

Entwicklung eines Lasersensors und Feldemissionsuntersuchungen für die Drahtelektrode im KATRIN-Hauptspektrometer

Diplomarbeit in Physik

von Sebastian Benning

angefertigt im Institut für Kernphysik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Westfälischen Wilhelms-Universität
Münster

im Juli 2010

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Ort, Datum

Unterschrift

Referent: Prof. Dr. C. Weinheimer

Koreferent: Prof. Dr. J. P. Wessels

INHALTSVERZEICHNIS

| | |
|---|-----------|
| 1. Einleitung | 1 |
| 1.1. Neutrino-Oszillationen | 3 |
| 1.2. Methoden zur Neutrinomassenbestimmung | 4 |
| 1.2.1. Kosmologische Beobachtungen | 4 |
| 1.2.2. Neutrinoloser Doppelbeta-Zerfall | 5 |
| 1.2.3. Kinematische Neutrinomassenbestimmung | 5 |
| 1.3. Über diese Arbeit | 9 |
| 2. Das KATRIN-Experiment | 11 |
| 2.1. Der MAC-E-Filter | 12 |
| 2.2. Die Hauptkomponenten des KATRIN Experiments | 15 |
| 2.3. Experimenteller Untergrund | 17 |
| 2.3.1. Tritiumzerfall innerhalb des Spektrometers | 17 |
| 2.3.2. Kosmische Strahlung | 18 |
| 2.3.3. Penningfallen | 18 |
| 2.3.4. Feldemission | 19 |
| 2.4. Die Drahtelektrode im KATRIN Hauptspektrometer | 20 |
| 2.4.1. Aufgaben der Drahtelektrode | 20 |
| 2.4.2. Untergrundreduzierung mit Hilfe der Drahtelektrode | 21 |
| 2.4.3. Aufbau der inneren Drahtelektrode | 22 |
| 3. Der Lasersensor | 27 |
| 3.1. Aufbau des Sensors | 29 |
| 3.1.1. Prinzip der Spannungsmessung | 30 |
| 3.1.2. Kalibrierung | 31 |
| 3.2. Positionssteuerung | 33 |
| 3.3. Software | 35 |
| 3.4. Messungen im KIT-Reinraum | 39 |
| 3.4.1. Modifikation der Positionssteuerung | 40 |
| 3.4.2. Analyse der Messdaten | 41 |

| | |
|---|-----------|
| 4. Feldemissionsuntersuchungen | 47 |
| 4.1. Experimenteller Aufbau | 49 |
| 4.2. Simulationen | 51 |
| 4.2.1. Die verwendeten Simulationsprogramme | 52 |
| 4.2.2. Magnetfeld und Zyklotronradien | 53 |
| 4.2.3. Elektrische Feldstärken | 54 |
| 4.3. Energie-Kalibrierung | 56 |
| 4.4. Messungen und Ergebnisse | 58 |
| 4.4.1. „Original“ Modulhalterungen | 58 |
| 4.4.2. Messungen mit zwei modulseitigen Platten | 65 |
| 4.5. Analyse der Messergebnisse | 73 |
| 4.5.1. Mögliche Feldemission bei $\Delta U \approx 500 \text{ V}$ | 73 |
| 4.5.2. Bestimmung einer Obergrenze der Feldemissionsrate | 74 |
| 5. Zusammenfassung/Summary | 77 |
| A. Konstruktionszeichnungen | 81 |
| Literaturverzeichnis | 89 |
| Danksagung | 92 |

KAPITEL 1

EINLEITUNG

Die Entdeckung des Neutrinos

Das Neutrino wurde 1930 von Wolfgang Pauli in seinem berühmten Brief an die „Radioaktiven Damen und Herren“ zur Erklärung des β -Zerfalls postuliert [Pau30]. Dieses hypothetische Teilchen, das beim β -Zerfall gemeinsam mit dem Elektron emittiert werden sollte, hatte die Aufgabe, die Erhaltungssätze für Energie und Drehimpuls auch beim β -Zerfall aufrecht zu erhalten. Dazu sollte das Neutrino elektrisch neutral, masselos (oder aber viel leichter als das Elektron) und mit Materie nur schwach wechselwirkend sein. Außerdem sollte es den Spin $\frac{1}{2}$ haben. Aufgrund dieser Hypothese entwickelte E. Fermi 1934 eine Theorie der schwachen Wechselwirkung, welche die quantenfeldtheoretische Beschreibung des β -Zerfalls als Drei-Körper-Zerfall lieferte [Fer34].

Der experimentelle Nachweis gelang schließlich 1956 F. Reines und C.L. Cowan, als mit den ersten Atomreaktoren geeignete Neutrinoquellen zur Verfügung standen. Sie untersuchten dabei den Absorptionsquerschnitt von Reaktor-neutrinos¹ mit Protonen (inverser β^- -Zerfall):

$$\bar{\nu}_e + p \longrightarrow n + e^+. \quad (1.0.1)$$

Dabei detektierten sie die resultierenden Positronen und Neutronen durch zeitlich korrelierte Signale von Positronenvernichtungs- und Neutroneneinfangsreaktionen [Rei59].

Das Neutrino im Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik behandelt die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen. Die Materie wird hierbei in Quarks und Leptonen unterteilt. Zu jedem Teilchen gehört im Rahmen des Standardmodells ein Antiteilchen, das die gleiche Ruhemasse aber entgegengesetzte Ladung trägt. Darüber hinaus werden drei der fundamentalen Wechselwirkungen beschrieben: Die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Die vierte fundamentale Kraft, die Gravitation, kann in diesem Rahmen nicht erklärt werden.

Neutrinos sind im Standardmodell masselose, neutrale Elementarteilchen, die folglich allein der schwachen Wechselwirkung und der Gravitation unterliegen. Es gibt drei verschiedene Neutrino-Generationen (Flavour-Eigenzustände) [PDG07], die entsprechend ihren schweren, geladenen, leptonischen Partnern mit ν_e , ν_μ und ν_τ bezeichnet werden. Es sind Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen die im Standardmodell nur linkshändig² vorkommen. Genau wie bei den anderen Teilchen wird im Rahmen des Standardmodells zwischen Neutrino und Anti-Neutrino unterschieden. Da Neutrinos aber keine Ladung tragen, besteht theoretisch auch die Möglichkeit, dass sie ihre eigenen Antiteilchen, sogenannte Majorana-Teilchen, sind.

Es war lange Zeit umstritten ob Neutrinos, wie im Standardmodell angenommen, tatsächlich masselos sind. Aufschluss gab die Entdeckung der in Abschnitt 1.1 beschriebenen Neutrino-Oszillationen

¹Genauer: Elektron-Anti-Neutrinos $\bar{\nu}_e$

²Goldhaber zeigte 1958 das Neutrinos linkshändig sind [Gol58]

1.1. Neutrino-Oszillationen

Die Neutrino-Oszillation besagt, dass sich ein Neutrino eines bestimmten Flavour-Eigenzustands, also z.B. ein ν_μ , während es eine bestimmte Wegstrecke zurücklegt, in ein Neutrino eines anderen Flavour-Eigenzustands, also z.B. in ein ν_τ , umwandeln kann.

Einen ersten experimentellen Hinweis auf die Existenz von Neutrino-Oszillationen lieferte im Jahre 1968 das Homestake Experiment unter der Leitung von Raymond Davis Jr. In der Homestake Goldmine wurde ein Experiment aufgebaut um den Neutrinofluss aus der Sonne zu vermessen [Dav96]. Dazu wurde ein Tank mit 615 t Tetrachlorethylen (C_2Cl_4) gefüllt. Um die solaren Neutrinos zu detektieren wurde die folgende Reaktion genutzt:



Aus der Anzahl der im Tank entstehenden ${}^{37}\text{Ar}$ -Atome konnte der Neutrinofluss aus der Sonne berechnet werden. Das Ergebnis lieferte allerdings nur ein Drittel der theoretisch vorhergesagten Zählrate, die zuvor von J.N. Bahcall auf Grundlage des Standard-Sonnen-Modells bestimmt wurde. Dieses Ergebnis ging als das Solare-Neutrinoproblem in die Geschichte ein.

Eine Erklärung für diese zu geringe Zählrate lieferte die Entdeckung der Neutrino-Oszillationen. Einige der Elektron-Neutrinos, die in der Sonne entstehen, oszillieren auf ihrem Weg zur Erde in einen der anderen Flavour-Eigenzustände, so dass sie die Erde als ν_μ oder ν_τ erreichen. 1998 zeigte das Super-Kamiokande Experiment mit atmosphärischen Neutrinos, dass es auch hier Differenzen zwischen theoretischer Vorhersage und der gemessenen ν_μ -Anzahl gibt. Darüber hinaus konnten sie eine Zenitwinkelabhängigkeit des Defizits von Myon-Neutrinos, sowie eine Dominanz der $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ Oszillation nachweisen [Fuk98]. Es folgten viele weitere Experimente mit solaren (z.B. SNO [SNO02] und GALLEX [Ans92]), Reaktor- (z.B. KamLAND [Egu03]) und Beschleuniger-Neutrinos (wie z.B. K2K [Alu94]), die alle zeigen konnten, dass ein Neutrino seinen Flavour-Eigenzustand wechseln kann.

Die Neutrino-Oszillation benötigt zwei Grundvoraussetzungen:

Die in der schwachen Wechselwirkung erzeugten Flavour-Eigenzustände (ν_e , ν_μ , ν_τ) sind nicht identisch mit den Masseneigenzuständen (ν_1 , ν_2 , ν_3), die der Propagation unterliegen. Das heißt, die drei Flavour-Eigenzustände $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) ergeben sich aus einer Überlagerung/Mischung der drei Massen-Eigenzustände $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) mittels einer unitären 3×3 -Matrix $U_{\alpha i}$ entsprechend

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle, \quad (1.1.2)$$

$$|\nu_i\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i}^* |\nu_\alpha\rangle. \quad (1.1.3)$$

Des Weiteren muss mindestens ein Massen-Eigenwert m_i der Massen-Eigenzustände $|\nu_i\rangle$ ungleich Null sein. Daher sind Neutrino-Oszillationen ein klarer Beweis für eine von Null verschiedene Neutrinomasse.

Obwohl Neutrino-Oszillationsexperimente zeigen, dass Neutrinos eine Masse haben müssen, kann man mit ihnen nur Differenzen der Neutrinomassenquadrate $\Delta m_{ik}^2 = |m_i^2 - m_k^2|$ bestimmen. Man erhält aus diesen Experimenten keine Absolutwerte für die Neutrinomasse³.

1.2. Methoden zur Neutrinomassenbestimmung

Informationen über absolute Neutrinomassen erhält man im wesentlichen aus drei Methoden [Ott08]:

1. Kosmologische Modelle und Beobachtungen
2. Der neutrinolose Doppelbeta-Zerfall
3. Die kinematische Neutrinomassenbestimmung

Die ersten beiden Methoden sollen in diesem Abschnitt nur kurz erläutert werden. Sie sind zwar sehr empfindlich, allerdings hängen sie auch stark von vorher gemachten Annahmen und Modellen ab. Die dritte Methode der direkten Massenbestimmung soll etwas näher erklärt werden, da diese auch von KATRIN genutzt wird. Sie beruht allein auf Energie- und Impulserhaltung und ist daher modellunabhängig.

1.2.1. Kosmologische Beobachtungen

Im Universum gibt es eine Hintergrundstrahlung aus Neutrinos. Diese ist ein Überrest des Urknalls und vergleichbar mit der kosmischen Mikrowellenhintergrundstrahlung. Ihre durchschnittliche Teilchen-Dichte liegt bei $336/\text{cm}^3$. Neutrinos werden in heutigen kosmologischen Modellen als heiße Dunkle Materie bezeichnet. Diese ist, auf Grund ihrer geringen Masse relativistisch und nicht an lokale Gravitationsfelder gebunden. In Folge dessen werden lokale Fluktuationen in der Masseverteilung durch den Anteil an heißer dunkler Materie ausgeschmiert. Diese nicht statistischen Fluktuationen können mittels der kosmischen Mikrowellenhintergrundstrahlung und der Galaxienverteilung im Universum mit hoher Präzision untersucht werden. Legt man dabei ein bestimmtes kosmologisches Modell⁴ zu Grunde, kann man aus diesen Untersuchungen den Anteil der heißen Dunklen Materie und damit die Neutrinomasse bestimmen. Man erhält also eine, vom kosmologischen Modell abhängige, obere Grenze für die Summe aller drei Neutrinomassen. Einen solchen Wert veröffentlichte die WMAP-Kollaboration 2008 [WMAP08]:

$$\sum m_\nu < 0,67 \text{ eV}/c^2 \quad (95\% \text{ C.L.}). \quad (1.2.1)$$

³Der zweite Parameter der mit Hilfe von Neutrino-Oszillationsexperimenten bestimmt werden kann ist der Mischungswinkel θ_{ij} , der ein Maß für die Amplitude der Oszillationen ist.

⁴Die WMAP-Kollaboration z.B. legte bei ihrer Auswertung der „WMAP 5-year data“ das Λ CDM-Modell mit $\omega = -1$ zu Grunde. Um auf das Ergebnis (1.2.1) zu kommen verwendeten sie zusätzliche Daten z.B. aus SN-Rotverschiebungen. Durch diese zusätzlichen Daten konnten sie ihre Sensitivität, die allein auf dem Λ CDM-Modell mit $\omega = -1$ beruhte, signifikant um einen Faktor zwei verbessern. Hier wird die Modellabhängigkeit dieser Methode deutlich. Näheres dazu in [WMAP08] S. 36 ff.

1.2.2. Neutrinoloser Doppelbeta-Zerfall

Beim Doppelbeta-Zerfall ($2\nu\beta\beta$) finden in einem Kern zwei β -Zerfälle zur selben Zeit statt. Dieser Zerfallsmodus wurde bei Kernen beobachtet, bei denen der einfache β -Zerfall energetisch verboten ist, jedoch ein doppelter β -Zerfall zu einem energetisch günstigeren Zustand führt. Dabei werden zwei Elektronen und zwei Neutrinos emittiert. Der neutrinolose Doppelbeta-Zerfall ($0\nu\beta\beta$) ist ein Spezialfall bei dem kein Neutrino emittiert, sondern ein virtuelles Neutrino ausgetauscht wird. Das bedeutet, dass ein rechtshändiges $\bar{\nu}_e$, welches am ersten Zerfalls-Vertex emittiert wird, am zweiten als linkshändiges ν_e absorbiert wird. Dies setzt voraus, dass Neutrinos Majoranateilchen sind und eine von Null verschiedene Masse haben.

Die Zerfallsrate des neutrinolosen Doppelbeta-Zerfalls ist proportional zum Quadrat der sogenannten effektiven Majoranamasse⁵ des Neutrinos m_{ee}^ν . Daher kann man aus einer gemessenen Zählrate des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls die Masse m_{ee}^ν berechnen.

Die Modellabhängigkeit dieser Methode spiegelt sich in zwei Punkten wieder: Zum einen sind in der kohärenten Summe destruktive Interferenzen möglich und zum Anderen sind die für die Berechnung benötigten Kernmatrixelemente mit großen Unsicherheiten behaftet.

Das zur Zeit beste Ergebnis einer solchen Messung gelang dem Heidelberg-Moskau Experiment bei der Untersuchung des $0\nu\beta\beta$ -Zerfall im ^{76}Ge . Sie bestimmten eine Obergrenze der effektiven Majoranamasse des Neutrinos von [Kla01]:

$$m_{ee}^\nu < 0,35 \text{ eV}/c^2 \quad (90\% \text{ C.L.}). \quad (1.2.2)$$

Ein Teil dieser Kollaboration analysierte diese Daten zu einem späteren Zeitpunkt erneut. Sie verwendeten dabei eine neue Analysemethode und weitere Datensätze, mit der sie Hinweise auf ein $0\nu\beta\beta$ -Signal bei der richtigen Zerfallsenergie⁶ mit einer Signifikanz von $4,2\sigma$ erhielten [Kla04]. Sie bestimmten daraufhin die effektive Majoranamasse des Neutrinos zu:

$$0,1 \text{ eV}/c^2 \leq m_{ee}^\nu \leq 0,9 \text{ eV}/c^2. \quad (1.2.3)$$

Weitere Experimente zum $0\nu\beta\beta$ -Zerfall, die auf diesem Konzept beruhen, sind zur Zeit im Aufbau. Sie sollen prüfen ob dieses Ergebnis reproduzierbar ist. Bis dahin bleibt in Fachkreisen umstritten, ob das oben erwähnte Signal tatsächlich eine Evidenz für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall ist.

1.2.3. Kinematische Neutrinomassenbestimmung

Die kinematische Neutrinomassenbestimmung beruht auf Untersuchungen der beim schwachen Zerfall entstehenden geladenen Leptonen. Diese Untersuchungen basieren auf Energie-

⁵Die effektive Majoranamasse m_{ee}^ν ist eine kohärente Summe über alle Masseneigenzustände $|\nu_i\rangle$ die zu einem ν_e beitragen:

$$m_{ee}^\nu =: \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \right| \sim \Gamma_{0\nu\beta\beta} \quad [\text{Ott08}]$$

⁶Im ^{76}Ge -Spektrum ist das etwa bei $Q_{\beta\beta} = 2040 \text{ keV}$

und Impulserhaltung und der relativistischen Energie-Impuls Beziehung:

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4. \quad (1.2.4)$$

Im Gegensatz zu $0\nu\beta\beta$ -Experimenten wird hier direkt die Masse eines Neutrino-Flavour-Eigenzustands als inkohärente Summe der Masseneigenzustände bestimmt:

$$m(\nu_\alpha)^2 = \sum_i |U_{\alpha i}|^2 m_i^2. \quad (1.2.5)$$

Die Methode ist zudem unabhängig von der Entscheidung ob Neutrinos Majorana- oder Dirac-Teilchen sind.

Aus der Kinematik des Pionzerfalls in Myonen und ν_μ und des τ -Zerfalls in 5 bzw. 6 Pionen und dem entsprechenden ν_τ konnten bisher die folgenden Obergrenzen bestimmt werden:

$$m(\nu_\mu) < 0,19 \text{ MeV}/c^2 \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad [\text{Ass96}], \quad (1.2.6)$$

$$m(\nu_\tau) < 18,2 \text{ MeV}/c^2 \quad (95\% \text{ C.L.}) \quad [\text{Bar98}]. \quad (1.2.7)$$

Die präzisesten Messungen lieferten bis jetzt Experimente die die Kinematik des Betazerfalls untersuchten. Dazu wurde das Spektrum der beim β -Zerfall emittierten Elektronen vermessen. Die theoretischen Grundlagen hierzu lieferte Enrico Fermi in seiner Theorie zum β -Zerfall bereits 1934 [Fer34]. Die Methode beruht darauf die Endpunktenergie des β -Spektrums mit möglichst hoher Präzision zu bestimmen. Die aktuellsten Ergebnisse solcher Messungen lieferten unabhängig voneinander Experimente in Mainz und Troitsk. Beide analysierten das Tritium- β -Spektrum mit Hilfe des MAC-E-Filter-Prinzips das auch beim KATRIN-Experiment verwendet wird (siehe dazu Abschnitt 2.1). Sie konnten Obergrenzen für die Masse des Elektronantineutrinos bestimmen:

$$m(\bar{\nu}_e) < 2,3 \text{ eV}/c^2 \quad (95\% \text{ C.L., Mainz}) \quad [\text{Kra05}], \quad (1.2.8)$$

$$m(\bar{\nu}_e) < 2,1 \text{ eV}/c^2 \quad (95\% \text{ C.L., Troitsk}) \quad [\text{Lob03}]. \quad (1.2.9)$$

Eine Weiterentwicklung dieser beiden Experimente stellt das zur Zeit noch im Aufbau befindliche KARlsruher TRITium Neutrino Experiment (KATRIN) dar. Es wird in der Lage sein die Neutrinomasse $m(\bar{\nu}_e)$, bis in den sub-eV Bereich hinein, genau zu bestimmen. Dazu untersucht es, ebenso wie die beiden bereits erwähnten Experimente, den Tritium- β -Zerfall, der im folgenden Abschnitt näher betrachtet werden soll.

Der Tritium- β -Zerfall

Wie bereits erwähnt, wurden die präzisesten Ergebnisse zur Elektronneutrino Masse durch Untersuchungen des β^- -Zerfalls erzielt. Bei einem solchen Zerfall werden ein Elektron und ein $\bar{\nu}_e$ emittiert:

$$(Z, A) \longrightarrow (Z + 1, A)^+ + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.2.10)$$

Da hierbei die Ruheenergie des $\bar{\nu}_e$ den emittierten Elektronen nicht als kinetische Energie zur Verfügung steht, beeinflusst die Masse des $\bar{\nu}_e$ den Endpunkt E_0 , sowie die Form des Spektrums. Je genauer man also diesen Endpunkt und die Form des Spektrums in diesem

Bereich kennt, desto präziser kann die Neutrinomasse bestimmt werden. Dabei ist ein β -Strahler mit möglichst niedriger Endpunktenergie vorteilhaft, um in diesem Bereich eine möglichst hohe Statistik zu erreichen (Die Zählrate ist hier proportional zu $(1/E_0)^3$).

Die beiden β -Strahler mit der niedrigsten Endpunktenergie sind ^{187}Re mit $E_0 \approx 2,6 \text{ keV}$ und Tritium mit $E_0 \approx 18,6 \text{ keV}$. Trotz der höheren Endpunktenergie bietet die Verwendung von Tritium einige Vorteile [KAT04]:

- Die Halbwertszeit des Tritiums beträgt etwa 12,3 Jahre. Damit ist ausreichend Aktivität vorhanden um ein Setup zu realisieren, das aus einer Quelle und seperatem Spektrometer besteht.⁷
- T_2 -Moleküle haben eine sehr einfache Elektronenschalenkonfiguration, die es ermöglicht, Wechselwirkungen zwischen den β -Elektronen und den Zerfallsprodukten genau zu berechnen.
- Inelastische Reaktionen von β -Elektronen mit T_2 Molekülen finden erst ab einer Energie von ca. 10 eV statt. Darunter sind nur Anregungen von Rotations- und Vibrations-Zuständen, sowie elastische Streuung möglich.
- Der Tritium- β -Zerfall ist ein übererlaubter Zerfall. Daher ist das Übergangsmatrixelement unabhängig von der Energie der Zerfallselektronen.

Für Tritium lautet die Zerfallsreaktion (1.2.10):



Um nun das β -Spektrum theoretisch zu beschreiben, betrachtet man zunächst die Übergangsrate. Nach Fermis Goldener Regel gilt für die Übergangsrate in einem Zeitintervall dt und einem Energieintervall dE :

$$\frac{d^2 N}{dt dE} = \frac{2\pi}{\hbar} \cdot |M^2| \cdot \rho(E). \quad (1.2.12)$$

Hierbei ist M das Übergangsmatrixelement und $\rho(E)$ die Phasenraumdichte des Endzustands. Daraus ergibt sich für das β -Spektrum [Alt03]:

$$\frac{d^2 N}{dt dE} = R(E) \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_{\bar{\nu}_e}^2 c^4} \cdot \Theta(E_0 - E - m_{\bar{\nu}_e}^2 c^4) \quad (1.2.13)$$

mit

$$R(E) = \frac{G_F^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^5} \cdot \cos^2(\theta_C) \cdot |M|^2 \cdot F(Z+1, E) \cdot p(E + m_e c^4)(E_0 - E). \quad (1.2.14)$$

Darin ist:

⁷Rhenium hat im Vergleich zum Tritium eine sehr große Halbwertszeit ($T_{1/2} = 4,3 \cdot 10^{10} \text{ a}$). Daher kann Rhenium nur in kryogenen Bolometern eingesetzt werden, die gleichzeitig sowohl Quelle als auch Detektor sind.

| | |
|-----------------------|---|
| G_F | die Fermi-Kopplungskonstante, |
| θ_C | der Cabibbo-Winkel, |
| M | das Kernmatrixelement, |
| F | die Fermifunktion, die die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektron und Kern im Endzustand berücksichtigt, |
| p | der Impuls des Elektrons, |
| E | die Energie des Elektrons, |
| E_0 | der Endpunkt des β -Spektrums, |
| $m_e c^2$ | die Ruheenergie des Elektrons und |
| $m_{\bar{\nu}_e} c^2$ | die Ruheenergie des Elektronantineutrinos. |

$R(E)$ ist also vollkommen unabhängig von der Neutrinomasse. Die Θ -Funktion stellt sicher, dass der Energieerhaltungssatz nicht verletzt wird. D.h. dass ein Neutrino nur dann entstehen kann, wenn die dafür zur Verfügung stehende Energie größer als seine Ruhemasse ist. Die Neutrinomasse nimmt also nur durch den Term $\sqrt{(E_0 - E)^2 - m_{\bar{\nu}_e}^2 c^4}$ Einfluss auf das β -Spektrum. Dieser Term beschreibt gerade den Verlauf des Spektrums im Bereich der Endpunktenergie. In der folgenden Grafik (Abb.1.1) ist ein solches Spektrum, zusammen mit dem Einfluss den eine von Null verschiedene Neutrinomasse darauf hat, dargestellt.

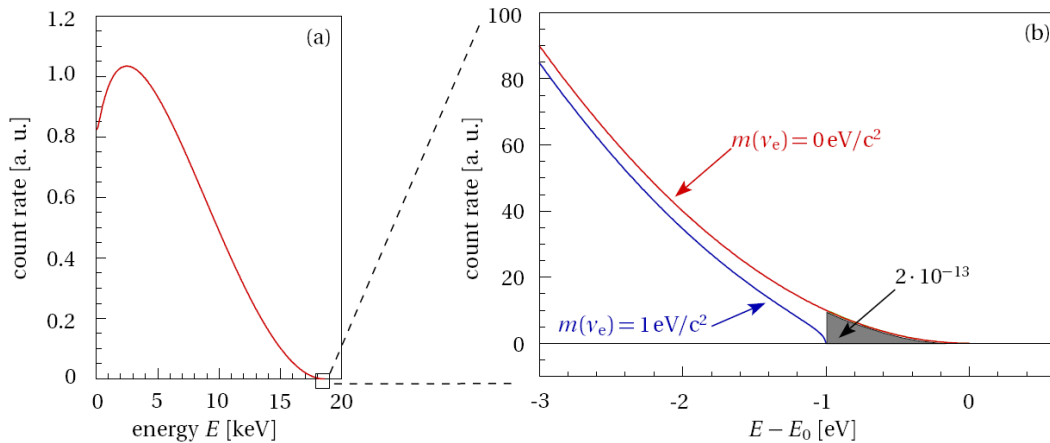


Abbildung 1.1.: Form des β -Spektrums bei unterschiedlichen Neutrinomassen. Form des gesamten β -Spektrums (a) und Einfluss einer Neutrinomasse von 0 bzw. $1 \text{ eV}/c^2$ auf Form und Endpunkt des Spektrums (b) [KAT04].

Aufgrund der Tatsache, dass in dem Bereich ca. 1 eV unterhalb des Endpunktes nur noch ein Anteil von $2 \cdot 10^{-13}$ aller Zerfälle stattfinden, benötigt man eine hohe Luminosität der Quelle und ein Spektrometer mit einer großen Akzeptanz. Ein solches Spektrometer stellt der MAC-E-Filter dar, der in Abschnitt 2.1 näher behandelt wird.

1.3. Über diese Arbeit

Nachdem in diesem ersten Kapitel ein Einblick in die Neutrinophysik gegeben wurde, soll im Folgenden das KATRIN Experiment, in dessen Rahmen diese Diplom Arbeit entstanden ist, näher beschrieben werden.

Das zweite Kapitel beschreibt die Komponenten des KATRIN Experiments im Einzelnen. Ausgehend vom verwendeten MAC-E-Filter Prinzip über die einzelnen Komponenten und den experimentellen Untergrund soll hier zum Abschluss dieses Kapitels die Drahtelektrode im Hauptspektrometer näher beschrieben und erläutert werden.

Im dritten Kapitel wird es um die Entwicklung und den Bau eines Lasersensors gehen. Mit Hilfe dieses Sensors können die Drahtspannungen der Drahtelektrodenmodule im steilen Konus vermessen werden. Nach einer Einleitung wird das Prinzip des Sensors, die Kalibrierung und die Positionssteuerung beschrieben. Gefolgt von der Erklärung der Steuer- und Messsoftware werden abschließend die Messungen im Münsteraner- und KIT-Reinraum diskutiert.

Das vierte Kapitel behandelt Feldemissionsuntersuchungen im Bereich der Haltestruktur der Drahtelektrode. Da in diesem Bereich hohe Spannungsdifferenzen auftreten können, kann es hier zu Feldemission kommen. Nach einer kurzen Einführung wird das Test-Setup beschrieben. Gefolgt von einer Beschreibung der Computer-Simulationen werden zum Abschluss die Ergebnisse der Test-Messungen präsentiert.

Diesem Kapitel folgt eine Zusammenfassung der Arbeit sowohl in deutscher als auch in englischer Sprache.

DAS KATRIN-EXPERIMENT

Das KATRIN-Experiment ist ein Tritium- β -Zerfalls Experiment der nächsten Generation zur Bestimmung der Elektron-Neutrinomasse. Es wird zur Zeit am Karlsruher Institut für Technologie (KIT) aufgebaut. Aufbauend auf den Erfahrungen die durch viele bisherige Tritium- β -Zerfalls Experimente, wie z.B. dem Mainzer Neutrinomassenexperiment, gesammelt wurden, soll KATRIN in der Lage sein, den Endpunkt des Tritium- β -Spektrums mit einer bisher unerreichten Präzision zu vermessen. Mit einer effektiven Messzeit von 3 Jahren soll KATRIN eine Sensitivität von 5σ (3σ) für eine Neutrino Masse von $m_\nu = 0,35 \text{ eV}/c^2$ ($m_\nu = 0,3 \text{ eV}/c^2$) erreichen. Sollte kein Neutrinomassen Signal detektiert werden können, kann eine Obergrenze für die Neutrinomasse von $m_\nu < 0,2 \text{ eV}/c^2$ (90% C.L.) bestimmt werden. Das heisst, die Ergebnisse bisheriger Experimente zur direkten Neutrinomassenbestimmung können um eine Größenordnung verbessert werden. Damit dringt KATRIN in einen Bereich vor, der es durch seine Genauigkeit ermöglicht, Modelle die eine quasi-degenerierte Neutrinomasse vorhersagen zu prüfen und einen kosmologisch relevanten Bereich der Neutrinomasse abzudecken [KAT04].

In diesem Kapitel wird der Aufbau des KATRIN Experiments beschrieben. Im ersten Abschnitt wird das Prinzip des MAC-E-Filters erklärt, welcher die Voraussetzung für die hohe Präzision des KATRIN Experiments ist. Es erlaubt eine hohe Akzeptanz bei gleichzeitiger hoher Energieauflösung. Im Anschluss daran werden die Hauptkomponenten des KATRIN-Setups kurz dargestellt. Zum Ende dieses Kapitels wird der experimentelle Untergrund im Spektrometer, sowie dessen Unterdrückung durch die Drahtelektrode erläutert.

2.1. Der MAC-E-Filter

Die Neutrinomasse hat im Energiebereich um den Endpunkt E_0 den größten Einfluss auf das β -Spektrum (vgl. Gleichung (1.2.13)). Wie bereits erwähnt finden in dem Bereich von etwa 1 eV unterhalb von E_0 nur $2 \cdot 10^{-13}$ aller β -Zerfälle statt. Daher benötigt man neben einer hohen Luminosität der Quelle, ein Spektrometer mit entsprechend großem Akzeptanzwinkel und einer hohen Energieauflösung. Wie die Vorgänger des KATRIN Experiments in Mainz und Troitsk gezeigt haben, erfüllt ein elektrostatisches Spektrometer, ein sogenannter MAC-E-Filter (Magnetic Adiabatic Collimation combined with an Electrostatic Filter), diese Anforderungen.

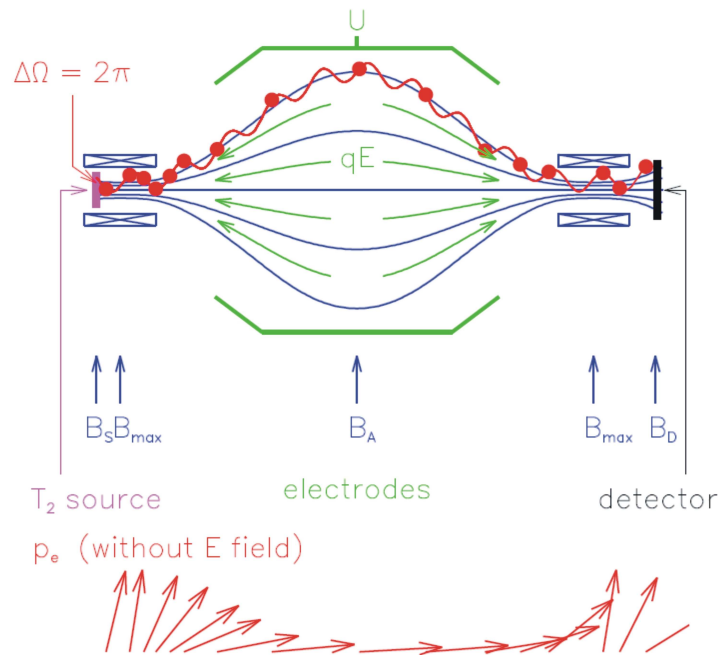


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung eines MAC-E-Filters. Die Magnetfeldlinien (blau) bilden einen magnetischen Flusslauch für die Zerfallselektronen, die von der Quelle (links im Bild) emittiert werden. Diese werden in Zyklotronbewegungen (rot) gegen ein elektrostatisches Retardierungsfeld (grün) zum Detektor (rechts im Bild) geführt. Die Pfeile im unteren Teil veranschaulichen den Impuls der Elektronen relativ zur Richtung des Magnetfeldes [KAT04].

In Abbildung 2.1 ist das MAC-E-Filter-Prinzip schematisch dargestellt. Auf beiden Seiten des Spektrometers wird von zwei Solenoiden ein starkes Magnetfeld B_{max} erzeugt. Dieses führt einen Teil der von der Tritiumquelle isotrop emittierten β -Elektronen ins Innere des Spektrometers in Richtung Analysierebene. Die kinetische Energie der Elektronen setzt sich aus einem longitudinalen Anteil $E_{||}$, parallel zu den Magnetfeldlinien und einem transversalen Anteil E_{\perp} , senkrecht zu den Magnetfeldlinien, zusammen. Durch diesen senkrechten Anteil bewegen sich die Elektronen auf Zyklotronbahnen spiralförmig entlang der Magnetfeldlinien. In Richtung Analysierebene nimmt die Stärke des Führungsfeldes um einige Größenordnungen, bis hin zu einer minimalen Feldstärke B_A , ab. Geschieht diese Änderung der Feldstärke hinreichend langsam, so bleibt das magnetische Bahnmoment μ , welches aus der Zyklotron-

bewegung resultiert, erhalten. Im nicht-relativistischen Fall bedeutet das⁸:

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} = \text{const.} \quad (2.1.1)$$

Hieraus folgt, dass der transversale, nicht analysierbare Anteil der Energie (E_{\perp}), in Richtung der Analysierebene proportional zum Magnetfeld abnehmen muss. Entsprechend muss der longitudinale Anteil E_{\parallel} größer werden. Der transversale Anteil wird bei minimalem B-Feld in der Analysierebene also fast vollständig in longitudinale Energie umgewandelt. Man spricht hierbei von einer magnetisch adiabatischen Kollimation.

Zusätzlich zum Magnetfeld wird durch Anlegen einer Retardierungsspannung U , an eine oder mehrere ringförmige Elektroden, ein elektrostatisches Gegenfeld erzeugt, dessen Maximum sich genau in der Analysierebene befindet. Dieses Potential kann nur von Elektronen überwunden werden, für die $E_{\parallel} > eU$ gilt. Die Elektronen werden nach dem Passieren der Analysierebene beschleunigt und auf den Detektor fokussiert. Alle Elektronen mit einer niedrigeren Energie werden abgebremst und reflektiert. Daher kann man den MAC-E-Filter auch als integrierenden Energie-Hochpass-Filter bezeichnen.

Die Energieauflösung dieses Filters ergibt sich aus Gleichung (2.1.1). Die Abnahme der Transversalenergie E_{\perp} in Richtung Analysierebene ergibt sich aus dem Verhältnis der minimalen Magnetfeldstärke in der Analysierebene B_A zur maximalen Feldstärke B_{max} . Wenn man annimmt, dass beim Start eines Elektrons seine gesamte kinetische Energie als Zyklotronenergie vorliegt, so ist durch die adiabatische Transformation in der Analysierebene noch ein minimaler Anteil ΔE dieser ursprünglichen Transversalenergie vorhanden. Dieser Anteil kann auf Grund der in der Analysierebene parallel verlaufenden E- und B-Feldlinien nicht analysiert werden und entspricht somit der Energieauflösung des Spektrometers. Diese ergibt sich zu:

$$\Delta E = E \cdot \frac{B_A}{B_{max}}. \quad (2.1.2)$$

Im KATRIN-Experiment beträgt die maximale Magnetfeldstärke $B_{max} = 6 \text{ T}$, die minimale $B_A = 3 \text{ Gs} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ T}$. Zusammen mit der Endpunktenergie des Tritiums von etwa $18,6 \text{ keV}$ ergibt sich für das Hauptspektrometer eine Energieauflösung von $\Delta E = 0,93 \text{ eV}$.

Neben den bereits erwähnten Magnetfeldstärken B_{max} und B_A tritt im Bereich der Quelle eine weitere Magnetfeldstärke B_S auf, die deutlich kleiner als die maximale Feldstärke B_{max} ist. Auf Grund der magnetischen Reflektion, kann durch Regulierung dieses Magnetfeldes eine Startwinkelselektion der von der Quelle emittierten Elektronen vorgenommen werden. Die Elektronen, die unter großen Emissionswinkeln starten, haben auf Grund ihrer längeren Wegstrecke innerhalb der Quelle eine größere Wahrscheinlichkeit für Energieverluste durch inelastische Stöße. Die Detektion solcher Elektronen kann somit unterdrückt werden. Der maximale Startwinkel ϑ_{max} der Elektronen ergibt sich dabei aus:

$$\sin \vartheta_{max} = \sqrt{\frac{B_S}{B_{max}}}. \quad (2.1.3)$$

⁸Im relativistischen Fall müsste der Lorentzfaktor $\gamma = [1 - \frac{v^2}{c^2}]^{-1/2}$ berücksichtigt werden und $\gamma \cdot \mu$ wäre eine Erhaltungsgröße. Da die Elektronen des Tritium- β -Zerfalls aber maximal einen Wert von $\gamma = 1.04 \approx 1$ erreichen, wird hier der nicht-relativistische Fall betrachtet.

Mit einer Magnetfeldstärke $B_S = 3,6$ T im Bereich der Quelle beträgt der maximal akzeptierte Emissionswinkel im KATRIN Experiment $\vartheta_{max} \approx 50,77^\circ$.

Die auf Eins normierte Transmissionsfunktion des MAC-E-Filters, bei gegebener Retardierungsspannung U und einer isotrop emittierenden Elektronenquelle der Energie E , lautet damit [KAT04]:

$$T(E, qU) = \begin{cases} 0 & E - qU < 0 \\ \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{E - qU}{E} \cdot \frac{B_S}{B_A}}}{1 - \sqrt{1 - \frac{\Delta E}{E} \frac{B_S}{B_A}}} & 0 \leq E - qU \leq \Delta E \\ 1 & E - qU > \Delta E \end{cases} \quad (2.1.4)$$

Diese Funktion beschreibt den Anteil der emittierten Elektronen, die das Retardierungspotential überwinden können. Sie ist analytisch berechenbar und hängt allein von den Verhältnissen der Magnetfeldstärken B_A/B_{max} (vgl. (2.1.2)) und B_S/B_A ab. Ihr Verlauf ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

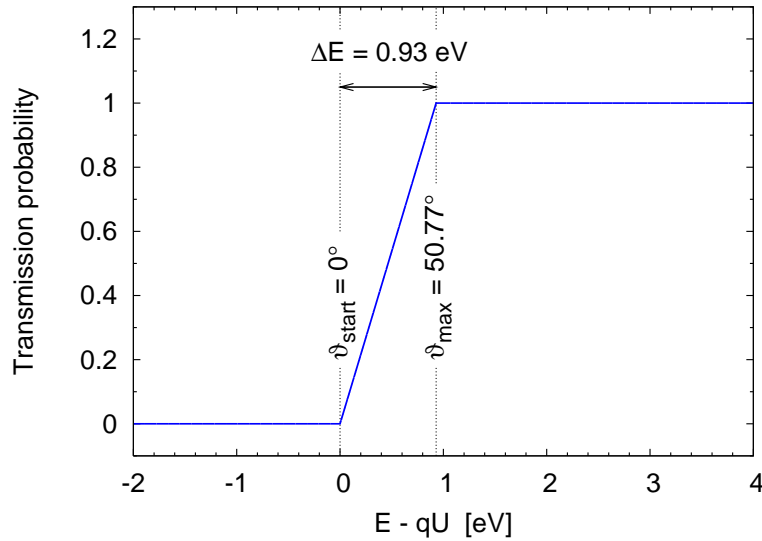


Abbildung 2.2.: Transmissionsfunktion des KATRIN Experiments. Die Abbildung zeigt die Transmissionsfunktion (2.1.4) bei einer festen Startenergie der Elektronen von $E = 18,6$ keV als Funktion der Filterenergie qU . Die Berechnung erfolgte mit den Magnetfeldstärken des KATRIN Experiments, $B_{max} = 6$ T, $B_A = 3 \cdot 10^{-4}$ T und $B_S = 3,6$ T. Die Breite der Transmissionsfunktion ist durch den maximalen Startwinkel $\vartheta_{max} \approx 50,77^\circ$ gegeben. Elektronen die unter diesem Winkel emittiert werden, benötigen mindestens eine Überschussenergie von 0,93 eV um die Filterschwelle zu überwinden. Bei kleinerem Startwinkel werden Elektronen schon bei geringerer Überschussenergie durchgelassen.

2.2. Die Hauptkomponenten des KATRIN Experiments

Der Aufbau des KATRIN Experiments ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt. Er kann grob in die fünf Hauptkomponenten, Tritium-Quelle, Transport- und Pumpstrecke, Vorspektrometer, Hauptspektrometer sowie den Detektor unterteilt werden.

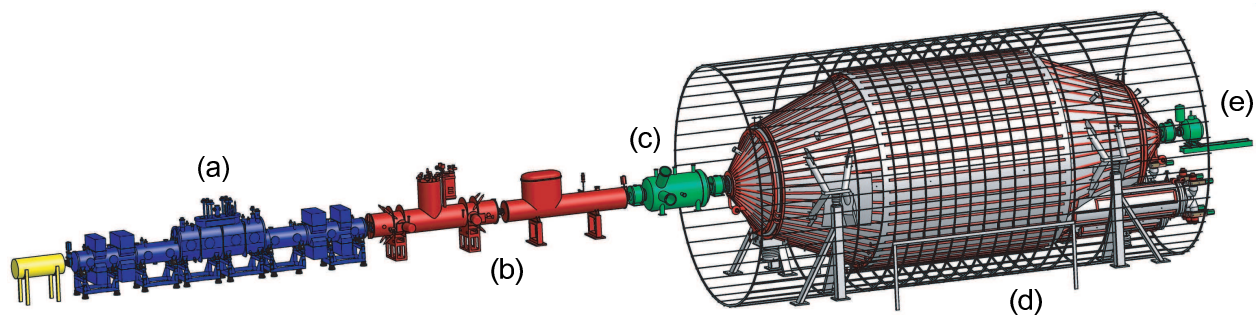


Abbildung 2.3.: Aufbau des KATRIN Experiments. Der 70 m lange Aufbau des KATRIN Experiments mit den Hauptkomponenten (a) fensterlose, gasförmige Tritiumquelle, (b) Transport- und Pumpstrecke, (c) Vorspektrometer, (d) Hauptspektrometer und (e) Detektor. Des Weiteren ist ein Luftspulensystem um das Hauptspektrometer dargestellt, welches zur Feinabstimmung des B-Feldes im Zentrum, sowie zur Kompensation des Erdmagnetfeldes dient.

Die Quelle ist eine fensterlose, gasförmige Tritiumquelle (windowless gaseous tritium source, WGTS). Sie besteht aus einem zylindrischen, 10 m langen Rohr (\varnothing 90 mm), in dessen Mitte molekulares Tritiumgas, mit einer Temperatur von 27 K und einem Fluss von $2 \text{ mbar}\ell/\text{s}$ eingelassen wird. Dieses diffundiert dann zu den offenen Enden des Rohres. Das austretende Tritium wird abgepumpt, gereinigt und bei gleich bleibender Isotopenreinheit ($> 95\%$) in die Quelle zurück geführt. Dadurch kann die WGTS eine Rate von $10^{11} \beta$ -Elektronen pro Sekunde liefern.

Die Transport- und Pumpstrecke hat zwei Aufgaben. Sie soll den Tritiumfluss aus der Quelle auf weniger als $10^{-14} \text{ mbar}\ell/\text{s}$ reduzieren [KAT04], um eine Kontamination der Spektrometer durch Tritiummoleküle zu verhindern. Darüber hinaus soll sie die Elektronen adiabatisch von der Quelle zu den Spektrometern transportieren. Die Reduzierung des Tritiumflusses geschieht durch zwei unterschiedliche Komponenten. Die erste Komponente ist eine differentielle Pumpstrecke (differential pumping section, DPS), die mit mehreren Turbomolekularpumpen arbeitet. Die zweite Komponente bildet eine sogenannte kryogene Pumpstrecke (cryogenic pumping section, CPS) in der noch verbliebene Tritiummoleküle auf einen Argonschnee aufgefroren werden.

Das Vorspektrometer arbeitet nach dem MAC-E-Filter Prinzip. Die Dimensionierung des Vorspektrometers, es ist etwa 3,5 m lang und hat einen Durchmesser von etwa 1,7 m, ist vergleichbar mit den Dimensionierungen der MAC-E-Filter, die von den Experimenten in Mainz und Troitsk eingesetzt wurden. Im sogenannten „Tandem-Aufbau“, den das Vorspektrometer gemeinsam mit dem Hauptspektrometer bildet, ist das Vorspektrometer ein erster grober

Energiefilter für die β -Zerfallselektronen. Dazu arbeitet das Vorspektrometer bei einer festen Retardierungsenergie von ca. 300 eV unterhalb der Endpunktenergie des Tritiums. Auf diese Weise wird der Fluss der β -Elektronen durch das Vorspektrometer um einen Faktor 10^6 verringert, so dass noch etwa 10^4 β -Elektronen pro Sekunde das Hauptspektrometer erreichen können. Durch diese Vorfilterung soll vor allem die durch ionisierende Stöße mit Restgasmolekülen im Hauptspektrometer hervorgerufene Anzahl an Untergrundereignissen klein gehalten werden.

Das Hauptspektrometer ist das Herzstück des KATRIN Experiments. Es basiert, ebenso wie das Vorspektrometer, auf dem MAC-E-Filter Prinzip. Dabei analysiert es die kinetische Energie der Elektronen, die das Vorspektrometer passiert haben, mit einer Energieauflösung von 0,93 eV (siehe Abschnitt 2.1). Entsprechend dieser hohen Auflösung, ist das Spektrometer dimensioniert. Es ist etwa 23,3 m lang und hat im zylindrischen Teil einen Innendurchmesser von 9,8 m. Durch die an beiden Seiten konisch zulaufende Form, hat es ein Volumen von 1400 m^3 und eine innere Oberfläche von etwa 650 m^2 bei einem Gewicht von ca. 190 t. Um eine erhöhte Untergrundrate durch Stöße der Elektronen an Restgasmolekülen im Spektrometer zu vermeiden, wird ein Ultrahochvakuum mit einem Enddruck $<10^{-11}$ mbar erzeugt. Dies geschieht mit Hilfe eines Pumpsystems bestehend aus Turbomolekularpumpen und Gettermaterial.



Abbildung 2.4.: Hauptspektrometer beim Transport. Dieses Foto zeigt den unverkleideten Vakuumtank des Hauptspektrometers während des Transports auf dem Gelände des KIT. [Val06]

Beide MAC-E-Filter im KATRIN Experiment basieren auf einem neuartigen elektromagnetischen Konzept. Bei diesem wird das Retardierungspotential nicht wie bisher üblich über segmentierte Elektroden, sondern durch direktes Anlegen der Retardierungsspannung an die Spektrometerwand erzeugt. Kombiniert wird dieses Konzept mit einer inneren, nahezu masselosen Drahtelektrode zur Reduzierung des Untergrundes (siehe hierzu die folgenden

Abschnitte 2.3 und 2.4) sowie zur Feinabstimmung und Formgebung des elektrostatischen Feldes (u.a. zur Vermeidung von Penningfallen innerhalb der Spektrometer).

Der Detektor ist ein segmentierter Silizium-Halbleiter-Detektor. Die Elektronen, die genügend kinetische Energie besitzen, werden nach passieren der Analysierebene auf ihre ursprüngliche Energie beschleunigt, magnetisch zum Detektor geführt und hier nachgewiesen. Dazu besteht der Detektor aus einer 148-fach segmentierten PIN Diode, die bei einer Elektronenenergie von 18,6 keV eine Energieauflösung von < 1 keV bietet. Durch die Segmentierung wird eine hohe Ortsauflösung erreicht, mit der das Strahlprofil untersucht werden kann. Dies ist notwendig, um in der Analysierebene auftretende Inhomogenitäten im E- oder B-Feld bei der späteren Datenanalyse berücksichtigen zu können.

Parallel zu dieser Hauptmessstrecke gibt es im KATRIN Experiment eine zweite, unabhängige Monitorstrecke zur online Überwachung der aktuellen Retardierungsspannung am Hauptspektrometer. Hierzu wird die etwa 5 m lange Monitorstrecke über eine Kalibrationsquelle⁹, einen MAC-E-Filter (das Spektrometer des Vorgängerexperiments in Mainz) und einen Detektor verfügen. Der MAC-E-Filter wird mit der selben Retardierungsspannung wie das Hauptspektrometer versorgt, so dass diese mit Hilfe des mit der Quelle realisierten natürlichen Standards überwacht werden kann.

Darüber hinaus muss die Hochspannung, die das Retardierungspotential in der Analysierebene erzeugt, sehr stabil sein. Um die angestrebte Sensitivität des KATRIN Experiments erreichen zu können, müssen die Fluktuationen dieser Hochspannung in einem Bereich von etwa 3 ppm, d.h. auf 60 mV genau bekannt, also messbar sein. Zu diesem Zweck wurde ein Präzisions-Hochspannungsteiler entwickelt, der die angelegte Hochspannung mit der geforderten Genauigkeit messen kann [Thu07].

2.3. Experimenteller Untergrund

Für das KATRIN Experiment wurde eine maximale Untergrundrate von 10 mHz festgelegt, um die angestrebte Sensitivität von $m_\nu < 0,2 \text{ eV}/c^2$ (90% C.L.) bei einer effektiven Messzeit von drei Jahren zu erreichen [KAT04]. Im Folgenden sollen mögliche Quellen für Untergrund, vornehmlich im Hinblick auf das Hauptspektrometer, erläutert werden.

2.3.1. Tritiumzerfall innerhalb des Spektrometers

Gelangt ein Tritiummolekül ins Hauptspektrometer, so kann es dort zerfallen. Neben den β -Elektronen, kann bei diesem Zerfall mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit (in $\approx 15\%$ aller Fälle) ein Sekundärelektron aus der Valenzschale ausgelöst werden, welches dann (mit

⁹ Als Kalibrationssquelle werden Elektronenquellen mit scharfen, wohldefinierten Linien verwendet. In Frage kommen hier z.B. die Konversionselektronen einer ^{83m}Kr -Quelle mit Linien bei etwa 17,8 keV und 30 keV [Smo08], sowie die Photoelektronen, die durch ^{241}Am - γ -Strahlen aus einer Cobalt-Folie ausgelöst werden, mit einer Energie von etwa 18,6 keV.

50%iger Wahrscheinlichkeit) beschleunigt und auf den Detektor fokussiert werden kann. Daher wurde eine Obergrenze für den Tritiumpartialdruck von $p(T_2) \leq 10^{-20}$ mbar (dies entspricht in etwa $4 \cdot 10^5$ T₂ Molekülen insgesamt) festgesetzt [KAT04]. Dieser Wert muss durch die Transport- und Pumpstrecke gewährleistet werden.

Neben dem Tritium gibt es noch weitere Isotope die durch ihren Zerfall, bei dem Elektronen frei werden, zum Untergrund beitragen können. Edelstahl z.B. enthält u.a. verschiedene langlebige radioaktive Isotope wie ⁶⁰Co, ¹³⁷Cs und ⁴⁰K. Diese zerfallen vornehmlich über den β -Zerfall, wobei die Zerfalls-Elektronen mit einer geringen Wahrscheinlichkeit ins Innere des Spektrometers gelangen können. Durch strenge Auswahlkriterien und Obergrenzen der Aktivität der verwendeten Materialien kann dieser Faktor minimiert werden.

2.3.2. Kosmische Strahlung

Kosmische Strahlung, insbesondere die daraus resultierenden atmosphärischen Myonen, sowie die natürliche γ -Strahlung können beim Durchqueren der Spektrometerwände geladene Sekundärteilchen, wie δ -Elektronen, aus dem Material auslösen. Da diese, zum größten Teil niederenergetischen Elektronen, außerhalb des auf den Detektor abgebildeten magnetischen Flussschlauchs entstehen, werden sie adiabatisch am Detektor vorbei geführt. Dieser Effekt der magnetischen Abschirmung des inneren Spektrometervolumens ist einer der großen Vorteile des MAC-E-Filters.

Wie Messungen in Mainz und Troitsk jedoch zeigten, ist diese magnetische Abschirmung nicht vollkommen. Ein kleiner Anteil der Elektronen konnte die magnetische Abschirmung überwinden und wurde zum Detektor geführt. Dieser Anteil konnte experimentell bestimmt werden. In Mainz erhielt man einen Anteil von etwa 10^{-5} , in Troitsk, einen Wert von 10^{-6} [KAT04].

Unter bestimmten Bedingungen, z.B. einer nicht vollkommen axialsymmetrischen elektromagnetischen Feldkonfiguration [Glu05], können Untergrund-Elektronen in den Flussschlauch gelangen, zum Detektor geführt werden und so zum Untergrund beitragen.

Eine Möglichkeit diese Untergrundkomponente zu kompensieren bietet der Einbau einer inneren Drahtelektrode, wie sie in Abschnitt 2.4 beschrieben wird. Diese liegt im Vergleich zum Spektrometer auf einem leicht negativerem Potential und kann so Elektronen, die von der Spektrometerwand emittiert werden, abschirmen.

2.3.3. Penningfallen

Innerhalb des Spektrometers können sich Teilchenfallen nach Art einer Penningfalle ausbilden, in denen Elektronen gespeichert werden können. Diese Fallen können immer dort entstehen, wo hohe Magnetfeldstärken auf hohe elektrische Felder treffen und dabei z.B. eine Magnetfeldlinie eine Äquipotentiallinie des elektrischen Feldes zweimal kreuzt. Da es durch solche Fallen zu elektrischen Entladungen¹⁰ innerhalb der Spektrometer kommen kann, sind sie potentielle Untergrundquellen. In den Spektrometern können die Penningfallen innerhalb oder außerhalb des magnetischen Flussschlauchs entstehen. Die Fallen die innerhalb des

Flussschlauchs entstehen sind besonders kritisch, da Elektronen die hier emittiert werden, nur über genügend kinetische Energie verfügen müssen um zum Detektor zu gelangen. Dies hat immer eine Erhöhung der Untergrundrate zur Folge. Elektronen die aus Penningfallen außerhalb des Flussschlauchs stammen, sind auf Grund des magnetischen Abschirmeffekts in der Regel unkritischer zu betrachten. Dennoch können auch sie zum Untergrund beitragen, wenn sie zum Beispiel auf Grund von Raumladungseffekten ins innere des magnetischen Flussschlauchs gelangen.

Durch ein optimiertes Design der oben erwähnten inneren Drahtelektrode, können solche Penningfallen vermieden, bzw. ihre Anzahl minimiert werden (siehe hierzu [Hug08], [Val09] und [Zac09]).

2.3.4. Feldemission

Wie oben bereits erwähnt, kann durch die Installation einer inneren Drahtelektrode die Untergrundrate reduziert werden. Zu diesem Zweck werden an die Elektrode verschiedene Potentiale angelegt, die lokal hohe elektrische Feldstärken zur Folge haben können. Durch diese hohen Feldstärken wiederum kann es zur Emission von Elektronen aus der Oberfläche der Drahtelektrode, bzw. deren Haltestruktur, kommen. Dieser Effekt wird Feldemission genannt. Er beruht auf dem quantenmechanischen Tunneleffekt und wurde in dieser Hinsicht erstmals 1928 von R. H. Fowler und L. Nordheim theoretisch beschrieben. Durch hohe elektrische Feldstärken wird hierbei die Potentialbarriere an der Oberfläche des Metalls derart verformt, dass es den Elektronen ermöglicht wird, diese zu passieren. Die resultierende Stromdichte wird durch die Fowler-Nordheim Gleichung beschrieben [Fow28]:

$$j(E) = K_1 \frac{E^2}{\Phi} \cdot e^{-K_2 \Phi^{\frac{3}{2}}/E} . \quad (2.3.1)$$

Darin ist E die elektrische Feldstärke, K_1 und K_2 sind materialabhängige Konstanten und Φ ist die Austrittsarbeit des Metalls. Nach dieser Formel können Feldstärken ab etwa 10^9 V/m Feldemission hervorrufen. Aufgrund von Unebenheiten, scharfen Kanten, sowie mikroskopisch kleinen Spitzen auf der Metalloberfläche kommt es lokal zu sehr viel höheren elektrischen Feldstärken. Hierdurch tritt Feldemission im Experiment häufig schon bei viel geringeren, als den von der Theorie (bei perfekt ebener Metalloberfläche) vorhergesagten Feldstärken auf¹¹.

Da die emittierten Elektronen in den Flussschlauch gelangen und somit zum Untergrund beitragen können, muss das Design der Drahtelektrode auf möglichst niedrige elektrische Feldstärken optimiert sein. Des Weiteren muss die Oberfläche der Drahtelektrode sorgfältig präpariert werden, z.B. durch Elektropolieren der Oberflächen und einer sorgfältigen Auswahl der verwendeten Drähte (siehe [Geb07]), um möglichst mikroskopische Unebenheiten zu vermeiden.

In Kapitel 4 wird eine Messung zur Bestimmung möglicher Feldemission im Bereich der Haltestruktur der Drahtelektrode beschrieben.

¹⁰Eine detaillierte Beschreibung der Entladungsmechanismen findet man z.B. in [Val09], Kapitel 5

¹¹Im Mainzer Aufbau zum Beispiel, wurde für das Auftreten von Feldemission empirisch ein Grenzwert von $4 \cdot 10^5$ V/m ermittelt. [KAT04]

2.4. Die Drahtelektrode im KATRIN Hauptspektrometer

In MAC-E-Filtern wird das Retardierungspotential normalerweise über ein System zylinderförmiger Elektroden erzeugt. Im KATRIN Experiment wird ein neues Konzept angewendet, bei dem das Retardierungspotential direkt an die Spektrometerwände angelegt wird. Durch Kombination mit einer inneren Drahtelektrode wird der Untergrund minimiert und eine Feinabstimmung und Formgebung des elektrostatischen Retardierungsfeldes ermöglicht.

In diesem Abschnitt soll die innere Drahtelektrode des KATRIN Hauptspektrometers genauer erklärt werden. Nachdem im ersten Teil auf die verschiedenen Aufgaben der Elektrode eingegangen werden soll, wird im zweiten Teil die Unterdrückung des Untergrundes mit Hilfe der Drahtelektrode erläutert. Schließlich wird im dritten Unterabschnitt der modulare Aufbau der Drahtelektrode beschrieben.

2.4.1. Aufgaben der Drahtelektrode

Wie bereits in den vorangegangenen Abschnitten erwähnt, wird das Hauptspektrometer mit einer modularen inneren Drahtelektrode ausgekleidet. Diese Drahtelektrode erfüllt hier verschiedene Aufgaben [KAT04]:

1. Entkopplung der Retardierungsspannung vom elektronischen Rauschen.
Um die hohe Präzision des Hauptspektrometers erreichen zu können, muss das elektrische Retardierungsfeld möglichst präzise sein. Da das Retardierungsfeld aber durch direktes Anlegen einer Hochspannung an die Spektrometerwände erzeugt wird, können alle angeschlossenen elektronischen Geräte, wie z.B. das Pumpensystem, zu einem elektronischen Rauschen, und somit zu Schwankungen des Retardierungsfeldes führen. Erzeugt die innere Drahtelektrode das eigentliche Retardierungsfeld, so wird dieses vom Rauschen der Spektrometerwand entkoppelt und bleibt somit unbeeinflusst.
2. Abschirmung von Untergrundelektronen aus den Spektrometerwänden.
Die Untergrundrate kann z.B. durch Sekundärelektronen, die aus der Spektrometerwand stammen, erhöht sein (vgl. Abschnitt 2.3). Befindet sich die Drahtelektrode auf einem leicht negativeren Potential als die Spektrometerwand, können diese Elektronen zurück reflektiert und so daran gehindert werden, in den magnetischen Flussschlauch, der auf den Detektor abgebildet wird, einzudringen (siehe hierzu auch Unterabschnitt 2.4.2). Dabei sollte die Drahtelektrode nahezu „masselos“¹² sein, damit nicht die Elektrode selbst zu einer Quelle für Untergrundelektronen wird.
3. Entfernung gespeicherter Teilchen.
Geladene Teilchen können im Spektrometer in Teilchenfallen nach Art einer Penningfalle gespeichert sein. Eine Möglichkeit diese Fallen zu leeren bietet der sogenannte Dipolmodus. Dazu wird die innere Drahtelektrode in zwei Hälften segmentiert, die

¹²Masselos heißt in diesem Zusammenhang, dass der Durchmesser der Drähte klein ist gegenüber dem Abstand zwischen den einzelnen Drähten.

auf unterschiedliche Hochspannungen gelegt werden können, wodurch ein elektrisches Dipolfeld \mathbf{E} erzeugt wird. Das Prinzip beruht auf der sogenannten $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift. Diese tritt in nicht parallelen elektrischen und magnetischen Feldern auf. Dabei steht die Driftgeschwindigkeit

$$v_{drift} = c \cdot \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (2.4.1)$$

senkrecht auf den beiden Feldern \mathbf{E} und \mathbf{B} . Dies bewirkt eine asymmetrische Verformung der Trajektorie des gespeicherten Teilchens, wodurch dieses schließlich aus dem Fallenvolumen sowie dem magnetischen Flussschlauch entfernt werden kann.

4. Formung des elektrischen Feldes zur Vermeidung von penningartigen Teilchenfallen. Mit Hilfe der Drahtelektrode kann das elektrische Feld so geformt werden, dass die Entstehung von Penningfallen innerhalb der Spektrometer vermieden bzw. ihre Anzahl minimiert wird.

2.4.2. Untergrundreduzierung mit Hilfe der Drahtelektrode

Das Grundprinzip der Untergrundreduzierung durch eine innere Drahtelektrode besteht darin, dass die Elektrode relativ zur Spektrometerwand auf einem um ΔU negativerem Potential liegt.

$$U_{Elektrode} = U_{Tank} - \Delta U \quad \text{mit } \Delta U > 0 \quad (2.4.2)$$

Dadurch werden Sekundärelektronen, die aus der Spektrometerwand ausgelöst werden, von der Elektrode zurück auf die Spektrometerwand reflektiert. Dies ist schematisch in Abbildung 2.5 dargestellt. Hier löst ein atmosphärisches Myon beim Passieren der Spektrometerwand ein niederenergetisches Elektron aus der Spektrometerwand aus, dessen Trajektorie zurück in Richtung Spektrometerwand gebogen und so daran gehindert wird in das sensitive Spektrometervolumen einzudringen.

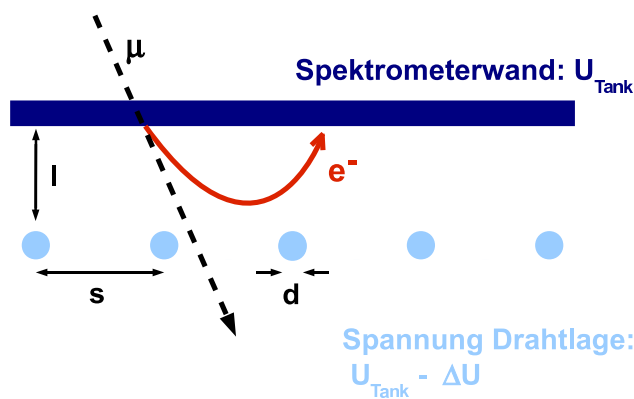


Abbildung 2.5.: Prinzip der Untergrundreduzierung durch die innere Drahtelektrode. Dabei ist l der Abstand der Drahtlage von der Spektrometerwand, s der Abstand zwischen je zwei Drähten und d der Drahtdurchmesser. Die Drähte befinden sich, relativ zur Spektrometerwand, auf einem um ΔU negativeren Potential. Deshalb werden Elektronen die aus der Spektrometerwand emittiert wurden dorthin zurück reflektiert.

Da auch die Elektrode selbst eine Quelle für sekundäre Untergrundelektronen darstellt, sollte sie möglichst „masselos“ sein. Das bedeutet, dass die geometrische Abdeckung durch die Drahtelektrode f_{gc} möglichst klein sein sollte. Diese ist gegeben durch:

$$f_{gc} = \frac{d}{s} \quad (2.4.3)$$

Dabei ist d der Drahtdurchmesser und s der Abstand der Drähte. Wie effektiv die Drahtelektrode Sekundärelektronen abschirmen kann, wird durch den Abschirmfaktor S beschrieben [KAT04]:

$$S \approx 1 + \frac{2\pi l/s}{\ln(s/\pi d)} \quad (2.4.4)$$

Darin ist l der Abstand der Drähte von der Spektrometerwand, s der Abstand zwischen den einzelnen Drähten und d der Drahtdurchmesser (vgl. Abb. 2.5).

Eine geringe geometrische Abdeckung, bei der möglichst $f_{gc} < 1\%$ ist, fordert nach Gl. (2.4.3) einen möglichst kleinen Drahtdurchmesser bei einem möglichst großen Abstand zwischen den Drähten. Andererseits erfordern hohe Spannungen, bis zu 1 kV im Dipolmodus und ein möglichst großer Abschirmfaktor, einen großen Drahtdurchmesser bei kleinem Abstand. Um diesen Widerspruch zu lösen, wird im KATRIN Experiment eine zweilagige Drahtelektrode eingesetzt. Die Drähte der ersten Drahtlage haben einen Durchmesser von $d_{1.Lage} = 0,3 \text{ mm}$. Die zweite Drahtlage, bei der kleine Drahtdurchmesser ($d_{2.Lage} = 0,2 \text{ mm}$) verwendet werden, ermöglicht bei einer niedrigen geometrischen Abdeckung eine Abschirmung der Sekundärelektronen aus der ersten Drahtlage, sowie aus der Haltestruktur der Elektroden. Zusätzlich wird hierbei aus dem Produkt der Abschirmfaktoren der beiden einzelnen Lagen ein maximaler gesamter Abschirmfaktor erzielt. Die erste Drahtlage befindet sich relativ zur Spektrometerwand auf einem um 100 V negativeren Potential ($U_{1.Lage} = U_{Tank} - 100 \text{ V}$). Um die Abschirmung der ersten Lage und der Haltestruktur zu garantieren, befindet sich die zweite Drahtlage gegenüber der Ersten auf einem nochmal negativeren Potential ($U_{2.Lage} = U_{Tank} - 200 \text{ V}$).

2.4.3. Aufbau der inneren Drahtelektrode

Die innere Drahtelektrode des KATRIN Hauptspektrometers besteht aus ein- und zweilagigen Drahtelektroden die modular aufgebaut sind. Zusätzlich gibt es in den Eintritts- und Austrittsbereichen des Spektrometers Vollmetall-Elektroden¹³, die in diesen engen Bereichen mögliche Penningfallen vermeiden sollen.

Die Drahtelektrode ist in insgesamt 15 Modulringe unterteilt, die wiederum aus jeweils 4 bis 20 Elektrodenmodulen bestehen. Die 15 Ringe sind von 02 auf der Quellenseite, bis 16 auf der Detektorseite nummeriert (01 und 17 sind für die Ground-Elektroden vorgesehen). In Abbildung 2.6 ist ein Schnittmodell des Hauptspektrometers mit Drahtelektrode dargestellt. Der steile Konus, also die Ringe 02/16 und 03/15, bestehen aus Modulen mit einer einzelnen Drahtlage. Der flache Konus sowie der zylinderförmige Mittelteil bestehen aus Modulen mit jeweils zwei Drahtlagen. Diese und weitere Parameter der Drahtelektrode sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

¹³Die sogenannten Ground- und Shielding-Elektroden. Näheres zu diesen Elektroden findet sich in [Zac09]

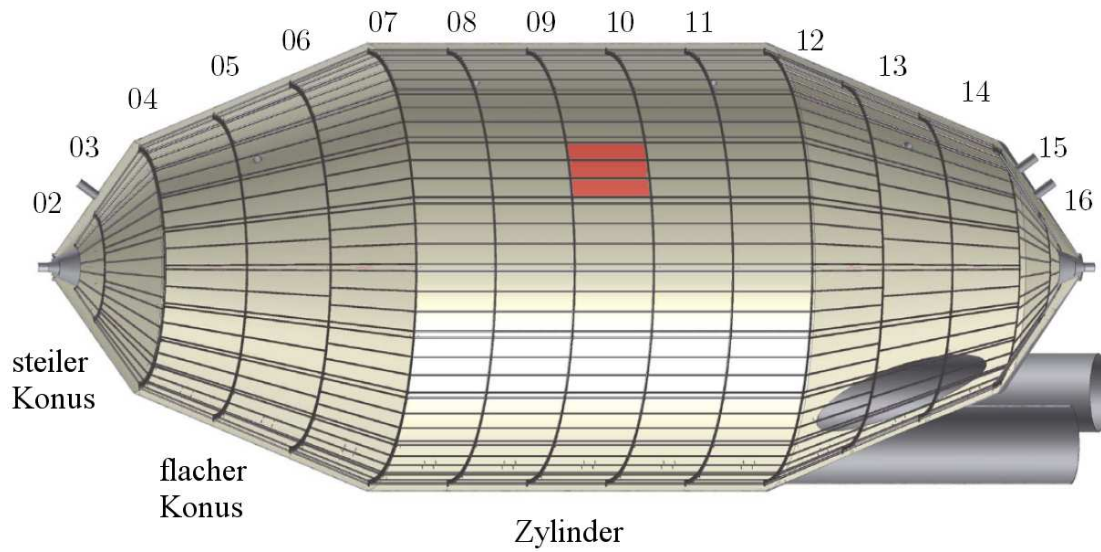


Abbildung 2.6.: Schnittmodell des Hauptspektrometers. Dargestellt ist der modulare Aufbau der inneren Drahtelektrode des Hauptspektrometers. Die einzelnen Modulringe sind nummeriert. Desweiteren ist in rot ein Zylindermodul aus Ring 09 eingezeichnet. (Bild aus [Zac09])

Tabelle 2.1.: Parameter der inneren Drahtelektrode im Hauptspektrometer. Die Spannungen der beiden Drahtlagen sind relativ zur Retardierungsspannung der Spektrometerwand von -18,4 kV angegeben ($\Delta U_1 = U_{Tank} - U_{1.Lage}$ und $\Delta U_2 = U_{Tank} - U_{2.Lage}$).

| Abschnitt | Modulring | Module pro Ring | Anzahl der Drahtlagen | Drähte pro Modul und Lage | ΔU_1 [V] | ΔU_2 [V] |
|---------------|-----------|-----------------|-----------------------|---------------------------|------------------|------------------|
| steiler Konus | 02 / 16 | 4 | 1 | 50 | 20 | - |
| | 03 / 15 | 10 | 1 | 40 | 160 | - |
| flacher Konus | 04 / 14 | 20 | 2 | 34 | 100 | 200 |
| | 05 / 13 | 20 | 2 | 42 | 100 | 200 |
| | 06 / 12 | 20 | 2 | 52 | 100 | 200 |
| Zylinder | 07 - 11 | 20 | 2 | 60 | 100 | 200 |

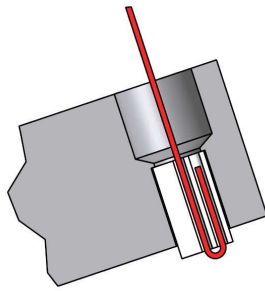
Insgesamt besteht die Drahtelektrode aus 248 Modulen. Jedes dieser Module besteht aus einer bestimmten Anzahl von Drähten, die von einer stabilen Haltestruktur gehalten werden. Um dabei die von der Drahtelektrode zusätzlich ins Spektrometer eingebrachte Masse gering zu halten, werden die Drähte an einer Kammstruktur befestigt. Diese Kämmen werden von C-förmigen Streben, sogenannten C-Profilen, auf Distanz gehalten. Die C-Form bildet dabei den optimalen Kompromiss zwischen ausreichender Stabilität und geringer Masse. Mit Hilfe dieser C-Profile werden die Drähte zwischen jeweils zwei Kämmen aufgespannt. Jedes Modul besteht neben den Drähten aus jeweils zwei Kämmen, sowie drei bis vier C-Profilen. In Abbildung 2.7 ist ein Zentralmodul, also aus dem zylinderförmigen Abschnitt, dargestellt.



Abbildung 2.7.: Zentralmodul aus Ring 08. CAD-Zeichnung eines Zentralmoduls aus dem zylinderförmigen Abschnitt des Spektrometers.

Zur Befestigung der Drähte an den Kämmen dienen kleine Keramikröhrchen, die in Bohrungen der Kämmen aufgenommen werden können. Diese Keramikröhrchen besitzen ebenfalls Bohrungen, durch die der Draht eingefädelt und anschließend, durch Umbiegen, zurück in die Keramik geführt wird (siehe Abb. 2.8(a)). Durch diese sind die Drähte elektrisch vom Kammpotential isoliert. Zur redundanten Spannungsversorgung der einzelnen Drähte, sind diese an den Außenseiten beider Kämmen, jeweils durch Querdrähte miteinander verbunden. In Abbildung 2.8(b) ist dies dargestellt.

Die Module in den konischen Abschnitten sind so konstruiert, dass die Kämmen hier jeweils senkrecht zur Symmetrieachse des Spektrometers orientiert sind. Dies vereinfacht die Herstellung der Kämmen, da sie in diesem Fall plan gefertigt werden können. Andererseits resultieren hieraus vor allem im Bereich des steilen Konus spitze Winkel und entsprechend hohe Scherkräfte. Aus diesem Grund kommt im steilen Konus nur eine einzelne Drahtlage zur Anwendung. Die hohen magnetischen Feldstärken in diesem Bereich sorgen aber für eine hinreichend hohe magnetische Abschirmung. Da die Module im steilen Konus aus einer einzelnen Drahtlage bestehen, werden hier keine Kammstrukturen benötigt. Die hier eingesetzten Edelstahlprofile erfüllen aber die gleiche Funktion und werden im Allgemeinen ebenfalls als Kämmen bezeichnet (vgl. Abb. 2.9).



(a) Befestigung der Drähte



(b) Querdrähte

Abbildung 2.8.: Befestigung der Drähte. (a) CAD-Zeichnung der Drahtbefestigung durch die Keramiken. (b) Foto der Querdrähte zur Spannungsversorgung der Drahtlagen einer zweilagigen Elektrode.

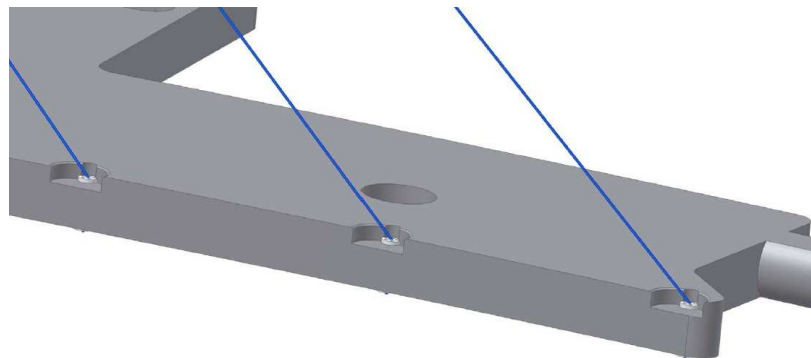
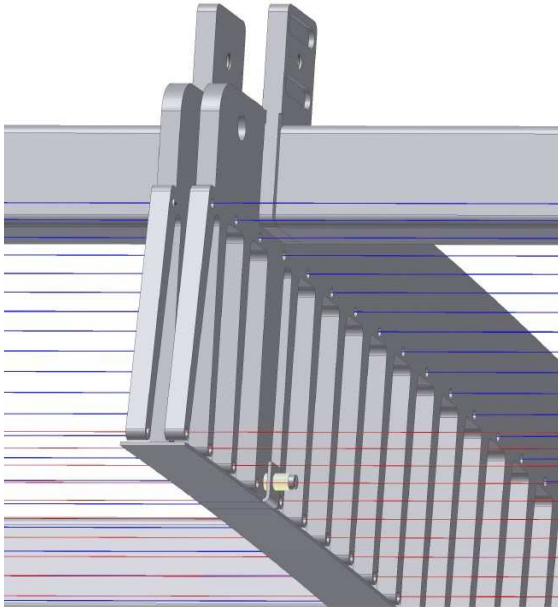


Abbildung 2.9.: Kamm eines 02er Moduls. Da im steilen Konus nur einzelne Drahtlagen verwendet werden, ist hier die Kammstruktur durch eine Ringstruktur ersetzt.

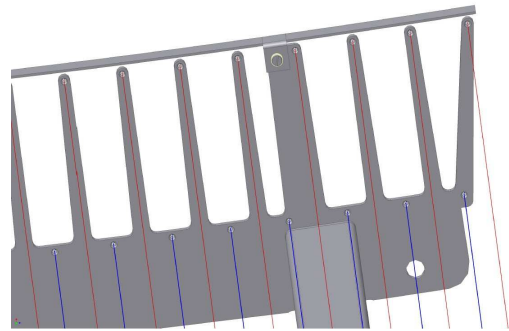
Eine ausführliche Beschreibung zu Aufbau, Montage und Serienfertigung der Drahtelektrodenmodule findet sich in [Hil11].

Das modulare Design der Drahtelektrode, welches die Fertigung erleichtert und den nachträglichen Einbau in das fertige Spektrometer erst ermöglicht, birgt in Hinblick auf die Homogenität des elektrischen Feldes auch einen Nachteil. Durch das modulare Design entstehen an den Stoßstellen zwischen zwei Modulringen Freiräume, die notwendig sind, um die Montage der Module zu ermöglichen. Andererseits entstehen durch diese Freiräume aber auch Bereiche, die nicht durch die Drahtelektrode abgeschirmt werden können und so einen Potentialdurchgriff der Spektrometerwand ins innere ermöglichen. Einen weiteren Faktor, der die Homogenität betrifft, stellen die Zähne der Kammstrukturen da. Die Kämmen liegen auf dem gleichen Potential wie die äußere Drahtlage. Dieses Potential wird durch die zweite Lage nach innen abgeschirmt. Die äußersten Spitzen der Kämmen, die im Vergleich zur zweiten Lage also auf einem positiveren Potential liegen, reichen aber ins Spektrometerinnere und ermöglichen so ihrerseits einen Potentialdurchgriff. Diese beiden Faktoren, die Freiräume zwischen den Modulen und die Spitzen der Zähne, sorgen für signifikante Störungen in der Homogenität des elektrischen Feldes.

Um diese zu kompensieren, werden an den Modulen im Zentralteil schmale Blechstreifen befestigt, welche die Freiräume und die Spitzen der Zähne abdecken (siehe Abb. 2.10(a)). Diese Bleche, auch Käppchen genannt, werden durch Keramiken elektrisch isoliert, an speziellen Kämmen der Zentralmodule montiert (vgl. Abb. 2.10(b)). Dabei werden sie auf das selbe Potential wie die zweite Drahtlage gelegt.



(a) CAD-Zeichnung der Käppchen



(b) Spezieller Kamm zur Befestigung der Käppchen

Abbildung 2.10.: CAD-Zeichnungen der Käppchen. (a) Abdeckung der Stoßstellen zwischen zwei Modulen und des Kammpotentials. Das Käppchen liegt auf dem Potential der inneren Drahtlage. (b) Spezieller Kamm eines Zentralmoduls zur Befestigung der Käppchen.

Des Weiteren hat natürlich die Position der einzelnen Drähte innerhalb eines Moduls, sowie ihr Durchhang, einen signifikanten Einfluss auf die Homogenität des Retardierungsfeldes. Aus diesem Grund wurden mit Hilfe von Simulationsrechnungen (siehe [Val09]) Obergrenzen für die Fertigungstoleranzen ermittelt, welche bei der Produktion der Drahtelektrodenmodule eingehalten werden mussten. In Kapitel 3 wird näher auf die dabei nötige Qualitätssicherung (QA, Quality Assurance) eingegangen, sowie die Entwicklung eines neuen Lasersensors, zur Bestimmung des Durchhangs der Drähte im steilen Konus, beschrieben.

DER LASERSENSOR

In diesem Kapitel wird Aufbau und Test eines neuen Sensorsystems zur Drahtspannungsmessung der Drahtelektrodenmodule für den steilen Konus des KATRIN Hauptspektrometers beschrieben.

Zur Reduzierung des Untergrundes und zur Erzeugung des elektrostatischen Retardierungsfeldes wird im KATRIN Hauptspektrometer die in Abschnitt 2.4 beschriebene Drahtelektrode verwendet. Bei der Erzeugung des Retardierungsfeldes hat die Position und der Durchhang der Drähte einen signifikanten Einfluss auf die Homogenität des elektrostatischen Feldes.

Durch auftretende Inhomogenitäten im elektrostatischen Retardierungsfeld kann es zu einer verfrühten Retardierung¹⁴ der Elektronen kommen, was eine Verschlechterung der Energieauflösung des Spektrometers zur Folge hat. Der Verlust an Auflösung durch diese verfrühte Retardierung soll einen maximalen Wert von 40 meV nicht überschreiten. Aus diesem Grund wurden mit Hilfe von Simulationsrechnungen strenge Obergrenzen für den Durchhang bzw. die Fehlpositionierung der Drähte festgelegt. Gefordert wird eine Positionierungsgenauigkeit von 0,2 mm und ein Durchhang der Drähte, bedingt durch ihr Eigengewicht, von unter 0,2 mm.

Zur Überprüfung dieser Obergrenze wurde bereits in [Rei07] die Entwicklung eines zweidimensionalen Lasersensors zur Bestimmung der Drahtspannung und Position in den zweilagigen Drahtelektrodenmodulen beschrieben. Dieser Sensor besteht im Wesentlichen aus zwei handelsüblichen Laserpointern, zwei Fotodioden, verschiedenen Linsen und Farbfiltern. In Kombination mit einer präzisen Positionssteuerung (3d-Messtisch, beschrieben in [Joh07]) ist der Sensor in der Lage, die Position der Drähte mit einer Genauigkeit von etwa 10 μm und die Drahtspannung mit einer Genauigkeit von 0,04 N zu bestimmen [Pra10a]. Dabei hat

der Sensor einen limitierten Akzeptanzwinkel. Verläuft ein Draht nicht orthogonal zur Messebene, die von den beiden Laserstrahlen aufgespannt wird, so werden diese nicht korrekt auf den Detektor reflektiert, so dass eine Messung unmöglich ist. In einer modifizierten Version konnte dieser Effekt mit entsprechenden Linsen zum Teil kompensiert werden, so dass der Akzeptanzwinkel bei $\pm 10^\circ$ liegt [Pra10a].

Für die Module im steilen Konus, deren äußere Drähte Winkel von bis zu 90° aufspannen (vgl. Abb. 3.1), ist eine Messung mit diesem Sensor nicht ohne erheblichen Aufwand und mehreren Durchgängen möglich. Jedes Modul müsste während einer Messung bis zu fünf mal neu auf dem Messtisch positioniert werden, um den Winkel der Drähte entsprechend der Messebene des Sensors zu justieren. Um die Drahtspannungen der Module im steilen Konus dennoch, mit möglichst geringem Aufwand messen zu können, sollte im Rahmen dieser Diplomarbeit hierzu ein neues Sensorsystem entwickelt werden.

Die Aufgabenstellung bei der Entwicklung lautete, das Sensorsystem so schnell wie möglich zu realisieren. Um daher eine möglichst einfache Ankopplung des neuen Sensorsystems an das bereits existierende Messsystem zu gewährleisten, wurde bei der Konstruktion darauf geachtet, dass die gleichen Bauelemente (Laserpointer, PIN-Diode und Verstärkerschaltung) wie im bereits existierenden 2-dim Sensor zur Anwendung kommen. Der neue Sensor soll dabei ausschließlich zur Spannungsmessung der Drähte verwendet werden. Die genaue Position der Drähte innerhalb der Module hat im steilen Konus, auf Grund des relativ großen Abstands zur Analysierebene und zum magnetischen Flussschlauch, keinen signifikanten Einfluss auf die Auflösung des Spektrometers. Aus diesem Grund kann hier auf eine Positionsmessung der Drähte verzichtet werden. Die Drahtspannung hingegen sollte bekannt sein, um ein mögliches Zerreißen bei zu hohen Drahtspannungen, respektive ein mögliches Durchhängen der Drähte, bei zu geringer Drahtspannung zu vermeiden. Des Weiteren sollte das Sensorsystem möglichst leicht sein, um in Verbindung mit dem bereits vorhandenen 3d-Messtisch betrieben werden zu können. Darüber hinaus sollte er die Möglichkeit bieten, ihn bei Bedarf auch ohne Messtisch, als Handsensor, einsetzen zu können.

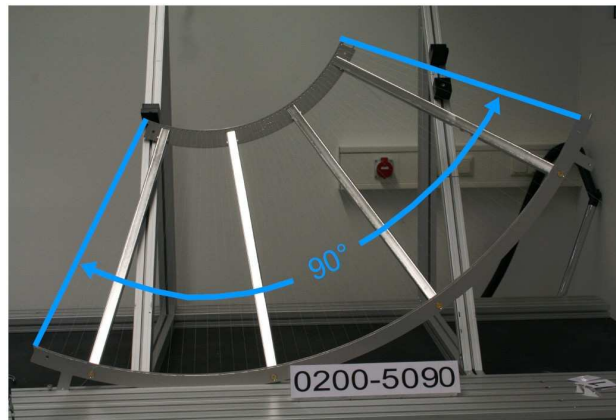


Abbildung 3.1.: Modul 0200-5090 aus Ring 02. Die äußeren Drähte sind blau eingezeichnet. Sie spannen einen Winkel von 90° auf.

¹⁴Von verfrühter Retardierung spricht man, wenn auf Grund von Inhomogenitäten des Retardierungsfeldes, dessen Maximum nicht mit dem minimalen Magnetfeld B_{min} übereinstimmt und daher die Elektronen bereits vor dem Erreichen der Analysierebene reflektiert werden.

3.1. Aufbau des Sensors

Das entwickelte System besteht aus einem Sensor zur Drahtspannungsmessung und verfügt zusätzlich über eine eigene Positionssteuerung. Der gesamte Messvorgang wurde mit LabVIEW automatisiert. Im diesem Abschnitt wird zunächst der Sensor zur Drahtspannungsmessung beschrieben.

Der Sensor basiert auf dem Prinzip einer Lichtschranke. Der Draht schwingt durch einen Laserstrahl wobei die entstehenden Intensitätsänderungen hinter dem Draht von einem Detektor erfasst werden. Aus der so bestimmten Schwingungsfrequenz lässt sich die Spannkraft des Drahtes berechnen.

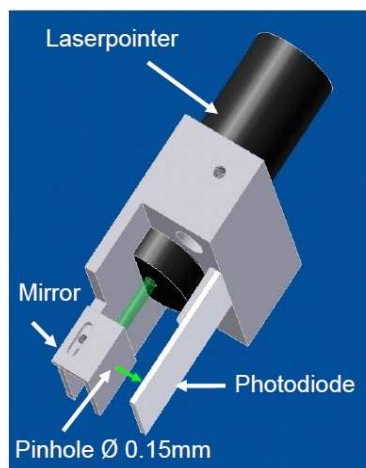


Abbildung 3.2.: CAD-Zeichnung des Sensors. Der Strahl des Laserpointers wird mit Hilfe eines Spiegels auf eine Lochblende umgelenkt, die den Strahldurchmesser reduziert. Dieser trifft dann auf die Photodiode. Der Draht schwingt während einer Messung durch den Laserstrahl zwischen der Lochblende und der Photodiode.

In Abbildung 3.2 ist eine CAD-Zeichnung des neu entwickelten Sensors dargestellt. Der Laserstrahl wird von einem handelsüblichen grünen Laserpointer mit einer Leistung von 1 mW erzeugt. Seine Wellenlänge liegt bei 532 nm. Aus Gewichtsgründen wurde das Batteriegehäuse des Laserpointers entfernt und die Batterien selbst durch ein separates Labornetzteil ersetzt. Der Laserstrahl wird durch einen Spiegel auf eine Lochblende gelenkt, die den Strahldurchmesser auf etwa 0,15 mm reduziert. Wichtig hierbei ist, dass der Strahldurchmesser durch die Blende soweit reduziert wird, dass er klein ist im Vergleich zum Drahtdurchmesser. Anschließend trifft er auf eine Photodiode, deren Ausgangssignal durch eine elektronische Schaltung verstärkt wird. Der Einsatz eines Bandpassfilters für grünes Licht (Lee Farbfilter, Typ L124) vor der Diode, stellt sicher, dass das Sensorsystem auch in beleuchteten Räumen eingesetzt werden kann.

Für eine Spannungsmessung wird der Sensor so über einem Draht positioniert, dass sich dieser im Ruhezustand genau im Strahlengang des Lasers, zwischen Lochblende und Photodiode, befindet. Der Draht verdeckt also den Laserstrahl, so dass dieser nicht auf die Photodiode treffen kann. Wird der Draht aus seiner Ruhelage ausgelenkt, trifft der Laserstrahl auf die Photodiode und an ihrem Ausgang liegt eine Spannung an. Versetzt man den

Draht in Schwingung, erhält man dementsprechend als Ausgangssignal einen periodischen Spannungsverlauf. Aus der Frequenz des Ausgangssignals kann die Spannkraft des Drahtes bestimmt werden.

Zur Schwingung angeregt wird der Draht entweder manuell, z.B. durch Zupfen des Drahtes, oder automatisiert mittels eines kurzen Impulses (10 ms, 8 bar) reinen Argon-Gases (Reinheit 4.6). Dieser Impuls wird über ein Magnetventil ausgelöst, das von LabVIEW angesteuert werden kann und so die Automatisierung ermöglicht.

Das Prinzip der Spannungsmessung soll im folgenden Unterabschnitt erläutert werden.

3.1.1. Prinzip der Spannungsmessung

Die Drähte sind innerhalb der Module an beiden Seiten fest eingespannt. Wird ein Draht mechanisch zu einer Schwingung angeregt, so breiten sich Transversalwellen in beide Richtungen dieses Drahtes aus. Durch Reflektionen an den Einspannstellen kommt es zu Überlagerungen, die für bestimmte Frequenzen (den Resonanzfrequenzen) zu einer Ausbildung stehender Wellen führen. Für die Wellenlänge λ einer solchen stehenden Welle gilt $n \cdot \lambda = 2 \cdot l$. Wobei n die Schwingungsordnung und l die Länge des Drahtes ist. Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Teilwellen entlang der Drähte gilt:

$$v = \sqrt{\frac{F}{A\rho}}. \quad (3.1.1)$$

Darin ist F die Spannkraft, A die Querschnittsfläche des Drahtes und ρ seine Dichte. Zusammen mit der Relation $v = \lambda f$ ergibt sich daraus für die Frequenz der Grundmode ($n=1$):

$$f = \frac{1}{2 \cdot l} \sqrt{\frac{F}{A\rho}}. \quad (3.1.2)$$

Für die Drahtspannung ergibt sich also:

$$F = 4 \cdot l^2 \cdot A \cdot \rho \cdot f^2 =: \alpha f^2. \quad (3.1.3)$$

l , A und ρ sind bekannte Eigenschaften des Drahtes. Die Frequenz der Grundmode f hingegen muss aus dem Spannungsverlauf am Ausgang der Diode bestimmt werden. Dazu wird das verstärkte Ausgangssignal der Diode am Messrechner von einer Messkarte (NI PCI-6014, National Instruments) digitalisiert und anschließend mit einem LabVIEW-Programm weiterverarbeitet. Um die Grundmode der Schwingung bestimmen zu können, wird das Signal mit Hilfe der Fouriertransformation in seine einzelnen Schwingungsmoden zerlegt. Ein Algorithmus selektiert hieraus dann die Frequenz der Grundmode.

Mit Hilfe von Formel (3.1.3) kann anschließend die Spannkraft der Drähte ermittelt werden. Dabei ist zu berücksichtigen, dass der Draht pro Schwingung zwei Mal den Laserstrahl passiert, sodass das detektierte Signal die Frequenz $f' = 2 \cdot f$ hat.

Das Signal wird von der Messsoftware mit einer Abtastrate von 8000 Samples pro Sekunde erfasst. Da die Einschwingdauer bis zum Erreichen einer stationären Schwingung etwa

1 s beträgt, und diese danach innerhalb weniger Sekunden wieder abklingt, wird das Signal über einige Sekunden gesampelt und die Fouriertransformierte alle 0,5 s berechnet. Zur Bestimmung der Grundmode wird das Signal in LabVIEW zunächst von einem Tiefpass-Filter (Butterworth-Filter 3. Ordnung) mit einer Grenzfrequenz von 100 Hz gefiltert, um hochfrequentes Rauschen zu unterdrücken. Die softwarebasierte Filterung des Signals stellt hierbei eine einfache Anpassung des Filters, insbesondere der Grenzfrequenz, sicher. Im Folgenden wird mit der in LabVIEW integrierten Funktion „Power Spectrum“ die Fouriertransformierte berechnet und daraus schließlich mit Hilfe der LabVIEW-Funktion „Harmonic Distortion Analyzer“ (ein Peak-Findungs-Algorithmus) die Grundmode bestimmt¹⁵. Der Algorithmus interpoliert auf Grund der Abtastrate von 8000 Samples pro Sekunde und der Samplinglänge von 0,5 s die Position der Grundmode in 2 Hz Schritten.

Um die Präzision des Sensors zu ermitteln, wurde er mit Hilfe einer, auf einer Drahtseite befestigten, geeichten Wägezelle kalibriert. Dies wird im folgenden Unterabschnitt beschrieben.

3.1.2. Kalibrierung

Zur Kalibrierung des Sensors wurde ein Draht mit einer Länge von 80 cm und einem Durchmesser von 0,2 mm verwendet. Für die Messungen wurde die Drahtspannung variiert und mit dem Sensor vermessen. Gleichzeitig wurde die Drahtspannung mit einer kalibrierten Wägezelle (WRC-01 USB, Modell DBBP-20, Weiss Robotics) aufgenommen. Ein Foto des Messaufbaus ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Links im Bild ist die von einer Schraubzwinge gehaltene Wägezelle zu sehen, rechts der Lasersensor.

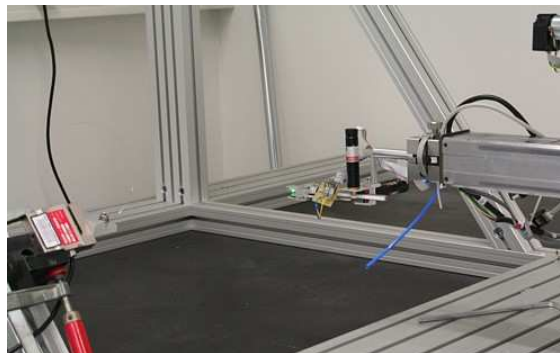


Abbildung 3.3.: Messaufbau zur Kalibrierung des Sensors. Links im Bild ist die von einer Schraubzwinge gehaltene Wägezelle zu sehen, rechts ist der Lasersensor samt Positionssteuerung zu erkennen.

Wie Gleichung (3.1.3) zeigt, besteht zwischen der gemessenen Frequenz und der Drahtspannung ein quadratischer Zusammenhang mit dem freien Parameter α . Die Messwerte sollten

¹⁵Um die Selektion der Grundmode durch die Software zu Beschleunigen wird im Programmcode außerdem ein bestimmter Frequenzbereich (in dem die Grundmode erwartet wird) vorgegeben. Dieser Frequenzbereich wird in Abhängigkeit von der Drahtlänge so gewählt, dass die höheren Moden ausgeschlossen werden.

sich also durch eine quadratische Fitfunktion annähern lassen. Abbildung 3.4 zeigt den quadratischen Fit an die Datenpunkte.

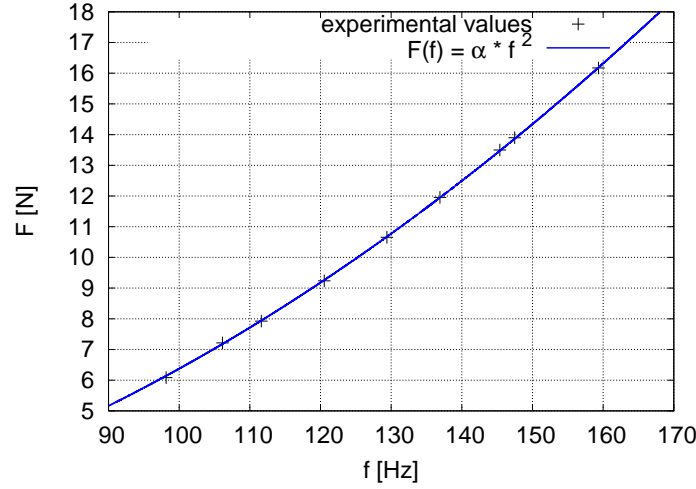


Abbildung 3.4.: Fit der Drahtspannungen. Die Spannungen F wurden mit einer kalibrierten Wägezelle und die Frequenzen f mit dem Lasersensor gemessen.

Mit Hilfe der Bestimmung des χ^2 kann die Unsicherheit des Sensors bei der Spannungsmessung bestimmt werden. Für χ^2 gilt:

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{F(x_i, \alpha) - F_i}{\sigma_i} \right)^2. \quad (3.1.4)$$

Dabei sind $F(x_i, \alpha)$ die mit Hilfe von Gleichung 3.1.3 theoretisch bestimmten Werte für die Drahtspannung F , F_i sind die mit dem Sensor bestimmten Werte für F und σ_i gibt die Unsicherheit der jeweiligen experimentell bestimmten Werte an.

Nimmt man $\chi^2_{red} = \frac{\chi^2}{DOF} = 1$ sowie eine konstante Unsicherheit $\sigma_i = \sigma$ für die Bestimmung der Drahtspannungen an, liefert die Anpassung nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate einen Wert von $\sigma = 0,03 \text{ N}$ für die Unsicherheit der Spannungsmessung mit dem Sensor. Abbildung 3.5 zeigt die Abweichungen der quadratischen Fitfunktion an die Datenpunkte.

Der aus der Fitfunktion experimentell ermittelte Wert von α kann nun mit dem theoretischen Wert, der aus Gleichung (3.1.3) folgt, verglichen werden. Der Fit liefert einen experimentellen Wert von $\alpha = (6,375 \pm 0,006) \cdot 10^{-4} \text{ N/Hz}^2$. Die gemessenen Parameter des Drahtes, Länge ($l = 0,80 \pm 0,003 \text{ m}$) und Durchmesser ($d = 0,2 \pm 0,005 \text{ mm}$), liefern zusammen mit einer Dichte von $\rho = 7980 \text{ kg/m}^3$ (Edelstahl Typ 1.4404) einen theoretischen Wert von $\alpha = (6,418 \pm 0,308) \cdot 10^{-4} \text{ N/Hz}^2$. Der theoretisch vorhergesagte und der experimentelle Wert stimmen also im Rahmen ihrer Unsicherheiten¹⁶ überein.

Bei der Bestimmung der Unsicherheiten des theoretisch vorhergesagten Wertes für α ist zu Berücksichtigen, dass von den Parametern des Drahtes nur die Länge und der Durchmesser direkt gemessen und somit mit Unsicherheiten versehen werden können. Die Unsicherheit

¹⁶Die Unsicherheit des experimentellen Wertes wurde direkt aus Gnuplot übernommen. Die Unsicherheit des theoretischen Wertes wurde mit Hilfe des gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetzes bestimmt.

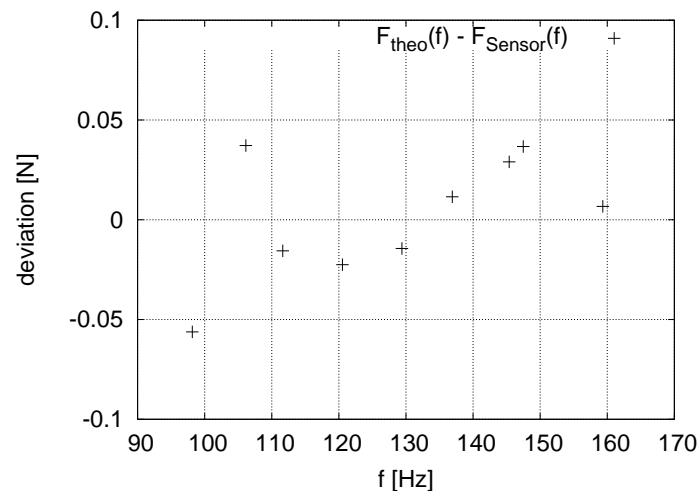


Abbildung 3.5.: Abweichungen der quadratischen Fitfunktion. Die Abweichungen streuen um Null.

der Dichte ρ ist unbekannt. Weiterhin muss die Reflektion der stehenden Welle an den Einspannstellen des Drahtes nicht notwendigerweise ideal sein.

3.2. Positionssteuerung

Der Aufbau des Sensors ermöglicht prinzipiell sowohl einen automatisierten Einsatz, als auch eine Verwendung als Handsensor. Eine möglichst zügige Vermessung der Module, gerade während der Massenproduktion, erfordert aber eine Automatisierung des Messvorgangs. Dazu verfügt das Sensorsystem über eine eigene Positionssteuerung. Diese besteht aus einer Haltestruktur zur Befestigung am 3d-Messtisch sowie aus zwei Motoreinheiten, die den Sensor bewegen. Die Positionssteuerung erweitert dabei den bereits vorhandenen 3d-Messtisch um zwei weitere Dimensionen, nämlich um eine Rotations- und eine Linearbewegung. Diese Erweiterung ermöglicht eine Vermessung von Drähten unter beliebigen Winkeln. In Abbildung 3.6 ist eine CAD-Zeichnung des gesamten Sensorsystems dargestellt. Die lineare Bewegung des Sensors wird über eine Linearführung erreicht, die über eine Zahnstange von einer Motoreinheit angetrieben wird. Diese Linearführung ist direkt an die Antriebswelle der zweiten Motoreinheit gekoppelt, die die Rotation des Sensors ermöglicht.

Die Motoreinheiten bestehen aus je einem MR-Encoder (Typ M), einem DC-Motor (Typ RE 16) und einem Planetengetriebe (Typ GP 16 A) der Firma Maxon Motor. Gesteuert werden diese Motoren von Positioniereinheiten (Typ EPOS 24/1, Maxon Motor) die über zwei RS-232 Schnittstellen von LabVIEW angesteuert werden können. Dies ermöglicht die Integration des Sensorsystems in das bereits vorhandene System am 3d-Messtisch, der ebenfalls mit Motoren der Firma Maxon Motor ausgestattet und mit LabVIEW automatisiert wurde. Der Einsatz von DC-Motoren, in Kombination mit entsprechenden magnetoresistiven Encodern (Istwertgeber für Drehzahl und Position), ermöglicht eine extrem genaue Positionierung des Sensors bei gleichzeitiger Minimierung von Vibrationen (wie sie z.B. durch Schrittmotoren verursacht werden) die evtl. die Messung beeinflussen könnten.

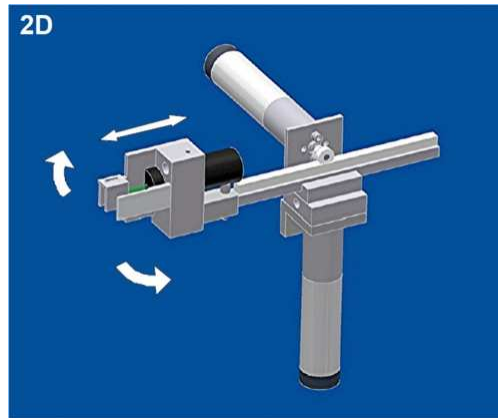


Abbildung 3.6.: CAD Zeichnung der Positionssteuerung. Dargestellt ist die Positionssteuerung bestehend aus der Haltestruktur zur Befestigung am 3d-Messtisch, sowie den beiden Motor-einheiten zur Rotations- und Linearbewegung. Der Sensor ist hier bereits montiert. Die weißen Pfeile deuten die Bewegungsrichtungen in den zwei Dimensionen an. Technische Zeichnungen des Sensorsystems finden sich im Anhang.

In Abbildung 3.7 ist das Prinzipschaltbild zur Ansteuerung der Motoren sowie des Sensors dargestellt.

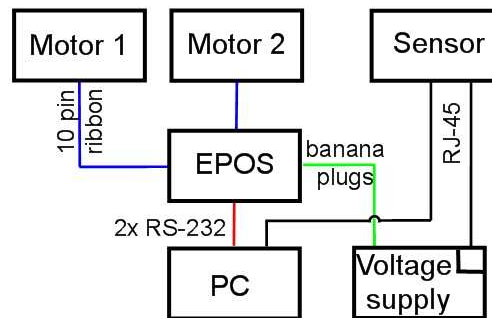


Abbildung 3.7.: Prinzipschaltbild des Sensorsystems. Die Abbildung gibt einen Überblick über die Verbindungen der elektronischen Komponenten des Sensorsystems. Die EPOS-Einheit wird mit zwei RS-232 Kabeln am PC angeschlossen (rot). Die Verbindung zwischen den Motoren und der EPOS-Einheit geschieht mittels 10-pin Flachbandkabeln (blau). Die 24 V-Spannungsversorgung (+, -, ground) der EPOS erfolgt durch ein Labornetzteil über 3 Bananenstecker (grün). Die Verbindung zwischen PC und Sensor, sowie die Spannungsversorgung erfolgen über einen RJ-45 Stecker (schwarz). Die Belegung des RJ-45 Steckers findet sich im Anhang

Durch die Positionssteuerung wird eine Rotation $> 180^\circ$, sowie eine Linearbewegung in dieser rotierten Position von etwa 50 mm ermöglicht. So können alle Drähte der Module des steilen Konus vermessen werden. Einzige Ausnahme bilden die Drähte, die sich direkt über einem C-Profil befinden. Hier ist die Distanz zwischen Draht und C-Profil zu gering um eine Messung durchführen zu können. Dies betrifft etwa 15 % der Drähte eines Moduls. Die Erfahrung zeigt jedoch, dass gerade im Bereich der C-Profile die Drahtspannung etwas größer ist, als in den Bereichen zwischen den C-Profilen. Eine zu geringe Drahtspannung kann hier also ausgeschlossen werden. Eine zu hohe Drahtspannung kann durch eine entsprechende Wahl

der Drahtlänge ebenfalls vermieden werden. Der zusätzlich bei allen Modulen durchgeführte Stress-Test, bei dem die Drähte eine Belastung durch eine Auslenkung um etwa 30 mm durchlaufen müssen, ermöglicht eine Einschätzung der Drahtspannung auch im Bereich der C-Profile.

Durch das minimalistische Design und die Verwendung leichter Komponenten konnte das Gesamtgewicht des Sensorsystems < 250 g gehalten werden. Diese 250 g bilden die Obergrenze der Masse, die am Messarm des 3d-Messtischs befestigt werden darf, ohne eine Verkipfung bei großen Auslenkungen hervorzurufen, die wiederum zu Messunsicherheiten führen könnte (vgl. [Joh07]).

3.3. Software

Die gesamte Mess- und Steuerungssoftware wurde in der Programmiersprache LabVIEW (Version 8.0) von National Instruments geschrieben. Durch die Verwendung entsprechender Bauteile (z.B. Maxon DC-Motoren) war es auch im Bereich der Software möglich, viele bereits vorhandene Programmstrukturen weiter zu verwenden bzw. nur leicht modifizieren zu müssen. So konnte z.B. das Grundgerüst der bestehenden Analysesoftware zur Berechnung der Drahtspannung übernommen werden. Hier mussten nur die Parameter zur Bestimmung von α (also Länge und Durchmesser der Drähte, s. Gleichung (3.1.3)) entsprechend der zu vermessenden Module angepasst werden. Die Steuerung der Motoren wurde mit Hilfe der von der Firma Maxon bereitgestellten LabVIEW-Bibliotheken realisiert und an die neuen Motoren angepasst. Neu entwickelt wurde ein Programmteil zur automatischen Positionierung des Sensors über den Drähten.

Der gesamte Messvorgang wird mit dem LabVIEW-Programm „DrahtprogrammRing2.vi“ gesteuert. Es wurde in Zusammenarbeit mit M. Prall entwickelt¹⁷. Die Benutzeroberfläche des Programms ist in vier Abschnitte untergliedert. Im ersten Schritt (vgl. Abb. 3.8) wird der Nullpunkt des Koordinatensystems der 3d-Messmaschine festgelegt. Dies geschieht durch einen Klick auf „Set to Zero“, nachdem der Messarm manuell in die gewünschte Ausgangsposition gebracht wurde. Die Anzeige der Koordinaten der X-, Y- und Z-Achse zeigen jetzt jeweils Null an. Mit einem Klick auf „Next Step“ gelangt man zum nächsten Programmabschnitt. Hier wird der Name des zu vermessenden Moduls, sowie die Anzahl der bereits vorhandenen Messungen des Moduls eingetragen, um eine spätere Identifikation für die Aufnahme in die Datenbank zu ermöglichen (vgl. Abb. 3.9). Außerdem kann über einen Kippschalter ausgewählt werden ob man eine Testmessung oder eine Messung für die Serienproduktion durchführen möchte. Mit einem Klick auf „OK“ gelangt man zum nächsten Programmabschnitt. In diesem Dritten Teil (vgl. Abb. 3.10) werden zu Beginn der Serienproduktion einmal die Positionen jedes einzelnen Drahtes manuell angefahren und die Koordinaten in einer Steuerdatei gespeichert. Hierbei werden sowohl der Messarm des 3d-Messtischs als auch der Winkel der sensoreigenen Positionssteuerung eingestellt. Der Messarm kann dabei von Hand geführt werden. Die Rotation der Positionssteuerung geschieht mit Hilfe der Software. Dabei wird zunächst mit Hilfe der Bedienfelder „TargetPosition (Grad)“ und „Change Angle“ der Sensor

¹⁷Eine detaillierte Beschreibung der gesamten Mess- und Steuerungssoftware der QA findet sich in [Pra10b]

in die gewünschte Stellung rotiert. Mit einem Klick auf „Write Angle“ wird dann der Winkel in die Steuerdatei übertragen. Mit einem Klick auf „Got to next wire“ gelangt man dann zur Aufnahme der nächsten Drahtposition. Der Sensor wird zur Erstellung der Steuerdatei so vor den Drähten positioniert, dass er durch die Linearführung erreicht werden kann. Das exakte Positionieren des Sensors über dem Draht wird dann im nächsten Schritt, mit Hilfe des Linearmotors, von dem Programm selbstständig vorgenommen. Sind alle Drahtpositionen aufgenommen, geht das Programm automatisch zum letzten Schritt über, in dem die Spannungsmessung durchgeführt wird. Nachdem die Steuerdatei für einen Modultyp erstellt wurde, kann sie für alle weiteren Module des gleichen Typs verwendet werden. Dies setzt voraus, dass sich die Module auf dem Messtisch der 3d-Messmaschine immer in der gleichen Position befinden. Im letzten Abschnitt (vgl. Abb. 3.11) nutzt das Programm die erstellte Steuerdatei um den Sensor zu positionieren. Die exakte Positionierung des Sensors über dem Draht, sowie die Spannungsmessung, werden automatisch von dem Programm ausgeführt. Die Vermessung eines Drahtes läuft dabei in folgenden Schritten ab:

1. Positionierung des Sensors mit Hilfe der 3d-Messmaschine, sowie Rotation des Sensors nach den Koordinaten der Steuerdatei
2. Automatische Zentrierung des Sensors um den Draht, dieser muss sich zur Messung exakt im Strahlengang des Lasers befinden
3. Messung der Oszillation und Berechnung der Drahtspannung
4. Zurückfahren und Rotieren des Sensors in seine Ausgangsposition
5. Ansteuerung des nächsten Drahtes

Nachdem der Sensor im ersten Schritt mit Hilfe der 3d-Messmaschine und des Rotationsmotors in die passende Ausgangsstellung gebracht wurde, bewegt die Linearführung den Sensor im zweiten Schritt auf den Draht zu, bis dieser den Laserstrahl kreuzt und so einen Spannungsabfall an der Diode hervorruft. Dieser Spannungsabfall dient als Stoppsignal für den Linearmotor. Um den Zeitaufwand zur exakten Positionierung des Sensors minimal zu halten, wird diese in zwei Phasen unterteilt. Die erste Phase dient dabei zur Auffindung des Drahtes durch den Sensor. Die dazu nötige Bewegung der Linearführung (über eine Strecke von jeweils etwa 30 mm) wird zur Reduzierung des Zeitaufwands mit einer hohen Geschwindigkeit ausgeführt. Nach dieser ersten Phase ist die Positionierung des Sensors noch nicht exakt. Aufgrund der hohen Geschwindigkeit in Kombination mit der eingeschränkten Reaktionszeit der Software, befindet sich der Draht nach dieser Bewegung etwa 1 bis 2 mm außerhalb des Strahlengangs des Lasers. In der zweiten Phase folgt nun ein Korrekturschritt bei niedriger Geschwindigkeit, zur exakten Positionierung. Die Vermessung eines einzelnen Drahtes dauert auf diese Weise im Mittel ca. 14 s. Die Vermessung eines 02er-Moduls (50 Drähte) benötigt somit etwa 12 Minuten.

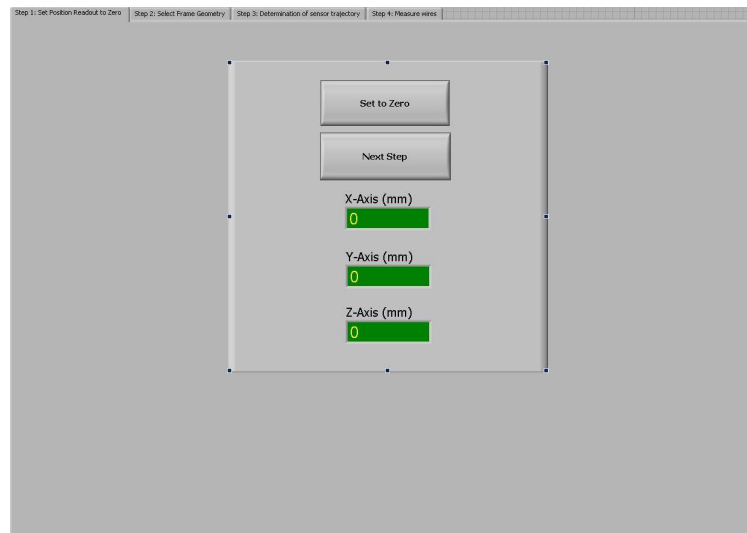


Abbildung 3.8.: Screenshot des LabVIEW Programms. Schritt 1, Festlegung des Nullpunktes.

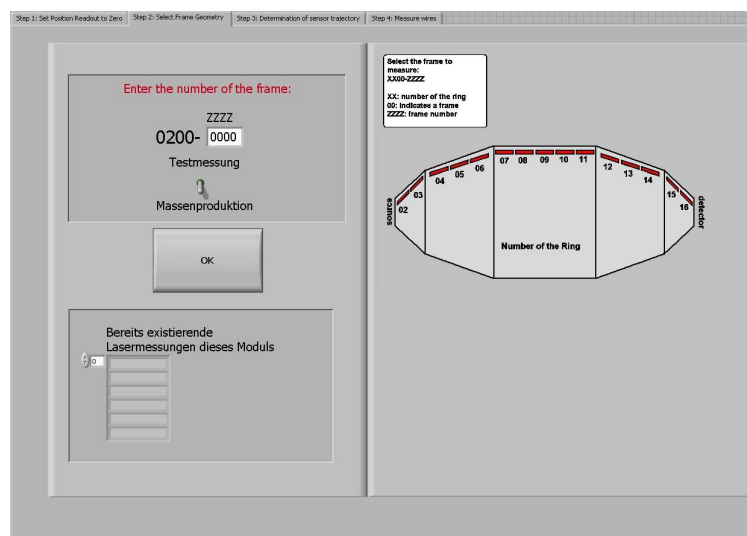


Abbildung 3.9.: Screenshot des LabVIEW Programms. Schritt 2, Modulname und Anzahl der bereits vorhandenen Messungen festlegen.

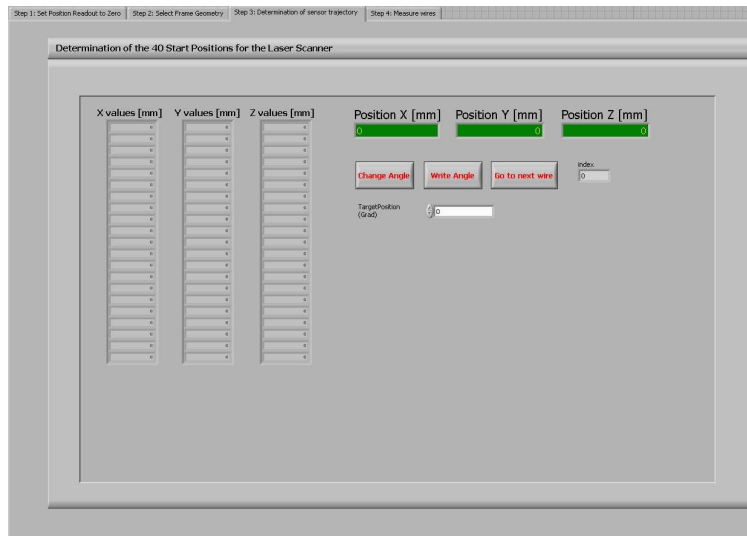


Abbildung 3.10.: Screenshot des LabVIEW Programms. Schritt 3, Aufnehmen der Draht Positionen.

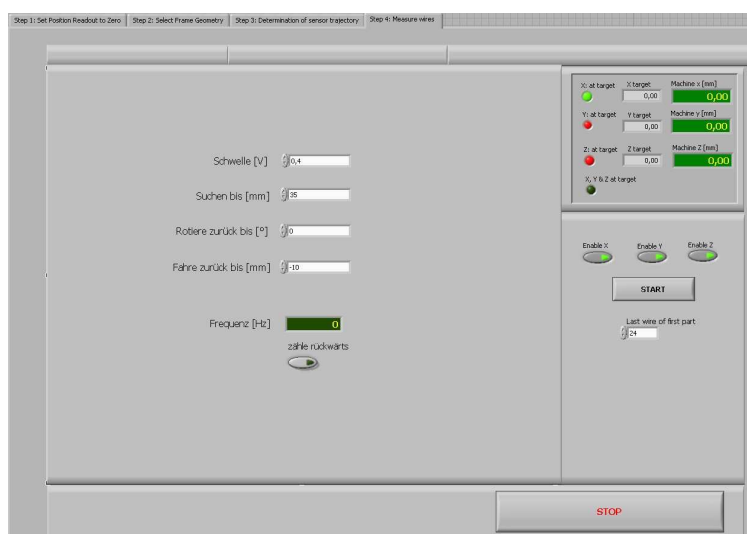


Abbildung 3.11.: Screenshot des LabVIEW Programms. Schritt 4, Schwingungsmessung.

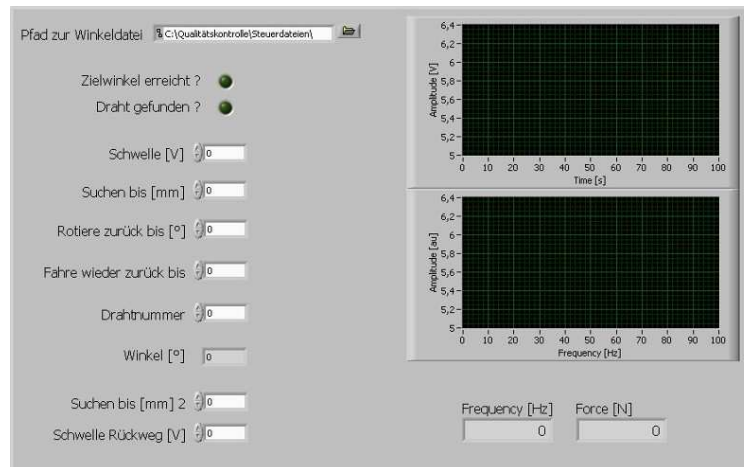


Abbildung 3.12.: Screenshot des LabVIEW Programms. Pop-up Fenster das während der Messung öffnet.

Gleich zu Beginn des letzten Programmabschnitts (vgl. Abb. 3.11) können verschiedene Parameter zur Sensorsteuerung eingestellt bzw. verändert werden. Dazu zählt neben den Parametern zur Zurücksetzung des Sensors in seine Ausgangsposition, auch die Festlegung der Spannungsschwelle (in Volt) bei deren Überschreitung das Stoppsignal an den Linear-motor gesendet wird. Außerdem kann hier die maximale Fahrstrecke der Linearführung (in Millimetern) eingestellt werden. Nachdem diese Parameter eingestellt wurden, beginnt das Programm mit der Vermessung eines Moduls durch einen Klick auf „Start“. Im Verlauf der Messung öffnet sich bei jeder Messung eines Drahtes ein Fenster (vgl. Abb. 3.12), indem diese und weitere Parameter auch während der laufenden Messung geändert werden können. Des Weiteren wird in diesem Fenster das Signal der Schwingung, sowie die Fouriertransformierte dieses Signals, graphisch dargestellt. Außerdem werden hier die Frequenz (in Hertz) und die daraus berechnete Drahtspannung (in Newton) angezeigt. Die Messergebnisse werden parallel in einer Textdatei gespeichert und anschließend in die Datenbank übertragen.

3.4. Messungen im KIT-Reinraum

Die Qualitätskontrolle der Elektrodenmodule beinhaltet mindestens zwei Messungen der Drahtspannungen. Die erste Messung findet dabei direkt nach dem Aufbau eines Moduls im Münsteraner Reinraum statt. Die zweite wird vor dem Einbau der Module ins Hauptspektrometer im KIT-Reinraum durchgeführt. Mit dieser zweiten Messung sollen die Module auf eventuelle Schäden, die während des Transports von Münster nach Karlsruhe hätten entstehen können, überprüft werden. In diesem Abschnitt wird zunächst eine Modifikation der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Positionssteuerung, für den Einsatz im Karlsruher Reinraum beschrieben. Anschließend werden die Daten der Messungen aus Münster und Karlsruhe analysiert. Dies soll exemplarisch für das Modul 0300-5160 aus Ring 03 geschehen.

3.4.1. Modifikation der Positionssteuerung

Im KIT-Reinraum wird ein von der Fachhochschule Fulda entwickelter Messtisch zur Qualitätskontrolle eingesetzt. Der Aufbau dieses Messtischs unterscheidet sich stark von der Münsteraner 3d-Messmaschine. In Abbildung 3.13 ist eine Konstruktionszeichnung der Messmaschine zu sehen, wie sie im KIT-Reinraum aufgebaut wurde. Sie verfügt im Gegensatz zur Münsteraner 3d-Messmaschine über einen Messarm der sich in zwei Dimensionen (hier x und y) bewegen kann.

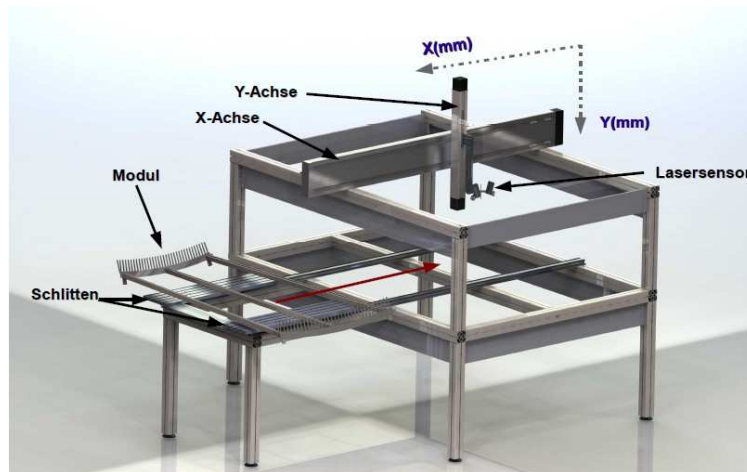


Abbildung 3.13.: CAD-Zeichnung der Messmaschine im KIT-Reinraum. Die Zeichnung wurde aus [Unr08] übernommen.

Prinzipiell müssten zur Montage des Sensorsystems am KIT keine Modifikationen an der sensoreigenen Positionssteuerung durchgeführt werden. Aufgrund der Bauart dieser Messmaschine, kann jedoch durch eine Modifikation die Positionierung des Sensors über den Drähten beschleunigt werden. Dies ist gerade vor dem Einbau der Module ins Spektrometer wichtig, wo viele unterschiedliche Arbeitsschritte durchgeführt und untereinander koordiniert werden müssen. Eine zügige Vermessung der Module trägt hier zu einem reibungslosen Ablauf des Moduleinbaus bei. Für die Modifikation der sensoreigenen Positionssteuerung wurde ein Adapterstück konstruiert, das zwischen dem Linear- und dem Rotationsteil der bisherigen Steuerung eingefügt wurde. Mit diesem Zwischenstück wird anstatt der bisherigen Schwenkbewegung der Linearführung eine direkte Rotation des Sensors ermöglicht. In Abbildung 3.14 ist ein Foto dieser Modifikation dargestellt.

Durch diese Modifikation wird die Positionierung des Sensors über den Drähten beschleunigt. Der Nachteil dieser Modifikation besteht darin, dass auf Grund der nun fehlenden Schwenkbewegung, insgesamt weniger Drähte vermessen werden können. Dies trifft auf Grund ihrer Geometrie in erster Linie auf die Module der Ringe 02/16 zu. Wie in Abschnitt 3.2 bereits erwähnt, ist es nicht möglich, Drähte zu vermessen, die sich genau über einem C-Profil befinden. Drähte in unmittelbarer Nähe eines C-Profils konnten jedoch (ohne Modifikation) vermessen werden. Dies wurde durch die Schwenkbewegung des Sensors ermöglicht, die es erlaubte, die Drähte mit dem Sensor schräg von der Seite anzusteuern. Diese Möglichkeit ist mit der Modifikation nicht mehr gegeben, da man die Drähte mit dem Sensor nun senkrecht

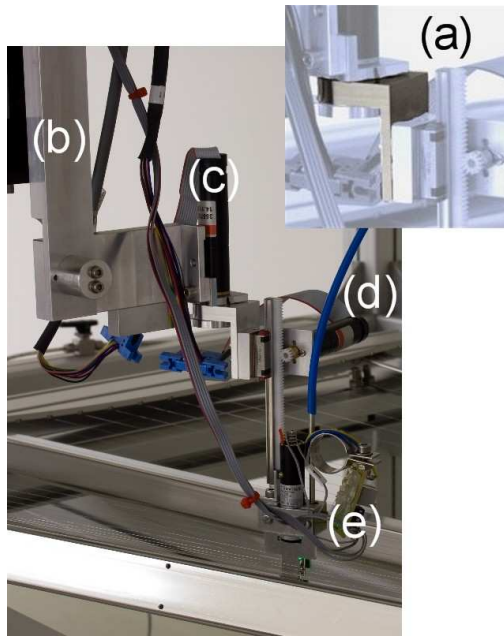


Abbildung 3.14.: Modifizierte Positionssteuerung an der Messmaschine im KIT-Reinraum. Mit Hilfe des Adapters (a), wird statt der bisherigen Schwenkbewegung der gesamten Linearführung, nun eine Rotation des Sensors ermöglicht. Außerdem ist (b) der Messarm, (c) der Rotationsmotor, (d) der Linearmotor und (e) der Sensor.

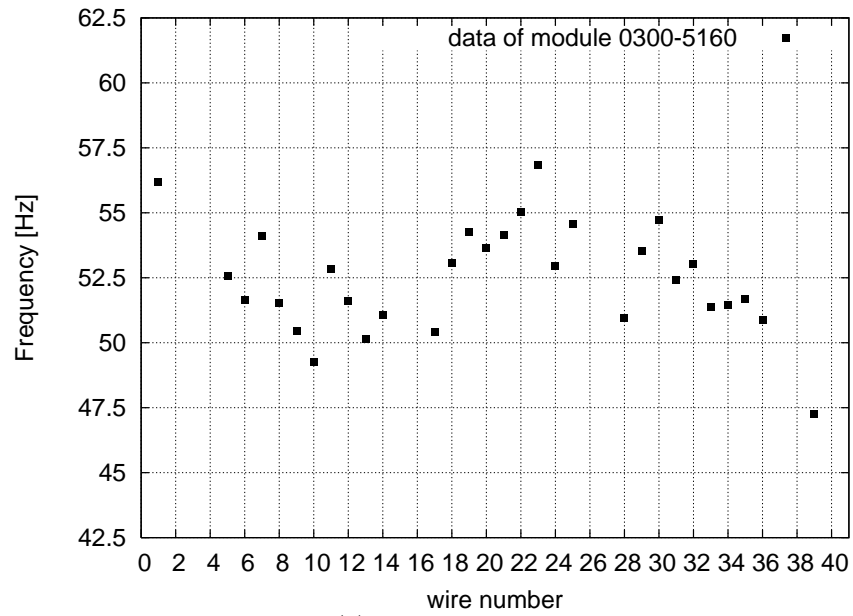
von oben anfahren muss. Neben den Drähten die sich direkt über einem C-Profil befinden, können nun auch die Drähte in unmittelbarer Nähe eines C-Profils nicht mehr vom Sensor erreicht werden, so dass sich die Anzahl der messbaren Drähte, auf Grund der Modifikation, weiter verringert. Da diese Messung aber lediglich zur Überprüfung auf mögliche Transportschäden dient, genügt hier eine manuelle Prüfung der betroffenen Drähte (s.o.) zur Kontrolle der Drahtspannung.

3.4.2. Analyse der Messdaten

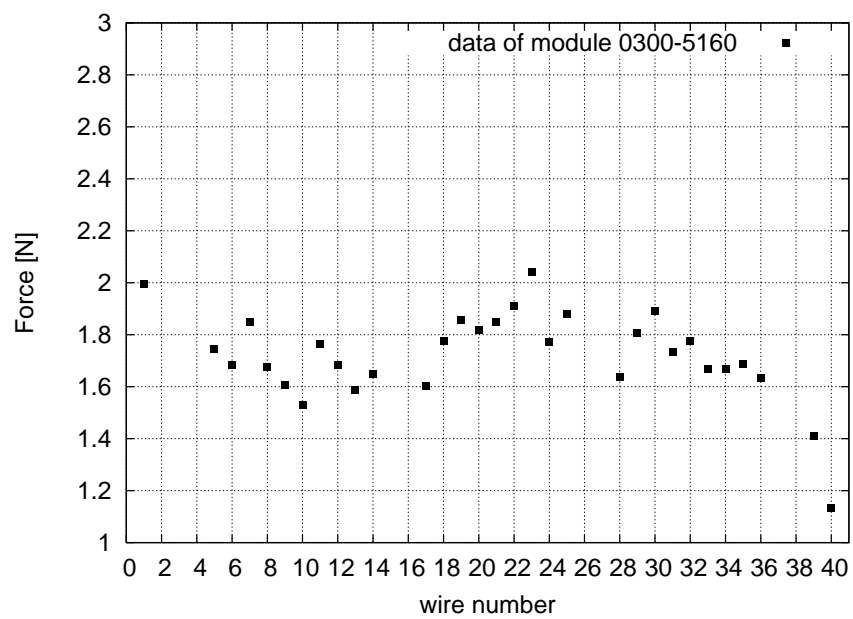
Um eine Aussage über evtl. Transportschäden treffen zu können, müssen die in Karlsruhe gemessenen Drahtspannungen mit den in Münster gemessenen verglichen werden. Pro Draht werden jeweils die gemessene Frequenz der Grundmode der Drahtschwingung, sowie die daraus errechnete Drahtspannung aufgezeichnet. Zur graphischen Darstellung werden diese Daten jeweils gegen die Drahtnummer aufgetragen. So erhält man schnell einen Überblick ob die jeweiligen Drahtspannungen in den erwarteten Bereichen liegen. Bei Abweichungen kann der entsprechende Draht leicht identifiziert werden. Um die Ergebnisse der Messungen in Karlsruhe bzw. Münster direkt zu vergleichen, wird die Differenz der gemessenen Spannungen gebildet und ebenfalls gegen die Drahtnummer aufgetragen. Die so bestimmten Abweichungen sollten möglichst minimal sein. Um einen möglichst zeitnahen Vergleich der jeweiligen Drahtspannungen zu ermöglichen, wird die Differenz bereits während der laufenden Messung von der Software der Messmaschine in Karlsruhe bestimmt. So kann bereits während der Messung eines Moduls, ein erstes Fazit über den Einbau des Moduls gezogen werden. Zusätzlich können die Messdaten aus Münster dazu verwendet werden, der Software in Karlsruhe einen bestimmten Frequenzbereich vorzugeben, in dem die Grundmode zu suchen ist. Hierdurch kann die Analyse weiter beschleunigt werden. Im folgenden sind nun exemplarisch die Messdaten des Moduls 0300-5160 graphisch aufbereitet. In Abbildung 3.15 sind zunächst die Messdaten aus Münster dargestellt. Die folgende Abbildung 3.16 zeigt die

Messdaten aus Karlsruhe. Die letzte Abbildung 3.17 stellt die Differenzen der beiden Messungen dar, aus der dann Schlussfolgerungen über die Verwendung des Moduls getroffen werden, d.h. entweder kann das Modul eingebaut werden oder aber eine Reparatur in Münster ist notwendig. Ausschlaggebend ist dabei nicht allein die Spannungsmessung. Hinzu kommen der bereits erwähnte Stress-Test (hier Auslenkung der Drähte um 20 mm) sowie elektrische Tests zur Überprüfung der Hochspannungsfestigkeit der Module.

In Abbildung 3.17 erkennt man, dass die Frequenzen in einem Bereich von etwa ± 5 Hz voneinander abweichen (vgl. Abb. 3.17(a)). Übertragen auf die Drahtspannungen ergeben sich somit Abweichungen in einem Bereich von etwa $\pm 0,3$ N zwischen den in Münster und Karlsruhe gemessenen Spannungen (vgl. Abb. 3.17(b)). Bis auf den ersten und letzten Draht liegen alle Drähte in diesem Bereich. Akzeptabel sind hier Abweichungen von etwa ± 1 N. Drähte die außerhalb dieses Bereichs liegen, müssen manuell überprüft werden. Im Fall des Moduls 0300-5160 empfiehlt sich eine manuelle Überprüfung der beiden vorgenannten Drähte, da diese, obwohl noch im akzeptierten Bereich, deutlich von den übrigen abweichen. Die manuelle Prüfung der betroffenen Drähte umfasst neben dem Stress-Test auch eine Überprüfung der Keramiken auf evtl. auftretende Schäden. Nach dem Ergebnis der manuellen Prüfung der Drähte wird dann über einen Einbau des Moduls entschieden.

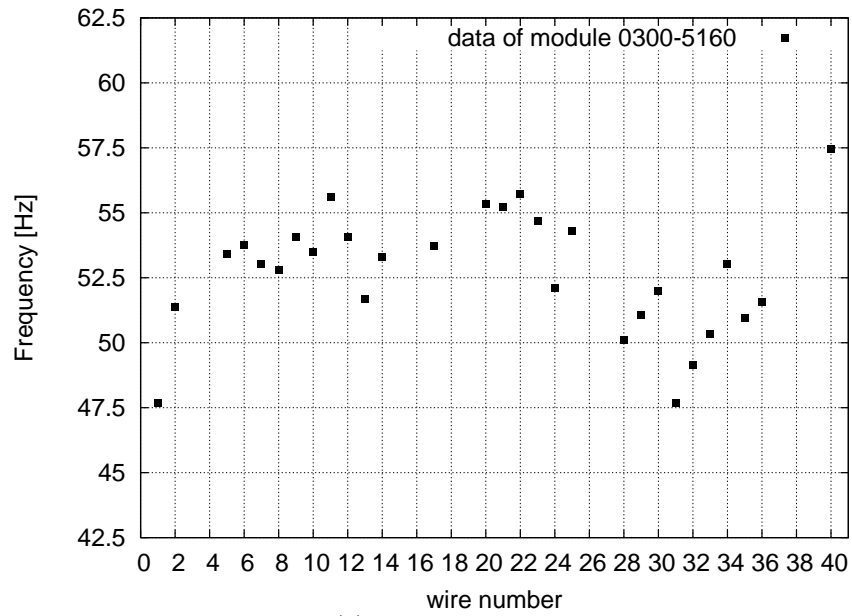


(a) Frequenzen MS

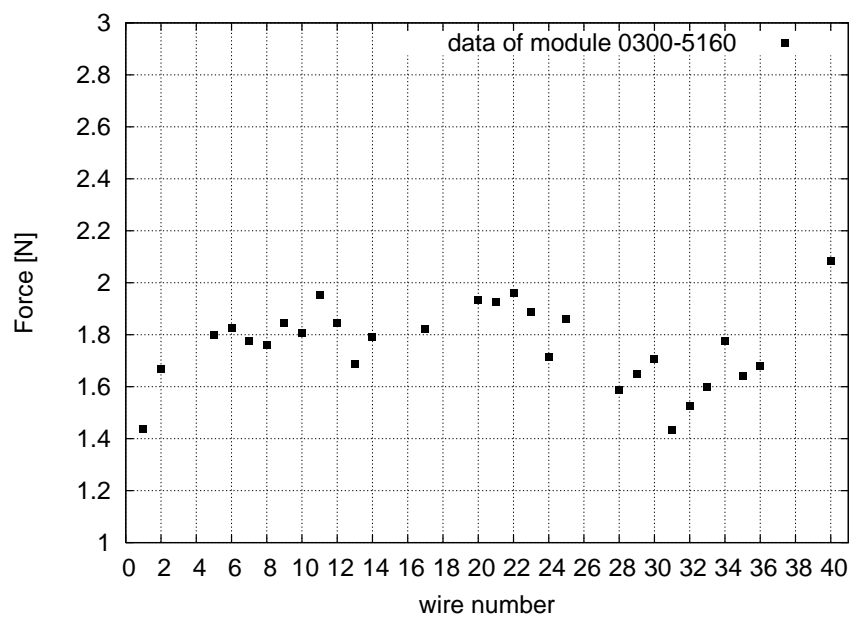


(b) Spannungen MS

Abbildung 3.15.: Messdaten des Moduls 0300-5160. (a) Daten der Frequenzmessung in Münster. (b) Resultierende Drahtspannungen.

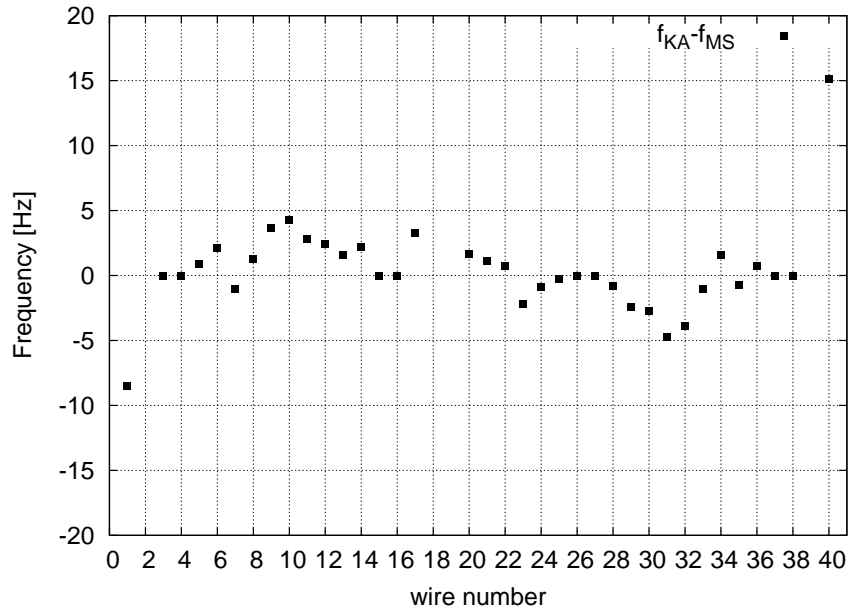


(a) Frequenzen KA

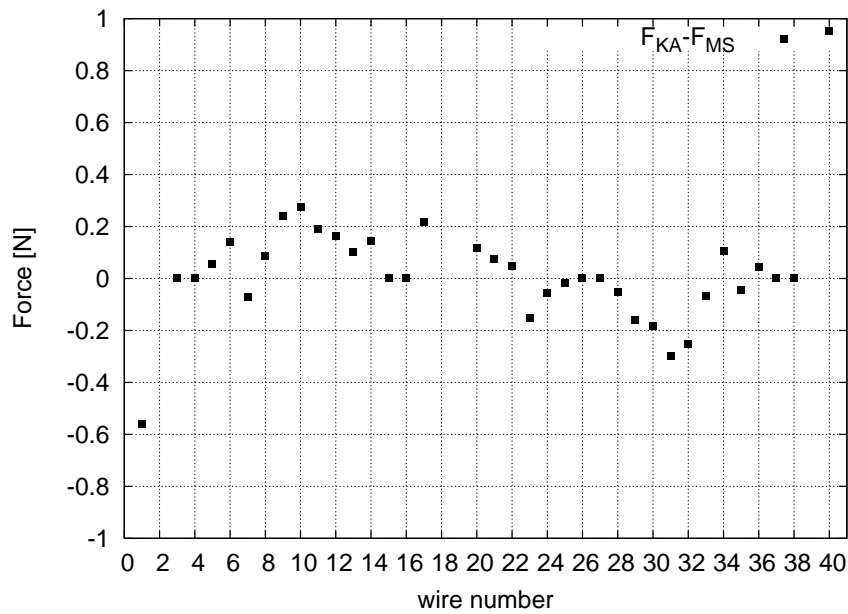


(b) Spannungen KA

Abbildung 3.16.: Messdaten des Moduls 0300-5160. (a) Daten der Frequenzmessung in Karlsruhe. (b) Resultierende Drahtspannungen.



(a) Frequenzen KA-MS



(b) Spannungen KA-MS

Abbildung 3.17.: Vergleich der Messdaten des Moduls 0300-5160. (a) Differenz der in Karlsruhe gemessenen Frequenzen mit den in Münster gemessenen Daten. (b) Resultierende Differenz der Drahtspannungen.

FELDEMISSIONSUNTERSUCHUNGEN

Das KATRIN Hauptspektrometer wird zur Untergrundreduktion mit einer inneren Drahtelektrode ausgekleidet. Das Prinzip der Untergrundreduzierung, wie es in Abschnitt 2.4.2 beschrieben wurde, beruht darauf, dass die Drahtelektrode relativ zur Spektrometerwand auf einem um ΔU negativerem elektrischen Potential liegt (je nach Drahtlage beträgt ΔU im zylindrischen Teil und im flachen Konus 100 V bzw. 200 V, sowie im steilen Konus 20 V bzw. 160 V). Neben der Untergrundreduzierung kann die Drahtelektrode aber auch dazu genutzt werden, evtl. auftretende Teilchenfallen zu leeren (vgl. Abschnitt 2.4.1, Punkt 3). Dies geschieht im sogenannten Dipolmodus. Hierbei wird die Drahtelektrode in zwei Hälften segmentiert. Die beiden Hälften können mit verschiedenen Hochspannungen versorgt werden, wodurch ein elektrisches Dipolfeld erzeugt wird. Dabei entsteht eine Spannungsdifferenz von bis zu 1000 V zwischen Spektrometerwand und Drahtelektrode. Diese Spannungsdifferenz kann gerade im Bereich der Haltestruktur (eine genaue Beschreibung dieser findet sich am Ende dieser Einleitung) zu hohen elektrischen Feldstärken von einigen kV/mm führen. Wie in Abschnitt 2.3.4 beschrieben, können elektrische Feldstärken dieser Größenordnung Feldemissionen von Elektronen hervorrufen. Die freigesetzten Elektronen können dann ihrerseits zum Untergrund beitragen bzw. Teilchenfallen füllen.

Dieses Kapitel behandelt Untersuchungen zur Feldemission im Bereich der Haltestruktur der Drahtelektrode. Dabei soll im ersten Abschnitt zunächst der experimentelle Aufbau erläutert werden. Im folgenden Abschnitt werden dann Computersimulationen zur Bestimmung der im Test-Setup auftretenden elektrischen sowie magnetischen Feldstärken beschrieben. Im Anschluss daran folgen die unterschiedlichen Konfigurationen der untersuchten Modulhalterungen mit ihren jeweiligen Messergebnissen. Im letzten Abschnitt wird eine Obergrenze für die gemessene Feldemissionsrate bestimmt.

Die Haltestruktur der Elektroden

Die Module der Drahtelektrode werden im Hauptspektrometer über ein Schienensystem in ihre endgültige Position gebracht. Um die Module mit dem Schienensystem im Tank zu verbinden, werden mit Hilfe sogenannter Z-Profile (z-förmige Winkel), an jeder Ecke des Moduls, kleine Rollwagen an die Laschen der Kämme bzw. der C-Profile geschraubt. Diese Wagen können dann am Schienensystem eingehakt werden. Schienensystem und Tankwand befinden sich auf dem gleichen elektrischen Potential. Da sich die Elektroden auf einem anderen elektrischen Potential als das Schienensystem befinden, werden die Laschen der Elektroden durch Isolatoren (Keramiken) von den Z-Profilen getrennt.

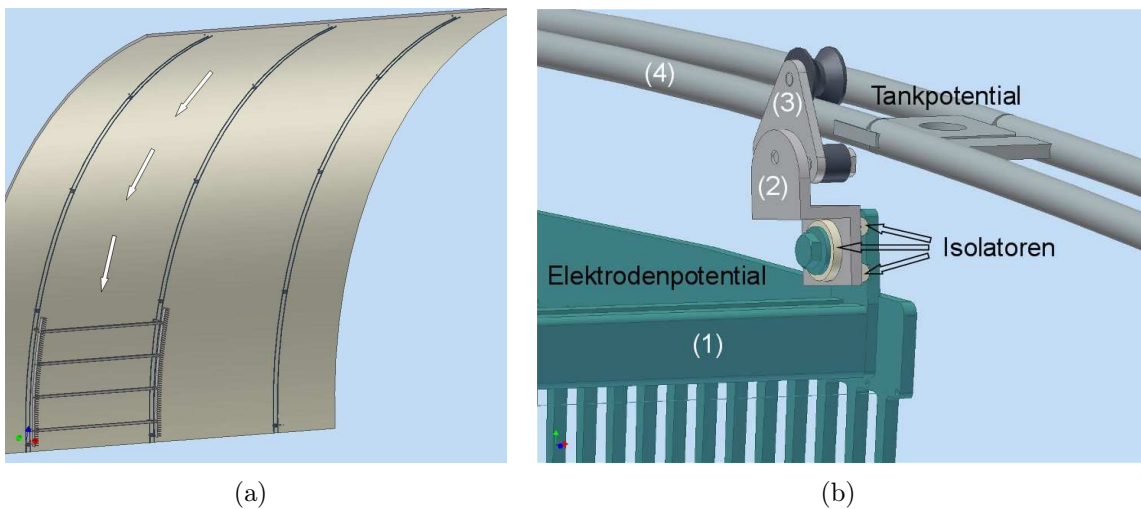


Abbildung 4.1.: Schienensystem zur Befestigung der Elektrodenmodule. (a) Die einzelnen Module werden am oberen Ende des Schienensystems eingehangen und an ihre spätere Position abgelassen. (b) Aufhängung der Module. Durch Isolatoren werden die Elektrodenmodule elektrisch vom Tankpotential getrennt. Dargestellt sind: (1) Elektrodenmodul, (2) Z-Profil, (3) Rollwagen und (4) Schienensystem

In diesem Kapitel wird die mögliche Feldemission zwischen den Laschen, die sich an den C-Profilen bzw. an den Kämme der Elektrodenmodule befinden und den Z-Profilen untersucht. Hierzu werden einzelne Modulhalterungen in einer Vakuumkammer auf verschiedene elektrische Potentiale gelegt und eventuell emittierte Elektronen mit Hilfe einer Beschleunigungsspannung und eines Magnetfeldes auf einen Detektor gelenkt und nachgewiesen.

4.1. Experimenteller Aufbau

Die Abbildung 4.2 gibt einen ersten Einblick in den Messaufbau. Dargestellt ist das innere Setup einer Vakuumkammer, in der die Messungen stattfinden. Das innere Setup besteht im wesentlichen aus einem Edelstahl-Zylinder (zu sehen im rechten Teil der Abbildung), der auf einer Seite von einer HV-Durchführung, auf der anderen Seite von einer Platte abgeschlossen ist. Im inneren dieses Zylinders sind die zu untersuchenden Komponenten der Modulhalterungen montiert. In der Platte, die den Zylinder abschließt, befindet sich eine Öffnung (\varnothing 20 mm), durch die Elektronen, die evtl. an den Modulhalterungen emittiert werden, den Detektor erreichen können. Der innere Zylinder liegt dabei auf einer negativen Hochspannung. Durch einen Isolator ist er elektrisch von der Vakuumkammer isoliert. Dem Zylinder gegenüber befindet sich eine Si-PIN Diode als Detektor (links im Bild), die wie die gesamte Vakuumkammer auf Erdpotential liegt. Aufgrund der Potentialdifferenz zwischen innerem Zylinder und Detektor, werden die an den Modulhalterungen emittierten Elektronen in Richtung Detektor beschleunigt. Außerhalb der Vakuumkammer ist der Detektor von einer Spule umgeben, die ein Magnetfeld zur Führung der Elektronen erzeugt.

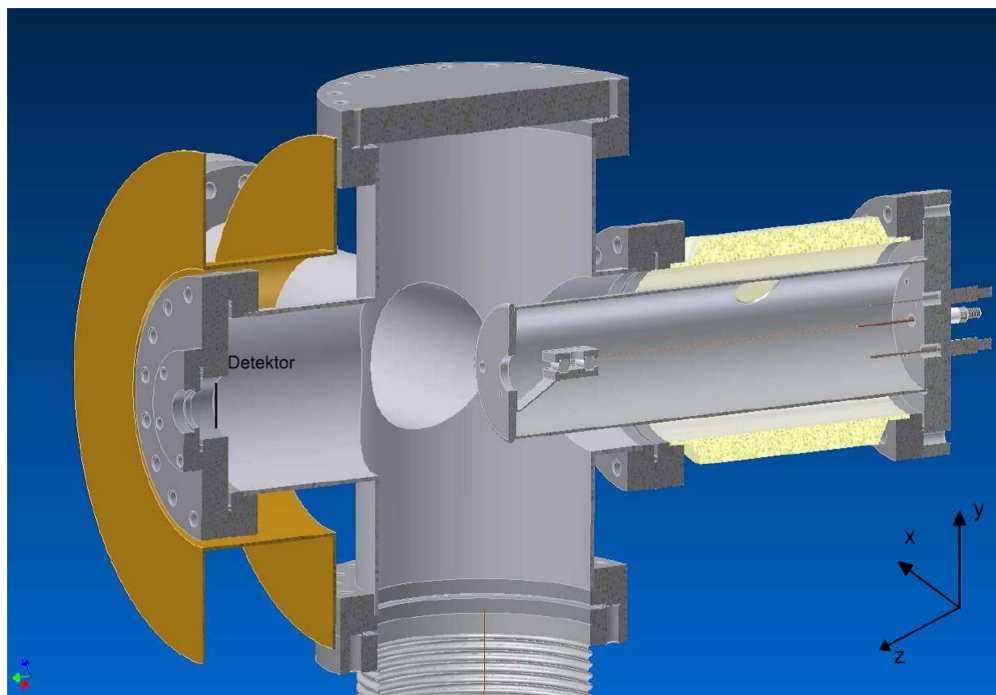


Abbildung 4.2.: CAD Zeichnung des Messaufbaus. Dargestellt ist eine Schnittzeichnung der Vakuum-Kammer. Links im Bild ist die Position des Detektors markiert, der von einer Magnetspule umgeben ist. Rechts ist der HV-Durchgriff sowie der innere Zylinder mit montierten Modulhalterungen abgebildet. Dieser wird von einem Isolator vom restlichen Aufbau elektrisch isoliert.

In Abbildung 4.3 ist die Spannungsversorgung des Aufbaus schematisch dargestellt. Die einzelnen Komponenten und ihre Funktionen werden im Folgenden näher erläutert.

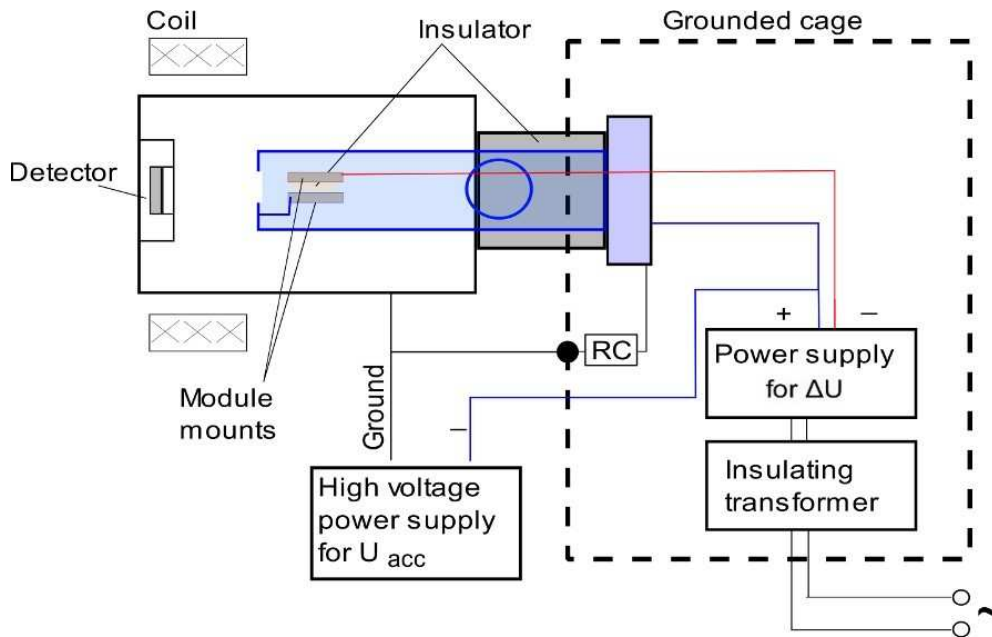
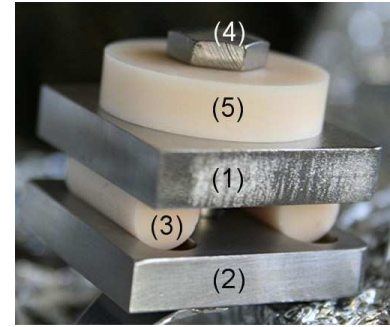


Abbildung 4.3.: Prinzipschaltbild des Aufbaus. Die Abbildung gibt einen Überblick des Messaufbaus sowie über die Schaltung der verschiedenen elektronischen Komponenten. Außerdem sind die verschiedenen Potentiale im inneren Setup farblich gekennzeichnet.

Der innere Zylinder besteht aus einem 295 mm langen Edelstahlrohr, mit einem Durchmesser von 75 mm. Dieser Zylinder dient dazu, die Modulhalterungen vom Erdpotential der Vakuumkammer und des Detektors abzuschirmen. Hierzu befindet er sich auf dem selben Potential wie die Modulhalterungen. Der Zylinder wird auf der einen Seite von einer Platte verschlossen, in der sich eine Bohrung befindet, die es den emittierten Elektronen erlaubt zum Detektor zu gelangen. Diese Bohrung bildet zu gleich eine elektrische Linse, die die Elektronen die aus dem Inneren des Zylinders kommen fokussiert. An dieser Platte ist auf der Innenseite ein Blech angeschraubt, an dem die Modulhalterungen befestigt werden. Am anderen Ende ist der Zylinder auf einen CF-100 Flansch mit HV-Durchführung montiert. Außerdem befindet sich in der Seitenwand des Zylinders eine Öffnung. Diese ermöglicht einerseits den Zugriff auf die elektrische Verbindung zwischen der Modulhalterung und der HV-Durchführung, andererseits verbessert die Öffnung die Vakuumeigenschaften des Zylinders.

Die Modulhalterungen die in diesen Messungen untersucht werden sollen, bestehen aus den originalen Laschen die sich an den C-Profilen bzw. an den Kämmen der Elektrodenmodule befinden und den Z-Profilen (vgl. Abb. 4.1(b)). Beide Bauteile wurden für die Messung auf den wesentlichen Teil reduziert, sodass sich im Aufbau jeweils zwei Metallplatten mit einer Kantenlänge von etwa 30x30 mm befinden (siehe Abb. 4.4). Diese beiden Platten werden mit Hilfe zweier Keramikzylinder elektrisch voneinander isoliert. In der Mitte der einen Metallplatte befindet sich eine Bohrung mit einem Durchmesser von 10 mm. Eine M6-Schraube, deren Kopf durch einen Keramikring von dieser Platte isoliert ist, wird durch diese Bohrung mit der zweiten Platte verschraubt.

Abbildung 4.4.: Modulhalterungen wie sie im Messaufbau verwendet werden. Die beiden Metallplatten (1) und (2) werden mit Hilfe von zwei Keramikzylindern (3) elektrisch voneinander isoliert. Mit Hilfe der Schraube (4) deren Kopf von einem Keramikring (5) von der einen Platte elektrisch isoliert ist, werden die beiden Platten zusammen gehalten.



Die Spannungsversorgung besteht aus zwei Netzteilen. Ein Netzteil (PNC5 30000-5neg, Knürr-Heinzinger) erzeugt die Hochspannung U_{acc} auf der der innere Zylinder sowie die eine Seite der Modulhalterungen liegt. Ein zweites Netzteil (N1130, Wenzel Elektronik), das mit Hilfe eines Trenntrafos vom Erdpotential getrennt ist und stattdessen U_{acc} als Masse nutzt, erzeugt die variable Differenzspannung ΔU zwischen den beiden Platten der Modulhalterungen. Aus Sicherheitsgründen ist die HV-Durchführung sowie die Spannungsquelle, die die Differenzspannung ΔU erzeugt, gemeinsam mit dem Trenntrafo von einem geerdeten Metallkäfig umgeben.

Der Detektor besteht aus einer Si-PIN Diode (S3590-19, Hamamatsu) die auf einen CF-40 Flansch mit BNC-Durchführung montiert ist. Auf der anderen Seite dieser BNC-Durchführung wird unmittelbar ein CoolFET (A250CF, AmpTEC) als Vorverstärker angeschlossen. Dem folgt ein Hauptverstärker (Spectroscopy Amplifier 576, Ortec EG&G) und schließlich ein PC mit Multichannel Analyzer (MCA-3, FAST ComTec) zur Datenaufnahme. Geladene Teilchen benötigen eine bestimmte Energie um von diesem Detektor-Setup nachgewiesen werden zu können. Die emittierten Elektronen benötigen mindestens eine Energie $> 10 \text{ keV}$ um detektiert werden zu können. Unterhalb dieser Energie verschwinden die Signale im elektronischen Rauschen des Detektor-Setups. Um die Detektion der emittierten Elektronen sicherzustellen, und den Peak deutlich aus dem elektronischen Rauschen zu bewegen, wird im Experiment eine Beschleunigungsspannung $U_{acc} = 18 \text{ kV}$ gewählt.

Das RC-Glied (siehe Abb. 4.3) dient der Untergrundreduktion. Es besteht aus drei in Reihe geschalteten Widerständen (je $63 \text{ M}\Omega$) und drei dazu jeweils parallel geschalteten Kondensatoren (je $0,05 \mu\text{F}$) und wird zwischen dem CF-100 Flansch mit HV-Durchführung und Erdpotential geschaltet. Hierdurch werden Potentialschwankungen vom inneren Setup ferngehalten. Diese Schwankungen können zu Oszillationen am Detektor führen, die wiederum signifikante Anstiege des elektronischen Untergrundes zu Folge haben können.

4.2. Simulationen

Die Kenntnis der magnetischen und elektrischen Feldstärken innerhalb des Setups ist für eine Messung möglicher Feldemission sehr hilfreich. Die magnetische Feldstärke bestimmt dabei die Zyklotronradien der emittierten Elektronen. Die elektrische Feldstärke gibt Aufschluss darüber, an welchen Stellen mit Feldemissionen zu rechnen sein kann. Daher wurden diese Feldstärken innerhalb des Setups mit Hilfe der KATRIN Simulationstools *Magfield2* und

elcd3_3 berechnet. Im ersten Unterabschnitt sollen der Vollständigkeit halber zunächst die verwendeten Simulationsprogramme kurz beschrieben werden. Eine ausführliche Erklärung dieser Programme findet sich z.B. in [Hug08]. In den beiden folgenden Unterabschnitten werden die Ergebnisse der Simulationen der magnetischen und elektrischen Felder im Setup aufgeführt.

4.2.1. Die verwendeten Simulationsprogramme

Mit Hilfe der KATRIN Simulationsprogramme ist es möglich die elektromagnetischen Felder, die aus einer Magnet- und Elektrodenkonfiguration resultieren zu berechnen. Im Einzelnen wurden hier die Programme *Magfield2* zur Berechnung des Magnetfeldes, sowie *elcd3_3* zur Berechnung der elektrischen Feldstärken benutzt.

Magfield2

Das Programm *Magfield2* ist in der Lage, die magnetische Feldstärke einer Spulenkonfiguration mit festen Dimensionen und gegebener Stromstärke, an einem beliebigen Punkt des Feldes zu berechnen. Die Spule muss hierbei längs einer festen Symmetrieachse (in diesem Fall die z-Achse) orientiert sein. Als Eingabe Parameter benötigt das Programm die Anzahl der verwendeten Spulen N_{coil} , den Mittelpunkt der Spule auf der z-Achse z_{mid} , den inneren Radius der Spule r_{in} , die Dicke d der Spule in radialer Richtung, die Länge der Spule L in z-Richtung, sowie die Stromstärke multipliziert mit der Anzahl der Windungen I_{total} . Diese Parameter werden in eine Datei mit dem Namen *Inputcoil.dat* gespeichert. Ausgehend von diesen Parametern berechnet *Magfield2* das Magnetfeld entweder mit Hilfe von elliptischen Integralen oder aber durch Legendre-Polynome. Für eine ausführliche Erklärung des verwendeten Algorithmus sei hier auf [Hug08] verwiesen.

elcd3_3

Mit dem Programm *elcd3_3* können elektrische Potentiale und elektrische Feldstärken beliebiger Elektrodenkonfigurationen berechnet werden. Ausgehend von einer Geometriedatei, in der die Elektrodengeometrien und die angelegten Potentiale festgelegt werden, verwendet das Programm zur Bestimmung der elektrostatischen Potentiale die Boundary Element Methode. Bei dieser Methode werden die Elektroden zunächst diskretisiert, d.h. in kleine Oberflächenelemente, für die eine konstante Ladungsdichte angenommen wird, unterteilt. Anschließend werden diese Ladungsdichtewerte der Subelemente mit Hilfe des vorgegebenen Potentials bestimmt. Die berechneten Oberflächenladungsdichten werden in die Datei *element.dat* gespeichert. Anschließend werden daraus mit Hilfe der *scan* Routine die Potentiale und elektrischen Feldstärken für einen beliebigen gegebenen Punkt berechnet.

4.2.2. Magnetfeld und Zyklotronradien

Um die Elektronen von den Modulhalterungen zum Detektor zu führen, wird mit Hilfe einer Spule ein Magnetfeld erzeugt. Im Inneren der Spule beträgt dieses Feld bei einem angelegten Strom von 120 A 0,076 T. Der Feldverlauf (siehe Abb. 4.5) wurde mit Hilfe von Magfield2 berechnet.

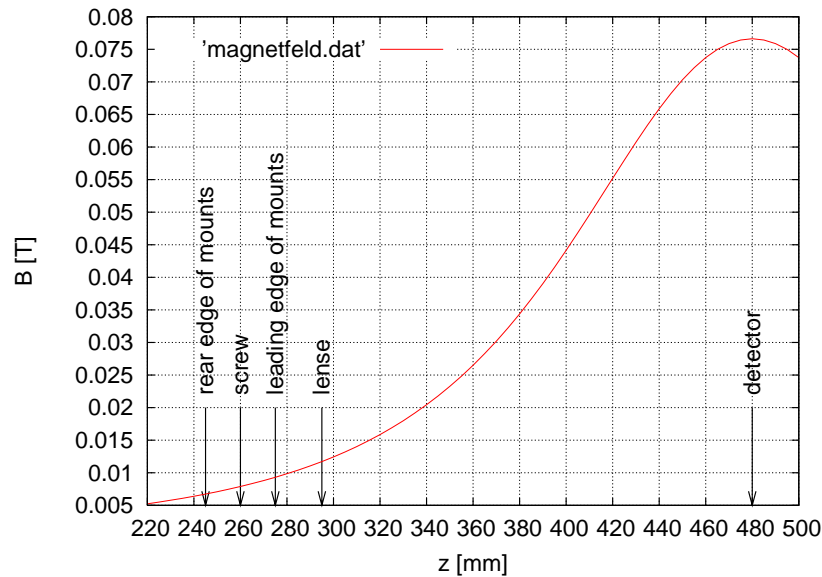


Abbildung 4.5.: Das berechnete Magnetfeld. Die relevanten Stellen im Setup sind markiert.

Interessant ist die Magnetfeldstärke insbesondere bei der Betrachtung der Zyklotronradien der Elektronen an verschiedenen Stellen im Setup. Den maximalen Zyklotronradius berechnet man dabei wie folgt:

$$r = \frac{\sqrt{2 \cdot m_e \cdot \Delta U / e}}{B} \quad (4.2.1)$$

Dabei ist m_e die Masse des Elektrons, ΔU die Differenzspannung die zwischen den beiden Platten anliegt, e die Elementarladung und B die Stärke des Magnetfeldes.

Mit Hilfe der Formel (4.2.1) und dem berechneten B-Feld lassen sich jetzt die Zyklotronradien bei einer Differenzspannung von 1000 V an den wichtigsten Stellen im Setup berechnen. Diese sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Tabelle 4.1.: Magnetfeld und Zyklotronradien an den relevanten Stellen im Setup. (vgl. Abb. 4.5).

| Position im Setup | z-Position [mm] | Magnetfeld [T] | Zyklotronradius [mm] |
|---------------------|-----------------|----------------|----------------------|
| Detektor | 480 | 0.07662 | 1.4 |
| Linse | 295 | 0.01172 | 9.1 |
| Vorderkante Platten | 275 | 0.00931 | 11.5 |
| Schraube | 260 | 0.00833 | 12.8 |
| Hinterkante Platten | 245 | 0.00674 | 15.8 |

4.2.3. Elektrische Feldstärken

Um eine Vorstellung der im Setup und insbesondere an den Modulhalterungen herrschenden elektrischen Feldstärken zu bekommen, wurden diese mit Hilfe von *elcd3_3* berechnet. Wichtig hierbei ist, dass in den Simulationen ideale, ebene Oberflächen verwendet werden. Mikroskopische Spitzen und Unebenheiten der Oberflächen bleiben unberücksichtigt, so dass es an solchen Stellen lokal zu signifikant höheren Feldstärken als den hier aufgeführten kommen kann.

Berechnet wurden die elektrischen Feldstärken bei einer festen Beschleunigungsspannung von $U_{acc} = 18 \text{ kV}$ und bei Differenzspannungen von 0, 1, 2 und 3 kV. Im Folgenden sind die Ergebnisse dieser Berechnungen für die verschiedenen Differenzspannungen in Form von Feldkarten und Diagrammen dargestellt.

Bei einer Differenzspannung von 0 V ergeben sich die folgenden elektrischen Feldstärken (Abb. 4.6):

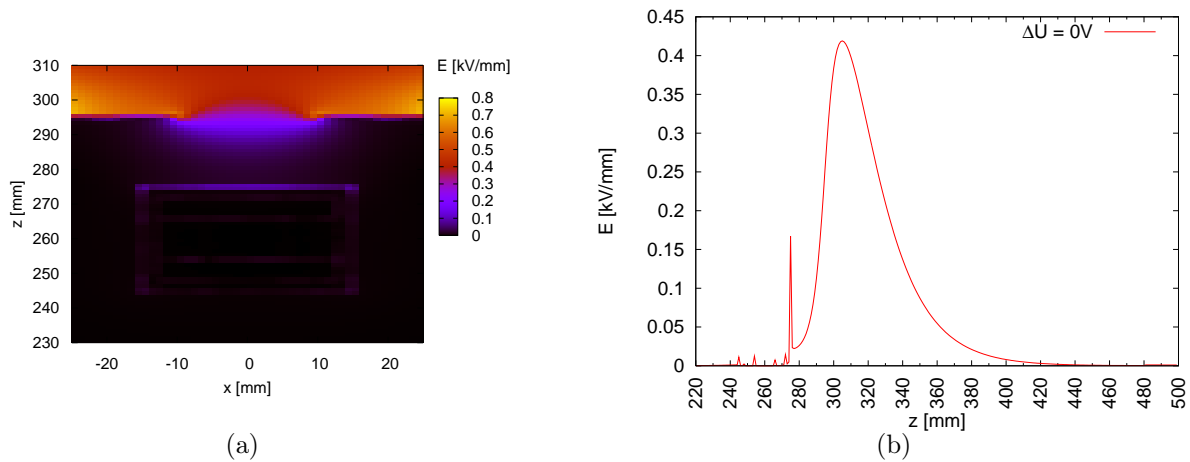


Abbildung 4.6.: Elektrische Feldstärken ohne Potentialdifferenz. (a) Die Feldkarte zeigt einen Schnitt in der x-z-Ebene auf Höhe der später negativeren Platte. (b) Das Diagramm zeigt den Verlauf der elektrischen Feldstärke bei konstantem $x=0$.

Die Feldkarten stellen die Innenseite einer Modulhalterung dar. Deutlich wird dies bei angelegter Differenzspannung (vgl. Abb. 4.7). Man erkennt die gefrästen Mulden, die die Keramiken aufnehmen, das Loch für die Schraube sowie die äußeren Kanten der negativeren Platte. Ausserdem erkennt man die Linse bei $z = 295 \text{ mm}$. Zur Lage des Koordinatensystems vgl. Abb. 4.2. Der Koordinaten-Nullpunkt liegt im Zentrum der HV-Durchführung.

Bei einer Differenzspannung von 1000 V ergeben sich folgende elektrische Feldstärken (siehe Abb. 4.7):

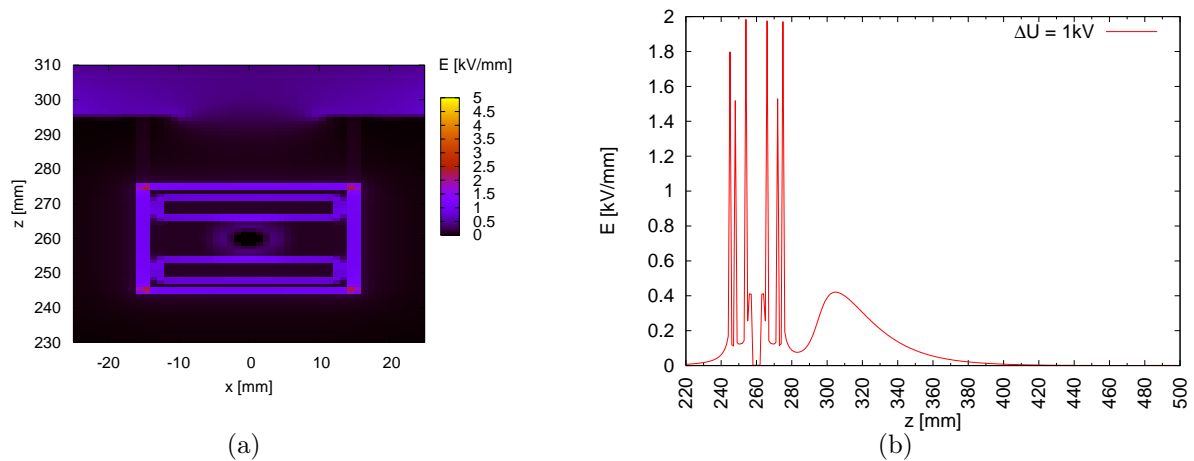


Abbildung 4.7.: Elektrische Feldstärken bei einer Potentialdifferenz von 1 kV. (a) Die Feldkarte zeigt einen Schnitt in der x-z-Ebene auf Höhe der negativeren Platte. (b) Das Diagramm zeigt den Verlauf der elektrischen Feldstärke bei konstantem $x=0$.

Bei einer Differenzspannung von 2000 V zwischen den Platten ergeben sich die folgenden Feldstärken (Abb. 4.8):

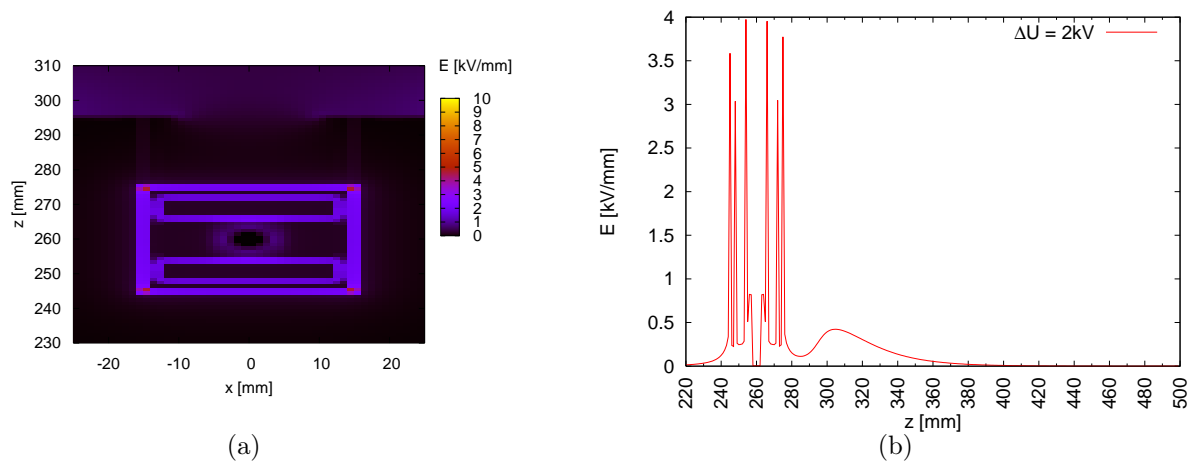


Abbildung 4.8.: Elektrische Feldstärken bei einer Potentialdifferenz von 2 kV. (a) Die Feldkarte zeigt einen Schnitt in der x-z-Ebene auf Höhe der negativeren Platte. (b) Das Diagramm zeigt den Verlauf der elektrischen Feldstärke bei konstantem $x=0$.

Bei einer Differenzspannung von 3000 V ergeben sich die folgenden elektrischen Feldstärken (siehe Abb. 4.9):

Die maximalen Feldstärken treten wie erwartet an den Ecken und Kanten der Modulhalterungen auf. Die maximal auftretenden Feldstärken der inneren Kanten (bei idealen, ebenen Oberflächen) sind in der folgenden Tabelle 4.2 zusammengefasst. Die hohen Feldstärken an den äußeren Kanten bleiben in dieser Übersicht unberücksichtigt, weil sie in der Realität auf Grund ihrer Fertigung (Wasserstrahlschneiden, Trowalieren etc.) abgerundet sind und als unkritisch angesehen werden können.

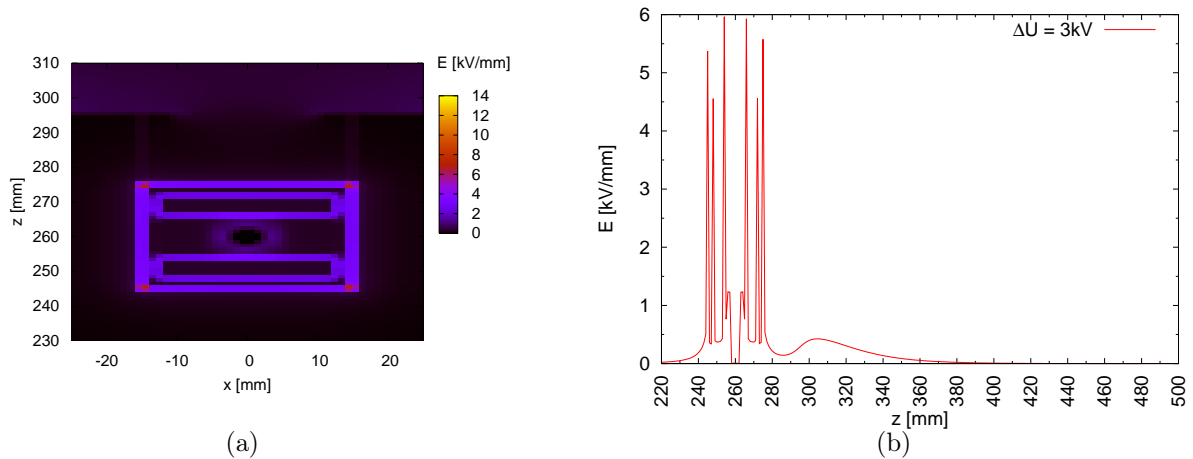


Abbildung 4.9.: Elektrische Feldstärken bei einer Potentialdifferenz von 3 kV. (a) Die Feldkarte zeigt einen Schnitt in der x-z-Ebene auf Höhe der negativeren Platte. (b) Das Diagramm zeigt den Verlauf der elektrischen Feldstärke bei konstantem $x=0$.

Tabelle 4.2.: Elektrische Feldstärken. Überblick über die maximalen elektrischen Feldstärken der inneren Kanten der Modulhalterungen bei verschiedenen Differenzspannungen.

| Differenzspannung [V] | max. Feldstärke [kV/mm] |
|-----------------------|-------------------------|
| 0 | 0,17 |
| 1000 | 1,98 |
| 2000 | 3,95 |
| 3000 | 5,96 |

4.3. Energie-Kalibrierung

Für die Energie-Kalibrierung der detektierten Elektronen wurden die Daten von zwei verschiedenen Messungen verwendet. Den ersten Teil bildet eine Langzeitmessung mit den Modulhalterungen bei einer Beschleunigungsspannung von $U_{acc} = 18 \text{ kV}$. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 4.10 dargestellt.

Der Einzelelektronen-Peak verschwindet zum Teil im elektronischen Rauschen. Danach folgen die Mehrfachelektronen-Peaks. Diese entstehen, wenn in Feldemissionsereignissen mehrere Elektronen emittiert und nachgewiesen werden. Diese n-fach Peaks sind in der Abbildung mit b, c, d und e bezeichnet und stellen 2-, 3-, 4- und 5-fach Ereignisse dar. Die hohe Anzahl an Mehrfach Ereignissen, die in dieser Messung schon ohne Differenzspannung aufgetreten ist, ist vermutlich auf eine unzureichende Konditionierung der Teile vor Beginn der Messung zurückzuführen.

Für den zweiten Teil wurden mit den Modulhalterungen Messungen bei unterschiedlichen Beschleunigungsspannungen, ohne Spannungsdifferenz durchgeführt. Hierbei wurde die Beschleunigungsspannung, ausgehend von $U_{acc} = 16 \text{ kV}$ in 2 kV Schritten bis 24 kV erhöht.

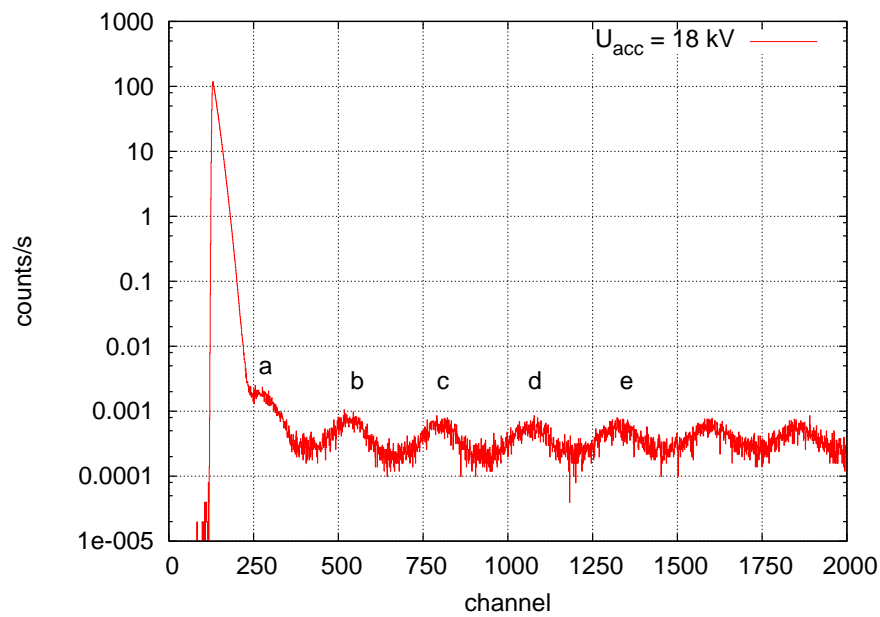


Abbildung 4.10.: Langzeitmessung. Bei einer Beschleunigungsspannung von $U_{acc} = 18\text{ kV}$ und einer Messzeit von 14 h. Neben dem Einzelelektronen-Peak a, tauchen auch noch n-fach Peaks auf.

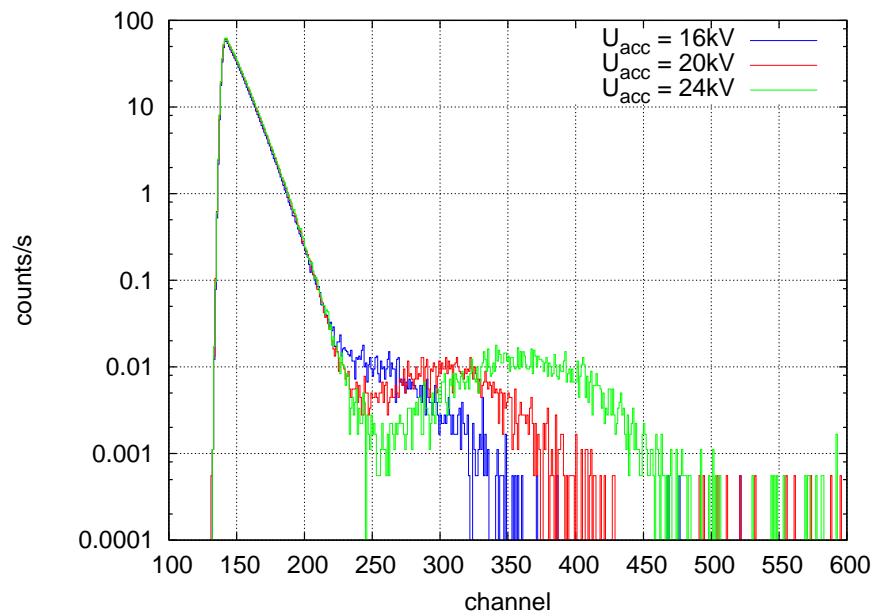


Abbildung 4.11.: Messungen bei unterschiedlichen Beschleunigungsspannungen. Der Einzelelektronen-Peak wandert bei steigender Beschleunigungsspannung aus dem Rauschen heraus.

Man sieht wie der Einzelelektronen-Peak mit steigender Beschleunigungsspannung aus dem Rauschen heraus wandert (vgl. Abb. 4.11). Durch eine Analyse der Peak-Positionen ist eine Energie-Kalibrierung möglich. Der Mittelwert der Einzelelektronen-Peaks entspricht dabei der Energie der Elektronen $E = e \cdot U_{acc}$. Die Energie der n-fach Peaks entspricht dem n-fachen der Beschleunigungsspannung $E_n = n \cdot e \cdot U_{acc}$. Trägt man diese Energie gegen die

Kanalnummer auf, erhält man aus einem linearen Fit an die Daten eine Geradengleichung zur Kalibrierung. Dies ist in Abbildung 4.12 dargestellt.

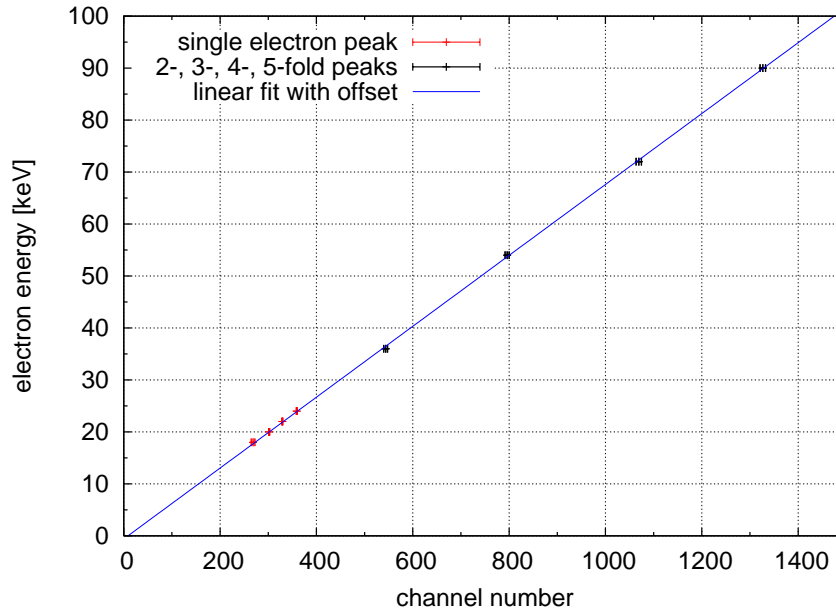


Abbildung 4.12.: Ergebnisse der Kalibrierung. Es sind sowohl die Daten der Langzeitmessung, als auch die Daten der Messungen bei unterschiedlichen Beschleunigungsspannungen aufgetragen.

Aus dem linearen Fit an die Daten ergibt sich für die Kalibrierung:

$$E = (0,0682 \pm 0,0003) \frac{\text{keV}}{\text{channel}} \cdot \text{channel} - (0,5937 \pm 0,2421) \text{ keV} \quad (4.3.1)$$

4.4. Messungen und Ergebnisse

Insgesamt wurden Messungen mit 14 verschiedenen Konfigurationen der Modulhalterungen durchgeführt. Im Folgenden werden diese Konfigurationen, sowie die Messabläufe und die Ergebnisse der jeweiligen Messungen detailliert beschrieben.

4.4.1. „Original“ Modulhalterungen

Die ersten Messungen wurden mit einer „originalen“ Modulhalterung durchgeführt (vgl. Abb. 4.13), wie sie auch im Hauptspektrometer eingesetzt wird. Diese besteht auf der einen Seite aus einer trowalierten, noch nicht elektropolierten Lasche¹⁸ eines C-Profils und auf der anderen Seite aus einem nicht trowalierten Z-Profil.

¹⁸Im Folgenden ist im Zusammenhang mit den Modulhalterungen häufig die Rede von Laschen oder Platten. Diese Begriffe werden hier synonym verwendet und bezeichnen jeweils eine Seite der Modulhalterungen.



Abbildung 4.13.: links: Original Modulhalterungen; rechts: Blick durch die Linse

Mit diesem inneren Setup wurden zunächst zwei Langzeitmessungen, in diesem Fall über 14 h, bei einer Beschleunigungsspannung von 18 kV und Differenzspannungen von einmal 30 V und einmal 1000 V durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abb. 4.14 dargestellt.

Man erkennt hier, dass bei steigender Differenzspannung das Signal am Detektor kleiner wird. Eine mögliche Erklärung für diesen Effekt ist, dass es aufgrund der geschlossenen Geometrie der Modulhalterungen zu einer Art inneren Abschirmung kommt, die Elektronen also daran gehindert werden, den Schlitz zwischen den beiden Platten zu verlassen. Der Zyklotronradius der Elektronen beträgt hier etwa 12 mm bei einem Plattenabstand von 5 mm. Um einen direkten „Blick“ auf alle scharfen Kanten der Platten werfen zu können und um sicher zu stellen, dass die Elektronen, die an diesen Kanten emittiert werden, die Platten auch in Richtung elektrostatischer Linse verlassen können, wurden im Folgenden verschiedene Plattenmodifikationen getestet.

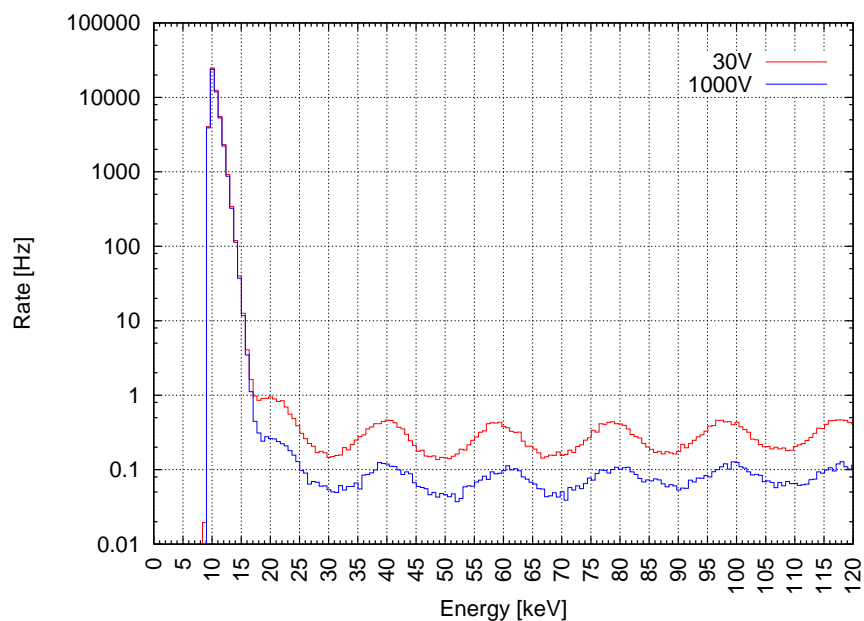


Abbildung 4.14.: Langzeitmessung über 14h bei $U_{acc} = 18 \text{ kV}$ und $\Delta U = 30 \text{ V}$ (rot) bzw. 1000 V (blau)

Erste Modifikation

In einem ersten Versuch sollte ein Blick auf die innen liegenden Kanten geworfen werden, die die Keramiken aufnehmen. Dazu wurde zunächst eine Ecke der Platten ausgesägt. Siehe Abbildung 4.15.

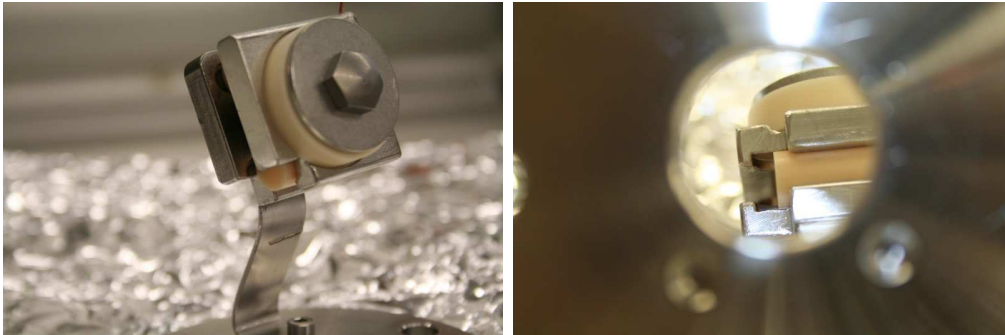


Abbildung 4.15.: links: Modulhalterungen mit ausgesägender Ecke; rechts: Blick durch die Linse

Es wurden wiederum zwei Langzeitmessungen über 14 h bei einer Beschleunigungsspannung von 18 kV und Differenzspannungen von einmal 30 V und einmal 1000 V, durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Messung weichen nicht signifikant von dem in Abb. 4.14 dargestellten Ergebnis der „originalen“ Modulhalterung ab.

Zweite Modifikation

Nachdem die erste Modifikation keine Fortschritte gebracht hat, wurde in einem zweiten Schritt die gesamte Kante der Platten abgesägt (vgl. Abb. 4.16). Desweiteren wurde die Keramik auf der Seite der Linse gegen zwei kleinere Keramiken getauscht und damit gleichzeitig auch ein direkter Blick auf die Schraube ermöglicht.

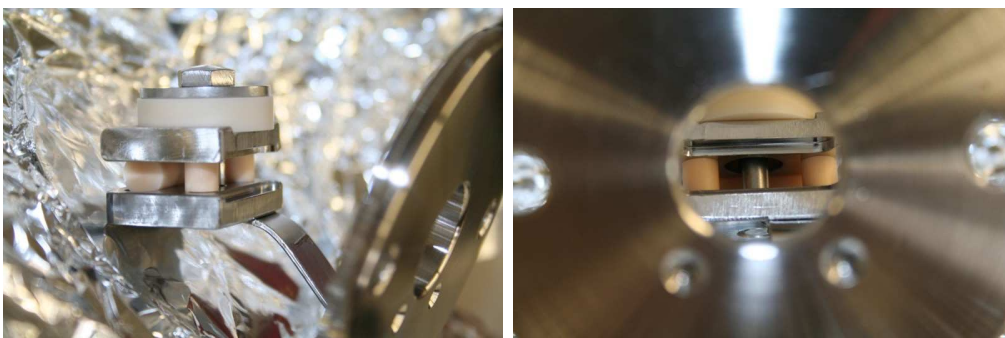


Abbildung 4.16.: links: Modulhalterungen mit abgesägender Kante; rechts: Blick durch die Linse

Bevor mit diesem Setup Messungen gestartet werden konnten, wurden noch einige Änderungen am gesamten Versuchsaufbau durchgeführt.

- Austausch der HV-Quelle (U_{acc}) aufgrund eines Defektes
- Abschirmung des bis zu diesem Zeitpunkt offenliegenden HV-Anschlusses unterhalb des HV-Käfigs mit einer Kunststoffkappe
- Nach jedem Umbau Reinigung der Isolatoraußenseite mit Ethanol zur Vermeidung von Kriechströmen
- Alle Kabel innerhalb des HV-Käfigs wurden so verlegt, dass sie nicht mehr auf der Bodenplatte aufliegen

Vor Beginn der Messung wurde das Setup für eine halbe Stunde bei 30 kV konditioniert. Danach wurde eine Messung über 30 min mit einer Beschleunigungsspannung von 18 kV und 0 V Differenzspannung durchgeführt (siehe Abb. 4.17).

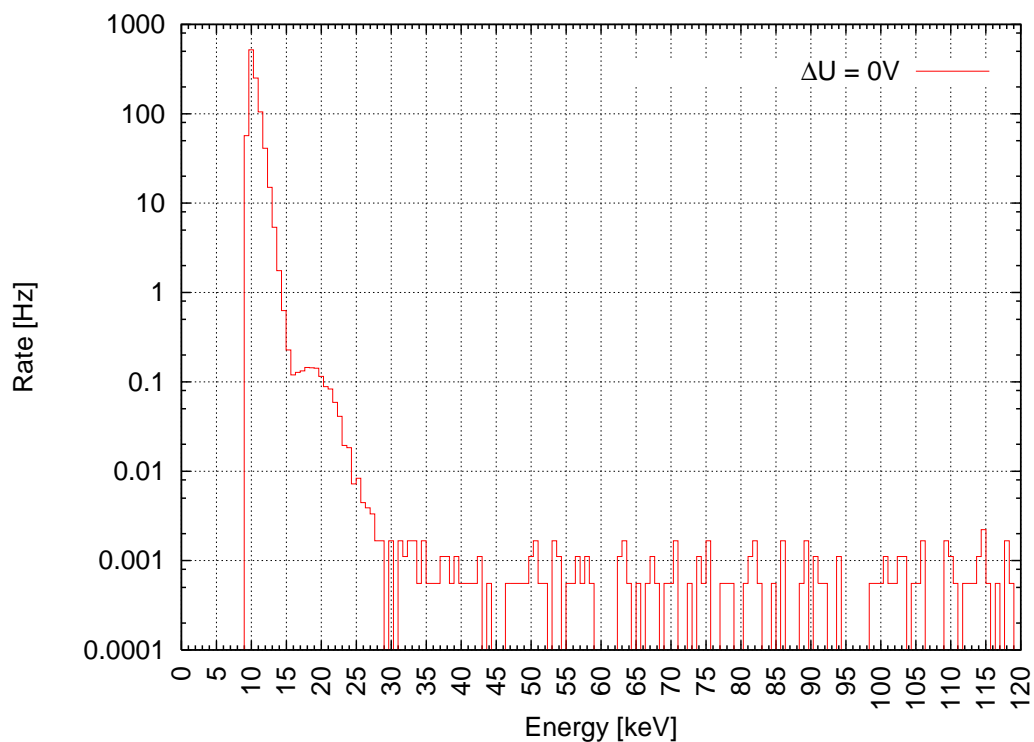


Abbildung 4.17.: Messung nach der Konditionierung über 30 min, bei $U_{acc} = 18 \text{ kV}$ und $\Delta U = 0 \text{ V}$

Man erkennt hier, dass nach dem Konditionieren die Mehrfachpeaks verschwunden sind. Der Einzelektronen-Peak ist weiterhin deutlich erkennbar und wird von der Konditionierung bei 30 kV nicht signifikant beeinflusst.

Dritte Modifikation/Leermessungen

Um nun z.B. den auf Hochspannung liegenden Zylinder als Quelle der Elektronen bei 0 V Differenzspannung ausschließen zu können, wurde im Folgenden eine Leermessung, nur mit

dem Zylinder und ohne Modulhalterungen durchgeführt. Entfernt wurden im ersten Schritt dieser Messung nur die beiden Platten und das Halteblech. Der Kaptondraht und die Befestigungsschrauben des Halteblechs blieben im Setup und der Draht wurde, wie im Fall einer „echten“ Messung mit Modulhalterungen, nach vorne in Richtung Linse geführt und hier unter einer der Befestigungsschrauben festgeklemmt (vgl. Abb. 4.18).



Abbildung 4.18.: links: Blick auf die Linse mit festgeklemmtem Draht; rechts: geöffnetes Rohr mit HV-Durchführung des Flansches

In einem zweiten Schritt wurde dann das Halteblech zusammen mit der einen Seite der Modulhalterungen wieder eingebaut (s. Abb. 4.19). Im Zuge dieses Umbaus wurden zusätzlich etwaige scharfe Kanten am Halteblech entfernt.

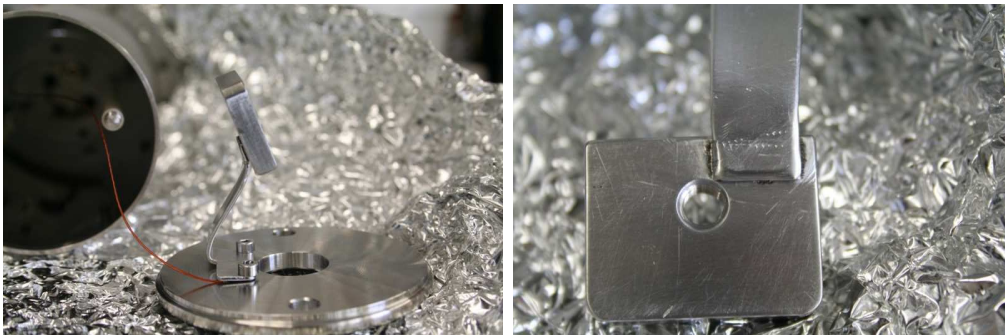


Abbildung 4.19.: links: Blick auf das Halteblech mit Platte; rechts: die abgerundeten Kanten an der Schweißnaht des Halteblechs

Als dritte Messung wurde hier noch einmal eine Messung mit beiden Platten durchgeführt. Die Ergebnisse dieser drei Messungen sind in Abbildung 4.20 dargestellt.

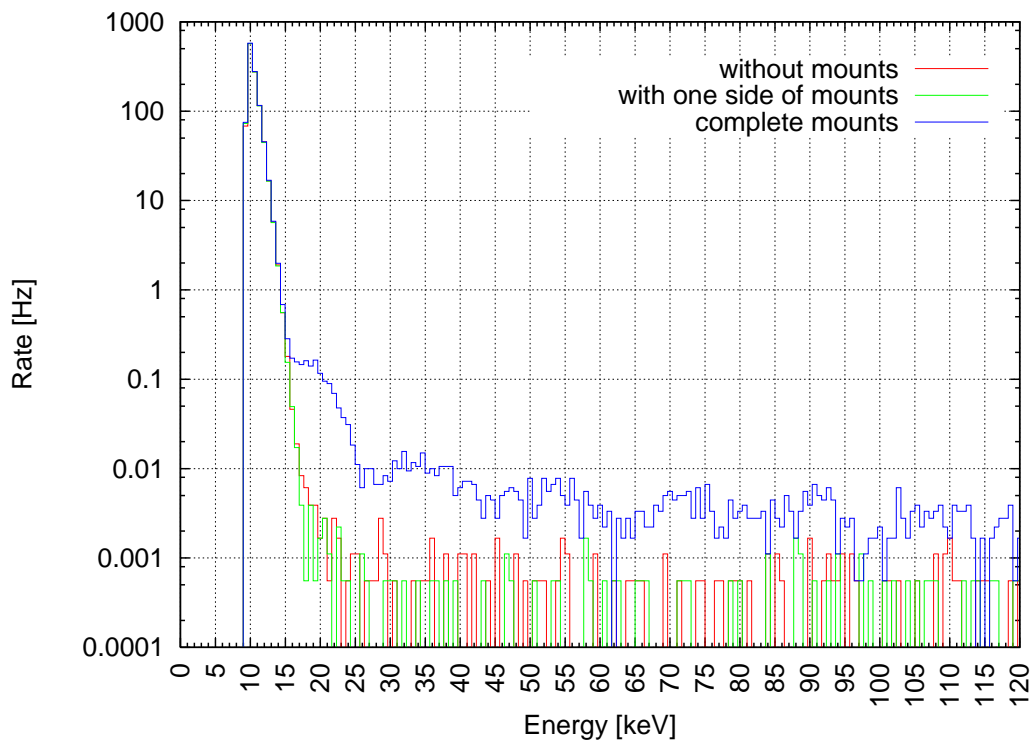


Abbildung 4.20.: Messungen ohne (rot), mit einer (grün) und mit zwei Platten (blau) bei 18 kV und 0 V Differenzspannung

Man erkennt deutlich, dass die Peaks erst auftauchen, wenn sich die Platte des Z-Profiles (inkl. der Schraube) im Aufbau befindet. Daher konnte durch die ersten beiden Messungen ausgeschlossen werden, dass die Elektronen vom Rohr, der Linse, der Spannungsdurchführung im Flansch (vgl. Abb. 4.18) oder dem Halteblech kommen könnten.

Vierte Modifikation / Abgerundete Kanten am Z-Profil

Da die vorherigen Messungen gezeigt haben, dass der Einzelelektronen-Peak erst auftaucht, nachdem sich die Platte des Z-Profiles im Setup befindet, wurde als Nächstes untersucht, was passiert, wenn an dieser Platte alle scharfen Kanten abgerundet werden. Es wurden Messungen bei 18 kV und bei Differenzspannungen von 0 V und 1000 V durchgeführt. In Abb. 4.21 ist der Unterschied der Messungen mit unbearbeiteten und abgerundeten Kanten dargestellt. Desweiteren sind in Abb. 4.22 die Ergebnisse der Messungen mit angelegter Differenzspannung zu sehen.

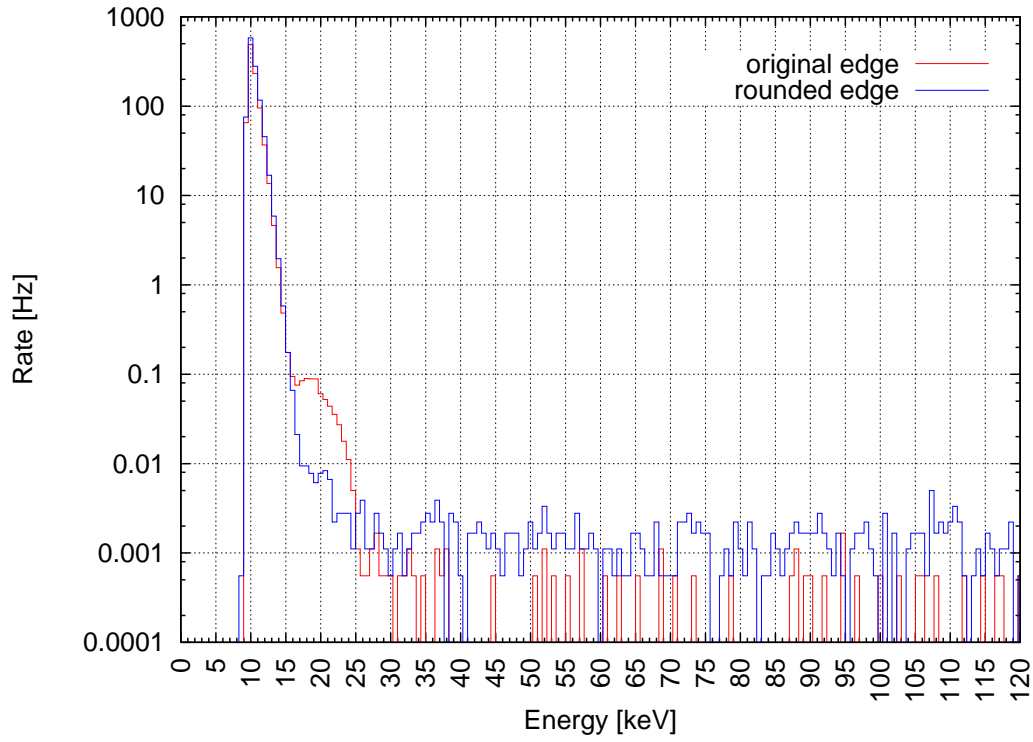


Abbildung 4.21.: Vergleich zwischen unbearbeiteter und abgerundeter Kante bei $U_{acc} = 18 \text{ kV}$ und $\Delta U = 0 \text{ V}$

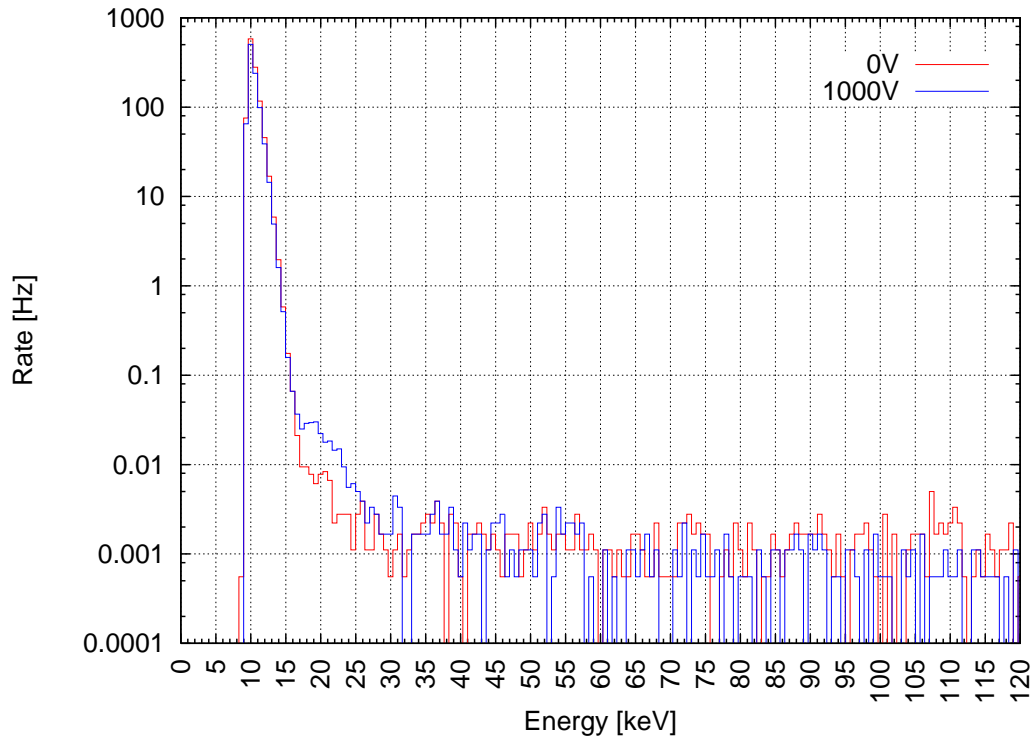


Abbildung 4.22.: Messungen mit abgerundeten Kanten bei $U_{acc} = 18 \text{ kV}$ und $\Delta U = 0 \text{ V}$ bzw. 1000 V

In Abbildung 4.22 sieht man keinen deutlichen Einzelektronen-Peak bei 0 V Differenzspannung. Der Peak taucht jetzt erst bei angelegter Differenzspannung, hier 1000 V, auf. Mit abgerundeten Kanten sieht man hier also zum ersten Mal das erwartete Ergebnis, dass die Feldemission erst ab einer bestimmten Differenzspannung auftritt.

4.4.2. Messungen mit zwei modulseitigen Platten

Da die Messungen mit der Platte des Z-Profiles gezeigt haben, dass es an nicht trowalieren Kanten zu Feldemission kommen kann, wurden im Folgenden Messungen mit zwei modulseitigen Platten (einer trowalieren und einer nicht trowalieren) durchgeföhrt. Zunächst wurde die trowalieren Platte untersucht.

Messung mit einer trowalieren Lasche

Um zu sehen, welchen Einfluss das Trowalieren der Platten hat, wurde im Folgenden eine trowalieren, noch unverbaute Lasche eines C-Profiles vermessen. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abb. 4.23 zu sehen. Hier sieht man keinen deutlichen Einzelektronen-Peak. Vergleicht man diese Messung nun mit der Messung die in Abbildung 4.21 dargestellt ist, kann man folgern, dass das Trowalieren der Platten im Hinblick auf Feldemissionen in etwa den selben Effekt hat, wie das Abschleifen der Kanten.

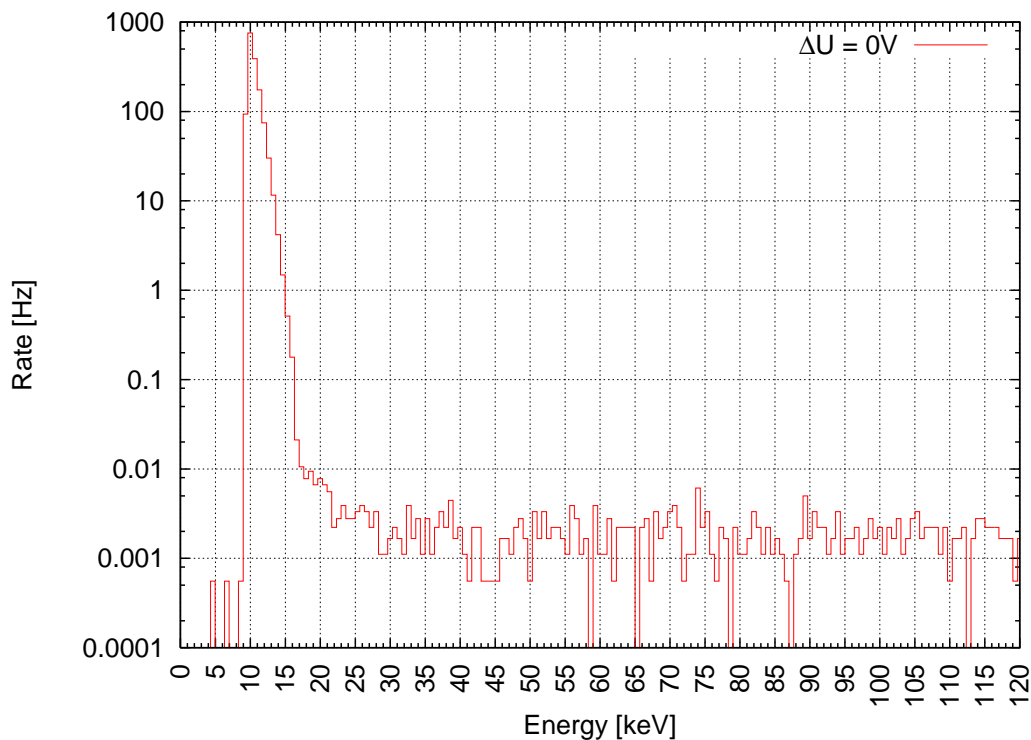


Abbildung 4.23.: Messung der trowalieren Lasche, bei $U_{acc} = 18\text{ kV}$ und $\Delta U = 0\text{ V}$

Nachdem diese Messung gezeigt hat, dass an trowalierenden Kanten keine Feldemission auftritt, wurde nun eine nicht trowalierte, wasserstrahlgeschnittene Lasche eines Testkamms vermessen.

Messungen mit einer Lasche eines Testkamms aus Ring 02

Die Messung wurde mit einer elektropolierten, wasserstrahlgeschnittenen aber nicht trowalierenden Lasche eines Testkamms des 02er Rings durchgeführt. Dazu wurde die Lasche zunächst vom Kamm abgesägt und an Stelle der trowalierenden Lasche ins Setup integriert. Die an der Schnittfläche entstandenen scharfen Kanten wurden dabei vorher abgerundet.

Die Außenkanten dieser Lasche wurden zunächst als unkritisch erachtet, da die Kämme wasserstrahlgeschnitten sind und daher nicht erwartet wurde, dass hier scharfe Grate auftreten. Als kritische Stellen wurden die innen liegenden Kanten angesehen, welche die Keramiken aufnehmen. Um diese zu testen, ohne die Kanten mit Schleifwerkzeugen abrunden zu müssen, was im Hinblick auf die Vakuumtauglichkeit sehr bedenklich ist, wurden die bisher verwendeten Keramiken durch neue ersetzt¹⁹. Wie man in Abbildung 4.24 erkennt, sind diese neuen Keramiken so gefertigt, dass die bisher freiliegenden Rundungen an den Enden der gefrästen Mulden, die die Keramiken aufnehmen, nun von der Keramik mit abgedeckt werden.

Zusätzlich wurde bei dieser Gelegenheit der Kupferdraht der HV-Durchführung möglichst weit von der hinteren Öffnung im Rohr (vgl. Abb. 4.24, rechts) weggebogen.



Abbildung 4.24.: links: Alte und neue Keramik im Vergleich; rechts: Blick durch die hintere Öffnung des Rohrs auf den Kupferdraht der HV-Durchführung

¹⁹Eventuelle Schleifarbeiten an den Modulen müssten im Reinraum durchgeführt werden.

Mit diesen neuen Keramiken wurden dann Messungen bei 18 kV und Differenzspannungen von 0, 250, 500, 750 und 1000 V durchgeführt. Im folgenden Diagramm (Abb. 4.25) sind die Messergebnisse dargestellt. Man erkennt gut, dass der Einzelelektronen-Peak mit steigender Differenzspannung wächst. Ab 1000 V erkennt man ein sehr deutliches Signal. Das heißt, dass hier Feldemission auftritt. Desweiteren erkennt man ab ca. 500 V auch die Mehrfachpeaks sehr gut.

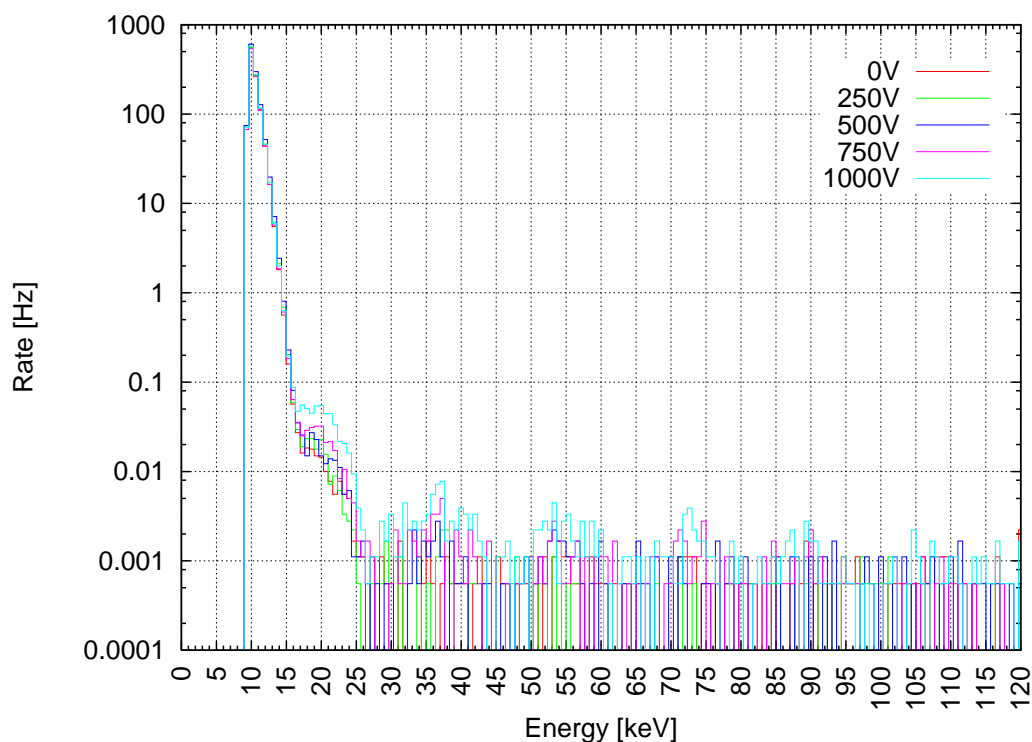


Abbildung 4.25.: Messungen mit neuen Keramiken , bei $U_{acc} = 18 \text{ kV}$ und $\Delta U = 0 \text{ V}$ bis 1000 V

Dieses Ergebnis lässt darauf schließen, dass es neben den nun durch die Keramiken abgedeckten Kanten noch weitere kritische Stellen geben muss. In einem nächsten Schritt wurde daraufhin die äußere Kante der Lasche abgerundet, die vorher aufgrund des Herstellungsprozesses als unbedenklich eingestuft worden war. In der nun folgenden Messung war bei einer Differenzspannung von 1000 V kein Einzelelektronen-Peak mehr zu erkennen. Dieser trat nun erst ab einer Differenzspannung von 2000 V auf (vgl. Abb. 4.26).

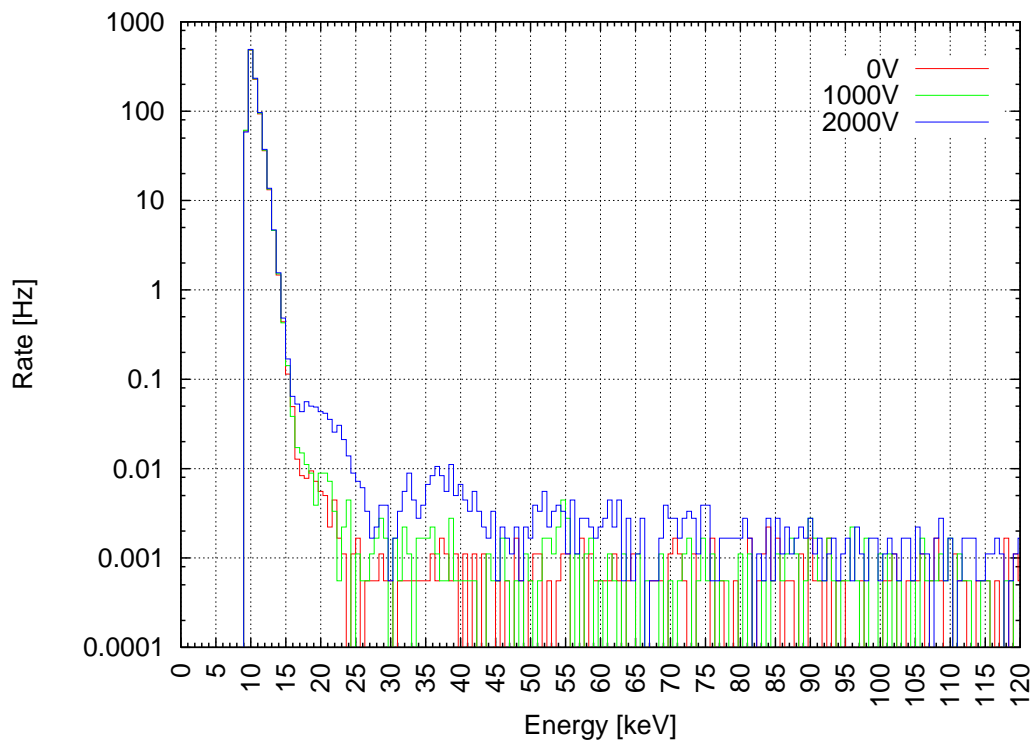


Abbildung 4.26.: Messung mit neuen Keramiken und abgerundeter Außenkante

Zur Überprüfung welchen Einfluss die neuen Keramiken bei dieser Messung hatten, wurden diese wieder gegen die alten ausgetauscht. Die folgende Messung zeigte sogar erst ab einer Differenzspannung von 2500 V einen deutlichen Anstieg im Einzelelektronen-Peak.

Aus diesem Ergebnis kann man schließen, dass man im Fall der Laschen des Testkamms das Augenmerk auch auf die, zunächst für unkritisch erachteten, wasserstrahlgeschnittenen Außenkanten richten sollte. Um den Einfluss der äußeren Kanten noch einmal genauer untersuchen zu können, wurde auch die zweite Lasche des Testkamms abgesägt und getestet.

Messungen mit der zweiten Lasche des Testkamms

Bevor die Messungen mit der 2. Lasche tatsächlich starten konnten, musste auf Grund von Renovierungsmaßnahmen der gesamte Versuchsaufbau in einen anderen Raum verlegt werden. Die Messungen die nun durchgeführt wurden, zeigten auch bei einer Differenzspannung von 2000 V keinen deutlichen Einzelelektronen-Peak (vgl. Abb. 4.27).

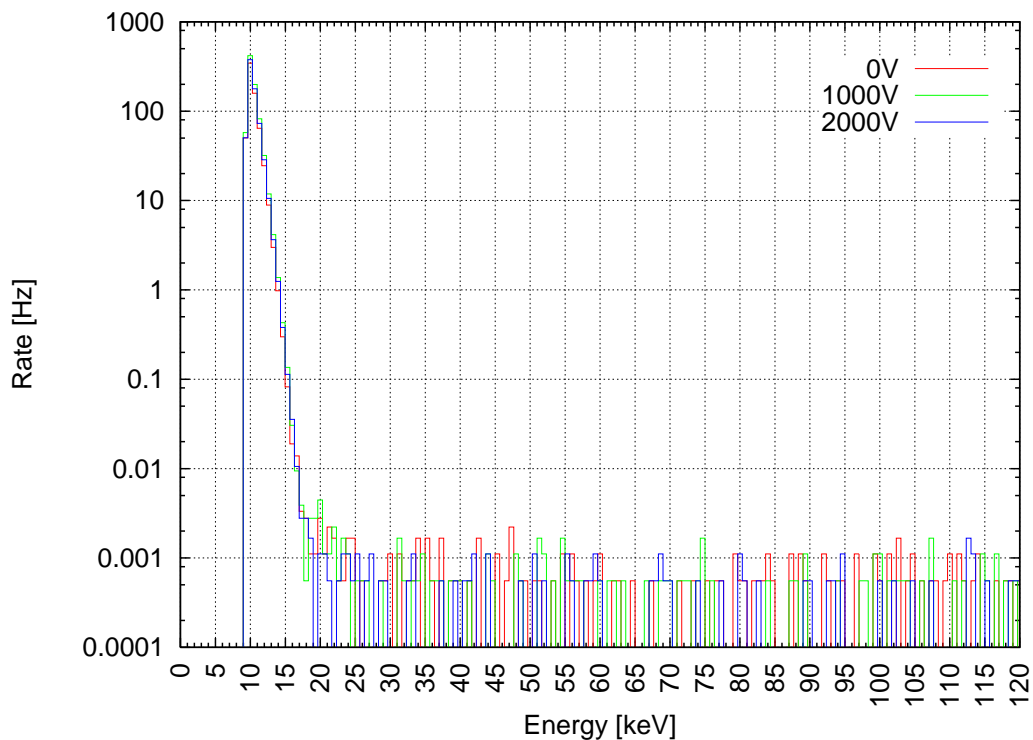


Abbildung 4.27.: Messungen mit der zweiten Lasche bei $U_{acc} = 18 \text{ kV}$ und $\Delta U = 0 \text{ V}$, 1000 V und 2000 V

Geschärfte Kanten

Die Messungen mit der zweiten Lasche konnten die mit der ersten Lasche erhaltenen Ergebnisse nicht reproduzieren, so dass hier keine eindeutige Aussage über den Einfluss der äußeren Kanten getroffen werden kann. Daher wurden, um für eine weitere Messung einen Extremfall zu schaffen, in einem nächsten Schritt die Außenkanten der Lasche geschärft. Ein Vorher-Nachher Vergleich der Kanten ist in Abb. 4.28 zu sehen.



Abbildung 4.28.: Vorher/Nachher Vergleich der Kanten

Diese Platte wurde zwei Mal getestet. Für den ersten Test wurde sie vor dem Einbau für ca. 5 min mit einem Heißluftfön „ausgeheizt“, um eventuelle Rückstände der Reinigungsprozedur im Ultraschallbad zu beseitigen. Im zweiten Test wurde dieses Ausheizen rückgängig gemacht, in dem die Platte erneut verunreinigt und mit Ethanol gereinigt wurde. Beide Tests

wurden bei einer Beschleunigungsspannung von 18 kV und Differenzspannungen von 0, 1000, 2000 und 3000 V durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.29 zu sehen. In beiden Fällen tritt der Einzelelektronen-Peak erst ab einer Differenzspannung von 3000 V auf.

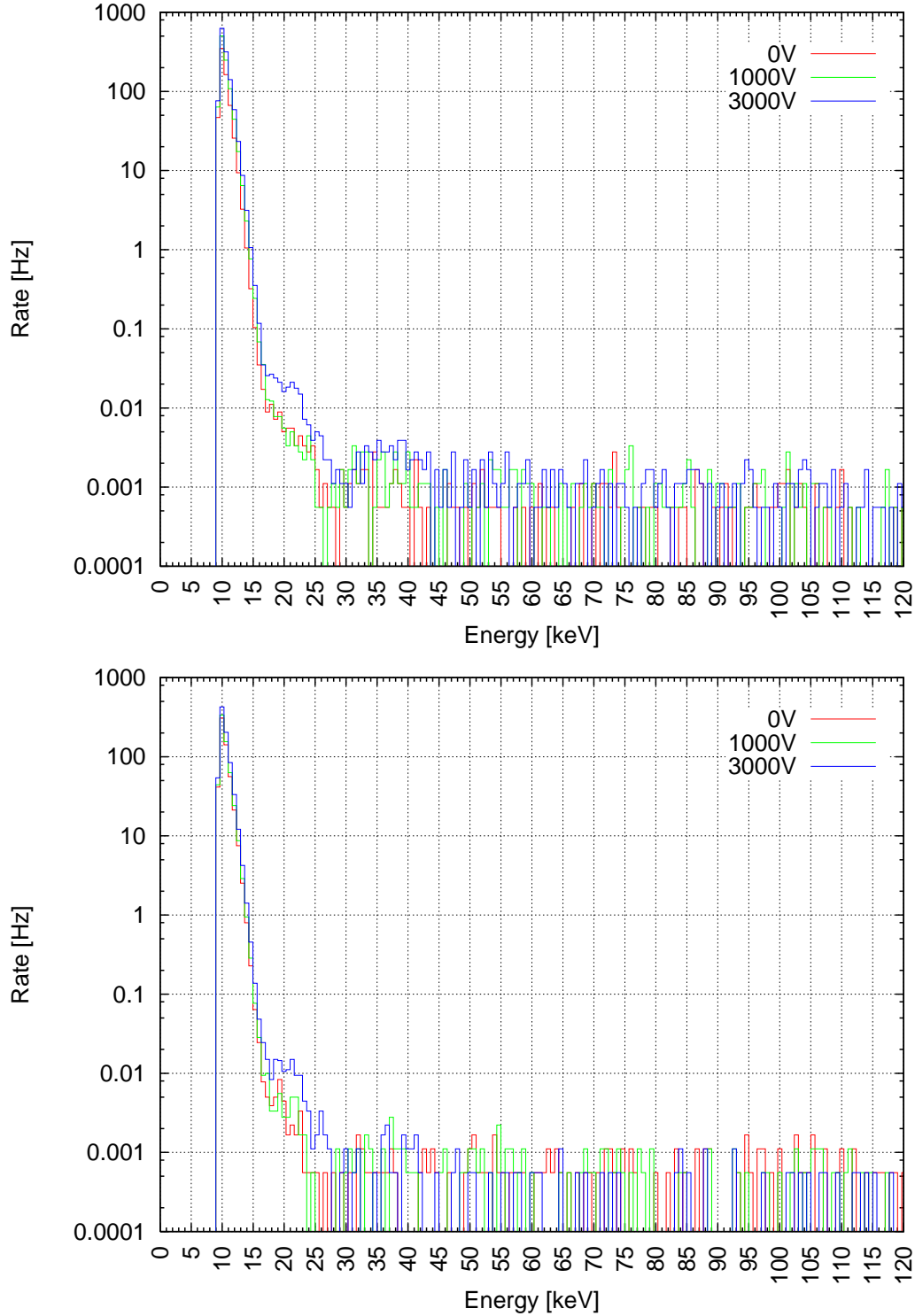


Abbildung 4.29.: Messungen mit scharfen Kanten. oben: Ausgeheizt, unten: Nicht ausgeheizt, jeweils bei $U_{acc} = 18 \text{ kV}$ und $\Delta U = 0 \text{ V}, 1000 \text{ V}$ und 3000 V

Um nun sicher zu stellen, dass sich während des Umzugs des Aufbaus nichts an der Justierung der Spule, oder der Position des Detektors geändert hat, und auch der Stahlbeton im neuen Raum das Magnetfeld nicht evtl. so beeinflusst, dass die emittierten Elektronen den Detektor nicht mehr erreichen können, wurden im Folgenden Messungen mit höherem Spulenstrom (160 A) durchgeführt. Die Spule wurde hierbei um verschiedene, geringe Winkel verkippt, um zu überprüfen, ob die magnetische Fokussierung auf den Detektor evtl. das Fehlen von Emissionselektronen erklären könnte. Durch die Messungen konnten all diese Faktoren ausgeschlossen werden.

Da die Renovierungsarbeiten im Labor abgeschlossen waren, konnte der Versuchsaufbau nach dieser Messreihe wieder im Labor aufgebaut werden, wodurch zusätzlich eventuelle Einflüsse des Stahlbetons auf zukünftige Messungen ausgeschlossen werden konnten. Außerdem wurde hier die Messung mit nicht ausgeheizter, geschärfter Platte wiederholt. Der Einzelelektronen-Peak tauchte hier sogar erst ab einer Differenzspannung von 4000 V auf.

Zwei geschärfte Platten

Um die Messungen der ersten Lasche, die in Abbildung 4.25 vorgestellt wurden, noch einmal reproduzieren zu können, wurden nun zwei Platten mit geschärften Kanten eingebaut. Auch bei dieser Messung traten Einzel- und Mehrfachelektronen-Peaks erst ab einer Differenzspannung von 3000 V auf (vgl. Abb. 4.30).

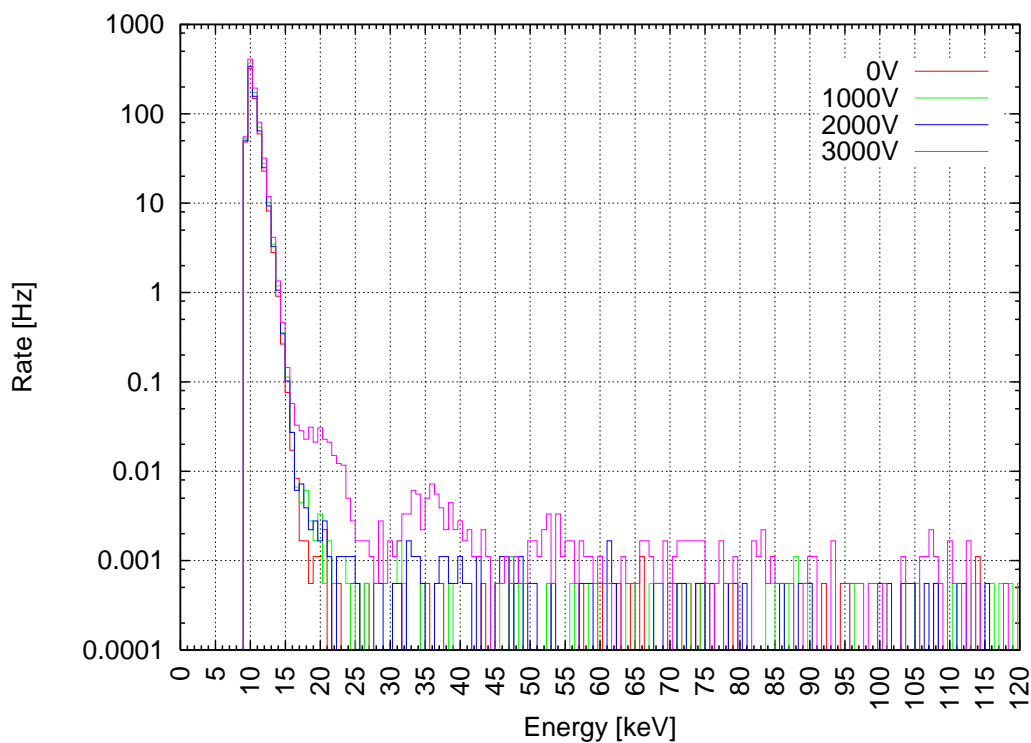


Abbildung 4.30.: Messungen mit scharfen Kanten an beiden Platten, bei $U_{acc} = 18\text{ kV}$ und $\Delta U = 0\text{ V}, 1000\text{ V}, 2000\text{ V}$ und 3000 V

Das Auftreten der Elektronen-Peaks bei hohen Differenzspannungen beweist auch, dass der

experimentelle Aufbau nach wie vor sensitiv auf Feldemissionselektronen ist, und die Nicht-Beobachtung von Elektronen-Peaks bei geringen Differenzspannungen nicht auf ein Problem des Messaufbaus zurückzuführen ist.

Ein letzter Versuch die o.g. Messung zu reproduzieren, war der Wiedereinbau der halben Keramiken. Neben dem direkten Blick auf die Schraube, der durch die halben Keramiken ermöglicht wird, wurde an einer dieser Keramiken ein kleiner Metallfilm festgestellt, der evtl. durch einen Überschlag entstanden sein könnte (s. Abb. 4.31) und für die Feldemission bei einer Differenzspannung kleiner 1500 V verantwortlich sein könnte. Messungen hierzu zeigten aber, dass auch die halben Keramiken keinen Einfluss auf das Messergebnis (Abb. 4.32) haben.



Abbildung 4.31.: links: Platten-Setup mit halben Keramiken; rechts: Keramik mit Metallfilm

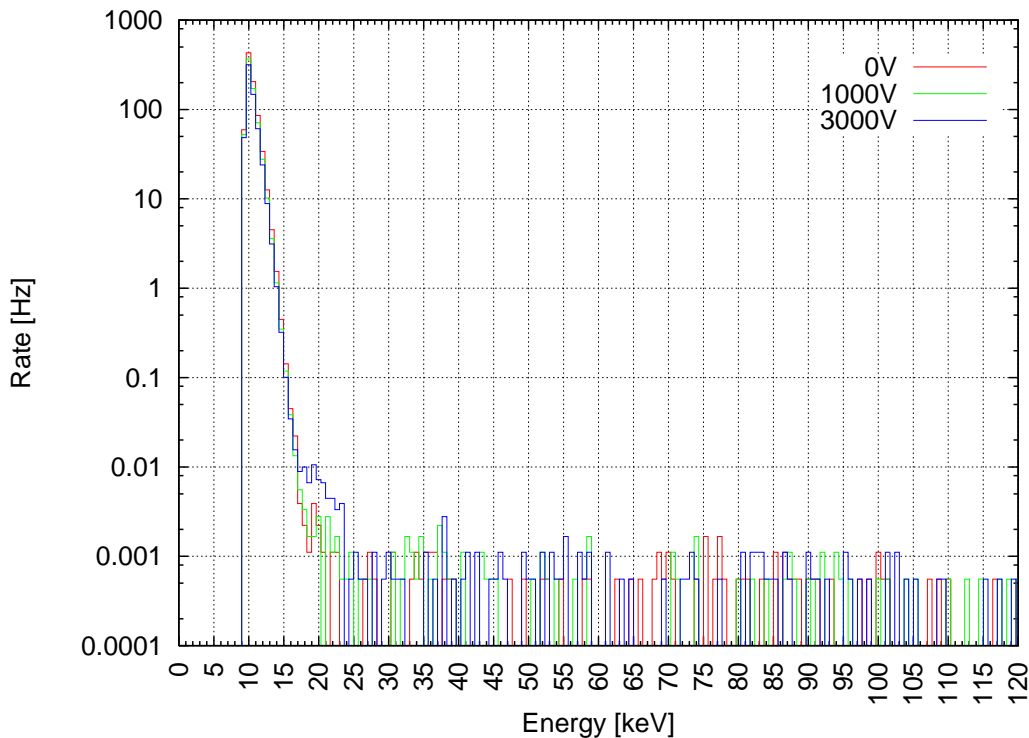


Abbildung 4.32.: Messungen mit halben Keramiken, bei $U_{acc} = 18 \text{ kV}$ und $\Delta U = 0 \text{ V}$, 1000 V und 3000 V

4.5. Analyse der Messergebnisse

Die maximale Differenzspannung die zwischen den Modulhalterungen im Dipolmodus anliegt beträgt 1000 V. Die Berechnung der elektrischen Feldstärken, die in Abschnitt 4.2.3 beschrieben sind, liefern hierbei eine maximale Feldstärke von etwa 2 kV/mm im Bereich der inneren Kanten der Modulhalterungen. Wie in Abschnitt 2.3.4 beschrieben, kann es auf Grund von Unebenheiten, scharfen Kanten etc. bei solchen Feldstärken zu Feldemission kommen.

Wie die ersten Messungen (vgl. Abb. 4.14 bis 4.21) zeigten, kam es hier schon ohne angelegte Differenzspannung zu Feldemissionen, obwohl aufgrund der in Abschnitt 4.2.3 berechneten Feldkarten bei einer Differenzspannung von $\Delta U = 0$ V keine Feldemission erwartet wird. Dies ist ein Hinweis darauf, dass entweder die hier im Aufbau befindlichen Modulhalterungen (insbesondere die gefräste und nicht trowalisierte Platte des Z-Profiles) oder aber der Messaufbau selbst zu Problemen bei der Messung führen. Die beiden folgenden Messungen (vgl. Abb. 4.22 und 4.23) zeigten jedoch, dass bei abgerundeten bzw. trowalisierten Kanten Feldemission erst bei einer angelegten Differenzspannung auftritt. Das heißt, dass einerseits der experimentelle Aufbau in der Lage ist Feldemission nachzuweisen, andererseits bedeutet es auch, dass es an nicht trowalisierten Kanten bereits ohne angelegte Spannungsdifferenz zu Feldemissionen kommen kann. Die im KATRIN Hauptspektrometer eingesetzten Z-Profile müssen also vor dem Einbau trowaliert werden.

Dieses Ergebnis gab Anlass, Tests mit den ebenfalls nicht trowalisierten, aber wasserstrahlgeschnittenen Laschen der Kämmen aus Ring 02 durchzuführen. Die erste Messung (vgl. Abb. 4.25) zeigte, dass hier Feldemissionen ab einer Differenzspannung von $\Delta U \approx 500$ V auftreten. In den folgenden Messungen (vgl. Abb. 4.26 bis 4.32) konnte dieses Ergebnis jedoch nicht reproduziert werden. Viel mehr zeigte sich, dass selbst in provozierten Extremfällen (geschärfte Kanten) Feldemission erst ab einer Differenzspannung von $\Delta U = 3000$ V auftritt. Dies steht in guter Übereinstimmung mit den, von einer solchen Spannungsdifferenz hervorgerufenen, elektrischen Feldstärken von bis zu 6 kV/mm (vgl. Tabelle 4.2).

Das Ergebnis der ersten Messung der nicht trowalisierten, aber wasserstrahlgeschnittenen Lasche (Abb. 4.25) soll im Folgenden kurz diskutiert werden.

4.5.1. Mögliche Feldemission bei $\Delta U \approx 500$ V

Das Ergebnis der ersten Messung der nicht trowalisierten, aber wasserstrahlgeschnittenen Lasche spricht klar für eine Feldemission beginnend ab einer angelegten Differenzspannung von $\Delta U \approx 500$ V. Auffällig ist hierbei, dass es die einzige Messung ist, bei der dieses Ergebnis beobachtet wurde. In allen weiteren Messungen konnte das Ergebnis nicht reproduziert werden. Selbst im beschriebenen Extremfall, in dem die Kanten beider Platten deutlich geschärft wurden, trat Feldemission erst ab einer Differenzspannung von 3000 V auf. Aus diesen Gründen kann davon ausgegangen werden, dass die Feldemission während dieser Messung an anderer Stelle im Setup und nicht an den Modulhalterungen aufgetreten ist. In Frage kommen hier zum Beispiel der in Abbildung 4.24 sichtbare Draht der HV-Durchführung, Spitzen einer unsauberen Lötstelle oder sonstige Verunreinigungen der Bauteile.

Eine definitive Aussage, an welcher Stelle im Setup die Feldemission in der besagten Messung hervorgerufen wurde, kann an dieser Stelle nicht getroffen werden. Auch die Modulhalterungen können nicht zu 100 % ausgeschlossen werden, wenn auch die Ergebnisse der anschließenden Messungen dies nahelegen.

4.5.2. Bestimmung einer Obergrenze der Feldemissionsrate

Zur Bestimmung einer Obergrenze der Feldemissionsrate wurden die Daten der Messung mit zwei geschärften Platten (vgl. Abb. 4.30) untersucht. Diese stellen im Hinblick auf mögliche Feldemissionen einen Extremfall dar und sind daher für die Bestimmung einer Obergrenze geeignet. Bestimmt werden soll die Obergrenze bei einer Differenzspannung von $\Delta U = 1000$ V, wie sie für den Einsatz der Drahtelektrode im Dipolmodus geplant ist. Die Bestimmung geschieht nun in mehreren Schritten. Zunächst wird mit Hilfe der 3000 V-Daten ein Energiefenster gesetzt, in dem das mögliche Signal bei einer Differenzspannung von 1000 V erwartet werden würde. Hierzu wird der Einzelelektronen-Peak der 3000 V-Messung angefitet. Dies geschieht durch eine Kombination eines exponentiellen Abfalls, welcher das elektronische Rauschen des Messaufbaus beschreibt, auf einem konstanten Untergrundniveau. Die Einzel- und Zweifach-Elektronen Peaks werden mit Gaußkurven angefitet. Auf dieser Basis wird das Energiefenster E_{win} gesetzt. Dies ist in Abbildung 4.33 dargestellt.

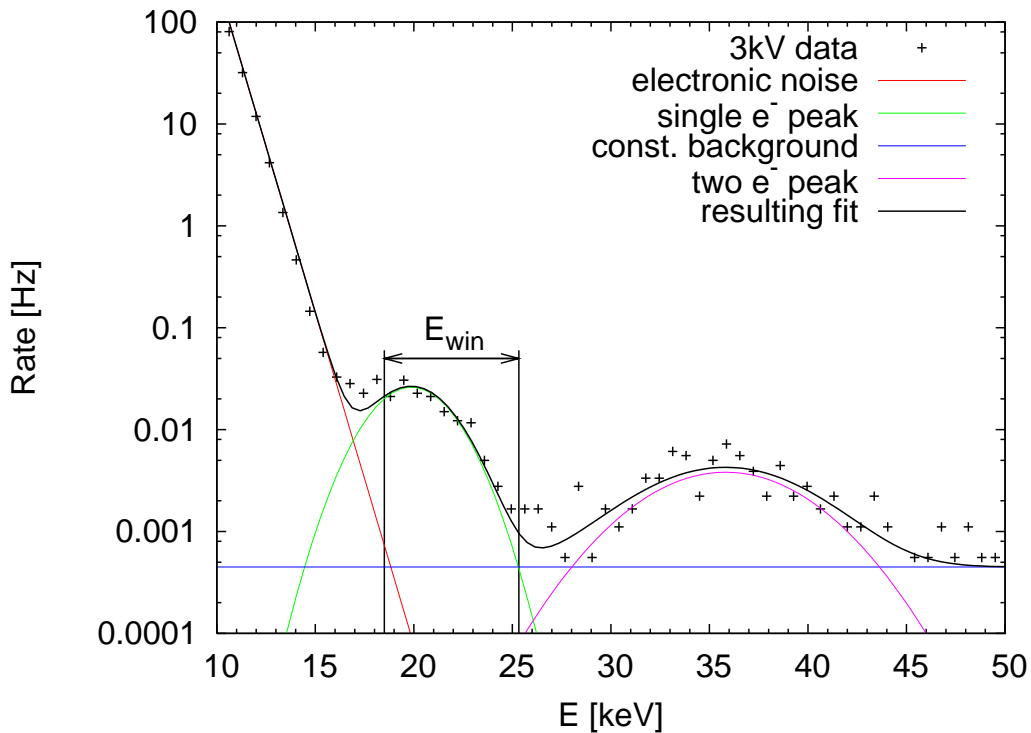


Abbildung 4.33.: Wahl des Energiefensters E_{win} . Dargestellt sind die Daten der 3 kV-Messung, sowie ein exponentieller-, konstanter- und gaußförmiger Fit an die Daten. Das gewählte Energiefenster ist ebenfalls dargestellt.

Das Energiefenster liegt in einem Bereich von $18,5 \text{ keV} \leq E_{\text{win}} \leq 25,3 \text{ keV}$. Die Fenstereffizienz beträgt $\epsilon_{\text{win}} = 0,81$.

Um nun eine Obergrenze für die Feldemissionsrate bestimmen zu können, wird die Differenz der Zählraten der 1000 V- und der 0 V-Messung gebildet. Das Differenzspektrum ist in Abbildung 4.34 dargestellt.

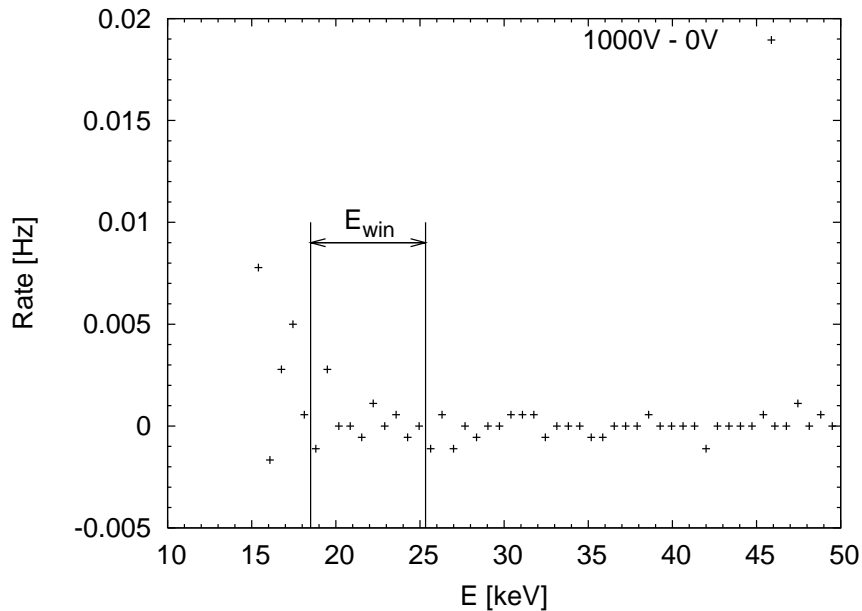


Abbildung 4.34.: Differenzspektrum. Dargestellt ist das Differenzspektrum der 1000 V- und der 0 V-Messung.

Die Anzahl der Ereignisse der 1000 V-Messung innerhalb des Energiefensters beträgt $N_{1000\text{V}} = (20 \pm 4.47)$ counts, bei einer Messdauer von 30 min. Die Anzahl der Ereignisse der 0 V-Messung innerhalb des Energiefensters beträgt $N_{0\text{V}} = (16 \pm 4)$ counts, ebenfalls bei einer Messdauer von 30 min. Hieraus resultiert eine Differenz von $N_{1000\text{V}-0\text{V}} = (4 \pm 6)$ counts.

Unter Berücksichtigung der Messdauer und der Fenstereffizienz ϵ_{win} ergibt sich eine Feldemissionsrate von $2,7 \pm 4,1 \text{ mHz}$ bei einer angelegten Differenzspannung von $\Delta U = 1000 \text{ V}$.

Obergrenze für das KATRIN Hauptspektrometer

Aus dem Ergebnis soll nun eine Obergrenze für die Gesamtmenge der Halterungen der Drahtelektrodenmodule im KATRIN Hauptspektrometer bestimmt werden. Insgesamt werden im Hauptspektrometer 248 Elektrodenmodule verbaut. An jedem dieser Module befinden sich 4 Halterungen, was zu einer Gesamtanzahl von 996 Modulhalterungen im Spektrometer führt. Die maximale Feldemissionsrate ergibt sich damit zu:

$$(2,7 \text{ mHz} + 4,1 \text{ mHz}) \cdot 996 \approx 6,8 \text{ Hz} \quad (4.5.1)$$

Da die Differenzspannung im Dipolmodus voraussichtlich für etwa 1 s angelegt wird, werden in diesem Zeitintervall durch Feldemission nur maximal 7 Elektronen freigesetzt.

ZUSAMMENFASSUNG / SUMMARY

Das Ziel des KATRIN-Experiments, in dessen Rahmen die vorliegende Diplomarbeit entstanden ist, ist die Bestimmung der Elektron-Antineutrinomasse. Hierzu wird im KATRIN Experiment der Endpunkt des Tritium- β -Spektrums mit einer Sensitivität von $0,2 \text{ eV}/c^2$ bei 90% C.L. vermessen. Dies entspricht einer Verbesserung der Sensitivität bisheriger Experimente um eine Größenordnung. Vermessen wird dieses Spektrum mit Hilfe eines MAC-E-Filters, einem Spektrometer basierend auf dem Prinzip eines elektrostatischen Filters mit magnetischer adiabatischer Kollimation.

Zur Reduzierung des Untergrundes wird das Spektrometer mit einer modular aufgebauten, inneren Drahtelektrode ausgestattet. Diese Elektrode wird relativ zur Spektrometerwand auf einem leicht negativerem Potential liegen, so dass Elektronen, die z.B. durch kosmische Myonen aus der Spektrometerwand ausgelöst werden können, dorthin zurück reflektiert werden. Eine weitere Aufgabe der Drahtelektrode ist die Formung des elektrostatischen Retardierungsfeldes. Hierbei ist die Homogenität dieses Feldes ausschlaggebend um die angestrebte Sensitivität zu erreichen. Daher unterliegt die Fertigung der Drahtelektrode strengen Fertigungstoleranzen insbesondere im Hinblick auf die Position und den Durchhang der Drähte. Aus diesem Grund ist es notwendig, die Position und die Spannung der Drähte nach dem Zusammenbau eines Moduls auf einem Messtisch zu überprüfen.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Sensorsystem zur Messung der Drahtspannungen der Module des steilen Konus des Hauptspektrometers entwickelt und getestet. Das entwickelte System besteht aus einem Sensor zur Drahtspannungsmessung und einer eigenen Positionssteuerung. Der gesamte Messvorgang wurde mit LabVIEW automatisiert. Der Sensor besteht im wesentlichen aus einem modifizierten Laserpointer und einer Photodiode. Er beruht auf dem Prinzip einer Lichtschranke, bei der der zu vermessende Draht nach mechanischer Anregung durch den Laserstrahl schwingt. Aus der Intensitätsänderung am Ausgang

der Photodiode wird dann mit Hilfe der Messsoftware die Drahtspannung bestimmt. Die Positionssteuerung ermöglicht dabei eine Vermessung von Drähten unter beliebigen Winkeln. Der Sensor ist in der Lage die Drahtspannungen mit einer Präzision von 0,03 N zu vermessen. Darüber hinaus erlaubt das Design und das Messprinzip einen Einsatz des Sensors als Handsensor ohne automatische Positioniersysteme. Neben dem Einsatz im Münsteraner Reinraum wurde eine leicht modifizierte Version des Sensorsystems an der Messmaschine im KIT Reinraum installiert und zur Überprüfung der Drahtspannungen nach dem Transport der Module von Münster nach Karlsruhe eingesetzt.

Eine weitere Aufgabe der Drahtelektrode ist es, geladene Teilchen aus eventuell auftretenden Teilchenfallen innerhalb des Hauptspektrometers zu entfernen. Dies geschieht im sogenannten Dipolmodus. Hierzu wird die Drahtelektrode in zwei Hälften segmentiert, die mit unterschiedlichen Hochspannungen versorgt werden. Mit Hilfe des entstehenden elektrischen Dipolfeldes können die gespeicherten Teilchen dann auf Grund der $E \times B$ Drift aus eventuellen Fallen entfernt werden. Im Dipolmodus wird maximal eine Spannungsdifferenz von 1 kV zwischen Drahtelektrode und Spektrometerwand herrschen. Die dabei entstehenden hohen elektrischen Feldstärken können im Bereich der Haltestruktur der Drahtelektrode zu Feldemissionen führen.

Da die emittierten Elektronen zum Untergrund beitragen, oder ihrerseits in Teilchenfallen gespeichert werden können, wurde im Rahmen dieser Arbeit die Haltestruktur der Module im Hinblick auf Feldemissionen untersucht. Insgesamt wurden vierzehn verschiedene Modifikationen der Modulhalterungen vermessen. Es konnte gezeigt werden, dass es ab einer Potentialdifferenz von 3 kV zu Feldemissionen kommt. Bei der im Dipolmodus geplanten Potentialdifferenz von 1 kV konnte in den relevanten Messungen keine Feldemission beobachtet werden. Für die Gesamtmenge der Haltestrukturen der Drahtelektroden im KATRIN Hauptspektrometer konnte eine Obergrenze für die Anzahl der durch Feldemission freigesetzten Elektronen von maximal 7 Elektronen bestimmt werden.

The goal of the KATRIN experiment, in which context this diploma thesis is written, is the determination of the electron anti neutrino mass. For this, it will measure the endpointregion of the tritium- β -decay spectrum with a sensitivity of $0,2 \text{ eV}/c^2$ at 90% confidence level. This corresponds to an improvement in sensitivity compared to former experiments by one order of magnitude. The measurement will be performed using a MAC-E-filter, a spectrometer working on the principle of magnetic adiabatic collimation combined with an electrostatic filter.

In order to suppress background, the spectrometer will feature a modular inner wire electrode. This wire electrode will be on a slightly negativ potential, compared to the spectrometer walls. By this it will reflect electrons, emitted from the walls for example by cosmic muons, back to the spectrometer material. Another task of the wire electrode system will be the fine-tuning of the electrostatic retardation field. In order to reach the desired sensitivity, very homogeneous electrostatic fields will be needed. Thus, the production of the wire electrode is subject to strict manufacturing tolerances, especially with regard to position and the sag of wires. For this reason it is necessary to check the position and tension of the wires after the completion of a wire module.

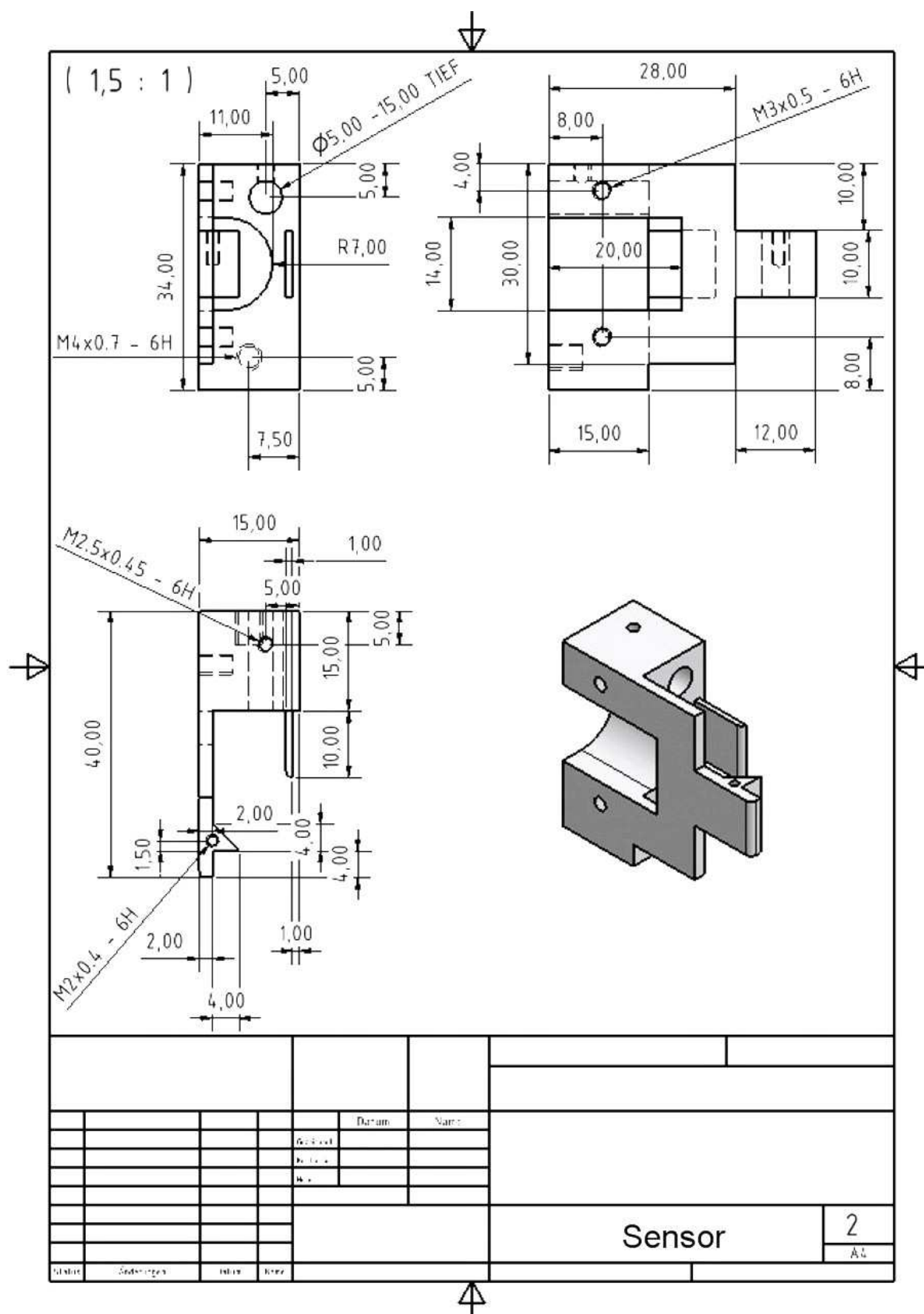
In the framework of this diploma thesis a sensorsystem was developed and tested to measure the wire tensions of those modules belonging to the steep cone of the main spectrometer. The system consists of a sensor for tension measurements and a positioning system. The complete measurement procedure is automated with LabVIEW. The sensor mainly consists of a modified laserpointer and a photodiode. The working principle is based on a lightbarrier, in which the oscillating wire passes the laser beam after a mechanical excitation. From the intensity changes at the output of the photodiode the wire tension will be calculated by the measuring software. The positioning system allows a measurement of wires under arbitrary angles and the sensor is able to measure the wire tension with a sensitivity of $0,03 \text{ N}$. Furthermore the design and principle of the sensor allows the use as a handheld device without the need of a positioning system. Besides the application of the sensorsystem in the Münster cleanroom, a slightly modified version was created to adapt the sensorsystem to the measuring table inside the KIT cleanroom where the wire tensions are checked after the transportation of the modules from Münster to Karlsruhe.

Another task of the wire electrode will be to empty possible particle traps inside the spectrometer. This will be done in the so called dipole mode. For this purpose the electrode can be divided into two dipole halves. The emerging electric dipole field removes the charged particles by virtue of the $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift motion. The applied potential difference of 1 kV between the wire electrode and the spectrometer hull might cause high electric field strength that could lead to field emission of electrons.

Because the emitted electrons could increase the background, or could be stored in particle traps, this thesis investigates the mountings of the electrode modules with regard to field emissions. All in all 14 different combinations of the module mounts were under investigation. It was shown that fieldemission starts above 3 kV potential difference. For the intended potential difference of 1 kV no field emission could be detected in the relevant measurements. For all mounts of the wire electrode inside the KATRIN main spectrometer an upper limit of 7 electrons for the total number of electrons induced by fieldemission could be determined.

ANHANG A

KONSTRUKTIONSZEICHNUNGEN



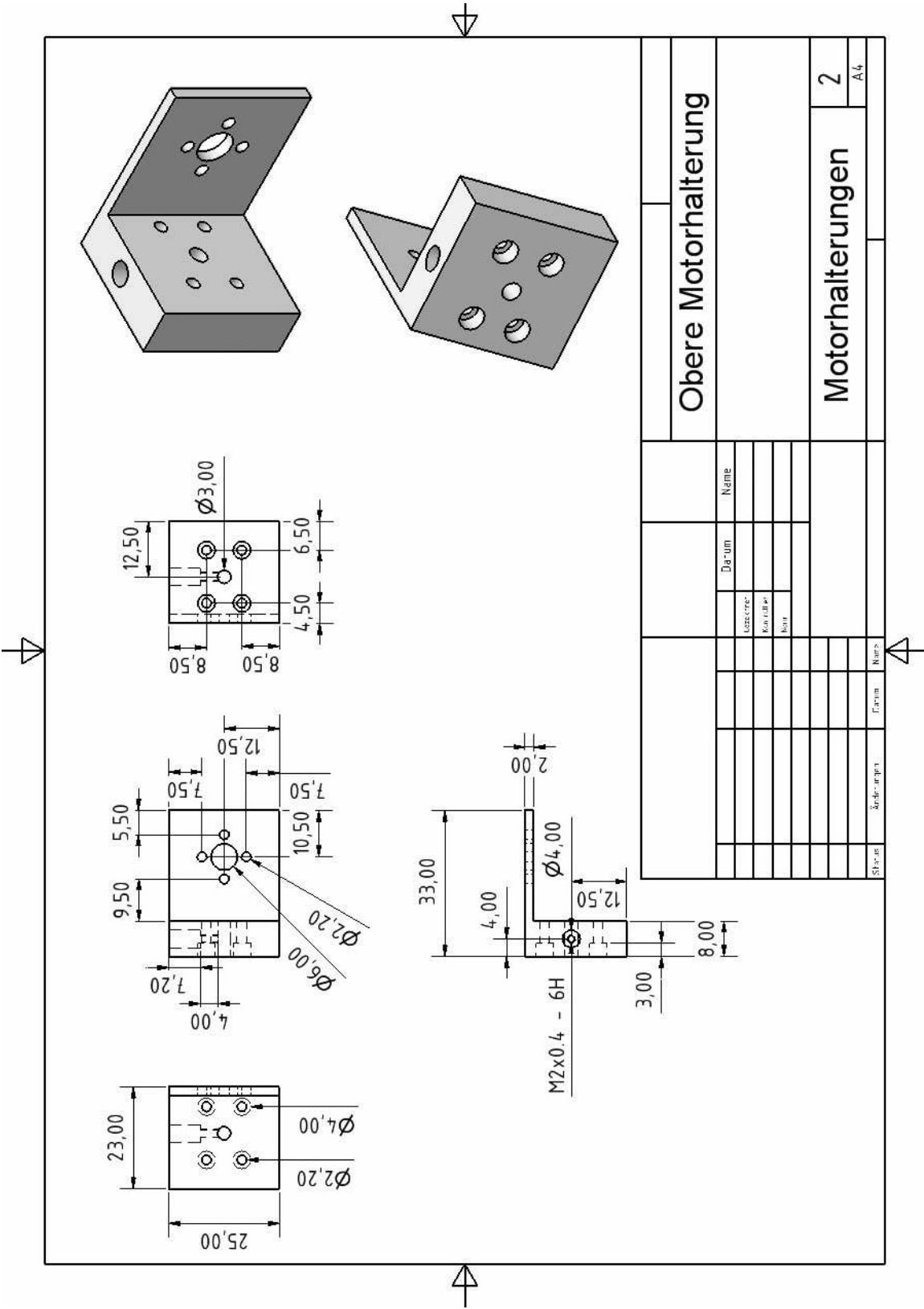


Tabelle A.1.: Belegung des RJ-45 Steckers:

| Kontakt | Belegung |
|---------|---------------------|
| 1 | LP-Gehäuse |
| 2 | Signal |
| 3 | Ground |
| 4 | LP-Feder |
| 5 | Ground |
| 6 | Signal |
| 7 | Ground |
| 8 | Versorgungsspannung |

LITERATURVERZEICHNIS

- [Alu94] „Evidence for Muon Neutrino Oscillation in an Accelerator-Based Experiment“, E. Alu et al., K2K Kollaboration, Phys. Rev. Lett. 94 (1994) 081802
- [Alt03] „Laboratory Limits on Neutrino Masses“, C. Weinheimer, in G. Altarelli and K. Winter (Eds.), Neutrino Mass, Springer, 2003
- [Ans92] „Solar neutrinos observed by GALLEX“, P. Anselmann et al., GALLEX Kollaboration, Phys. Lett. B 285 (1992) 386
- [Ass96] „Upper limit of the muon-neutrino mass and charged-pion mass from momentum analysis of a surface muon beam“, K. Assamagan et al., Phys. Rev. D53 (1996) 6065
- [Bar98] „An upper limit on the tau neutrino mass from three- and five-prong tau decays“, R. Barate et al. (ALEPH collaboration), Eur. Phys. J. C2 (1998) 395
- [Bon99] „A high resolution electrostatic time-of-flight spectrometer with adiabatic magnetic collimation“, J. Bonn, L. Bornschein, B. Degen, E.W. Otten und Ch. Weinheimer, Nucl. Instr. Meth. A 421 (1999), 256-265
- [Cha14] „Intensitätsverteilung im magnetischen Spektrum der β -Strahlen von Radium B + C“, J. Chadwick, Verh. d. D. Phys. Ges. 16 (1914), 383-391
- [Dav96] „A Review of Measurements of the Solar Neutrino Flux and their Variation.“, R. Davis Jr., Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 48, 284-298 (1996)
- [Egu03] „First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance“, K. Eguchi et al., KamLAND Kollaboration, Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 021802
- [Fer34] „Versuch einer Theorie der β -Strahlen. I“, E. Fermi, Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, Volume 88, Numbers 3-4, Pages 161-177 (März 1934)
- [Fow28] „Electron Emission in Intense Electric Fields“, R. H. Fowler und L. Nordheim, Proc. Roy. Soc. London A119 (1928) 173-181
- [Fuk98] „Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos“, Y. Fukuda et al., Super-Kamiokande Kollaboration, Phys. Rev. Lett 81 (1998) 1562
hep-ex/9807003

- [Geb07] „Entwicklung und Aufbau eines Prototypmoduls für die Drahtelektrode des KATRIN Hauptspektrometers“, A. Gebel, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2007
- [Glu05] „Background theory: radial motion of electrons from spectrometer electrodes into the fluxtube“, F. Glück, KATRIN internes Dokument, 2005
- [Gol58] „Helicity of Neutrinos“, M. Goldhaber et al., Phys. Rev. 109, 1015-1017 (1958)
- [Hil11] Dissertation B. Hillen, voraus. 2011
- [Hug08] „Design of the electrode system for the KATRIN main spectrometer“, K. Hugenberg, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2008
- [Joh07] „Entwicklung eines automatischen Messsystems zur Qualitätskontrolle der Elektrodenmodule für das KATRIN Hauptspektrometer“, R. Jöhren, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2007
- [KAT04] „KATRIN Design Report 2004“, KATRIN Collaboration, FZKA Scientific Report 7090, <http://www-ik.fzk.de/katrin>
- [Kla01] „Latest Results from the Heidelberg-Moscow Double-Beta-Decay Experiment“, H. V. Klapdor-Kleingrothaus et al., Eur. Phys. J. A 12 (2001) 147; pre-print arXiv:hep-ph/0103062v1
- [Kla04] „Search for neutrinoless double beta decay with enriched ^{76}Ge in Gran Sasso 1990-2003“, H. V. Klapdor-Kleingrothaus, I. V. Krivosheina, A. Dietz und O. Chkvorets, Physics Letters B Volume 586, Issues 3-4, Apr. 2004, Pages 198-212
- [Kra05] „Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium β decay“, C. Kraus, B. Bornschein, L. Bornschein, J. Bonn, B. Flatt, A. Kovalik, B. Ostrick, E.W. Otten, J.P. Schall, T. Thümmel, C. Weinheimer, Eur.Phys.J.C **40** (2005)
- [Lob03] „The search for the neutrino mass by direct method in the tritium betadecay and perspectives of study it in the project KATRIN“, V. M. Lobashev, Nucl. Phys. A 719 (2003) C153
- [Ott08] „Neutrino mass limit from tritium β -decay“, E. W. Otten und C. Weinheimer, Rep. Prog. Phys 71 (2008) 086201
- [Pau30] „Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereinstagung zu Tübingen“, wiedergegeben in: R. Kronig and V. Weisskopf (Eds.), Wolfgang Pauli, Collected Scientific Papers, Vol. 2, New York (1964) 1316 - 1317
- [PDG07] W.-M. Yao et al. (Particle Data Group), J. Phys. G 33, 1 (2006) <http://pdg.lbl.gov>
- [Pra10a] „A Contactless 2-dimensional laser sensor for 3-dimensional wire position and tension measurements“, M. Prall, V. Hannen, R. Jöhren, H.W. Ortjohann, M. Reinhardt und C. Weinheimer, arXiv:0907.5490v2, Apr. 2010
- [Pra10b] Dissertation M. Prall, voraus. 2010

- [Rei07] „Entwicklung eines Lasersensors und Materialcharakterisierung für die Drahtelektroden des KATRIN Hauptspektrometers“, M. Reinhardt, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2007
- [Rei59] „Free Antineutrino Absorption Cross Section. I. Measurement of the Free Antineutrino Absorption Cross Section by Protons“, F. Reines und C. L. Cowan Jr., Phys. Rev. 113, 273 - 279 (1959)
- [Smo08] „Zählratenoptimierung und Hochspannungsmodifikation der kondensierten Konversionselektronen-Kryptonquelle (CKrS) für das KATRIN Experiment“, J. Smollich, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2008
- [SNO02] „Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory“, SNO Collaboration, Phys. Rev. Lett. 89, No. 1, 011301 (2002)
- [Thu07] „Präzisionsüberwachung und Kalibration der Hochspannung für das KATRIN-Experiment“, T. Thümmeler, Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2007
- [Unr08] „Dokumentation und Bedienungsanleitung der Wire-stress Messmaschine zur Erfassung und Auswertung der mechanischen Spannung von Drahtelektroden“, A. Unru und D. Weigel, Hochschule Fulda, 2008
- [Val06] „DSCN3820.JPG“, K. Valerius, Nov. 2006
http://www.szczepanek.de/~kathrin/mainspec_arrival.html
- [Val09] „Spektrometeruntergrund und seine Unterdrückung beim KATRIN Experiment“, K. Valerius, Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2009
- [WMAP08] „FIVE-YEAR WILKINSON MICROWAVE ANISOTROPY PROBE (WMAP) OBSERVATIONS: COSMOLOGICAL INTERPRETATION“, arXiv:0803.0547v2, Oct. 2008
- [Zac09] „Electromagnetic design and field emission studies for the inner electrode system of the KATRIN main spectrometer“, M. Zacher, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2009

Danksagung

Ich danke Prof. Weinheimer für die Möglichkeit eine interessante Diplomarbeit in einer sehr angenehmen Gruppe bei so einem interessanten Experiment machen zu dürfen.

Ich danke Prof. Wessels dafür, dass er sich als Koreferent für diese Arbeit zur Verfügung gestellt hat.

Ich danke Herrn Bourichter und der gesamten Feinmechanischen Werkstatt für die Unterstützung bei mechanischen Fragen und für die immer schnelle Fertigstellung von Bauteilen.

Ich danke Herrn Berendes und der gesamten Elektronischen Werkstatt für die Unterstützung und die schnelle Fertigstellung von vielen kleinen Arbeiten.

Der gesamten Arbeitsgruppe danke ich für die angenehme Zeit und die Hilfe bei vielen kleinen Problemen.

Ich danke Matthias für eine gute Zusammenarbeit bei der Entwicklung des Lasersensors.

Volker möchte ich für viele Ratschläge, Tipps und seine Unterstützung während der Feldemissionsmessungen danken. Ganz besonders auch für die Durchsicht dieser Arbeit.

Karen, Michael, Sebastian und Matthias danke ich für die gute Stimmung in Büro 213.

Michael danke ich für seine kompetente Einweisung in das Setup zur Feldemissionsuntersuchung.

Ein besonderer Dank gilt Karen, die mich mit viel Geduld in die Geheimnisse der KATRIN Simulationsprogramme eingeweiht hat.

Außerdem danke ich Hans-Werner für seine Hilfe bei vielen kleineren Arbeiten, seine immer hilfreichen Ratschläge und Tipps.

Dann danke ich natürlich Björn und dem Rest der Reinraum-Crew, ohne die die Arbeit dort nicht halb soviel Spaß gemacht hätte.

Nicht zu vergessen danke ich natürlich Cyrano, Lorenz und Jan für die schöne Zeit neben dem Studium.

Besonders danken möchte ich Stephan und Melli, für's Mut machen, eure Freundschaft und weil ihr immer da seid.

Ein ganz besonderer Dank gilt natürlich meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht haben.

Außerdem danke ich meinem Brüderchen für sechs Jahre Münster und für's großer Bruder sein.

Zum Schluss danke ich allen Freunden, Kommilitonen, Bekannten und auch allen anderen, die ich vergessen haben könnte.