl.gov/>
- [Yan78] T. Yanagida, Prog. Th. Physics B135 (1978) 66
- [Yao06] W.-M. Yao et al. (Particle Data Group), J. Phys. G 33, 1 (2006) (URL: <http://pdg.lbl.gov>)

Anhang A

Fließbild von TRAP

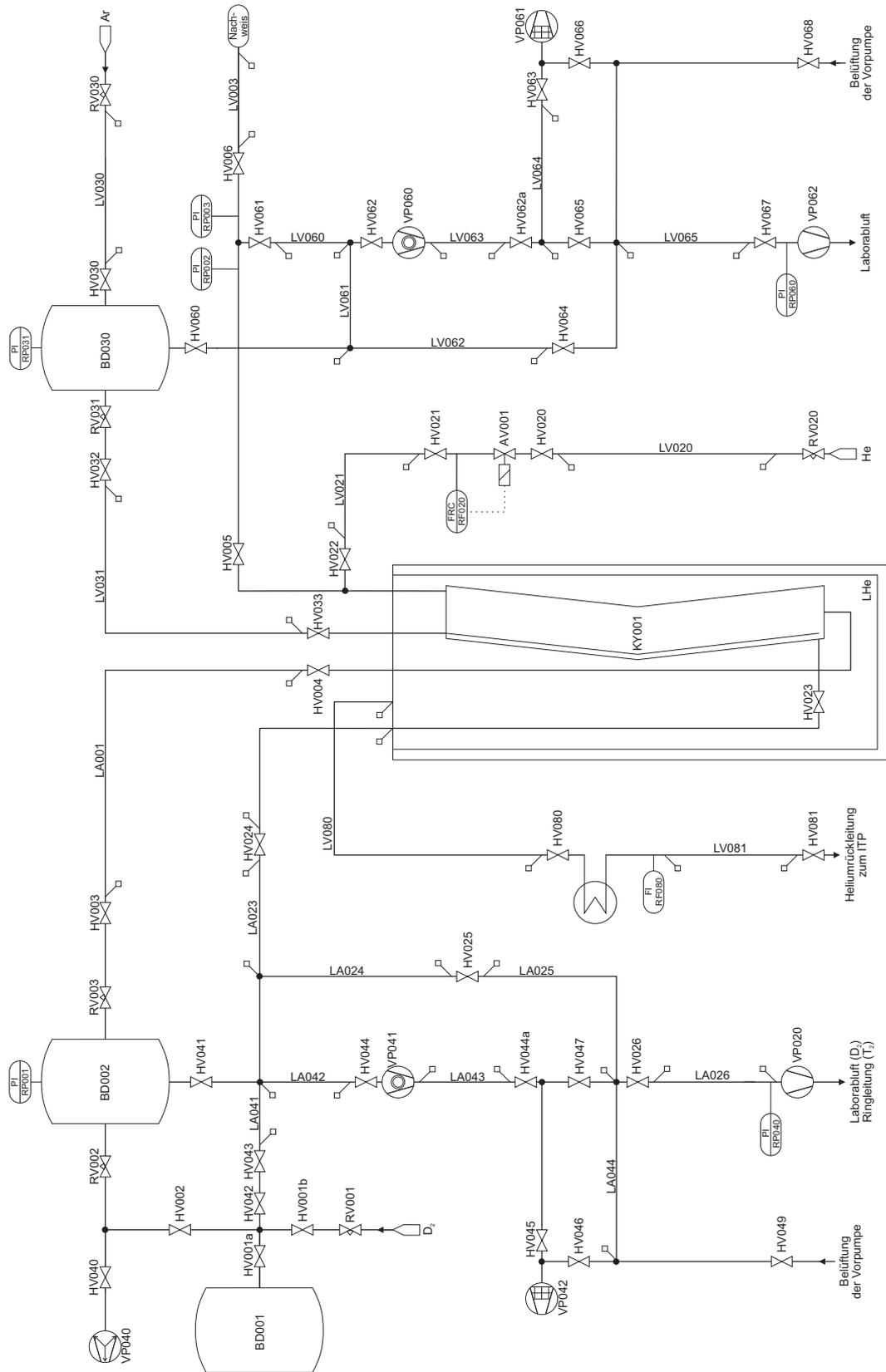
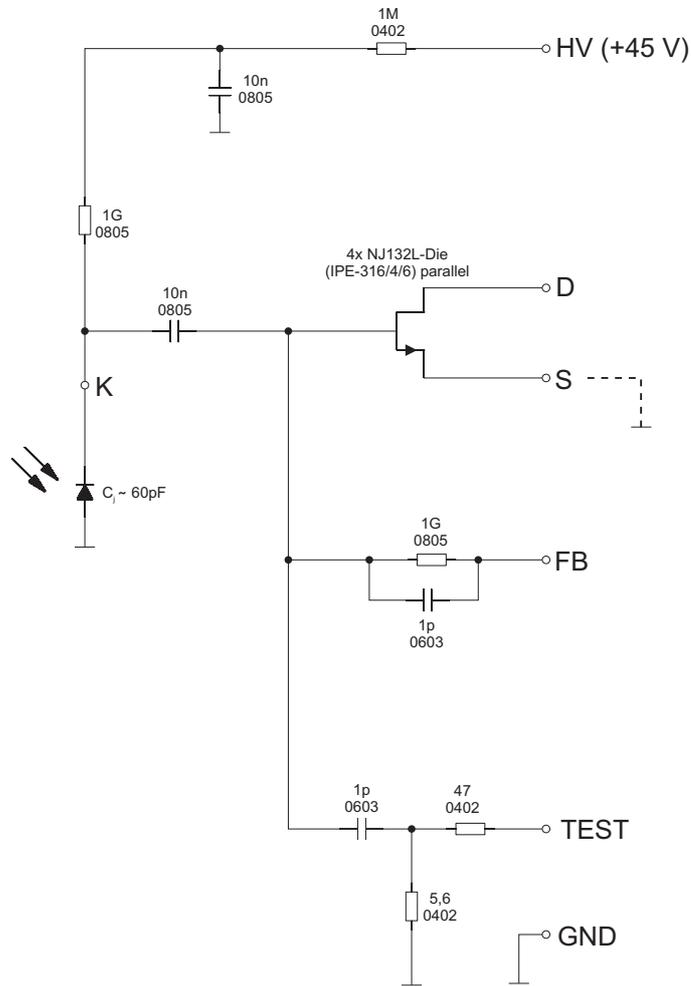


Abbildung A.1: Fließbild des TRAP-Experiments

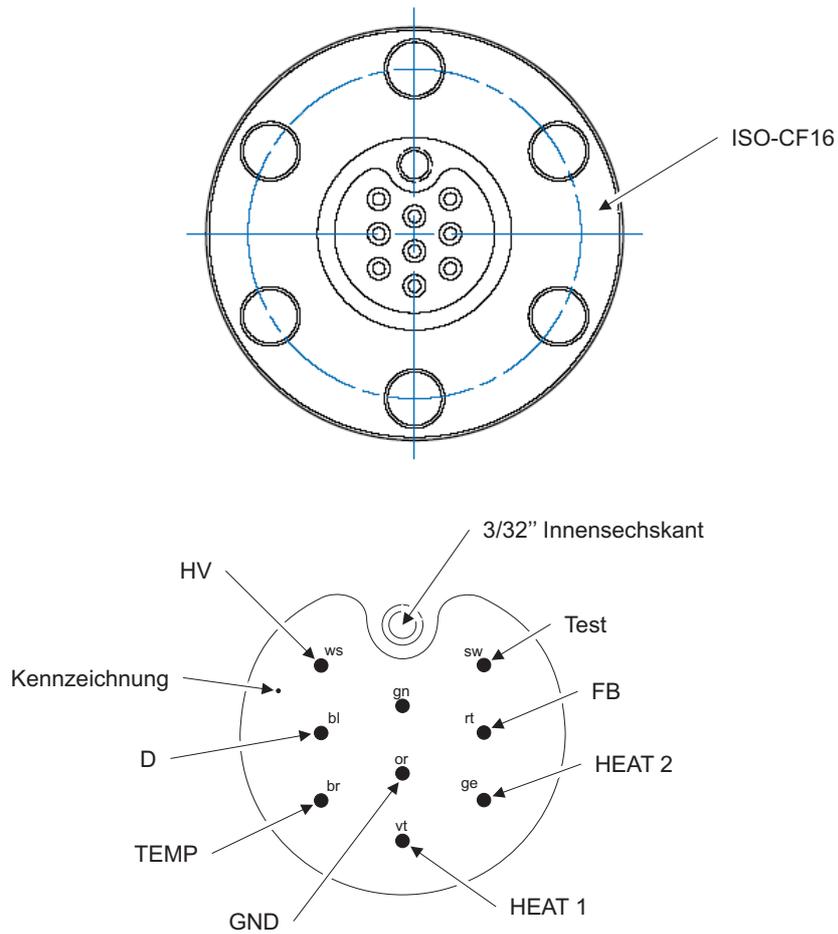
Anhang B

Schaltpläne der Detektorelektronik



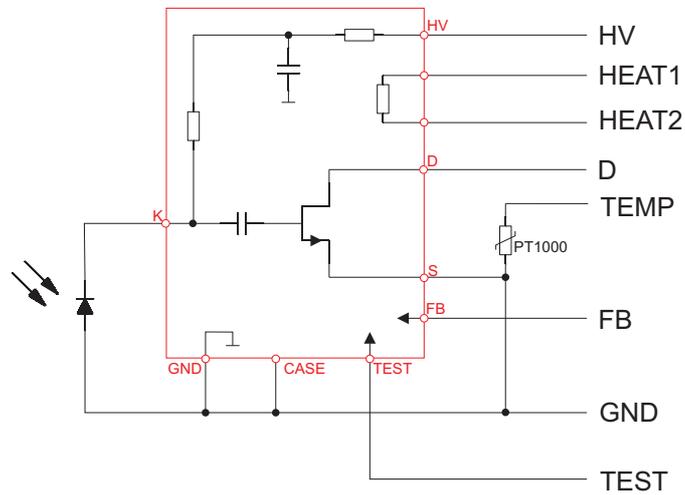
TRAP_Detektoranschluß_2004-04-23(Apr).des		F	Forschungszentrum Karlsruhe GmbH Tritiumlabor			
Elektrisches Schaltbild für 1. Verstärkerstufe			TRAP			
Originaldesign: Sascha Wüstling (IPE)		Benennung				
	Tag	Name				
Bear.						
Gep.	25.03.2004	F. Eichelhardt				
Ges.						
PI						
Vorhaben KATRIN Testexperiment		Zeichnungs-Nr. XTC2		Blatt 1/1		
		Ersatz für		Ersetzt durch		

Abbildung B.1: Elektrisches Schaltbild der ersten Vorverstärkerstufe [Wue04]



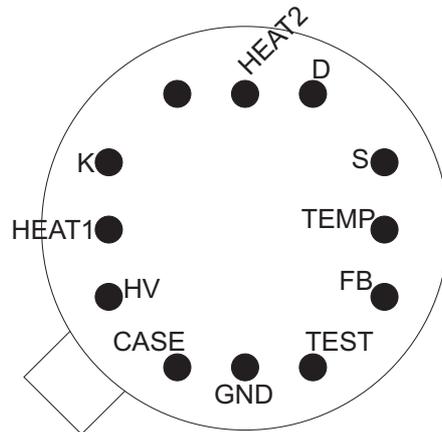
TRAP_Detektoranschluß_2004-04-23(Apr).des		 Forschungszentrum Karlsruhe GmbH Tritiumlabor	
Steckanschluss Aussenluftseite CABURN Feedthrough C9KIT-C16			
	Tag	Name	Benennung <h1 style="text-align: center;">TRAP</h1>
Bear.			
Gepr.	25.03.2004	F. Eichelhardt	
Ges.			
PI			
Vorhaben KATRIN Testexperiment		Zeichnungs-Nr. <h2 style="text-align: center;">XTC2</h2>	Blatt 1/1
		Ersatz für	Ersetzt durch

Abbildung B.2: Steckanschluss Außenluftseite CABURN Feedthrough C9KIT-C16 [Wie04]



TRAP_Detektoranschluß_2004-04-23(Apr).des		F	Forschungszentrum Karlsruhe GmbH Tritiumlabor		
Elektrisches Schaltbild des Keramiksubstrats Originaldesign: Sascha Wüstling (IPE)			Benennung		
		TRAP			
		Tag	Name		
		Bear.			
		Gepr.	25.03.2004	F. Eichelhardt	
Ges.					
PI					
Vorhaben		Zeichnungs-Nr.	XTC2	Blatt	
KATRIN Testexperiment				1/1	
		Ersatz für	Ersetzt durch		

Abbildung B.3: Elektrisches Schaltbild des Keramiksubstrats [Wue04]



TRAP_Detektoranschluß_2004-04-23(Apr).des				F	Forschungszentrum Karlsruhe GmbH Tritiumlabor			
Anordnung der Bauteile auf Hybrid Originaldesign: Sascha Wüstling (IPE)					TRAP			
			Tag	Name			Benennung	
		Bear.						
		Gepr.	25.03.2004	F. Eichelhardt				
		Ges.						
PI			Zeichnungs-Nr.		Blatt			
Vorhaben KATRIN Testexperiment				XTC2		1/1		
				Ersatz für		Ersetzt durch		

Abbildung B.4: Anordnung der Bauteile auf dem Hybrid [Wue04]

Anhang C

Technische Daten des Massenspektrometers

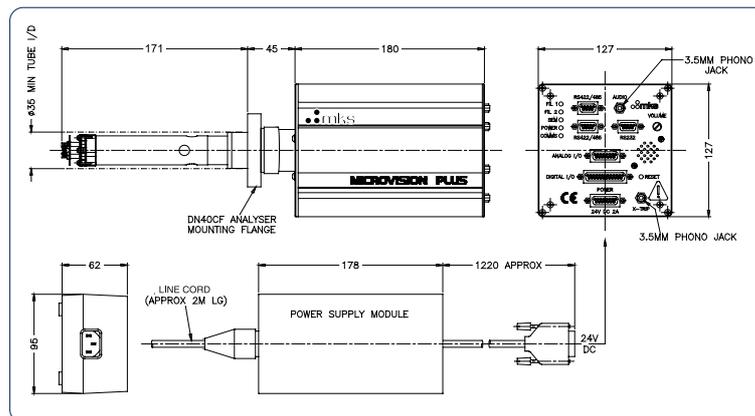
Hardware

Massenskala	1-6 amu
Maximaler Betriebsdruck	$1 \cdot 10^{-4}$ mbar
Minimaler Partialdruck	Faraday: $2 \cdot 10^{-11}$ mbar Channelplate SEM: $5 \cdot 10^{-14}$ mbar Single channel SEM: $1 \cdot 10^{-14}$ mbar
Massenstabilität	besser als $\pm 0,1$ amu während 8 h bei konstanter Umgebungstemperatur
Auflösung	< 10% zwischen zwei Maxima gleicher Höhe

Analyseeinheit

Ausheiztemperatur	250°C (abgebaute Elektronik)
Maximale Betriebstemperatur	200°C (Faraday-Modus, Elektronik horizontal)
Anschlussflansch	DN40CF Conflat Flange
Ionenquelle Optionen	Open, UHV, Closed, Cross-Beam
Ionenquelle Stabilität	$2 \cdot 10^{-4}$ A/mbar
Ionenquelle Parameter	Elektronenenergie: 20-100 eV Emissionsstrom: 0-5 mA Ionenenergie: 0-10 V Ionen-Beschleunigungspotential: 0 bis -130 V
spezifizierte Ausgasung	< $1 \cdot 10^{-9}$ mbar ℓ/s
Filamente	Twin Tungsten

Dimensional Drawing



Note: Unless otherwise specified, dimensions are nominal values in millimeters.



Abbildung C.1: Technische Zeichnung des verwendeten Massenspektrometers aus [MKS04]

Anhang D

Schematische Ansicht der Detektorkühlung

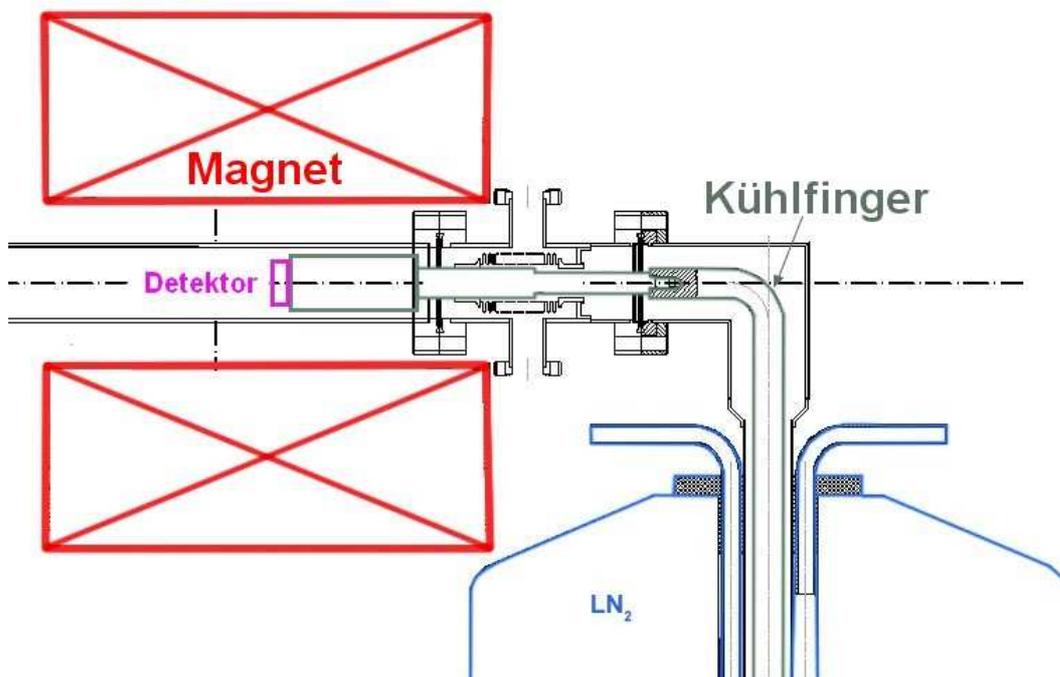


Abbildung D.1: Schematische Ansicht der Detektorkühlung. Der durch ein Isoliervakuum herausgeführte Kühlfinger wird durch flüssigen Stickstoff gekühlt

110 ANHANG D. SCHEMATISCHE ANSICHT DER DETEKTORKÜHLUNG

Anhang E

Energiekalibrierung des Detektor

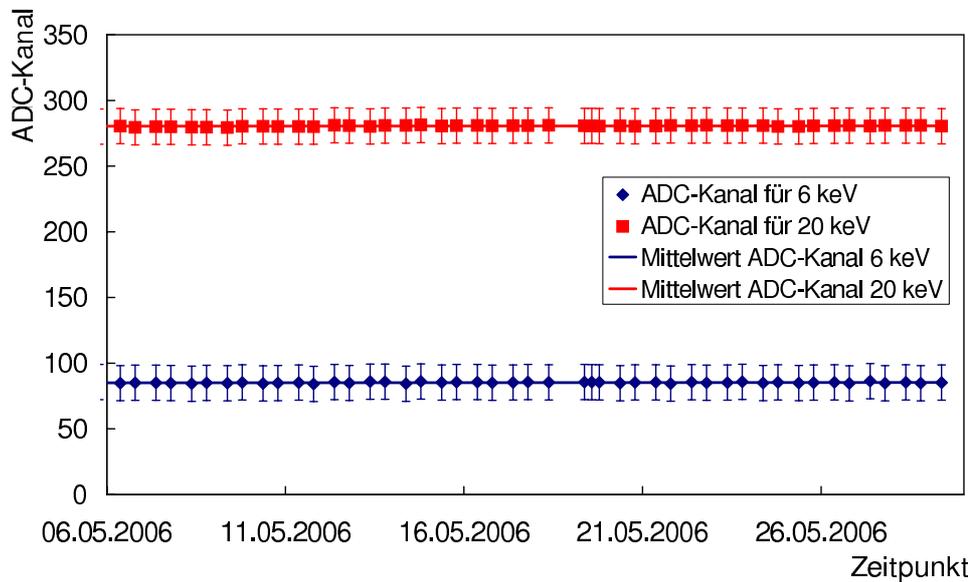


Abbildung E.1: zeitlicher Verlauf der Energiekalibrierung für 6 keV und 20 keV während TRAP Run#6. Dargestellt ist die mit den Pulsermessungen mit 300 mV und 600 mV Pulshöhe gewonnene Energiekalibrierung für 6 keV und 20 keV und deren Mittelwerte.

Anhang F

Vergoldung des Nachweissystems

Es gibt mehrere Verfahren mit denen eine Innenvergoldung der Rohre des Nachweissystems möglich ist:

- **Galvanische Vergoldung:** Gold aus einer goldhaltigen Elektrolytlösung wird elektrochemisch auf dem zu vergoldenden Material abgeschieden.
- **Thermisches Verdampfen:** Gold wird im Hochvakuum verdampft und schlägt sich auf der zu vergoldenden Oberfläche nieder.
- **Kathodenzerstäubung/Sputtern:** Goldatome aus einem Target werden durch Beschuss mit Argonionen herausgelöst und schlagen sich auf der zu vergoldenden Oberfläche nieder.

Eine Innenvergoldung von Rohren gehört nicht zum Standardprogramm der Anbieter von Vergoldungsverfahren. Eine galvanische Vergoldung der Rohre kommt nicht in Frage, da verfahrensbedingt die entstehende Goldschicht mit Wasserstoff gesättigt ist. Tritium kann so durch Isotopenaustauschprozesse in das Material hineinwandern.

Die Vergoldung erfolgte mittels Magnetronbesputterung. Bei diesem Verfahren wird durch ein zusätzlich angelegtes Magnetfeld während des Sputterprozesses eine dichtere Goldschicht erzeugt als beim herkömmlichen Sputtern.

Eine Innenvergoldung der Rohre gehört nicht zu den angebotenen Standardprozeduren. Es musste daher eine spezifische Lösung gefunden werden.

Die Besputterung erfolgte in England durch die Firma *TEERCOATING*. Nach Rücksprache mit *TEERCOATING* wurde ein Gold-Target angefertigt, das mit den drei Rohrbauteilen des Nachweissystems nach England geschickt wurde.

Die Herstellung des Targets erwies sich als problematisch. *TEERCOATING*

schlug ursprünglich vor zur Innenbespinnerung ein Edelstahlrohr anzufertigen und dieses galvanisch mit einer Goldschicht der Dicke 50 – 100 μm zu vergolden.

Die Produktion des Rohres erfolgte in der Hauptwerkstatt des Forschungszentrums.

Die Vergoldung des Targets wurde von der Firma *BUDEI* in Pforzheim übernommen. Es stellte sich nach mehreren Anläufen heraus, dass Edelstahl nicht in der gewünschten Schichtdicke galvanisch vergoldet werden kann. Daher wurde - nach Rücksprache mit *TEERCOATING* - in der IK-Werkstatt ein weiteres Rohr aus Kupfer gefertigt¹ das von der Firma *BUDEI* mit einer Schichtdicke von $\sim 65\mu\text{m}$ galvanisch vergoldet wurde.

Die Innenbespinnerung erfolgte mit diesem Target. Die Schichtdicke der Goldschicht auf den inneren Wänden des Nachweissystems beträgt 250 nm.

Die aufgebraute Goldschicht erwies sich unempfindlich gegenüber Aceton und Ethanol, so dass eine eventuell nötige Reinigung der Rohre unproblematisch ist. Eine übermäßige mechanische Beanspruchung der Goldschicht durch festen Druck oder Reinigung im Ultraschallbad sollte allerdings vermieden werden, da es dabei zu einem Abtrag der vergoldeten Schicht kommen kann.

¹Der Grund dafür, dass als Grundmaterial des Targets ursprünglich Edelstahl genommen wurde, liegt in der einfacheren Handhabbarkeit. Die Endkappe des Rohres muss vakuumtauglich mit dem Rohr verbunden werden. Bei Edelstahl erfolgt dies durch eine Schweissnaht. Bei Kupfer muss die Endkappe vakuumtauglich gelötet werden.

Anhang G

Programmablaufpläne der Simulation

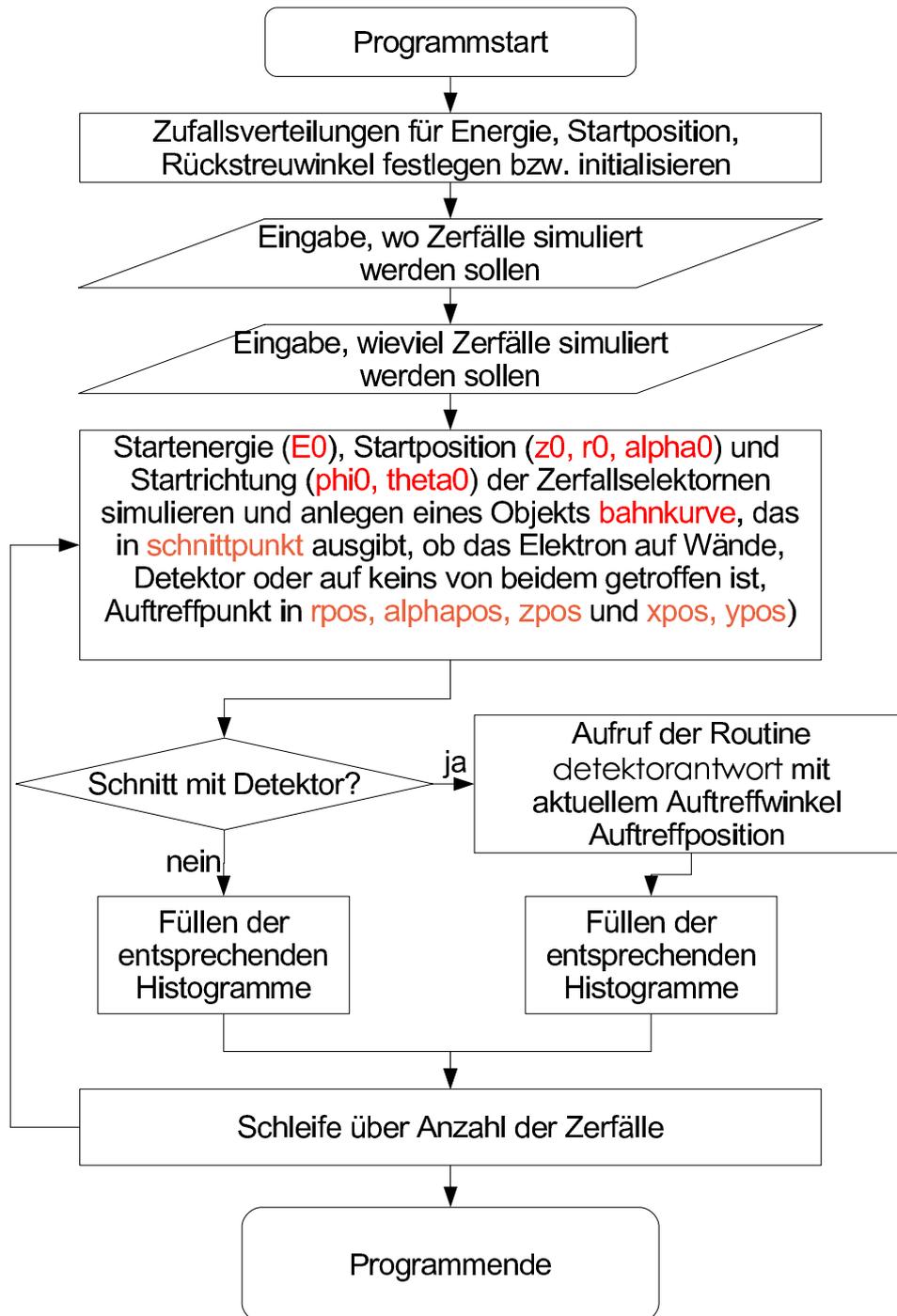


Abbildung G.1: Programmablauf des Hauptprogramms der Simulation.

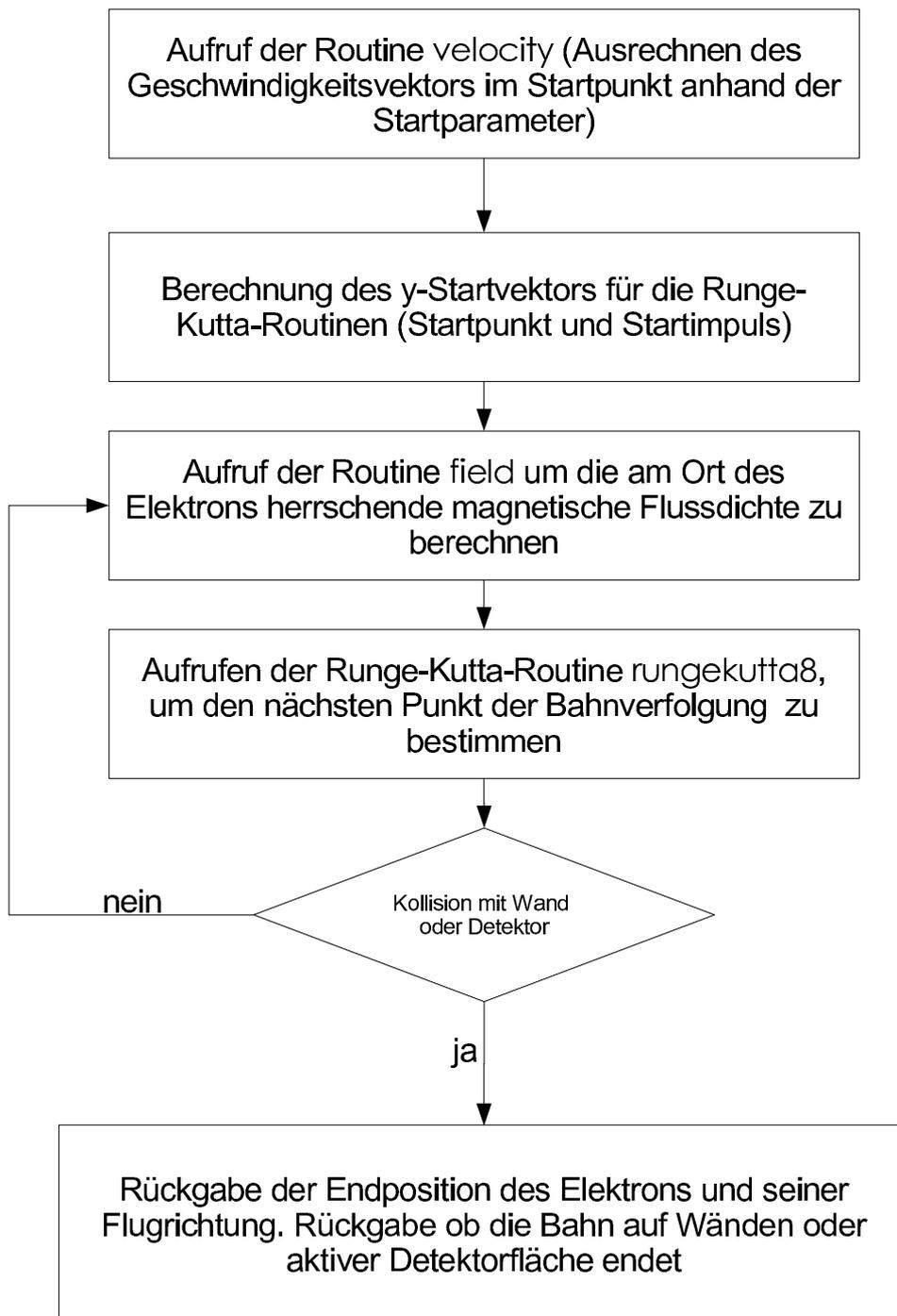


Abbildung G.2: Programmablauf der Bahnverfolgung mit Magnetfeld

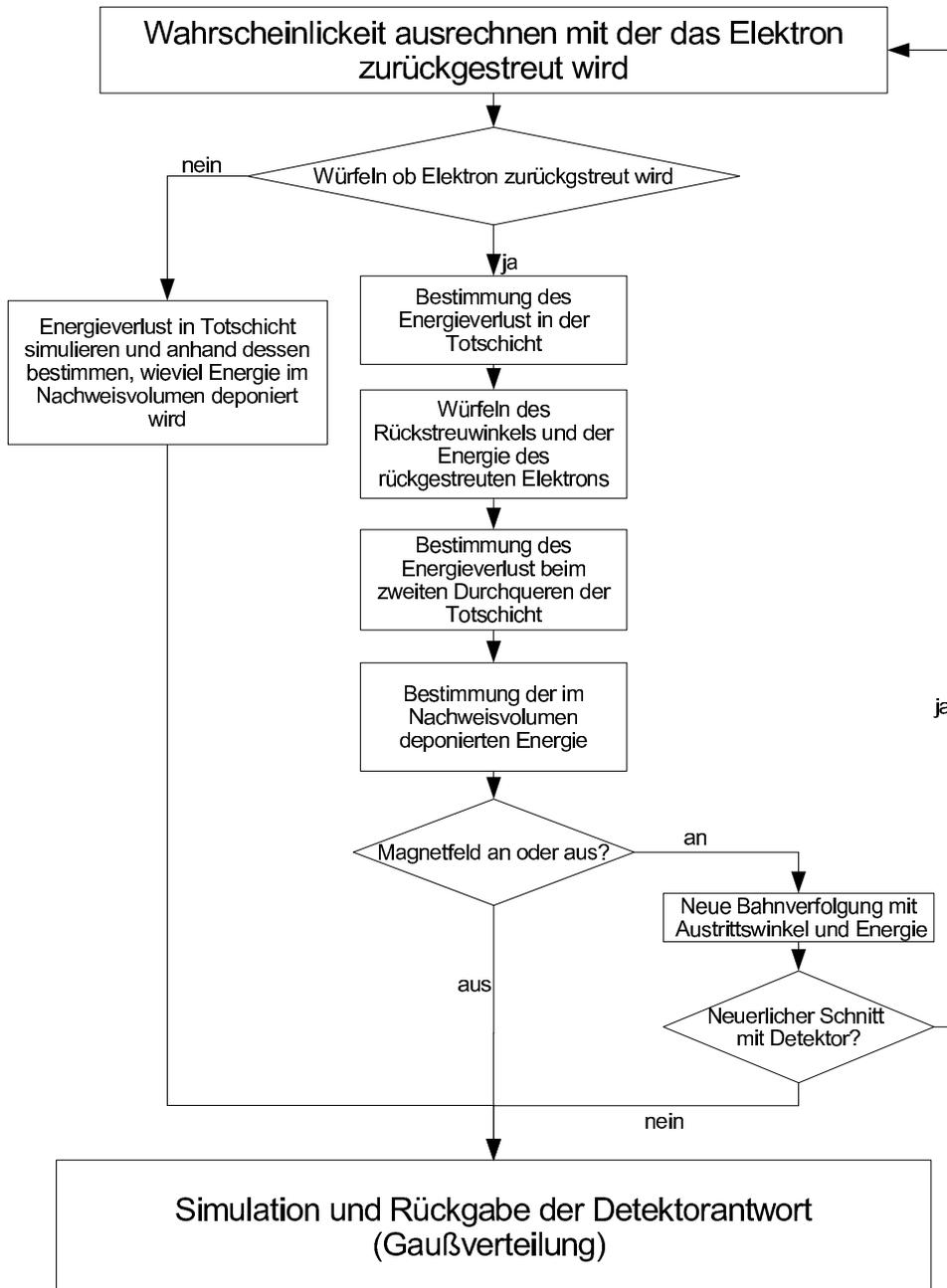


Abbildung G.3: Programmablauf der Simulation der Detektorantwort

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel und Quellen verfasst habe.

Michael Sturm
Karlsruhe, den 15. Januar 2007

Danksagung

Hiermit möchte ich allen Dank sagen, die mich bei der Durchführung dieser Arbeit unterstützt haben und zum Gelingen beigetragen haben, insbesondere Prof. Dr. Guido Drexlin, der mir die Durchführung dieser Arbeit ermöglicht hat.

Prof. Dr. Johannes Blümer für die Übernahme der Zweitkorrektur.

Dr. Beate Bornschein für die engagierte Vorortbetreuung am TLK und das gewissenhafte Korrekturlesen dieser Arbeit.

Frank Eichelhardt, für die gute Zusammenarbeit und Betreuung im TLK. Ebenso danke ich Dr. Oleg Kazachenko und Norbert Kernert.

Allen im Tritiumlabors Karlsruhe danke ich für das angenehme Arbeitsklima und die Unterstützung. Sehr hilfsbereit waren Dr. Lothar Dörr, Dr. Manfred Glugla, Eva Porter, Hans-Dieter Adami, Dr. Nicolas Bekris, Dr. Sergey Beloglazov, Dr. Uwe Besserer, Dr. Christopher Caldwell-Nichols, Dr. Danny Cornely, Dr. David Demange, Helmut Dittrich, Eleonore Fanghänel, Manfred Göckel, Aleksandra Gotsova, Kirsten Günther, Gerhard Hellriegel, Helmut Kiesel, Beate Kloppe, Frank Kramer, Sylvia Krieger, Long Thanh Le, Christin Melzer, Robert Michling, Kristine Nolte, Frank Rehlinghaus, Peter Schäfer, Peter Schuster, Karl-Heinz Simon, Monika Sirch, Robert Wagner, Stefan Welte, Dr. Jürgen Wendel und Werner Wurster.

Desweiteren danke ich Philipp Tuchscherer und Harry Stober von MHC, die immer kompetente Ansprechpartner waren, egal ob es mal etwas für TRAP zu schweißen gab oder galt ein Bauteil anzufertigen.

Ebenso danke ich der IK-Werkstatt um Siegfried Horn, egal ob es kurzfristig galt Rohre anzufertigen oder um technischen Rat ging.

Jörg Bohn, Holger Frenzel und Hartmut Gutzeit gilt mein Dank für die Unterstützung bei den Flüssigheliumtransporten vom ITP zum TLK während der TRAP-Messphasen und bei den TRAP-Schichten.

Für die gute Zusammenarbeit beim Schichtdienst bei den TRAP-Messungen gilt der Dank ebenso Ludwig Anselment, Siegfried Horn, Holger Krause, Marika Kuhl, Martin Mark, Klaus Mehret und Roland Neeb.

Desweiteren gilt mein Dank allen im IK, insbesondere Dr. Markus Steidl für die hilfreichen Erläuterungen zur Detektorphysik und Dr. Ferenc Glück für die Zurverfügungstellung seiner Bahnverfolgungs- und Magnetberechnungsroutinen und seiner Hilfe und hilfreichen Erläuterungen bei der Implementierung der Routinen in die Simulation. Ebenfalls danken möchte ich Dr. Lutz Bornschein, Florian Habermehl, Florian Fränkle und Pascal Renschler.