

Entwicklung eines Lasersensors und Materialcharakterisierung für die Drahtelektroden des KATRIN Hauptspektrometers

von

Martina Reinhardt

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im

Institut für Kernphysik

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Westfälischen Wilhelms-Universität

Münster

im September 2007

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

Referent: Prof. Dr. Chr. Weinheimer

Korreferent: PD Dr. K. Reygers

INHALTSVERZEICHNIS

1. <i>Motivation</i>	7
2. <i>Neutrinophysik</i>	9
2.1 Einleitung	9
2.2 Die Anfänge der Neutrinophysik	11
2.3 Nachweis der Neutrinos	13
2.4 Neutrinooszillationen	15
2.5 Neutrinoloser Doppel-Beta-Zerfall	20
2.6 Direkte Neutrinomassenbestimmung	23
3. <i>Das KATRIN Experiment</i>	25
3.1 Theoretische Grundlagen	25
3.1.1 Beta-Zerfall	25
3.1.2 MAC-E-Filter	29
3.2 Aufbau des KATRIN Experiment	33
3.2.1 Tritiumquelle und Transportstrecke	33
3.2.2 Spektrometersektion und Detektor	35
3.3 Hauptspektrometer	37
3.4 Elektrodensystem	38
4. <i>Ausgasrate und Massenspektren</i>	41
4.1 UHV-Ofen und Reinigungsanlage	41
4.2 Ausgasratenmessungen	43
4.2.1 Alternative Methode zur Ausgasratenbestimmung	53
4.3 Massenspektren	55
5. <i>Drähte für die Drahtelektrodenmodule</i>	59
5.1 Vergleich der Drahteigenschaften	59
5.1.1 Oberflächenbeschaffenheit	60
5.1.2 Magnetische Suszeptibilität	61
5.1.3 Radioaktivität	62
5.1.4 Elastizität	68
5.2 Ausheizverhalten	70
5.2.1 Spannungsänderung	71
5.2.2 Elastische Eigenschaften	76

5.3	Fazit	78
6.	<i>Entwicklung und Bau eines Lasersensors</i>	79
6.1	Motivation	79
6.2	Kommerzielle Geräte	81
6.3	Lasersensor Testaufbau	83
6.4	Prototyp	85
6.4.1	Prinzip der Positionsmessung	87
6.4.2	Prinzip der Drahtspannungsmessung	90
6.4.3	Verbesserungspotential des Prototypen	92
6.5	Finale Version des Lasersensors	92
6.5.1	Positionsmessungen	95
6.5.2	Reproduzierbarkeit der Positionsmessung	96
6.5.3	Drahtspannungsmessungen	98
6.6	Simulation der Laserreflexion	99
6.6.1	Beugungsmuster am Einzelspalt	100
6.6.2	Beugungsmuster der Drahtreflexion	102
7.	<i>Zusammenfassung</i>	108
	<i>Anhang</i>	111
A.	<i>Datenblatt des Sitron Lichttasters</i>	112
B.	<i>CAD-Modelle der Sensorbauteile</i>	113
C.	<i>Eichmessungen zur Positionsbestimmung mit dem Lasersensor</i>	116
D.	<i>Quellcode der Einzelspaltsimulation</i>	119
E.	<i>Quellcode der Laserreflexsimulation</i>	121
	<i>Abbildungsverzeichnis</i>	124
	<i>Literaturverzeichnis</i>	127

1. MOTIVATION

Schon seit Mitte des 20. Jahrhunderts ist die Neutrinophysik ein wichtiges und aktuelles Forschungsgebiet der Astrophysik und modernen Teilchenphysik. Beim Aufbau unserer Materie und auch bei den physikalischen Theorien, die den Zusammenhalt der Materie beschreiben, spielen die Neutrinos eine zentrale Rolle. Sie treten in vielen Bereichen unseres Universums auf. In der Kosmologie z.B. sind sie Inhalt der Forschung um die Heiße Dunkle Materie, und in der Astrophysik spielen sie eine große Rolle bei den auftretenden Prozessen in Sternen und Galaxien [Schmi97].

Zahlreiche Wissenschaftler beschäftigen sich mit Experimenten und der Theorie rund um das Neutrino. Ein sehr großes Forschungsgebiet ist die Neutrinomassenbestimmung. Neben Versuchen zum Doppelten-Beta-Zerfall und Beobachtungen aus der Kosmologie, die auf einer indirekten Methode beruhen, gibt es noch die direkte Neutrinomassenbestimmung. Diese ist Grundlage der vorliegenden Arbeit. Mit dem KATRIN Experiment (**K**ARlsruher **TR**Itium Neutrino Experiment) soll ein wichtiger Meilenstein im Bezug auf die Neutrinomasse gelegt werden. Der Hauptbestandteil des Experiments ist ein 23 m langes und 10 m im Durchmesser großes Spektrometer, welches nach dem Prinzip des MAC-E-Filters funktioniert. Die Neutrinomasse wird bestimmt, indem der hochenergetische Teil des Betaspektrums beim Tritiumzerfall vermessen wird.

Um den Untergrund bei der Messung möglichst gering zu halten, müssen die Elektronen, die durch kosmische Myonen oder radioaktive Verunreinigung aus der Spektrometerwand ausgelöst werden, abgeschirmt werden. Dazu wird das ganze Spektrometer mit einer auf Gegenpotenzial liegenden Drahtelektrode ausgestattet. Da diese Elektrode den Anforderungen sehr präzise entsprechen muss, ist eine exakte Produktion und anschließende Qualitätskontrolle unumgänglich.

Die vorliegende Arbeit befasst sich genau mit diesen Punkten. Messung der Ausgasrate von speziell gereinigten Bauteilen, Untersuchung der Drahteigenschaften und Entwicklung und Bau eines Lasersensors zur Positions- und Spannungsmessung der Drähte sind die Hauptbestandteile.

Gliederung der Arbeit:

- Im zweiten Kapitel der Arbeit wird die Entwicklung der Neutrinophysik von ihren Anfängen bis hin zur aktuellen Forschung beschrieben.
- Um die theoretischen und experimentellen Grundlagen, auf denen diese Arbeit beruhen, näher zu erläutern, befasst sich das dritte Kapitel mit der Theorie und den einzelnen Komponenten des KATRIN Experiments.
- Das 4. Kapitel beschreibt kurz den Aufbau und die Funktionsweise des Ultra-Hoch-Vakuum Ofens und stellt die Ergebnisse einer Ausgasratenmessung von speziell gereinigten Teilen vor.
- Da die in den Drahtelektrodenmodulen verwendeten Drähte vielen Anforderungen entsprechen müssen, wurden verschiedene Eigenschaften von Drähten unterschiedlicher Hersteller getestet. In Kapitel 5 werden die Messungen mit ihren Ergebnissen dargestellt.
- Zur Qualitätskontrolle bei der Massenproduktion der Module wurde zur Bestimmung der Position und Spannung der eingebauten Drähte ein Lasersensor entwickelt. Kapitel 6 beschreibt den Aufbau und die Funktionsweise des Sensors und zeigt einige Messungen.
- Um einen allgemeinen Überblick über die Arbeit, die Messungen, die Ergebnisse und die anschließenden Folgerungen zu vermitteln, fasst das siebte Kapitel die vorliegende Arbeit noch einmal zusammen.
- Zusätzliche Grafiken, CAD-Zeichnungen und Quellcodes befinden sich im Anhang.

2. NEUTRINOPHYSIK

2.1 Einleitung

Das Neutrino = „kleines Neutron“, dessen Name von Enrico Fermi 1932 eingeführt wurde, ist ein elektrisch neutrales Elementarteilchen, welches zur Klasse der Leptonen gehört und ausschließlich schwach und gravitativ wechselwirkt. Aus der Zerfallsbreite des Z^0 -Bosons kann man die Anzahl von ν -Generationen mit $m_\nu < \frac{m_{Z^0}}{2}$ auf drei einschränken. Das Elektroneneutrino ν_e , das Myoneneutrino ν_μ und das Taueneutrino ν_τ [ALE06]. Zu jedem dieser Neutrinos gehört ein weiteres Teilchen ($\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$). Ob es sich hierbei jedoch um ein Antiteilchen oder nur den rechtshändigen¹ Partner vom linkshändigen Neutrino handelt, ist bis heute noch nicht sicher. Mit 336 Neutrinos pro Kubikzentimeter ist es nach den Photonen das zweit-häufigste Teilchen im Universum und ist somit etwa 10^9 mal häufiger vertreten als die Baryonen und trägt einen wesentlichen Anteil zu der relativen Energiedichte Ω des Universums bei. Ω wird durch $\rho(t)/\rho_c$ beschrieben, wobei ρ die tatsächliche Dichte im Universum und ρ_c einen kritischen Wert angeben. Falls $\rho < \rho_c$ spricht man von einem „offenen Universum“. Dieses expandiert endlos weiter. Im Fall von $\rho > \rho_c$ wird die Expansion irgendwann zum Stillstand kommen und in eine Kontraktion übergehen. Dieses „geschlossene Universum“ würde zu einem „Big Crunch“ führen. Nur falls $\rho = \rho_c$ geht die Expansionsrate asymptotisch gegen Null und man spricht von einem „flachen Universum“ [Gru00].

Abbildung 2.1 verdeutlicht die Verteilung der einzelnen Komponenten im Universum.

Sichtbare Materie wie Sterne und Galaxien tragen nur zu ungefähr 0,6% zur Energiedichte Ω des Universums bei. Der Anteil der Baryonen liegt insgesamt bei etwa 5%, der der Dunklen Materie bei ungefähr 25% und der der Dunklen Energie, für die bis heute noch keine theoretische Beschreibung existiert, bei etwa 70%.

Die Neutrinos, die zur Klasse der Heißen Dunklen Materie gehören, nehmen, je nach ihrer noch unbekanntten Masse, 0,1% - 5% der Energiedichte Ω ein.

Durch die Ergebnisse verschiedener Experimente, auf die im Verlauf dieses Kapitels noch eingegangen wird, konnte die Masse der Neutrinos durch das Mainz Experiment auf einen Bereich von

$$m(\nu_e)^2 = (-0,6 \pm 2,2 \pm 2,1) \text{ eV}^2 \Rightarrow m(\nu_e) < 2,3 \text{ eV} (95\% CL) \quad (2.1)$$

¹ Der Erwartungswert des Spins eines Teilchens in Impulsrichtung wird als Helizität H bezeichnet. Zeigen Spin und Impuls in die gleiche Richtung, so ergibt sich $H = -1$, im umgekehrten Fall $H = +1$. Somit definiert die Helizität den Drehsinn eines Partikels. Teilchen mit positiver Helizität werden als Rechtshändige, die mit negativer Helizität als linkshändige Teilchen bezeichnet. Masselose Neutrinos weisen eine Helizität von $H = -1$ auf [MKu92].

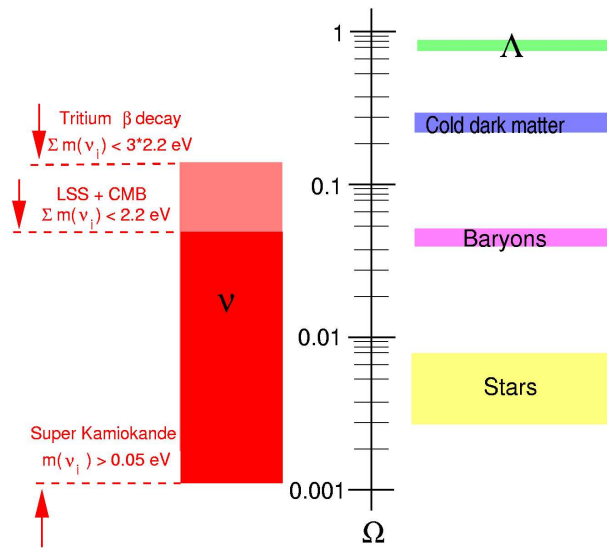


Abb. 2.1: Beiträge zur Energiedichte Ω des Universums [Wei06]. Die Graphik verdeutlicht die Zusammensetzung der Energiedichte Ω des Universums. Der von den Neutrinos eingenommene Bereich ist sehr stark abhängig von ihrer Masse.

eingegrenzt werden. Im Rahmen indirekter Neutrinomassenbeobachtungen- und -analysen aus der Kosmologie können Obergrenzen von $\sum m_i < 0,5 eV$ angegeben werden [Han07]. Da die Neutrinos nur sehr geringe Wechselwirkung mit Materie aufweisen², sind sie schwer nachzuweisen³. Die Frage nach ihrer Masse und ob sie Majorana oder Dirac-Teilchen⁴ sind, ist bis heute ein aktuelles Forschungsgebiet.

In unserem Universum gibt es verschiedene künstliche sowie natürliche Neutrinoquellen. Eine sehr wichtige natürliche Quelle stellt unsere Sonne dar. Bei der thermonuklearen Fusion von Protonen zu Helium



werden Elektronneutrinos ν_e emittiert. Aus der bei der Reaktion freiwerdenden Energie lässt sich der Neutrinofluss an der Sonnenoberfläche grob abschätzen. Für den Fluss der Neutrinos auf der Erde ergibt sich:

$$\begin{aligned} \phi_\nu &= \frac{P}{E \cdot A} = \frac{A \cdot S}{e \cdot A} = \frac{S}{E} \\ &= \frac{1,4 \text{ kJ/s} \cdot \text{m}^2}{4,2 \cdot 10^{-12} \text{ J}} \\ &= 3,3 \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{s} \cdot \text{cm}^2} \end{aligned} \quad (2.3)$$

mit der Energie E , der Leistung P , der Fläche A und der Solarkonstante S .

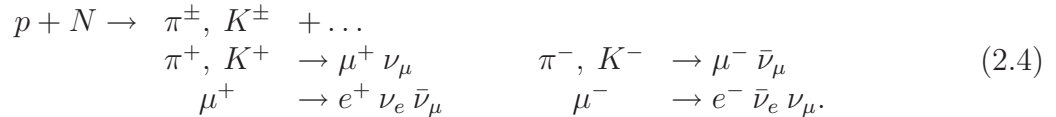
² Für die Reaktion $\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$ z.B. ergibt sich bei einer Neutrinoenergie von 1 GeV ein Wirkungsquerschnitt von 10^{-41} cm^2 .

³ L. M. Lederman, M. Schwartz und J. Steinberger entdeckten 1962 erstmals das Myonenneutrino und erhielten dafür 1988 den Nobelpreis, das Taunenneutrino wurde 2000 am Fermilab in Chicago entdeckt.

⁴ Wenn Teilchen und Antiteilchen identisch sind, spricht man von Majorana-Teilchen, ist dies nicht der Fall, so sind es Dirac-Teilchen.

Es ist jedoch anzumerken, dass diese Abschätzung um einen Faktor 2 falsch ist, da hier eine mittlere Energie E angenommen wurde. Tatsächlich beläuft sich der Neutrinofluss auf $\phi_\nu = 6,5 \cdot 10^{10} \text{ l/s} \cdot \text{cm}^2$.

Auf einer ebenfalls natürlichen Quelle beruhen die Atmosphärischen Neutrinos ($\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_e$). Wenn Teilchen aus der kosmischen Strahlung mit Atomkernen der Erdatmosphäre zusammenstoßen, entstehen hochenergetische Luftschauer. Zerfallen die in diesen Schauern enthaltenen Mesonen, so entstehen u.a. Neutrinos.



Auch die bei einer Supernova entstehenden Neutrinos oder die Kosmologischen Neutrinos ($\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$), die Überbleibsel des thermodynamischen Gleichgewichts des Universums nach dem Urknall sind, zählen zu den Neutrinos aus natürlichen Quellen.

Künstliche Quellen sind vor allem Beschleuniger und Reaktoren. Reaktor-neutrinos ($\bar{\nu}_e$) entstehen durch den β^- -Zerfall der neutronenhaltigen Spaltprodukte in einem Reaktor. Beschleunigerneutrinos ($\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$) hingegen stammen aus Zerfällen von hochenergetischen π^\pm und K^\pm , die durch Protonen eines Protonsynchrotrons in einem Target erzeugt werden.

Aufgrund der großen Anzahl der Neutrinos in unserem Universum sind sie für viele Bereiche der Forschung interessant. Zum Beispiel im Rahmen des Standardmodells der Teilchenphysik aber auch anderen Gebieten spielt die Neutrinomasse eine große Rolle⁵. Da bis heute noch nicht alle Eigenschaften, wie z.B. die absolute Masse der Neutrinos, bestimmt sind, ist dieses Thema seit den 30er Jahren des letzten Jahrhunderts bis heute ein Bereich der aktuellen Forschung.

2.2 Die Anfänge der Neutrino-physik

Der Physiker und Physiologe Hermann von Helmholtz formulierte erstmals 1847 die Idee der Energieerhaltung und deutete dadurch die Ergebnisse die James Joule schon einige Jahre zuvor durch verschiedene Experimente erhalten hatte. Dadurch legte er den Grundstein für viele Forschungsgebiete in der Physik. Auch wenn diesem Gesetz noch keine fundamentale Theorie zu Grunde lag, sprachen alle experimentellen Ergebnisse für die Energieerhaltung. Sogar die Entdeckung der Äquivalenz von Masse und Energie von Albert Einstein widersprach dem Gesetz nicht.

1896 beobachtete Henri Becquerel unterschiedliche Strahlungsemission bei bestimmten Materialien, die in den folgenden Jahren von Becquerel, Rutherford und anderen in drei verschiedene Typen unterteilt werden konnte. Es war die Geburtsstunde von Alpha-, Beta- und

⁵ Im Standardmodell der Teilchenphysik (siehe Abbildung 2.4) wird den Neutrinos eine Masse von Null zugeordnet. Wie jedoch in Kapitel 2.4 beschrieben wird, kann durch Oszillationsversuche gezeigt werden, dass Neutrinos eine Masse aufweisen. Je nach Größe der Masse, lassen sich unterschiedliche Erweiterungen für das Standardmodell aufstellen.

Gammastrahlung. Alphastrahlen sind Heliumkerne, Betastrahlen Elektronen oder Positronen und Gammastrahlen hochenergetische elektromagnetische Strahlung. Da die Alpha- und Gammastrahlung Spektren mit diskreter Energie aufweisen, d.h. $E_{\alpha,\gamma} = E_B - E_C$ mit E_B : Energie des Kerns vor der Emission, E_C : Energie des Kerns nach der Emission, ist man auch bei der Betastrahlung zunächst von einer solchen Energieverteilung ausgegangen.

Erst 1914 konnte Chadwick erstmals ein kontinuierliches Energiespektrum beim Betazerfall nachweisen (siehe Abb. 2.2 (a)).

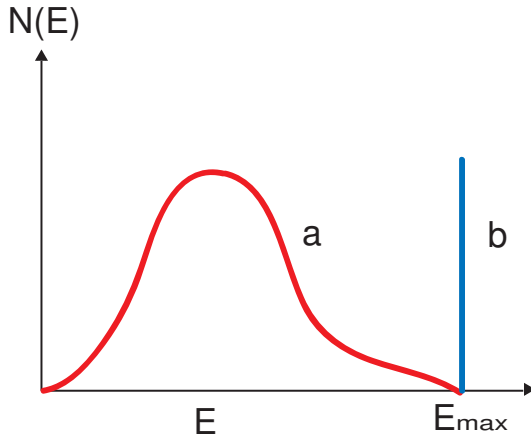
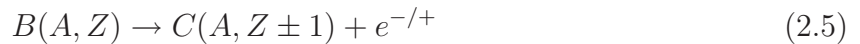
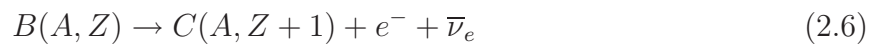


Abb. 2.2: **Energiespektrum beim Betazerfall.** (a) Skizze eines kontinuierlichen Energiespektrums $N(E)$ eines Elektrons bei einem β -Zerfall. (b) Die erwartete Energie E_{max} des Elektrons bei einem Zweikörperzerfall ohne das Neutrino.

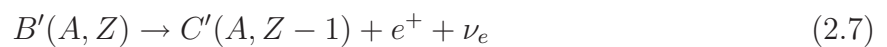
Zunächst wurde diese Beobachtung jedoch angezweifelt, da man beim $\beta^{-/+}$ - Zerfall von einem Zweikörperzerfall



ausgegangen ist. In diesem Fall führt der Energieerhaltungssatz zu einer festen Energie $E = E_{max} = m_B - m_C$ des Elektrons bzw. Positrons, bei Vernachlässigung des Rückstoßimpulses (siehe Abb. 2.2 (b)). In den darauffolgenden Jahren wurden die unterschiedlichsten Erklärungsversuche zur Bestätigung dieser Annahme diskutiert. Da die Erhaltungssätze bei einer kontinuierlichen Verteilung der Energie bei einem Zweikörperzerfall nicht mehr gegeben sind, gab es viele Meinungsverschiedenheiten zwischen den einzelnen Forschergruppe bezüglich dieser Theorie. Erst als Charles D. Ellis und William A. Wooster 1927 das Ergebnis von Chadwicks Experiment bestätigten [Ell27], wurde die Tatsache eines kontinuierlichen Energiespektrums akzeptiert. Um in dieser Reaktion die Energie-, die Impuls- und die Drehimpulserhaltung zu gewährleisten, postulierte Pauli in einem Brief an seine „Radioaktiven Kollegen“ am 4. Dezember 1930 erstmalig das Neutrino und legte somit den Grundstein für die Neutrinoforschung [Pau30]. Dieses zunächst hypothetische Teilchen wird neben dem Elektron bzw. Positron bei einem β -Zerfall



bzw.



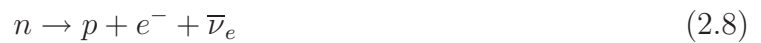
freigesetzt, und trägt die fehlende Energie und den Impuls. Auch der Drehimpulserhaltungssatz wird dadurch eingehalten. Da Mutter- und Tochterkern beim β -Zerfall beide ganzzahligen oder halbzahligen Spin aufweisen, genügen sie derselben Statistik, Bose-Einstein oder Fermi-Dirac. Das Elektron sowie das Positron weisen beide eine Halbzahligkeit des Kernspins auf, so dass die Drehimpulserhaltung nur gewährleistet ist, wenn ein weiteres Teilchen mit halbzahligen Spin bei der Reaktion emittiert wird. Durch die Postulierung der Leptonenzahlerhaltung 1953 durch Mahmoud et al. wurde diese Annahme ebenfalls bestätigt.

Aufbauend auf diese Hypothese formulierte Fermi 1934 eine Theorie des β -Zerfalls in der er das Neutrino berücksichtigte [Fer34]. Er versuchte erstmals eine Beschreibung der β -Radioaktivität über eine neue Form der Wechselwirkung, deren Formalismus an die elektromagnetische Strahlungstheorie angelehnt ist. Bei seiner Theorie vereinte er die Neutrinohypothese von Pauli und die Vorstellung von Heisenberg, dass ein Atomkern nur aus Protonen und Neutronen besteht. In seiner Darstellung sind weder das Elektron noch das Neutrino vor dem Zerfall im Kern vorhanden.

Das Endergebnis seiner Überlegung lieferte eine erfolgreiche Beschreibung der Lebensdauer der Kerne und der Form des kontinuierlichen β -Spektrums, welches noch heute die Grundlage der Beschreibung der schwachen Wechselwirkung ist. Seine Theorie zur Beschreibung dieser Wechselwirkung wurde lediglich auf die V-A-Theorie, die zusätzlich eine Paritätsverletzung impliziert, erweitert. Mit den von ihm entwickelten Formeln war Fermi u.a. in der Lage, aus der Kinematik des β -Zerfalls Aussagen über die Ruhemasse des Neutrinos zu machen. Noch heute wird dieses Prinzip zur Bestimmung der Neutrinomasse angewendet. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird dies am Beispiel des KATRIN Experiments verdeutlicht.

2.3 Nachweis der Neutrinos

1956, etwa 25 Jahre nachdem das Neutrino erstmals postuliert wurde, schafften Reines und Cowan den experimentellen Nachweis für den 1995 der Nobelpreis verliehen wurde [Rei59]. Da die Spaltprodukte aus Kernreaktionen durch den enormen Neutronenüberschuss i.a. β^- -Strahler sind, führten sie ihre Versuche an den Kernreaktoren in Hanford, Savannah River Plant durch. Die im Reaktor durch die Reaktion



freiwerdenden Antineutrinos können durch den inversen β -Zerfall



nachgewiesen werden.

Abbildung 2.3 zeigt den experimentellen Aufbau von Reines und Cowan. Ein mit Kadmiumchlorid in wässriger Lösung (H_2O) gefüllter Behälter liegt zwischen zwei Szintillationsdetektoren und bildet den Hauptbestandteil des Experiments. Die im Reaktor freiwerdenden Antineutrinos reagieren mit den Protonen aus der wässrigen Lösung und setzen ein Positron und ein Neutron frei. Das Positron kommt schnell zur Ruhe und annihiliert mit einem Elektron in zwei monochromatische Photonen $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ mit einer Energie von je $E_\gamma = 511 \text{ keV}$,

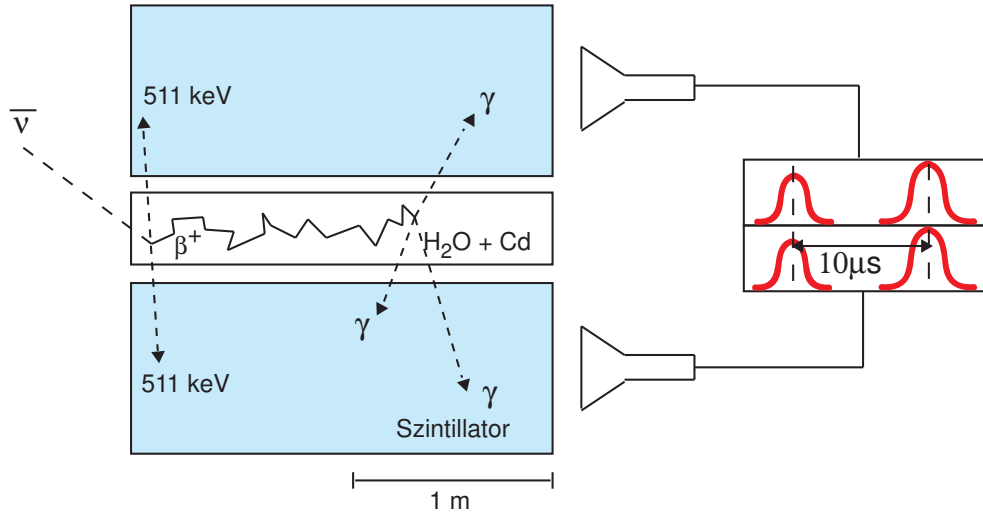


Abb. 2.3: **Der experimentelle Aufbau zum Nachweis des Neutrinos.** Die im Reaktor freiwerdenden Antineutrinos reagieren mit der wässrigen Lösung, wobei Positronen und Neutronen frei werden. Durch weitere Reaktionen der Positronen und Neutronen werden Photonen frei, die im Detektor nachgewiesen werden können.

die in den Szintillatoren nachgewiesen werden. Durch Stöße mit den Wasserstoffkernen wird auch das Neutron einige μs später abgebremst und von dem Cadmiumkern eingefangen, weil dieser einen besonders hohen Einfangs-Wirkungsquerschnitt hat. Wenn der dadurch angeregte Kern wieder in seinen Grundzustand zurückfällt, werden ebenfalls Gammaquanten ausgesendet, welche dann mit einer kleinen Verzögerung zum ersten Signal von den Szintillationsdetektoren nachgewiesen werden.

Der eigentliche Neutrinonachweis besteht somit aus zwei mit einigen μs Abstand detektierten Photonen. Da der Wirkungsquerschnitt der Reaktion (2.9) mit $\sigma = (1, 1 \pm 0, 3) \cdot 10^{-43} \text{ cm}^2$ bei einer Energie von $E_\nu < 8 \text{ MeV}$ sehr klein ist [Rei59], hat es sehr lange gedauert, bis das Neutrino in diesem Experiment nachgewiesen werden konnte.

Nach dem Nachweis des Elektronantineutrinos $\bar{\nu}_e$ durch Reines und Cowan dauerte es nicht mehr lange, bis auch das Myonneutrino ν_μ entdeckt wurde.

M. Schwartz, L. M. Lederman und J. Steinberger erzeugten 1962 mit Hilfe eines Teilchenbeschleunigers einen Pionenstrahl und konnten zeigen, dass die im Pionzerfall

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.10)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.11)$$

entstehenden Neutrinos bei Wechselwirkung mit Materie nur die Erzeugung von μ^\pm jedoch

nicht die von e^\pm induzieren können [Dan62]. Aus diesem Ergebnis schlossen sie auf die Tatsache, dass es mindestens zwei Sorten von Neutrinos geben muss; die schon vorher entdeckten Elektronneutrinos ($\nu_e, \bar{\nu}_e$) und die Myonneutrinos ($\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$), welche jeweils mit e^\pm und μ^\pm assoziieren.

Das seit etwa 1960 schrittweise aufgebaute Standardmodell der Elementarteilchenphysik sprach relativ schnell für die Existenz eines dritten Neutrinos. In dem Modell sind alle fundamentalen Bausteine der Materie wie die Quarks, die Leptonen und die Austauschteilchen der Wechselwirkungen vereint. Quarks und Leptonen werden in dem Modell nach aufsteigender Masse in drei „Familien“ angeordnet. Bei den Quarks bilden jeweils Teilchen und Antiteilchen eine Gruppe, wohingegen bei den Leptonen (ν_μ, μ) und (ν_e, e) zu einer Familie gehören. Obwohl das Standardmodell noch eine weitere Leptonfamilie (ν_τ, τ) vorhergesagt hat, sprachen erst nach der Entdeckung des Tauons τ 1975 durch M. L. Perl alle Ergebnisse für ein weiteres Neutrino. Dieses wurde jedoch erst 2000 am DONUT-Experiment am Fermilab in Chicago entdeckt. Abbildung 2.4 zeigt den Aufbau des Standardmodells.

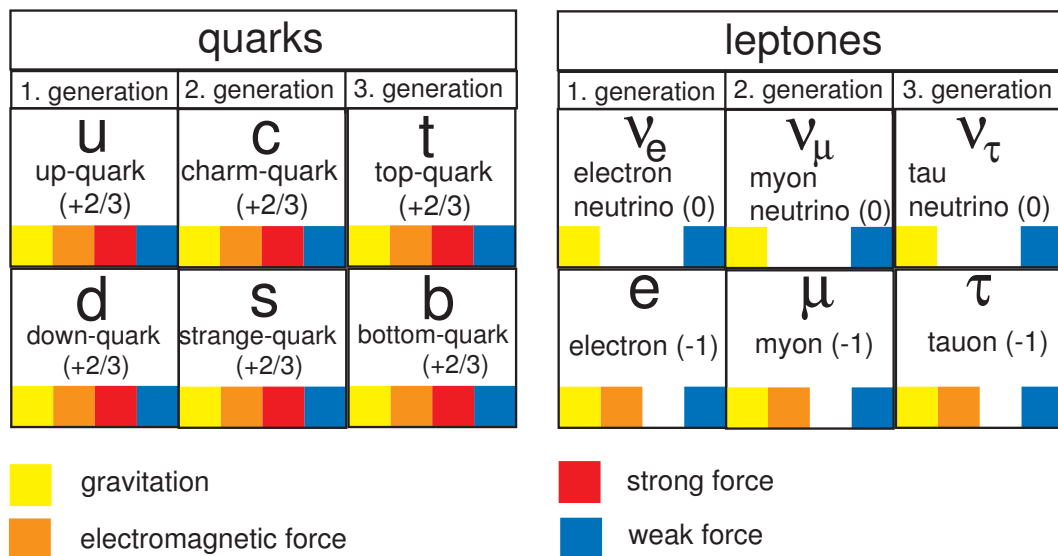


Abb. 2.4: **Aufbau des Standardmodells.** Die Abbildung zeigt das aus verschiedenen Familien aufgebaute Standardmodell der Teilchenphysik.

2.4 Neutrinooszillationen

Neben der fehlenden elektrischen Ladung und des elektrischen sowie magnetischen Dipolmoments der Neutrinos sagt das Standardmodell der Elementarteilchen nur masselose Neutrinos vorher. Auch wenn sie vom Modell nicht direkt vorhergesagt werden können, werden allen anderen Fermionen Massen zugewiesen. Diese können durch den Mechanismus sogenannter Yukawa-Kopplungen zwischen rechts- und linkshändigen Komponenten der Fermionfelder belegt werden. Neutrinos hingegen unterliegen der Schwachen Wechselwirkung und sind

maximal paritätsverletzend, was C. S. Wu et al. 1957 in einem Experiment zeigen konnten [Wu57] [Gar57]. Goldhaber et al. zeigten 1958, dass Neutrinos immer linkshändig und Antineutrinos immer rechtshändig vorkommen [Gol58].

Diese Ergebnisse sprechen für die Masselosigkeit der Neutrinos, da es im Fall der maximalen Paritätsverletzung der Neutrinos keine Massenterme im Vergleich zu denen der anderen Fermionen gibt.

In den darauffolgenden Jahren konnte in verschiedenen Experimenten gezeigt werden, dass die Neutrinos sogenannte Flavour-Oszillationen durchführen. Dieser Prozess entspricht der Umwandlung einer Neutrinosorte in eine Andere. Die mathematische Beschreibung dieses Vorgangs zeigt, dass nur massebehaftete Neutrinos einen solchen Prozess durchführen können.

Die Spinoren der Neutrinos können über eine Mischungsmatrix bestimmt werden und beschreiben den Zustand der Teilchen. Es gilt:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

Jeder Flavour-Eigenzustand ν_e, ν_μ, ν_τ ist aus einer Mischung der drei Neutrinomasseneigenzustände ν_1, ν_2, ν_3 zusammengesetzt.

Im Fall des KATRIN Experiments ist die Messung empfindlich auf das Massenquadrat m^2 und es gilt der Zusammenhang:

$$m(\nu_i)^2 = \sum_j |U_{ij}|^2 \cdot m(\nu_j)^2. \quad (2.13)$$

Im Fall einer Zwei-Neutrino-Oszillation ergibt sich die Übergangswahrscheinlichkeit von einem Flavour α in einen Anderen β näherungsweise zu:

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = \sin^2(2\theta) \cdot \sin^2\left(1,27 \cdot \frac{\Delta m^2[\text{eV}^2] \cdot L[\text{km}]}{E[\text{GeV}]}\right) \quad (2.14)$$

wobei L die zurückgelegte Strecke des Neutrinos, θ den Mischungswinkel der Flavours und $\Delta m^2 = |m_1^2 - m_2^2|$ die Differenz der Massenquadrate der Masseneigenzustände angibt.

Wie man in Gleichung (2.14) sieht, kann eine Neutrinooszillation nur stattfinden, wenn der Mischungswinkel sowie die Differenz der Massenquadrate ungleich Null sind.

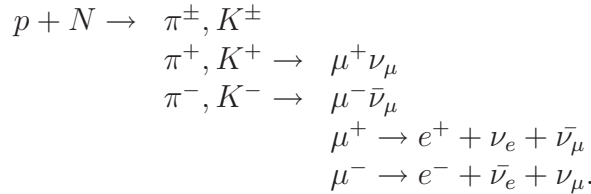
Durch Beobachten einer solchen Oszillation kann man schließen, dass mindestens ein Neutrino eine Masse ungleich Null hat.

Um nach solchen Neutrinooszillationen zu suchen, gibt es verschiedene Ansätze. Es wurden Experimente mit atmosphärischen, solaren oder auch Reaktor- oder Beschleunigerneutrinos durchgeführt.

Flavour-Oszillationen atmosphärischer Neutrinos, Super-Kamiokande

Das Experiment Super-Kamiokande ist in der Kamioka-Mine in Japan aufgebaut und sollte hauptsächlich Myonen aus $\nu_\mu N$ -Ereignissen⁶ atmosphärischer Neutrinos aber auch elastische $\nu_e e^-$ -Ereignisse solarer Neutrinos messen. Ein zylindrischer Tank mit 50000 m³ gereinigtem Wasser beobachtet durch 11200 Photomultipliern ist das Herzstück des Experiments.

Die primäre Kosmische Strahlung, die aus dem Weltall auf die Erde trifft, besteht zu etwa 99% aus Hadronen, die wiederum hauptsächlich aus Protonen aber auch schweren Elementen wie Eisen bestehen. Etwa 1% besteht aus Elektronen und ungefähr 0,01% aus Photonen. Wenn ein solches Proton mit Stickstoff- oder Sauerstoffteilchen der oberen Atmosphäre kollidiert, entsteht eine Kaskade von Sekundärreaktionen, bei der hauptsächlich geladene Pionen und Kaonen entstehen. Diese können dann, wie bei den Beschleunigerneutrinos, über den μ^\pm -Zerfall in e^\pm und Neutrinos (atmosphärische Neutrinos) zerfallen. Es gilt:



Um das Experiment vor ebenfalls in der Strahlung enthaltenen störenden geladenen Teilchen abzuschirmen, wurde der Tank etwa 1 km unterhalb der Erdoberfläche errichtet. Dabei wird die Anzahl der Myonen um einen Faktor 10^5 reduziert, so dass die Myonrate im Detektor nur noch 1,88 Ereignisse/s beträgt [SK99]. Der Tank ist insgesamt 39,9 m im Durchmesser und 41,4 m hoch. Er besteht aus einem äußeren Teil, der 18000 t reines Wasser enthält und zur Abschirmung des inneren Teils vor Strahlung aus dem umgebenen Gestein dient. Der innere Tank enthält 32000 t reines Wasser und beinhaltet die Photomultiplier zur Detektion der Cherenkovstrahlung aus den folgenden Reaktionen:

$$\nu_e + N_1 \rightarrow N_2 + e^- \quad (\text{CC, charged current}) \quad (2.15)$$

$$\nu_\mu + N_1 \rightarrow N_2 + \mu^- \quad (\text{CC, charged current}). \quad (2.16)$$

Da sich das Elektron sowie das Myon im Wasser mit über Lichtgeschwindigkeit bewegen, verursachen sie ein Cherenkov Lichtkegel. Aus der Art des Kegels lässt sich die Richtung des einfallenden Teilchens und seine Art bestimmen.

Abbildung 2.5 zeigt die Ergebnisse, die aus dem Vergleich des experimentell ermittelten Verhältnis $R = \frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e}$ und dem zugehörigen simulierten Wert resultieren. Der erwartete Zusammenhang von $R \approx 2$ wurde nicht erreicht. Stattdessen konnte ein zenitwinkelabhängiges Defizit von Myonneutrinos und Myonantineutrinos festgestellt werden.

In der Abbildung werden die Anzahl der registrierten Ereignisse in Abhängigkeit vom Einfallswinkel aufgetragen. Der Winkel $\cos\theta = -1$ entspricht dabei den atmosphärischen Neutrinos, die von oben in den Detektor gelangen und somit nur eine Strecke von etwa 15 km

⁶ Reaktion von Myonneutrinos mit Nukleonen aus der Atmosphäre.

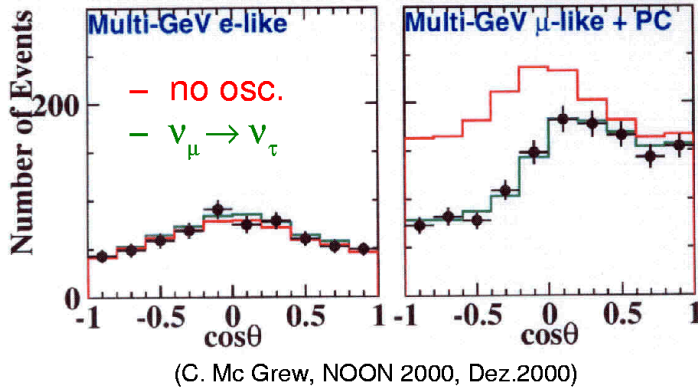


Abb. 2.5: Ergebnisse des Super-Kamiokande Oszillationsexperiments. Die experimentell gefundenen Werte bezüglich der Anzahl der Events gegenüber dem Eintrittswinkel im Vergleich zu den Werten aus der Simulation. Die rote Kurve beschreibt die Simulation ohne und die grüne Linie mit Neutrinooszillationen.

zurückgelegt haben. $\cos \theta = 1$ spiegelt die Neutrinos wieder, die durch die Erde von unten den Detektor erreichen. Ihre Wegstrecke beträgt somit etwa 13000 km. Die beiden zusätzlichen Linien in den Graphen resultieren aus Simulationsrechnungen. Die rote Linie stammt aus einer Monte-Carlo Rechnung ohne Berücksichtigung der Neutrinooszillationen und die grüne Linie aus einer Simulation mit Neutrinooszillationen. Im rechten Bild, welches das Ergebnis der Myonneutrinos widerspiegelt, ist eine Abweichung der Ergebnisse von der erwarteten roten Linie sehr gut zu erkennen. Da das Ergebnis der Elektronneutrinos keine Verluste aufzeigt, müssen sich die Myonneutrinos ν_μ auf dem Weg durch die Erde zum Teil in Tauneutrinos umwandeln.

Durch die Analyse der Daten kann man die Energie der Neutrinos berechnen. Mit der Kenntnis des ungefähren Weges der Teilchen, den sie für eine Oszillation brauchen, lässt sich eine Differenz der Massenquadrate und ein Mischungswinkel angeben.

Folgende Ergebnisse wurden durch Super-Kamiokande erzielt [Ash04]:

$$1,9 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 < \Delta m_{atm}^2 < 3,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad 90\% \text{ CL} \quad (2.17)$$

$$\sin^2(2\theta_{atm}) > 0,9 \quad 90\% \text{ CL}. \quad (2.18)$$

Flavour-Oszillationen solarer Neutrinos, Das SNO-Experiment

Das SNO-Experiment (Sudbury Neutrino Observatory), welches sich in der Nähe von Sudbury, Ontario in Kanada befindet, beruht auf einem ähnlichen Prinzip wie Super-Kamiokande. Hier befindet sich ein mit 1000 t schwerem Wasser (D_2O) gefüllter kugelförmiger Detektor etwa 2300 m unter der Erde. Das mit 9600 Photomultipliern ausgestattete Volumen befindet sich zur besseren Abschirmung in einem mit 7000 t Wasser gefüllten Behälter. Die Verwendung von schwerem Wasser lässt verschiedene Nachweisreaktionen der Neutrinos zu.

Es gilt:

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (\text{CC, charged current}) \quad \Phi_{CC} = \Phi_e \quad (2.19)$$

$$\nu + d \rightarrow p + n + \nu \quad (\text{NC, neutral current}) \quad \Phi_{NC} = \Phi_e + \Phi_{\mu\tau} \quad (2.20)$$

$$\nu + e^- \rightarrow \nu + e^- \quad (\text{ES, elastic scattering}) \quad \Phi_{ES} = \Phi_e + 0,16\Phi_{\mu\tau}. \quad (2.21)$$

Nur im zweiten Fall wird keine Cherenkovstrahlung ausgesendet. Die Reaktion kann jedoch durch Neutroneneinfang an Deuterium oder Chlor (durch beigefügtes NaCl), welches anschließend Neutronen aussendet, nachgewiesen werden.

Während die erste Reaktion nur mit Elektronneutrinos stattfindet, treten die beiden anderen Reaktionen mit allen Neutrinosorten auf, wobei die dritte Reaktion wesentlich empfindlicher auf Elektronneutrinos als auf die anderen beiden Flavours ist.

Durch die Kombination dieser drei Reaktionen lässt sich zeigen, dass ein Teil des Flusses Φ_e des Elektronneutrinos auf dem Weg von der Sonne zur Erde verschwindet. Gleichzeitig tritt jedoch der Fluss $\Phi_{\mu\tau}$ der Myon- und Tauneutrinos auf, der den Verlust der Elektronneutrinos kompensiert, so dass sich der gesamte nach dem Sonnenmodell vorhergesagte Neutrinofluss ergibt [Ahm03]. Das SNO-Ergebnis ergibt:

$$\Phi_{\nu, sB}^{\text{SNO}} = 5.21 \pm 0.27 \text{ (stat)} \pm 0.38 \text{ (syst.)} \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (2.22)$$

Dieses stimmt sehr gut mit den Vorhersagen des Standardmodells überein [Ahm02]:

$$\Phi_{\nu, sB}^{\text{SSM}} = 5.05_{-0.81}^{+1.01} \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (2.23)$$

Abbildung 2.6 veranschaulicht dieses Ergebnis.

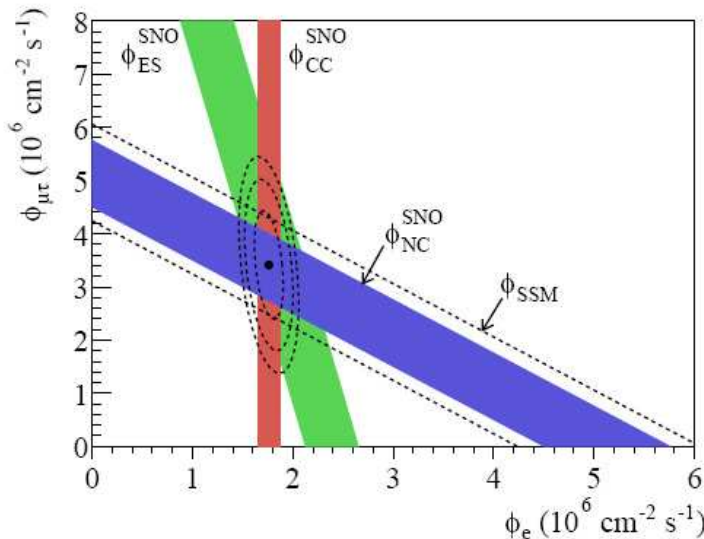


Abb. 2.6: **Ergebnisse des SNO Experiments** [Ahm02]. Fluss der Myon- und Tauneutrinos in Abhängigkeit vom Fluss der Elektronneutrinos.

Neben Oszillationsnachweisen von atmosphärischen und solaren Neutrinos wurden Oszillationen auch bei künstlich erzeugten Neutrinos gefunden. Das K2K-Experiment hat mit Hilfe des

Super-Kamiokande-Detektors die Neutrinos des etwa 250 km entfernten KEK-Beschleunigers untersucht und Neutrinooszillationen, die in der Größenordnung der atmosphärischen Oszillationen liegen, nachweisen können.

Das Experiment KamLAND (Kamioka Liquid-Scintillator Anti-Neutrino Detector), welches ebenfalls in der japanischen Kamioka-Mine aufgebaut ist, untersucht Reaktor-neutrinos. Mit Hilfe diesen Aufbaus wird nach dem Verschwinden von Elektronantineutrinos durch Oszillationen gesucht. In einem Umkreis in der Größenordnung von 100 km liegen etwa 70 Atomreaktoren, von denen Neutrinos ausgehen. Bei der Messung konnte ein Verlust der Elektronantineutrinos nachgewiesen werden und somit die Flavour-Oszillation von Reaktor-neutrinos bestätigt werden. In diesem Fall entsprechen die ermittelten Oszillationsparameter denen der solaren Neutrinos.

2.5 Neutrinoloser Doppel-Beta-Zerfall

Der neutrinolose Doppel-Beta-Zerfall ($0\nu\beta\beta$ -Zerfall) kann neben den Oszillationsversuchen ebenfalls Aufschluss über die Eigenschaften der Neutrinos geben. Neben der Frage, ob Neutrinos Dirac- oder Majorana-Teilchen sind, oder ob es rechtshändige Neutrinoströme gibt, lässt sich die Frage der Masse der Neutrinos klären.

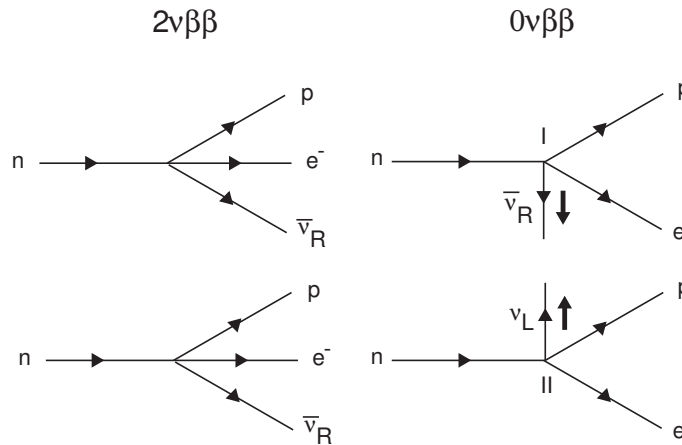


Abb. 2.7: **Der Doppel-Beta-Zerfall.** Der linke Teil des Bildes zeigt den neutrinobehafteten Doppel-Beta-Zerfall, im rechten Bild ist der neutrinolose Doppel-Beta-Zerfall zu sehen.

Unter einem Doppel-Beta-Zerfall ($\beta^-\beta^-$) versteht man den gleichzeitigen radioaktiven Zerfall von zwei Neutronen, bei dem zwei Elektronen und zwei Elektronantineutrinos freigesetzt werden (siehe Abb. 2.7). Es gilt:

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e. \quad (2.24)$$

Beim neutrinolosen Doppel-Beta-Zerfall wird das am Vertex I emittierte Neutrino am Vertex II wieder absorbiert (siehe Abb. 2.7). Somit werden in diesem Fall zusätzlich zu dem

Tochterkern nur zwei Elektronen emittiert. Hier ergibt sich:

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- \quad (2.25)$$

$$\begin{aligned} \text{Vertex I} &: n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \\ \text{Vertex II} &: \nu_e + n \rightarrow p + e^- \\ \text{zusammen} &: 2n \rightarrow 2p + 2e^-. \end{aligned} \quad (2.26)$$

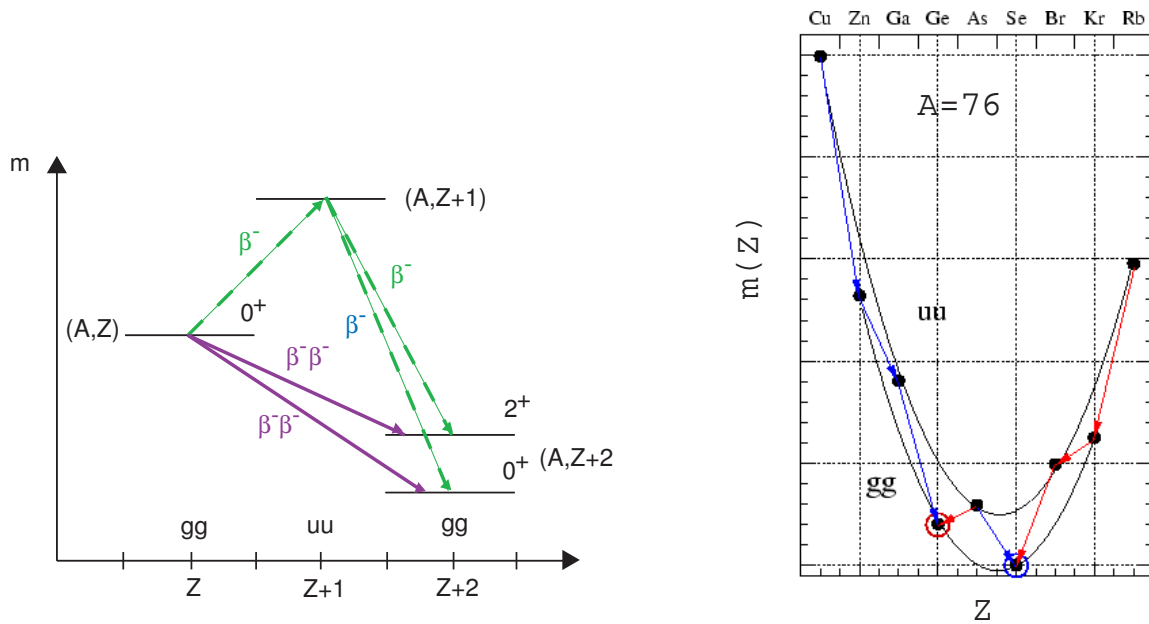


Abb. 2.8: **Der Doppel-Beta-Zerfall [Schmi97]**. Der linke Teil des Bildes zeigt das Termschema für den Doppel-Beta-Zerfall eines gg-Kernes vom Grundzustand (A, Z) in den angeregten Zustand $(A, Z+2)$. Ein Zerfall durch zwei einfache Beta-Zerfälle über den Zustand $(A, Z+1)$ ist energetisch verboten. Im rechten Bildteil sind die Massenparabeln der gg-Kerne und uu-Kerne, die sich nach der Bethe-Weizsäcker-Formel ergeben, aufgetragen.

Dieser Zerfall ist jedoch nur möglich, wenn das Neutrino ein Majorana-Teilchen ist. Das bedeutet, dass Teilchen und Antiteilchen identisch sind. Ein weiteres Kriterium ist die Masse. Neutrinos werden, wie in Abbildung 2.7 zu sehen, in einem $0\nu\beta\beta$ -Zerfall als rechtshändige Teilchen emittiert aber als linkshändige Teilchen wieder absorbiert. Nur wenn das Neutrino eine Masse hat, ist eine Helizitätsumkehr möglich. Für $m > 0$ ist die Helizität H nämlich keine gute Quantenzahl mehr und hat mit einer Wahrscheinlichkeit von:

$$W = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{v}{c}\right) \approx \left(\frac{m_\nu}{2E_\nu}\right)^2 \quad (2.27)$$

den „falschen Wert“. Somit existiert eine Mischung von rechts- und linkshändigen Neutrinos, die den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall möglich machen.

Der Doppel-Beta-Zerfall ist im Gegensatz zum einfachen Beta-Zerfall ein sehr seltener Prozess, der insbesondere bei einem β -stabilen Mutterkern (A,Z) zu erwarten ist. Wie in Abbildung 2.8 gezeigt, ist in diesem Fall die Masse des nächstgelegenen Tochterkerns $(A,Z+1)$ größer als die des Mutterkerns (A,Z) : $m(A,Z+1) > m(A,Z)$, und somit liegt auch der Grundzustand des Tochterkerns höher. Ein einfacher Beta-Zerfall ist in diesem Fall energetisch nicht erlaubt. Wenn jedoch der Grundzustand des übernächsten Tochterkerns $(A,Z+2)$ energetisch niedriger liegt, ist ein Doppel-Beta-Zerfall möglich. Diese Situation liegt nur vor, wenn der Mutterkern (A,Z) ein gg-Kern ist (gerade Neutronen- und Protonenzahl), der erste Tochterkern $(A,Z+1)$ ein uu-Kern (ungerade Neutronen- und Protonenzahl) und der übernächste Tochterkern $(A,Z+2)$ wieder ein gg-Kern ist. In diesem Fall kann die negative Bindungsenergie des uu-Kerns im Betrag nach kleiner als die der benachbarten gg-Kerne sein.

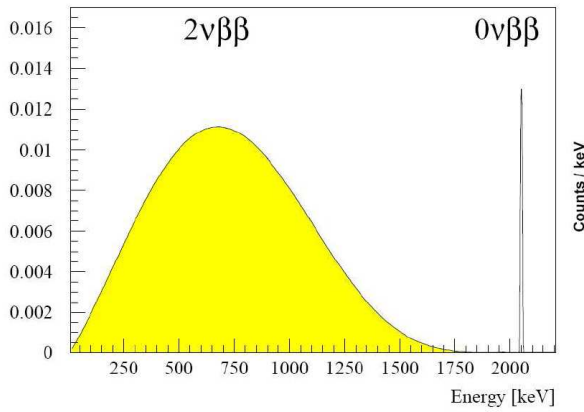


Abb. 2.9: **Energiespektrum des Doppel-Beta-Zerfalls.**

Das Energiespektrum des neutrino-behafteten Doppel-Beta-Zerfalls weist eine kontinuierliche Verteilung auf, während das Spektrum des neutrinolosen Doppel-Beta-Zerfalls eine diskrete Linie aufweist. Es ist jedoch zu beachten, dass die $0\nu\beta\beta$ -Linie in dieser Graphik zum besseren Vergleich stark vergrößert dargestellt ist.

Die beiden unterschiedlichen Doppel-Beta-Zerfälle lassen sich, wie in Abbildung 2.9 zu sehen, experimentell sehr gut in ihrer Kinematik unterscheiden. Während sich die Energieverteilung der Elektronen beim $2\nu\beta\beta$ -Zerfall in einer kontinuierlichen Verteilung widerspiegelt, weist der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall einen scharfen Energiepeak auf.

Obwohl der Doppel-Beta-Zerfall schon 1935 von Goeppert-Mayer [Goe35] vorgeschlagen wurde, konnte der $2\nu\beta\beta$ -Zerfall erst 1987 beobachtet werden [Ell87].

Auf dem Gebiet des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls wird auch heutzutage noch intensiv geforscht. NEMO, CUORICINO und andere sind aktuelle Experimente, die das Energiespektrum einiger Kandidaten für den Doppel-Beta-Zerfall vermessen. Da die Halbwertszeit des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls umgekehrt proportional zur Neutrinomasse ist, kann man dadurch auf die Masse schließen, was die Forschung an diesem Thema so interessant macht.

Aus dem Heidelberg-Moskau Experiment ergibt sich eine vorläufige Neutrinomasse von [HME04]:

$$|m_{ee}| = 0,44^{+0,04}_{-0,06} \text{eV} \quad (2.28)$$

Dieses Ergebnis wird jedoch noch sehr umstritten und nur eine weitere experimentelle Beschreibung der Reaktion kann Aufschluss darüber bringen.

2.6 Direkte Neutrinomassenbestimmung

Nachdem in diesem Kapitel zum einen die Bestimmung der Massenquadratdifferenzen Δm_{ij}^2 durch die Oszillationsexperimente und zum anderen die Neutrinomassenbestimmung über den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall beschrieben wurden, soll jetzt noch auf eine Methode zur direkten Neutrinomassenbestimmung eingegangen werden.

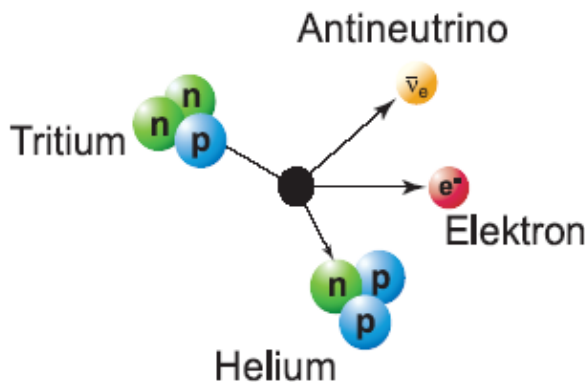


Abb. 2.10: Der Tritiumzerfall [Kat06]. Mit Hilfe des abgebildeten Tritiumzerfalls $H^3 \rightarrow He^3 + e^- + \bar{\nu}_e$ lässt sich die Neutrinomasse bestimmen.

Durch eine genaue Betrachtung und Analyse des Endpunktes $E = E_{max}$ des Energiespektrums der Elektronen beim einfachen β^- -Zerfall von Tritium (siehe Abbildung 2.10), ist es möglich, die Masse des Elektronantineutrinos zu bestimmen.

Tritium wird aus mehreren Gründen für diese Analyse verwendet. Zum einen hat es mit nur einem Hüllenelektron eine sehr einfache Struktur und ist somit theoretisch beschreibbar. Zum anderen ist das Matrixelement in dieser Reaktion energieunabhängig. Desweiteren liegt der erste angeregte Zustand des Tritiums nicht mehr in dem relevanten Endpunktsbereich. Durch Stöße ausgelöste Sekundärelektronen liegen in einem Energiebereich 27 eV höher als die zu detektierenden Elektronen und erhöhen somit nicht den Untergrund der Messung [Kat04]. Dadurch, dass die Zerfallsenergie mit $Q = 18,6$ keV sehr niedrig ist, ist der Phasenraum beim Tritiumzerfall klein und relativ viele Ereignisse entfallen dadurch auf das zu untersuchende Energieintervall um den Endpunkt. Die Halbwertszeit von H^3 ist mit $T_H = 12,3$ a Jahren zwar relativ lang, aber noch gering genug, um eine ausreichende Zerfallsrate zu erreichen.

Seit vielen Jahren wurde in zahlreichen Tritiumexperimenten, die mit unterschiedlichen Spektrometertypen betrieben wurden, die Masse des Elektronantineutrinos $\bar{\nu}_e$ gemessen. Neben dem Zürich-Experiment und Los Alamos (LANL), die beide ein Magnetspektrometer nach Tretyakov verwendet haben, wurde im Tokyo-Aufbau mit einem $\pi\sqrt{2}$ -Spektrometer nach Siegbahn gemessen. Das bisher beste Ergebnis von $m(\nu_e) < 2.3$ eV (95% CL) bezüglich einer Massengrenze für das Elektronneutrino wurde jedoch in Mainz gemessen [Kra05]. Dieses sowie das in Troitsk aufgebaute Experiment beruhen auf dem Prinzip eines Solenoid-Retardierungsspektrometers (SRS), welches heute als MAC-E-Filter bekannt ist. Das SRS

umfasst ein inhomogenes magnetisches Führungsfeld und ein elektrostatisches Gegenfeld. Die von der Quelle in das Spektrometer gelangenden Elektronen führen Kreisbewegungen um die Magnetfeldlinien durch und werden von dem anliegenden elektrostatischen Gegenfeld abgebremst. Nur die Elektronen, die ausreichend kinetische Energie besitzen, um das Gegenpotenzial überwinden zu können, werden nach dem Potenzialmaximum in Richtung Detektor beschleunigt und dort gezählt. Eine genaue theoretische Beschreibung des Mac-E-Filters folgt in Kapitel 3.

Die beiden Experimente in Troitsk und Mainz unterscheiden sich hauptsächlich in der Wahl der Tritiumquelle.

In Troitsk wurde eine gasförmige Tritiumquelle verwendet, bei der das Tritiumgas in ein 3 m langes Rohr mit einem Durchmesser von 5 cm eingelassen wurde. Die Säulendichte betrug hier $\rho d \approx 10^{17} \frac{\text{Moleküle}}{\text{cm}}$.

Das Spektrometer war 7 m lang und hatte einen Durchmesser von 1,5 m. Zur Detektion der Elektronen wurde ein Si(Li)-Detektor mit einem Durchmesser von 20 mm verwendet. Das Ergebnis beläuft sich auf [Lob03]:

$$m(\nu_e)^2 = (-2,3 \pm 2,5 \pm 2,0) \text{ eV}^2 \Rightarrow m(\nu_e) < 2,05 \text{ eV} (95\% \text{ CL}) \quad (2.29)$$

Bei der Durchführung des Experiments ist allerdings ein immer wieder kehrendes Artefakt aufgetreten. Es wurde eine variierende monoenergetische Linie im Energiespektrum knapp unterhalb des Endpunktes beobachtet. Diese „Troitsker Anomalie“ ist nicht verstanden und somit stellt das Endergebnis in diesem Fall nur ein um diesen Fehler korrigierten Wert dar.

Im Mainzer Experiment wurde im Gegensatz zu Troitsk eine feste Tritiumquelle benutzt. Ein auf einem Graphitsubstrat (HOPG = „highly oriented pure graphite“) aufgefrorener dünner Tritiumfilm diente als Quelle. Der Nachteil gegenüber der gasförmigen Quelle bestand in der komplizierteren inelastischen Streuung der Elektronen in der Quelle.

Das Mainzer Spektrometer ist 4 m lang und hat einen Durchmesser von 1 m. Eine segmentierte Silizium-Pin-Diode diente als Detektor. Das Ergebnis aus diesem Experiment ist [Kra05]:

$$m(\nu_e)^2 = (-0,6 \pm 2,2 \pm 2,1) \text{ eV}^2 \Rightarrow m(\nu_e) < 2,3 \text{ eV} (95\% \text{ CL}) \quad (2.30)$$

Basierend auf den bisherigen Ergebnissen aus Mainz und Troitsk ist das KATRIN Experiment, das zur Zeit in Karlsruhe aufgebaut wird, ein Experiment zur direkten Neutrinomassenbestimmung der nächsten Generation. Ziel ist es die Obergrenze der Neutrinomasse um einen Faktor 10 zu verbessern. Im nächsten Kapitel wird u.a. der Aufbau und die Funktionsweise im Einzelnen erläutert.

3. DAS KATRIN EXPERIMENT

Das KATRIN Experiment (**K**ARlsruher **TR**itium Neutrino Experiment) befindet sich zur Zeit im Aufbau am Forschungszentrum Karlsruhe (FZK). Es gibt verschiedene Gründe dafür, dass dieser Standort von der internationalen Kollaboration aus den USA, Tschechien, Russland, Großbritannien und Deutschland ausgewählt wurde. Zunächst sind die Infrastruktur aber auch die Anbindung an diese Forschungseinrichtung optimal für ein Experiment dieser Größe. Desweiteren verfügt das FZK über eine eigenes Tritiumlabor, das aufgebaut wurde, um u.a. Erfahrungen mit dem Umgang großer Mengen Tritium für das Experiment ITER¹ zu sammeln. Das FZK verfügt über eine Lizenz 40 g Tritium, das einer Aktivität von $A = 1,5 \cdot 10^{16}$ Bq entspricht, zu verwenden und kann somit das Experiment mit der benötigten Tritiummenge versorgen [Kat04].

3.1 Theoretische Grundlagen

Um die Funktionsweise des KATRIN Experiments verstehen zu können, sollen zunächst die theoretischen Grundlagen vermittelt werden. Wie kann das Tritium- β -Spektrum beschrieben werden? Welchen Einfluss hat eine endliche Neutrinomasse auf das Spektrum? Mit welchem Aufbau kann es vermessen werden? Im Folgenden werden alle diese Fragen durch die theoretische Betrachtung des Themas beantwortet.

3.1.1 Beta-Zerfall

Der Beta-Zerfall eines Atomkerns umfasst den β^+ - und den β^- -Zerfall. Der β^- -Zerfall, auf dem die direkte Neutrinomassenbestimmung beruht, ist ein Prozess, bei dem sich ein Neutron im Atomkern unter Aussendung eines Elektrons und eines Elektronantineutrinos in ein Proton umwandelt

$$B(A, Z) \rightarrow C(A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (3.1)$$

Der Mutterkern $B(A, Z)$ mit Z Protonen geht bei dem Vorgang (3.1) in einen Tochterkern $C(A, Z+1)$ mit $Z+1$ Protonen über, wobei die Massenzahl konstant bleibt. Da die Masse des Neutrons größer ist als die Masse der Summe von Proton, Elektron und Neutrino kann der β^- -Zerfall auch am freien Neutron stattfinden. Der β^+ -Zerfall $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ hingegen kann

¹ ITER, International Thermonuclear Experimental Reactor ist ein Fusionsreaktor der sich zur Zeit in Cadarache in Südfrankreich im Aufbau befindet. Bei der Fusion der Isotope Deuterium und Tritium mit der Reaktionsgleichung ${}^3T + {}^2D \rightarrow {}^4He + n + 17,6 \text{ MeV}$ wird Energie frei, die zur allgemeinen Energieversorgung beitragen könnte.

aus denselben Gründen nur im Atomkern stattfinden.

Bei diesem Dreikörperzerfall kann der Tochterkern im Gegensatz zum Elektron und Elektronantineutrino als sehr schwer angesehen werden und nimmt daher nur eine vernachlässigbare Energie $T_C = p^2/(2m_C)$ auf. Fast die gesamte freiwerdende Energie wird somit auf das Elektron und das Elektronantineutrino aufgeteilt und führt daher zu einem kontinuierlichen Spektrum beider Teilchen. Die Differenz der Massen der Kerne muss mindestens gleich der Summe der Ruheenergien von e^- und $\bar{\nu}_e$ sein. So ergibt sich für die Gesamtenergie:

$$\Delta E = [m(B(A, Z) - m(C(A, Z + 1)))] \cdot c^2 \geq (m_e + m_{\bar{\nu}_e}) \cdot c^2. \quad (3.2)$$

Durch eine präzise Betrachtung des Energiespektrums der Elektronen lassen sich Rückschlüsse auf die Neutrinomasse ziehen.

Mit Hilfe von Fermis Goldener Regel

$$\frac{d^2 N}{dE dt} = \frac{2\pi}{\hbar} \cdot |M(E)|^2 \cdot \rho(E) \quad (3.3)$$

kann die Übergansrate, d.h. die Anzahl der Kerne, die pro Zeiteinheit und Energieintervall zwischen E und $E + \Delta E$ zerfallen, bestimmt werden. Dazu wird das Übergangsmatrixelement $M(E)$ und die Phasenraumdichte des Endzustandes $\rho(E)$ benötigt. Für den Tritiumzerfall, der auch Grundlage des KATRIN Experiments ist, ist das Übergangsmatrixelement energieunabhängig. Da bei dem Zerfall Mutter- und Tochterkern den gleichen Spin haben, handelt es sich um einen übererlaubten Zerfall. Das freiwerdende Elektron wird ohne Drehimpuls ausgesendet, was dazu führt, dass das Übergangsmatrixelement vom Impuls und damit auch von der Energie unabhängig ist. [Alt03]. Es gilt:

$$|M(E)^2| = |M|^2 = \text{const.} \quad (3.4)$$

Für das β -Spektrum ergibt sich daraus dann die folgende Form [Alt03]:

$$\frac{d\dot{N}}{dE} = R(E) \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_{\nu_e}^2 c^4} \Theta(E_0 - E - m_{\nu_e} c^2) \quad (3.5)$$

mit

$$R(E) = \frac{G_F^2}{2\pi^3 \hbar^7} \cos^2(\Theta_C) |M|^2 F(Z, E) \cdot p \cdot (E + m_e c^2) \cdot (E_0 - E). \quad (3.6)$$

G_F	Fermi-Kopplungskonstante
Θ_C	Cabibbo-Winkel
M	Übergangsmatrixelement
F	Fermifunktion, WW von e^- mit $C(Z+1, A)$
p	Impuls des Elektrons
E	kinetische Energie des Elektrons
E_0	Endpunkt des Spektrums
$m_e c^2, m_{\nu_e} c^2$	Ruheenergie des Elektrons und des Antineutrinos

(3.7)

Zu Beachten ist, dass ein Neutrino jedoch nur erzeugt werden kann, wenn die zur Verfügung stehende Energie größer als seine Ruhemasse ist. Durch die Funktion $\Theta(E_0 - E - m_{\nu_e} c^2)$ wird dies berücksichtigt.

Es bleibt die Frage, wie man anhand der Form des Betaspektrums auf die Neutrinomasse schließen kann.

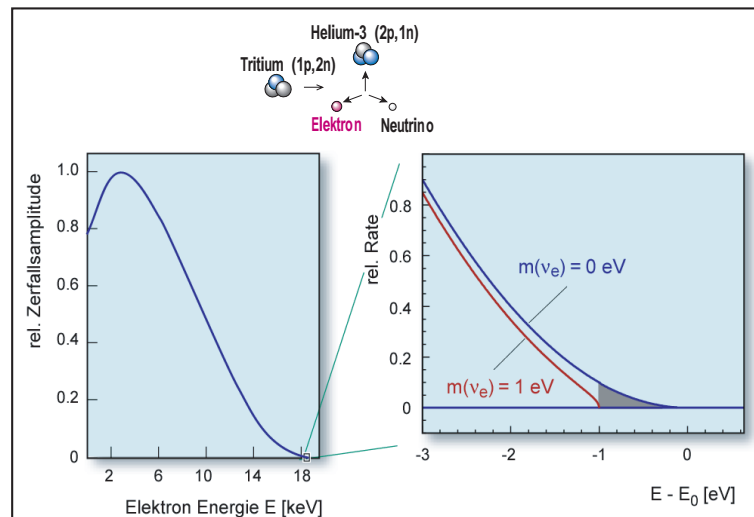


Abb. 3.1: **Energiespektrum des Elektrons beim Tritium-Beta-Zerfall [Kat04]**. Links ist das kontinuierliche Energiespektrum beim Tritium-Beta-Zerfall dargestellt. Die relative Zerfallsamplitude ist gegen die Energie in keV aufgetragen. Die Endpunktenergie liegt bei etwa 18,6 keV. Das rechte Bild ist die Vergrößerung des Endpunktes beim Beta-Zerfall und zeigt den Unterschied in der Endpunktenergie in Abhängigkeit von der Neutrinomasse.

Aus Gleichung (3.5) ist ersichtlich, dass sowohl M als auch $F(Z,E)$ unabhängig von der Neutrinomasse $m(\nu_e)$ sind. Nur der Phasenraumfaktor $\sqrt{(E_0 - E)^2 - m_{\nu_e}^2 c^4}$ beinhaltet m_{ν_e} und ist somit der einzige Wert, der Auskunft über die Form des Spektrums und somit der Neutrinomasse geben kann.

Wäre das Neutrino ein masseloses Teilchen, würde die Endpunktsenergie des Beta-Spektrums bei E_0 liegen. Wenn das Neutrino jedoch eine Masse besitzt, so steht dem Elektron nur noch die um die Ruheenergie $m_{\nu_e} c^2$ des Neutrinos verringerte Energie zur Verfügung, wodurch sich der Endpunkt des Spektrums verändert. Wie in Abbildung 3.1 zu erkennen ist, ändert sich neben der Endpunktsenergie auch noch die Form des Spektrums im Falle einer endlichen Neutrinomasse. Die durch eine Massenänderung von 1 eV resultierende Formänderung ist in der Graphik durch den schraffierten Bereich gekennzeichnet. Es liegen nur $2 \cdot 10^{-13}$ Zerfälle in diesem Endpunktsbereich.

Theoretisch kann die Neutrinomasse an dieser veränderten Position des Endpunktes im Energiespektrum des Beta-Zerfalls abgelesen werden. In der Praxis erweist sich dieses Vorgehen jedoch als problematisch. Aufgrund von Untergrund kann der Abfall der Zählrate auf Null nicht exakt beobachtet werden. Desweiteren ist die Zerfallsenergie E_0 des Übergangs nicht genau genug bekannt.

In einem anderen Verfahren zur Bestimmung der Masse wird somit die Form des Spektrums verwendet. Durch eine an das Spektrum angepasste Funktion, die unter anderem die Parameter $m_{\nu_e}^2$ und E_0 enthält, lässt sich die Neutrinomasse bestimmen. Abbildung 3.2 zeigt die erwartete Neutrinomassensensitivität des KATRIN Experiments.

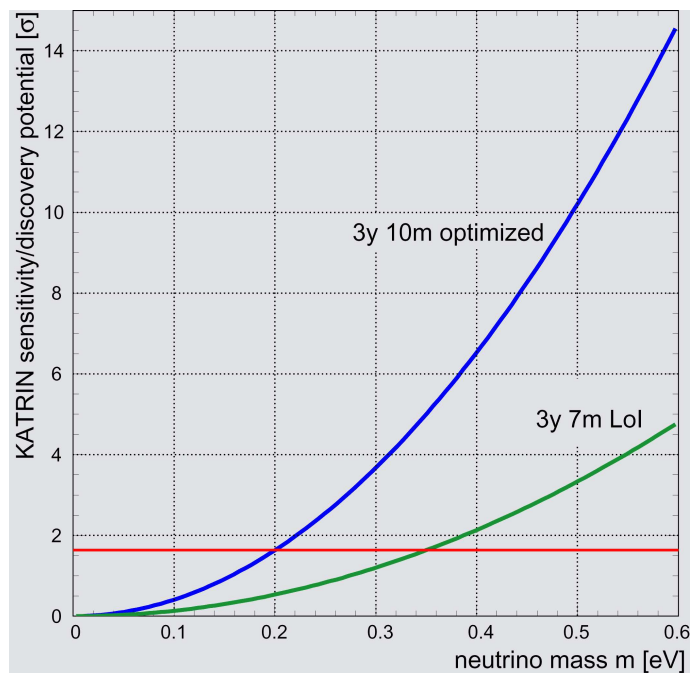


Abb. 3.2: **Neutrinomassensensitivität** [Kat04]. Der Graph zeigt die KATRIN Sensitivität in Abhängigkeit der Neutrinomasse für eine Messzeit von 3 Jahren. Es ist der Unterschied zwischen einem 10 m langen und einem 7 m langem Spektrometer zu sehen.

Die rote horizontale Linie gibt den Grenzwert für eine Massenbestimmung mit 90% CL an. Die untere grüne Linie beschreibt den Verlauf der Sensitivität für den Fall eines 7 m langen Spektrometers. Die obere blaue Linie verdeutlicht die Neutrinomassensensitivität für ein 10 m langes Spektrometer, wie es auch realisiert wurde. In diesem Fall kann nach etwa 3 Jahren eine Neutrinomassenobergrenze von:

$$m(\nu_e) < 0,2 \text{ eV} \quad (3.8)$$

angegeben werden. Eine Neutrinomasse von $m(\nu_e) = 0,4 \text{ eV}$ dagegen würde durch KATRIN mit einer Signifikanz von $6,5\sigma$ nachgewiesen werden.

3.1.2 MAC-E-Filter

Vor der Auswertung des Beta-Spektrums steht jedoch noch die Aufgabe der experimentellen Aufnahme eines solchen Spektrums. Obwohl Tritium, wie schon in Kapitel 2 beschrieben, für diesen Versuch eine gute Quelle darstellt, hat es nur eine sehr geringe Zählrate im Endpunktsbereich des Spektrums. Im Energieintervall $E_0 - 1 \text{ eV}$, das der grau schraffierten Fläche in Abbildung 3.1 entspricht, liegen nur $2 \cdot 10^{-13}$ aller Zerfälle. Selbst unter optimalen Bedingungen und Eigenschaften des Quellmaterials bleibt die experimentelle Bestimmung eines solchen Spektrums eine Herausforderung.

Da das im Mainzer Neutrinomassenexperiment verwendete Prinzip eines MAC-E-Filters² zu dem bislang mit $m(\nu_e) < 2,3 \text{ eV}$ (95% CL) kleinsten Resultat bzgl. der Obergrenze der Neutrinomass geführt hat, soll auch das KATRIN Hauptspektrometer auf diesem Prinzip beruhen. Im folgenden wird die Funktionsweise näher erläutert.

Die wesentlichen Komponenten des MAC-E-Filters sind in Abbildung 3.3 zu sehen. Zwei supraleitende Magnete, die sich am Anfang und am Ende des Spektrometers befinden, erzeugen ein inhomogenes Magnetfeld. Die Feldstärke B ist im Inneren der Solenoiden maximal und fällt zur Analysierebene³ hin ab. Für B_{max} wird eine Feldstärke von 6 T eingesetzt, was im KATRIN Experiment zu einem Faktor von $B_{\text{min}}/B_{\text{max}}=1/20000$ führt [Kat04]. Die von der Tritiumquelle kommenden Elektronen treten in das Spektrometer ein und führen eine Zyklotronbewegungen um die magnetischen Feldlinien durch. Die kinetische Energie der Elektronen lässt sich dabei in zwei Anteile aufspalten. Die longitudinale Komponente E_{\parallel} ist parallel zum Magnetfeld und der transversale Anteil E_{\perp} senkrecht dazu. Es gilt:

$$E_{\parallel} = E_{\text{kin}} \left(\frac{\vec{B} \cdot \vec{v}}{|\vec{B}| |\vec{v}|} \right)^2 = E_{\text{kin}} \cdot \cos^2 \Theta, \quad (3.9)$$

$$E_{\perp} = E_{\text{kin}} - E_{\parallel} = E_{\text{kin}} \cdot \sin^2 \Theta. \quad (3.10)$$

wobei Θ der Winkel zwischen dem Impuls des Elektrons und der magnetischen Feldlinie ist.

² Magnetic Adiabatic Collimation and Electrostatic Filter

³ Durch den Ort des maximalen Retardierungspotential gegeben.

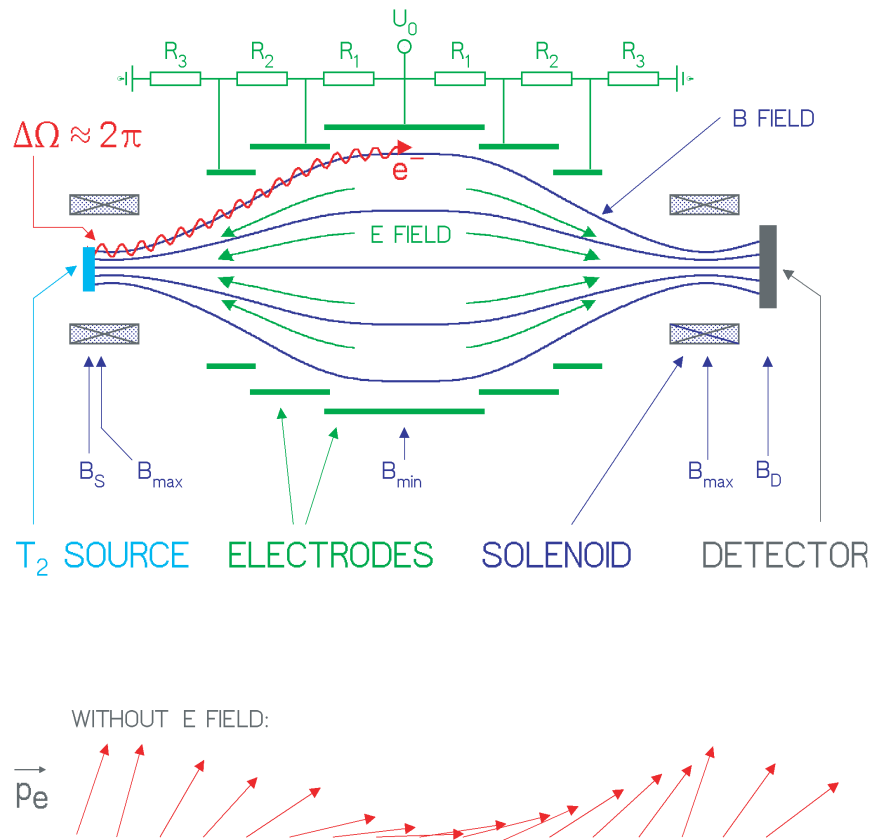


Abb. 3.3: Funktionsprinzip eines MAC-E-Filters [Kat04]. Die von der Tritiumquelle startenden Elektronen werden entlang der Magnetfeldlinien zum Detektor geführt. Es kommen nur die Elektronen an, welche ausreichend kinetische Energie besitzen, um das Retardierungspotenzial zu überwinden.

Aufgrund der Spiralbahn der Elektronen besitzen diese ein magnetisches Bahnmoment⁴

$$\mu = |\vec{\mu}| = \frac{e}{2m_e} |\vec{l}| = \frac{E_{\perp}}{B}. \quad (3.11)$$

In einem veränderlichen Magnetfeld wirkt auf dieses Bahnmoment die Gradientenkraft

$$\vec{F}_{\nabla} = \vec{\nabla}(\vec{\mu} \cdot \vec{B}). \quad (3.12)$$

Für eine hinreichend kleine Änderung des Magnetfeldes pro Zyklotronumlauf gilt [Jac02]:

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} = \text{const.} \quad (3.13)$$

⁴ Für den nicht-relativistischen Fall.

Eine abnehmende Magnetfeldstärke führt demnach zu einer adiabatischen Transformation von E_{\perp} zu E_{\parallel} , so dass die longitudinale Komponente in der Analysierebene bei minimalem B-Feld maximal und die Transversalkomponente minimal ist. In Abbildung 3.3 ist die Impulsausrichtung des Elektrons gezeigt.

Ein an das Spektrometer angelegtes elektrostatisches Gegenfeld dient zur Selektion der Elektronen nach ihrer Energie. Das Maximum dieses Potentials liegt in der Analysierebene des Spektrometers und bewirkt, dass die Elektronen auf ihrem Weg zur Analysierebene zunächst abgebremst werden. Nur die Teilchen, die das Potential überwinden können, passieren diese Ebene und werden danach zum Detektor hin beschleunigt. Zu beachten ist, dass sich das Gegenfeld nur auf den longitudinalen Anteil der Energie beziehen kann. Um eine möglichst hohe Energieauflösung zu bekommen, ist es daher notwendig die transversale Energiekomponente vollständig in die longitudinale Energiekomponente zu transformieren. Dies lässt sich durch einen möglichst großen Abfall der Magnetfeldstärke realisieren. Damit die Transformation adiabatisch ablaufen kann, muss der Abfall der Feldstärke „langsam“ sein. Nur so kann eine optimale Transmission der Elektronen gewährleistet werden. Desweiteren muss die Spektrometergröße so gewählt werden, dass der ganze Flusschlauch innerhalb des Volumens liegt. Die Auflösung kann somit verbessert werden, da keine Elektronen auf die Spektrometerwand geleitet werden und dadurch verloren gehen. Simulationsrechnungen unter Berücksichtigung dieser Faktoren führten zu dem aktuellen Design des Hauptspektrometers [Val04].

Beim KATRIN Experiment haben die zu analysierenden Elektronen eine Energie von $E = 18,6$ keV. Würde diese beim Eintritt in das Spektrometer komplett in der transversalen Komponente vorliegen, so beträgt sie in der Analysierebene nur noch:

$$E_{\perp,A} = E_{\text{kin,max}} \cdot \frac{B_{\text{min}}}{B_{\text{max}}} = 18,6 \text{ keV} \cdot \frac{1}{20000} \approx 0,93 \text{ eV}, \quad (3.14)$$

was der absoluten Energieauflösung entspricht.

Eine weitere Voraussetzung für eine gute Energieauflösung ist der Zusammenfall der Analysierebene mit der Ebene maximaler magnetischer Kollimation.

Um mit diesem Spektrometer das Beta-Spektrum zu vermessen, wird das Gegenpotential stufenweise verringert und abhängig davon die jeweiligen Ereignisse im Detektor gezählt. Der MAC-E-Filter misst demnach ein integriertes Spektrum und wirkt als integrierender Energie-Hochpassfilter.

Ein weiteres wichtiges Merkmal des Spektrometers ist seine Transmissionsfunktion. Jedes Elektron, welches aus der Quelle in das Spektrometer gelangt, ist nur in der Lage das elektrostatische Gegenfeld zu überwinden, wenn seine longitudinale Energiekomponente $E_{\parallel}(\vec{r})$ in jedem Bahnpunkt größer ist, als das dort wirkende Potential $qU(\vec{r})$. Daraus folgt:

$$E_{\parallel}(\vec{r}) - qU(\vec{r}) = E_S - E_{\perp}(\vec{r}) - qU(\vec{r}) > 0. \quad (3.15)$$

Nach Gleichung (3.10) ist der Ausdruck (3.15) vom Startwinkel der Elektronen abhängig und es ergibt sich eine Bedingung für die Analysierebene von:

$$(E_{\parallel})_A - qU_0 = E_S - E_S \cdot \sin^2 \Theta_S \cdot \frac{B_A}{B_S} - qU_0 > 0 \quad (3.16)$$

mit

E_S	kin. Energie des e^- am Startort
B_S	Magnetfeldstärke am Startort
B_A	Magnetfeldstärke in der Analysierebene
$(E_{\parallel})_A$	Longitudinalenergie in der Analysierebene
Θ_S	Winkel zwischen \vec{p}_e und der Magnetfeldlinie am Startort
U_0	Maximales Retardierungspotenzial in der Analysierebene.

Daraus ist zu folgern, dass nur Elektronen mit einem Öffnungswinkel von:

$$\Theta_S < \Theta_{kritisch} = \arcsin\left(\sqrt{\frac{E_S - qU_0}{E_S} \cdot \frac{B_S}{B_A}}\right) \quad (3.17)$$

transmittiert werden. Die Transmissionsfunktion beschreibt nun den relativen Anteil der die Potenzialbarriere überwindenen Elektronen:

$$T = \frac{\Delta\Omega}{2\pi} = 1 - \cos \Theta_{kritisch} = 1 - \sqrt{1 - \sin^2 \Theta_{kritisch}}. \quad (3.18)$$

$\Delta\Omega$ beschreibt die durch den Kegel in (3.17) definierte Raumwinkelakzeptanz.

Für die Transmissionsfunktion ergeben sich drei Bereiche, die in Abbildung 3.4 graphisch dargestellt sind

$$T(E_S, U_0) = \begin{cases} 0 & \text{für } E_S < qU_0 \\ 1 - \sqrt{1 - \frac{(E_S - qU_0) B_S}{E_S B_A}} & \text{für } E_S \left(1 - \frac{B_A}{B_S}\right) \leq qU_0 \leq E_S \\ 1 & \text{für } qU_0 \leq E_S \left(1 - \frac{B_A}{B_S}\right). \end{cases} \quad (3.19)$$

Im Bereich $E_S < qU_0$ ist die Energie aller Elektronen zu klein, um gegen das Potenzial anzulaufen. Dagegen zeigt der Bereich $qU_0 \leq E_S(1 - \frac{B_A}{B_S})$ vollständige Transmission. Die geringe Breite des Anstiegs im Bereich $E_S(1 - \frac{B_A}{B_S}) \leq qU_0 \leq E_S$ verdeutlicht die hohe absolute Energieauflösung ($\Delta E = 0,93 \text{ eV}$) des KATRIN Experiments.

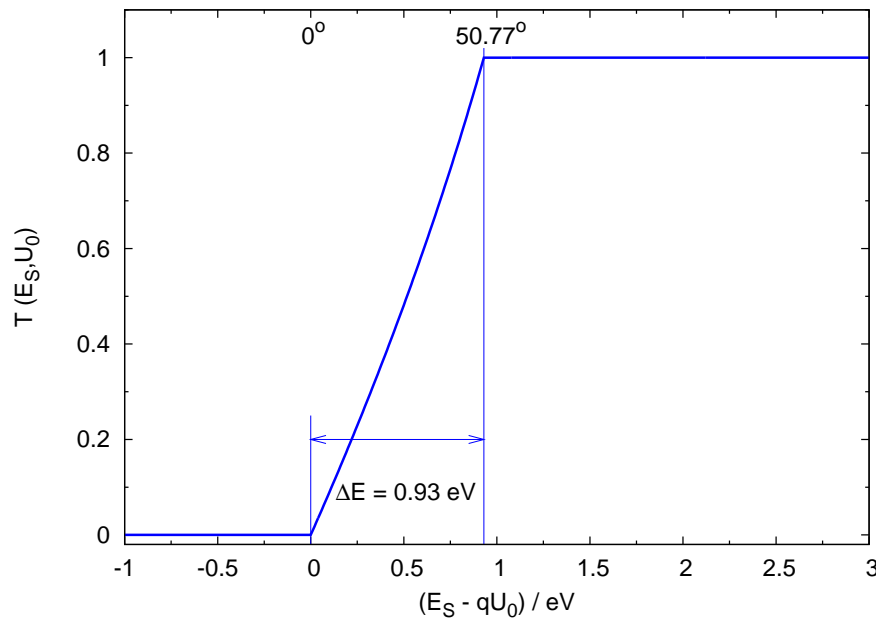


Abb. 3.4: **Transmissionsfunktion des KATRIN Experiments.** Die blaue Kurve zeigt den theoretischen Verlauf Funktion.

3.2 Aufbau des KATRIN Experiment

Nachdem in den vorherigen Kapiteln die theoretischen Grundlagen zur Neutrinophysik und des KATRIN Experiments vermittelt worden sind, soll nun der experimentelle Aufbau des Experiments beschrieben werden. Abbildung 3.5 zeigt den schematischen Gesamtaufbau.

3.2.1 Tritiumquelle und Transportstrecke

Neben der guten Infrastruktur war das am FZK vorhandene Tritiumlabor ein entscheidender Punkt in der Auswahl des Standortes Karlsruhe. Da die Sensitivität des Experiments sehr hoch sein muss, ist es notwendig eine isotoopenreine Quelle mit hoher Intensität zu verwenden. Das Tritiumlabor in Karlsruhe ist momentan das einzige Institut, welches eine genügend große Menge an Tritium mit der geforderten Reinheit ($> 95\%$) bereitstellen kann. Die im KATRIN Experiment verwendete fensterlose gasförmige Tritiumquelle⁵ ist in Abbildung 3.6 zu sehen.

Sie besteht aus einem etwa 10 m langen Rohr mit 90 mm im Durchmesser. In der Mitte der Anlage wird das molekulare Tritium T_2 mit einem Druck von $3,4 \cdot 10^{-3}$ mbar in den Kreislauf gebracht. Die Moleküle driften nun zu beiden Seiten der Quelle. Das Tritium wird an den Enden wieder abgepumpt, gereinigt und mit gleichbleibender Isotopenreinheit der Quelle zurückgeführt. Eine konstante Säulendichte des eingebrachten Tritiums von $\rho d = 5 \cdot 10^{17}$ Moleküle/cm² mit einer Unsicherheit von maximal 0,1% kann nur erreicht

⁵ Windowless Gaseous Tritium Source, WGTS

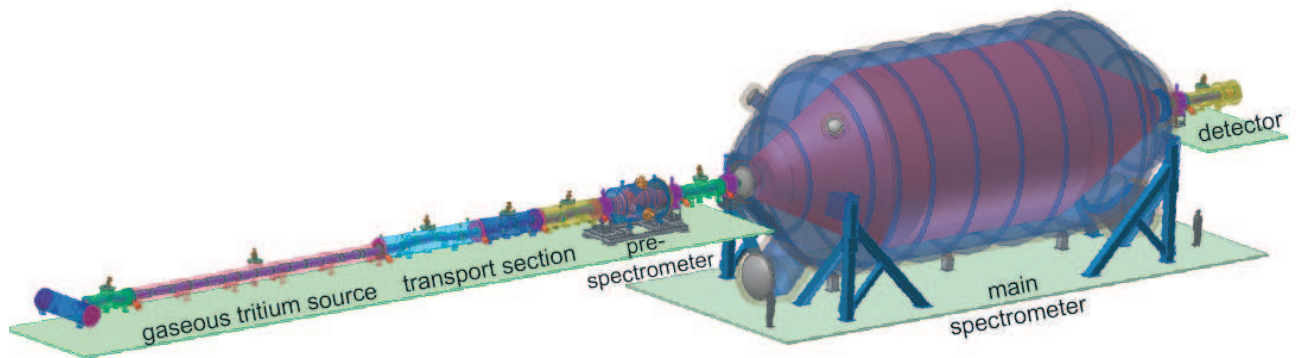


Abb. 3.5: Schematischer Aufbau des KATRIN Experiment [Kat04]. Die gasförmige Tritiumquelle stellt den Startpunkt des etwa 70 m langen Experiments dar. Die anschließende Transportsektion führt direkt zu dem Tandemspektrometer, welches aus Vor- und Hauptspektrometer besteht. Der Detektor befindet sich am Ende des Experiments.

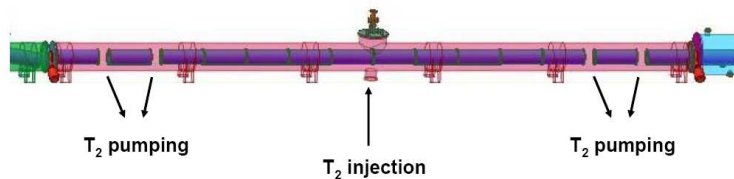


Abb. 3.6: Fensterlose gasförmige Tritiumquelle des KATRIN Experiments [Hab06]. In der Mitte des etwa 10 m langen Rohrs wird das Tritium mit einem Druck von $3,4 \cdot 10^{-3}$ mbar eingelassen und an den Enden der Anlage wieder abgepumpt.

werden, wenn zum einen die Quelle konstant auf einer Temperatur von 27 K mit einer Unsicherheit von ± 30 mK gehalten wird; ein spezielles Kühlsystem übernimmt diese Aufgabe. Desweiteren muss die Tritiuminjektionsrate $1,7 \cdot 10^{-11}$ Bq mit einer Stabilität von 0,1% betragen [Kat04]. Um die Elektronen auf die richtige Bahn zu lenken, ist die Quelle von einem homogenen Magnetfeld der Stärke 3,6 T umgeben. Eine weitere Aufgabe der WGTS ist die Abschirmung der positiven Ionen, die bei dem Zerfall entstehen. Legt man die Quelle auf ein hinreichendes negatives Potenzial U , so können die Ionen nicht zum Spektrometer gelangen.

Im Anschluss an die Tritiumquelle befindet sich das Transportsystem des Experiments, welches in Abbildung (3.7) zu sehen ist. Mit Hilfe dieses Abschnittes soll verhindert werden, dass Tritium in die Spektrometer gelangt und somit den Untergrund der Messung erhöhen würde. Im Vor- sowie im Hauptspektrometer sollte der Tritiumfluss kleiner als 10^{-14} mbar \cdot l/s sein. Das komplette Transportsystem weist dazu eine nicht-geradlinige Form auf. Die bei dem

Zerfall entstehenden Elektronen werden auch hier mit Hilfe der Magnetfeldlinien durch die Transportstrecke geleitet. Die Tritiummoleküle hingegen können die Kurven der Strecke nicht passieren. Im vorderen Teil der Anlage, der DPS⁶, sind mehrere Turbomolekularpumpen mit einer Gesamtpumpleistung von 12000 l/s angebracht. Diese pumpen die überflüssigen Tritiummoleküle ab und führen diese wieder dem Kreislauf zu. Es wird eine Reduktion um einen Faktor 10^7 erreicht. Im zweiten Teil der Sektion, der CPS⁷ sind sogenannte Kryofallen eingebaut. Die sich geradlinig bewegenden Tritiummoleküle treffen in diesem Abschnitt auf die 4,5 K kalten Wände und werden dort adsorbiert. Dieser Vorgang reduziert den Tritiumanteil um einen weiteren Faktor 10^7 . Das nicht alle Moleküle adsorbiert werden, hängt mit der Migration von Tritium auf kalten Flächen zusammen, was in dem Mainzer TRAP-Experiment („**T**Ritium **A**rgon **f**rost **P**ump“) getestet wird. Ein Ziel dieses Experimentes ist es eine obere Grenze für die mögliche Tritiummigration durch die KATRIN Kryopumpensektion zu finden. Dieses Limit korrespondiert mit der unteren Grenze des Tritiumreduktionsfaktors. Weitere Untersuchungen werden bezüglich unterschiedlicher Sorptionsmaterialien und der Dekontaminierung der Pumpen durchgeführt.

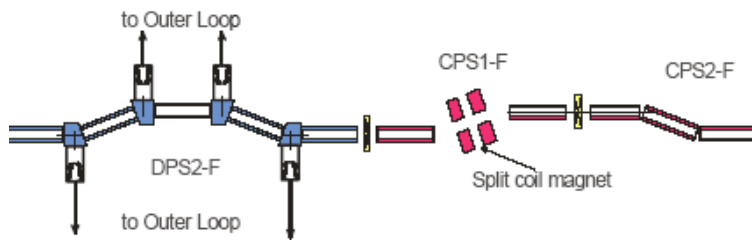


Abb. 3.7: **Transportstrecke des KATRIN Experiments** [Eic05]. Das Transportsystem besteht aus verschiedenen Einheiten, die das restliche Tritium aus der Anlage entfernen sollen. Im ersten Teil, der DPS, wird das Tritium an den Eckpunkten abgepumpt. Im Bereich der CPS werden die restlichen Atome an den Wänden adsorbiert.

3.2.2 Spektrometersektion und Detektor

Im Anschluss an die Transportstrecke schließt sich direkt die Spektrometersektion aus Vor- und Hauptspektrometer an. Beide Spektrometer arbeiten nach dem Prinzip des MAC-E-Filters, der in Kapitel 2 beschrieben wurde. Abbildung 3.8 zeigt den Aufbau des Vorspektrometers.

Es ist mit einer Länge von 3,5 m und einem Durchmesser von 1,7 m relativ klein gegenüber dem Hauptspektrometer. Auch die relative Energieauflösung ist mit $\Delta E/E \approx 1/250$ im Gegensatz zu der vom Hauptspektrometer mit $\Delta E/E \approx 1/20000$ wesentlich geringer. Da dem Vorspektrometer nur die Aufgabe einer groben Energieselektion zugeteilt wird, ist keine bessere Auflösung erforderlich.

⁶ Differential Pumping Section

⁷ Cryogenic Pumping Section

Die in das kleine Spektrometer gelangenden Elektronen werden bis zu einer Energie von etwa 300 eV unterhalb des zu untersuchenden Intervalls durch das Gegenpotenzial am Weiterkommen gehindert und gelangen somit nicht in das Hauptspektrometer. Aus dieser Filterung wird der Elektronenfluss um einen Faktor 10^6 reduziert und die Zahl der durch ionisierende Stöße verursachten Untergrundereignisse im Hauptspektrometer wird verringert.

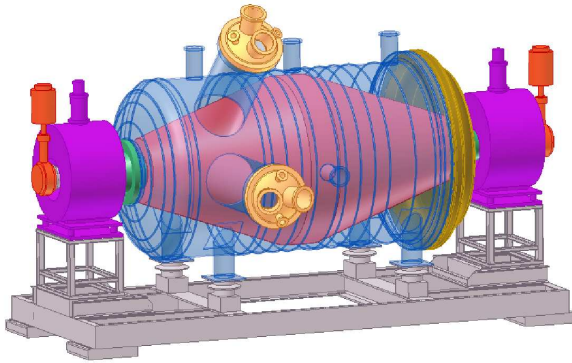


Abb. 3.8: **Das Vorspektrometer [Kat04]**. Links ist ein Schema des Vorspektrometers zu sehen. Das rechte Bild zeigt ein Foto des Vorspektrometers wie es nach der Montage des Heiz-Kühlungssystem am FZK steht.

Seit 2003 steht das Vorspektrometer am FZK und wird dort verschiedenen Tests unterzogen. Die eingebaute Drahtelektrode muss auf Funktionalität getestet werden. Aber auch Messungen der Transmissionsfunktion, Bestimmung der Ausgasrate oder Überprüfung des Heiz-Kühl-Systems werden vorgenommen.

Das sich im Anschluss befindliche Hauptspektrometer ist ebenfalls ein MAC-E-Filter und wird im nächsten Kapitel noch gesondert betrachtet.

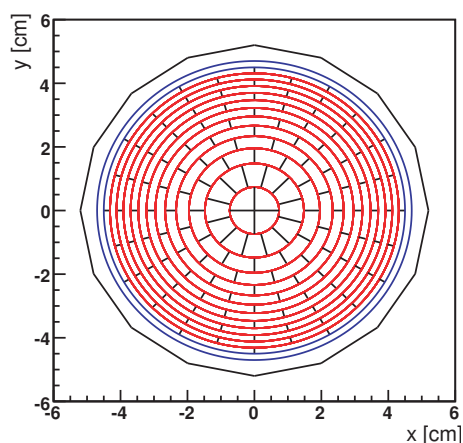


Abb. 3.9: **Der Detektor des KATRIN Hauptspektrometers [Ste07]**. Die Abbildung zeigt ein Schema des segmentierten Detektors, wie er für das KATRIN Experiment verwendet werden soll.

Der sich am Ende der Versuchsstrecke befindliche Detektor ist ein segmentierter Siliziumdetektor. Abbildung 5.5 zeigt die im Dartscheibenmuster geplante Detektorfläche. Elektronen

mit einer ausreichenden kinetischen Energie um das Gegenpotenzial zu überwinden, treffen auf Diesen. Bei einer Energie von 18,6 keV erreicht der Detektor eine absolute Energieauflösung von $\Delta E \approx 1$ keV und kann somit die zu zählenden Ereignisse von störenden Untergrundsignalen mit unterschiedlicher Energie trennen. Die spezielle Aufteilung der Detektorfläche in 148 Segmente führt zu einer hohen Ortsauflösung der registrierten Ereignisse. Diese ist notwendig, um magnetische und elektrische Feldinhomogenitäten in der Analysierebene bei der späteren Datenanalyse berücksichtigen zu können [Val04] [Hug07].

3.3 Hauptspektrometer

Das sich seit November 2006 in Karlsruhe befindliche Hauptspektrometer ist die Hauptkomponente des KATRIN Experiments. Es wurde von der Firma DWE in Deggendorf aus dem nichtmagnetischen Edelstahl 1.4429 (316LN) gebaut, ist etwa 23 m lang und hat einen Durchmesser von ca. 10 m. Abbildung 3.10 verdeutlicht sehr gut diese Ausmaße.



Abb. 3.10: Das Hauptspektrometer. Das große Bild zeigt das Hauptspektrometer, wie es kurz nach seiner Ankunft in Karlsruhe an seinem neuen Standort steht. In dem kleinen Bild ist der Einhub in seine endgültige Position zu sehen.

Das Hauptspektrometer funktioniert wie das Vorspektrometer nach dem Prinzip des MAC-E-Filters und soll mit Hilfe des Detektors ein integriertes Spektrum der in das Spektrometer gelangenden Elektronen messen. Eine große Herausforderung besteht bei der Erzeugung des Ultra-Hochvakuums (UHV). Um Stöße der Elektronen mit Restgasatomen zu minimieren, wird das ganze Spektrometer auf einen Druck von $p \approx 10^{-11}$ mbar heruntergepumpt. Für das Gesamtvolumen von $V = 1250$ m³ werden etwa 1 km Getterstreifen⁸ und 12 Turbomo-

⁸ Als Gettermaterial kommen reine Metalle, insbesondere Elemente der IV. Nebengruppe des Periodensystems (wie z.B. Titan, Zirkonium, Hafnium, etc.) in Betracht. Diese können auftretende Restgase wie CO, CO₂, O₂, N₂, H₂O oder H₂ binden, wobei zwischen 2 Sorptionsmechanismen unterschieden wird. Bei der Adsorption an der Oberfläche dissoziieren die Stoffe CO, CO₂, O₂, N₂ und H₂O bei Raumtemperatur an der Oberfläche. Erst bei höheren Temperaturen diffundieren die entstandenen Ionen in das Material. Dieser Prozess ist irreversibel. Bei der Absorption in das Material diffundiert der Wasserstoff schon bei Raumtemperatur in das Material. Die Menge des Wasserstoffs, steht mit dem Außenpartialdruck im temperaturabhängigen Gleichgewicht und die Bindung ist somit reversibel [Wut04].

lekularpumpen mit einem Gesamtsaugvermögen von etwa $S = 10^6$ l/s verwendet. Um ein solches Vakuum zu erreichen, wird das Spektrometer mit einem Heizsystem ausgestattet, das ein Ausheizen bei $T = 350$ °C ermöglicht. Dadurch kann vor allem H_2O , welches durch das eingebrachte Material in das Spektrometer gelangt, verdampfen, und ein EHV (Extrem High Vacuum) der gewünschten Größenordnung ist möglich.

Da die Energie der Elektronen über mehrere Jahre hinweg sehr genau vermessen werden soll, muss die an das Spektrometer angelegte Retardierungsspannung von $U \approx -18,6$ kV konstant bleiben. Um das zu überprüfen, und evtl. Spannungsabweichungen zu messen, wird ein Gerät benötigt, welches eine Genauigkeit und Stabilität im ppm-Bereich aufweist. Da kein kommerzielles Gerät für diese Aufgabe in Frage kommt, wurde ein spezieller Spannungsteiler entwickelt, der die Spannung misst [Thu07]. Ein mit dem Hauptspektrometer galvanisch verbundenes Monitorspektrometer überprüft „on-line“ die aktuelle Retardierungsspannung des Hauptspektrometers. Durch eine ^{83m}Kr -Kalibrationsquelle mit der natürlichen K32-Linie bei einer Energie von $E = 17,8$ keV und einem hochauflösendem MAC-E-Filter lässt sich auf die Retardierungsspannung schließen [Ost07].

Ein weiterer sehr wichtiger Bestandteil des Hauptspektrometers ist die Drahtelektrode. Diese dient zur Abschirmung störender Elektronen, die den Untergrund erhöhen würden und wird ausführlich im nächsten Kapitel beschrieben.

3.4 Elektrodensystem

Da die Zählrate im relevanten Bereich sehr gering ist, muss der Untergrund bei der Messung entsprechend gering gehalten werden. Ein wesentlicher Faktor, der zur Erhöhung des Untergrunds beiträgt, sind Elektronen, die aufgrund von radioaktiver Verunreinigung des verwendeten Materials oder durch das Auftreffen von kosmischer Strahlung aus der Spektrometerwand, ausgelöst werden. Ein Faktor $10^{-7} - 10^{-5}$ dieser Elektronen überwindet die magnetische Abschirmung und erfährt durch das anliegende Magnetfeld eine Lorentzkraft. Diese Elektronen werden wie die aus dem Tritiumzerfall stammenden Elektronen durch das Magnetfeld auf einer Zyklotronbahn geführt. Gelangen diese Elektronen erst hinter der Analysierebene in das Spektrometer, so erreichen sie in jedem Fall den Detektor, da sie kein Gegenpotenzial mehr überwinden müssen. Dort werden sie als Ereignis gezählt.

Um den dadurch erzeugten Untergrund zu reduzieren, wird das komplette Spektrometer mit einer quasi-masselosen Drahtelektrode ausgestattet. Diese besteht aus zwei Drahtlagen, von denen die Innere einen Drahtdurchmesser von 0.2 mm hat und die Äußere einem Durchmesser von 0,3 mm. Um die ausgelösten Elektronen abschirmen zu können, werden beide Drahtlagen auf ein unterschiedliches negativeres Potential gelegt. Die erste Lage ist um etwa 100 V negativer als die Tankwand und die zweite Lage wiederum um etwa 100 V negativer als die erste Lage. Das Prinzip wird in Abbildung 3.11 dargestellt.

Der Großteil der aus der Tankwand ausgelösten Elektronen kann das durch die Drahtelektrode erzeugte Gegenfeld nicht überwinden, die Elektronen werden aus ihrer Flugrichtung abgelenkt, und wieder in die Tankwand geleitet.

Die in dieser Skizze eingezeichnete einlagige Drahtlage wurde schon im Spektrometer des Mainzer Experiments getestet und führte dort zu einer Untergrundreduktion um einen Fak-

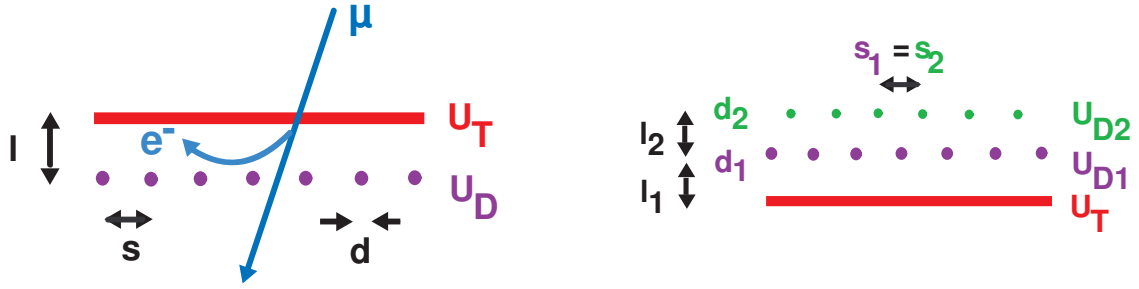


Abb. 3.11: **Die Drahtelektrode des KATRIN Experiments.** Das linke Bild zeigt das Funktionsprinzip der Drahtelektrode. Ausgelöste Elektronen werden durch das Gegenpotential in die andere Richtung abgelenkt. Das rechte Bild zeigt eine Skizze, die den Aufbau der beiden Drahtlagen im Spektrometer veranschaulicht.

tor 10. Die für das KATRIN Experiment geplante Drahtelektrode besteht aus zwei Lagen, um verschiedenen Anforderungen gerecht zu werden und somit den Untergrundabschirmfaktor um einen weiteren Faktor 10 im Vergleich zur Mainzer Messung zu verbessern.

Bei einer Drahtlage ergibt sich im Inneren des Spektrometers ein effektives Potential, welches vom Tankpotential U_T , vom Drahtpotential U_D und von dem elektrischen Abschirmfaktor A abhängig ist. Es gilt:

$$U_{eff} = U_D + \frac{U_T - U_D}{A} \quad (3.20)$$

Der elektrische Abschirmfaktor A ergibt sich zu [Val04]:

$$A \approx 1 + \frac{2\pi l}{s \cdot \ln\left(\frac{s}{\pi d}\right)}. \quad (3.21)$$

Um die Schwankungen im effektiven Potential ΔU_{eff} möglichst gering zu halten, muss der elektrische Abschirmfaktor groß sein. Um dies zu erreichen muss nach Gleichung (3.21) der Abstand l zwischen Drahtlage und Tankwand sowie der Drahtdurchmesser d groß und der Abstand s zwischen den Drähten möglichst klein gewählt werden.

Ein weiterer Aspekt, der ebenfalls für einen großen Drahtradius d spricht sind Teilchenfallen. Durch die derzeitige Anordnung der verschiedenen Elektroden ist es möglich, dass die Elektronen auf ihrem Weg durch das Spektrometer große Potenzialminima sehen und somit in sogenannten Penningfallen oder auch magnetischen Spiegelfallen gespeichert werden. Durch Stöße der dort gespeicherten Elektronen mit Restgasatomen können Sekundärelektronen ausgelöst werden, die den Untergrund erhöhen würden. Um dies zu verhindern, müssen diese Fallen in regelmäßigen Messpausen geleert werden. Dazu wird ein elektrisches Dipolfeld an die Drahtelektrode angelegt, welches die Teilchen, auf Grund der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift, aus ihren Bahnen ablenkt. Die dazu benötigte hohe Spannung setzt einen großen Drahtdurchmesser d voraus, da sonst der Effekt der Feldemission auftreten kann.

Auf der anderen Seite stellt auch der Draht selbst neben der Tankwand eine potentielle

Elektronenquelle dar. Umso dicker der Draht, umso größer ist das Risiko, dass auch dort Sekundärelektronen ausgelöst werden und den Untergrundabschirmfaktor erhöhen. Aufgrund dessen wird hier ein geringer Drahtdurchmesser gefordert.

Um beiden Anforderungen gerecht zu werden, wurde für eine zweilagige Drahtelektrode entschieden, die ebenfalls in Abbildung 3.11 zu sehen ist. Die äußere Lage besteht aus einem Draht mit dem Durchmesser $d_1 = 0,3$ mm und liegt auf einer Spannung von $U_1 \approx -18,5$ kV. Die zweite Lage hat einen Drahtdurchmesser von $d_2 = 0,2$ mm und liegt auf einer Spannung von $U_2 \approx -18,6$ kV. Die zweite Lage ist somit in der Lage die aus der ersten Lage austretenden Elektronen abzuschirmen.

In diesem Fall ergibt sich auch ein besserer elektrischer Abschirmfaktor A , der sich aus den beiden Abschirmfaktoren A_1 und A_2 zusammensetzt. Aktuelle Simulationen weisen einen elektrischen Abschirmfaktor von $A = 72$ auf.

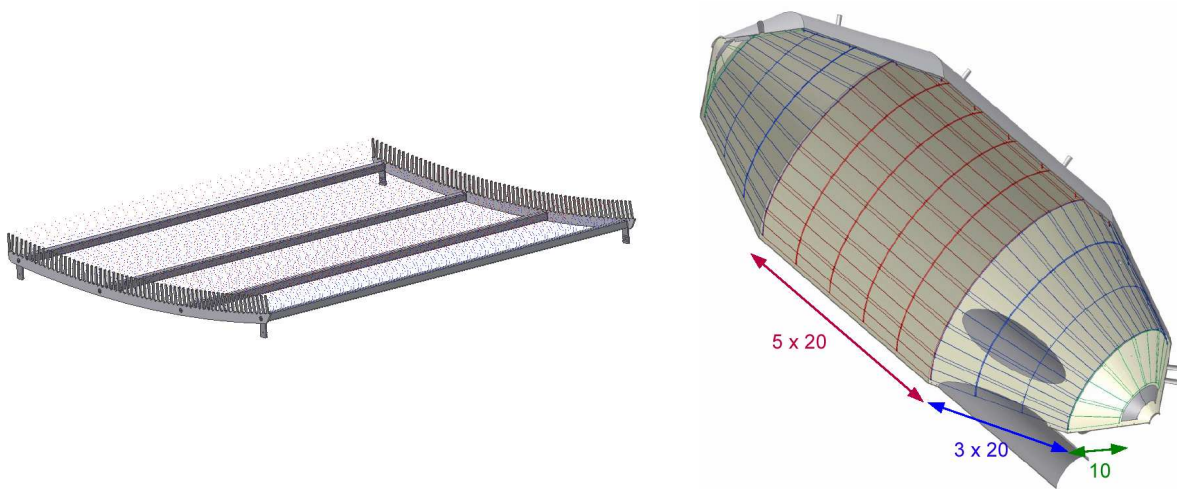


Abb. 3.12: Die Drahtelektrodenmodule. Das linke Bild zeigt eine schematische Abbildung eines Drahtelektrodenmoduls. Auf der rechten Seite ist das Hauptspektrometer gezeigt, und die Aufteilung der Innenfläche durch die Elektrodenmodule ist eingezeichnet.

Zur Realisierung einer solchen Drahtauskleidung des Hauptspektrometers wurden sogenannte Drahtelektrodenmodule konstruiert. Diese bestehen aus jeweils zwei Drahthaltestrukturen, den „Kämmen“, zwischen denen die Drähte in zwei Lagen eingespannt werden können. Mit Hilfe von C-Profilen werden diese Halterungen auf Distanz gehalten. Insgesamt werden für das Spektrometer 240 Module benötigt. Auf Grund der Spektrometerform, wie sie in Abbildung 3.12 zu sehen ist, werden in der Größe und Form unterschiedliche Elektrodenmodule benötigt. Diese teilen sich auf in Module für den Mittelteil des Spektrometers, Konus-Module und Vollmetall-Module, die in den Endkappen angebracht werden. Abbildung 3.12 zeigt ebenfalls den schematischen Aufbau eines solchen Drahtmoduls und die Aufteilung im Spektrometer.

Aus Simulationsrechnungen ist bekannt, dass die Elektrode über eine mechanische Präzision im 0,1 mm -Bereich verfügen muss. Aufgrund dessen ist eine strenge Qualitätskontrolle unerlässlich. Im weiteren Verlauf der Arbeit soll im speziellen auf die Qualitätskontrolle bei der Drahtelektrodenproduktion eingegangen werden.

4. AUSGASRATE UND MASSENSPEKTREN

Um die Materialien, die für die Produktion der Drahtelektrodenmodule benötigt werden, auf ihr thermisches Verhalten zu testen, wurde im Rahmen der Diplomarbeit von A. Gebel ein UHV-Ofen (Ultra-Hoch-Vakuum-Ofen) entwickelt und gebaut [Geb07]. Mit diesem kann ebenfalls die Ausgasrate unterschiedlicher Materialien bestimmt werden.

In diesem Kapitel wird zunächst kurz der Aufbau des Ofens mit seinen zur Verfügung stehenden Messgeräten erläutert. Im Anschluss daran werden die Ergebnisse einer Ausgasratenmessung von speziell gereinigten Kämmen der KATRIN Drahtelektrode präsentiert.

4.1 UHV-Ofen und Reinigungsanlage

Die Hauptkomponente des Ofens ist ein 2 m langes elektropoliertes Edelstahlrohr mit einem Durchmesser von $d_R = 30$ cm. Die eine Seite des Rohres dient als Zugang und kann mit einem DN 250CF-Blindflansch geschlossen werden. Auf der anderen Seite des Rohres ist eine Edelstahlkugel mit einem Durchmesser von ebenfalls $d_K = 30$ cm angebracht. An der unteren Seite dieser Kugel sind 3 Vakuumpumpen¹ in Reihe angeschlossen. Ein Quadrupolmassenfilter und eine Extraktorröhre als Druckmessgerät² sind im oberen Bereich des Volumens befestigt. Desweiteren sind Ofen und Edelstahlkugel mit 8 Heizbändern umwickelt, um diesen auf bis zu $T = 400^\circ\text{C}$ ausheizen zu können. Eine speziell entwickelte Heizungssteuerung [Tem07] (siehe Abbildung 4.2) dient zur Kontrolle der Temperatur. Um Wärmeverluste zu verhindern ist der ganze Ofen mit Steinwolle und einem isolierenden Gewebe umwickelt. Abbildung 4.1 zeigt den aktuellen Aufbau.

Das KATRIN Hauptspektrometer soll, wie schon in Kapitel 3 beschrieben, bei einem Druck von $p \leq 10^{-11}$ mbar betrieben werden. Um ein solches EHV (Extremes Hochvakuum) zu erzeugen, ist es nötig das Spektrometer nach dem Einbau der Drahtelektrodenmodule und Abschluss aller weiteren Vorarbeiten auszuheizen. Durch das Ausheizen können Restgasmoleküle wie z.B. Wasser von der Oberfläche der Tankwand und der Elektrodenmodule verdampfen. Da die Ausgasrate des Spektrometers $q < 10^{-12} \frac{\text{mbar}\cdot\text{l}}{\text{s}\cdot\text{cm}^2}$ betragen soll [Spe03], ist es notwendig, dass die im Spektrometertank eingebauten Drahtelektroden ebenfalls eine Ausgasrate in diesem Bereich aufweisen. Um dies zu erreichen, werden alle Bauteile der Drahtelektrodenmodule vor dem Zusammenbau mit Hilfe einer speziellen Reinigungsapparatur von Verunreinigungen befreit [Tem07].

¹ Eine ölfreie Scroll-Pumpe mit einer Pumpleistung von $15 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$ dient als Vorpumpe. 2 kaskadierte Turbomolekularpumpen mit einem Saugvermögen von 15 und $240 \frac{1}{\text{s}}$ ermöglichen es einen Enddruck von $p \approx 10^{-10}$ mbar zu erreichen.

² Kann den Druck in einem Bereich von $10^{-13} - 10^{-4}$ mbar messen.

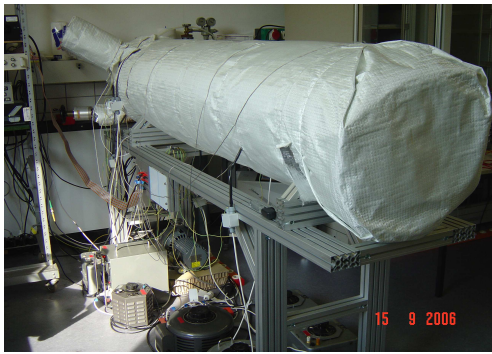


Abb. 4.1: **Der UHV-Ofen.** Dieser speziell entwickelte Ofen dient zum Test des thermischen Verhaltens und der Ausgasrate unterschiedlicher Materialien [Geb07].

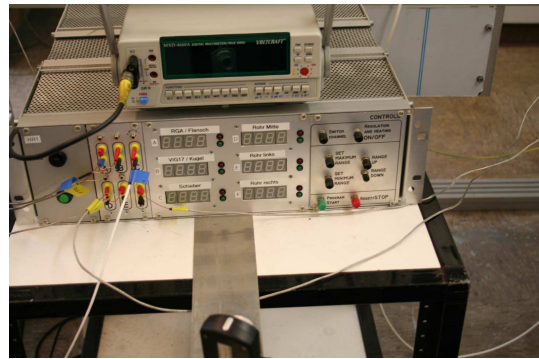


Abb. 4.2: **Die Heizungssteuerung des Ofens.** Zur Steuerung des Heizvorgangs des Ofens wurde diese spezielle Ofensteuerung entwickelt und gebaut [Tem07].

Tab. 4.1: **Reinigungsprozedur der Drahtelektrodenmodule nach ASTeC.** Zur Reinigung der einzelnen Bauteile der Elektrodenmodule werden spezielle Reinigungsmittel nach einer vorgeschriebenen Prozedur des Accelerator Science Technology Center (ASTeC) angewandt.

Vorreinigung:

Dusche 1 min
Fönen 5 min

Axarelwaschgang:

Ultraschall 15 min
Dusche 1 min

Almecowaschgang:

Ultraschall 5 min
Dusche 1 min

Klarspülgang:

Ultraschall 5 min
Dusche 1 min
Fönen 10 min

Es ist zu überprüfen, ob mit der geplanten Reinigungsprozedur die gewünschte Ausgasrate erreicht wird. Sind Rückstände der komplexen Moleküle der Reinigungsmittel im Massenspektrum zu erkennen?

Zur Reinigung aller für den Bau der Drahtelektrode verwandten Komponenten dient eine Ultraschall-Reinigungsanlage [Tem07]. Ein 2 m · 0,3 m · 0,4 m großer Edelstahlbehälter stellt das Herzstück des Aufbaus dar (siehe Abb. 4.3). Dieser kann über verschiedene Zu-



Abb. 4.3: Vollautomatische Ultraschall Reinigungsanlage. Ein etwa 2 m · 0,3 m · 0,4 m großer Tank stellt den Hauptbestandteil der Anlage dar, in dem die Bauteile mit Hilfe von Ultraschall gereinigt werden können. Die Reinigungsmittel werden über Pumpen aus den angrenzenden Behältern zu- bzw. abgeführt [Tem07].

und Abflüsse nacheinander mit Axarel 9100³, P3-Almeco 36⁴ und Reinstwasser befüllt werden. Am Boden des Tanks befindliche Ultraschallgeneratoren unterstützen die Reinigung der Materialien. Im Deckel der Anlage eingebaute Düsen können zum Abduschen von Reinigungsmittelresten auf den Bauteilen verwendet werden.

4.2 Ausgasratenmessungen

Um die Ausgasrate der Bauteile zu bestimmen, müssen verschiedene Arbeitsschritte durchgeführt werden. Zunächst werden die Materialien mit Hilfe der Ultraschall-Reinigungsanlage von Verunreinigungen befreit und anschließend in den UHV-Ofen eingebracht. Dabei ist zu beachten, dass der Axarelwashgang bei elektropolierten Werkstücken übersprungen werden kann, da dieser nur zum Entfetten stark verunreinigter Bauteile benötigt wird. Mit Hilfe der Vakuumpumpen wird dann der Druck im Ofenvolumen auf $p \approx 10^{-8}$ mbar erniedrigt. Dieser Vorgang nimmt ca. 24 Stunden in Anspruch. Im Anschluss daran wird der Ofen für etwa 2 Stunden mit einer Temperatur von $T \approx 350^\circ\text{C}$ ausgeheizt. Nach dem Abkühlen wird das Ofenvolumen von den Pumpen abgetrennt und der Druckanstieg gegen die Zeit gemessen. Aus diesen Werten lässt sich die Ausgasrate der Materialien bestimmen. Zur Restgasanalyse werden vor und nach dem Ausheizen Massenspektren aufgenommen.

Folgende theoretische Beschreibung lässt die Bestimmung der Ausgasrate zu. Zur Vereinfachung der Rechnung wird nicht zwischen verschiedenen ausgasenden Komponenten (H_2 , CO , CO_2 , H_2O ...) unterschieden. In der idealen Gasgleichung $p \cdot V = N \cdot k \cdot T$ stellt das Produkt $p \cdot V$ eine Gasmenge mit der Einheit mbar · l dar. Die Ausgasrate Q [mbar · l/s] entspricht der Gasmenge, die pro Zeiteinheit durch Abdampfen der Verunreinigungen von den Bauteilen

³ Reinigungsmittel aus Kohlenwasserstoffen zur Entfernung von schweren Ölen, Fetten und Wachsen.

⁴ Reinigungsmittel, bestehend aus Natriumcarbonat, Kokosamin und Fettalkoholether, für die industrielle Metallbearbeitung.

und der Anlage selber in das Volumen des Ofens gelangen. Infolgedessen steigt der Druck in der Anlage an. Es gilt:

$$\frac{d}{dt}(p \cdot V) = Q. \quad (4.1)$$

Auf der anderen Seite wird der Druck p im Tank durch Sorption an den Wänden verringert. Die Stärke dieser Sorption kann durch die Pumpleistung S [l/s] beschrieben werden. Das Produkt $S \cdot p$ gibt somit die pro Zeiteinheit abgepumpte Gasmenge an. Es ergibt sich für die Zahl der Teilchen, die aus dem Vakuum adsorbieren:

$$\frac{d}{dt}(p \cdot V) = -p \cdot S. \quad (4.2)$$

Da die Vorgänge der De- und Adsorption aus Gleichung (4.1) und (4.2) gleichzeitig stattfinden, müssen beide miteinander kombiniert werden. Mit $V = \text{const.}$ folgt:

$$\dot{p} = \frac{Q}{V} - \frac{S}{V} \cdot p. \quad (4.3)$$

Diese einfache Differentialgleichung lässt sich über den Ansatz

$$p(t) = a + b \cdot (1 - e^{-c \cdot t}) \quad (4.4)$$

lösen. Setzt man den Ansatz (4.4) in die Differentialgleichung (4.3) ein, so ergeben sich folgende Zusammenhänge:

$$p(0) = a \quad (4.5)$$

$$Q = V \cdot (a + b) \cdot c \quad (4.6)$$

$$S = V \cdot c \quad (4.7)$$

Mit Hilfe der Gleichung (4.4) lässt sich die Ausgasrate im idealen Fall, in dem der Druckanstieg alleine auf die Gasabgabe innerer Oberflächen zurückzuführen ist, bestimmen.

Es ist jedoch zu beachten, dass es sich in den meisten Fällen nicht um ideale Vakuumgefäße handelt [Ley02]. Abbildung 4.4 verdeutlicht näherungsweise die unterschiedlichen Druckanstiegskurven. Im Falle eines Lecks verursacht die ständig einströmende Luft einen linearen Anstieg der Kurve, wie er in Teil (a) dargestellt wird. Wird der Druckanstieg ausschließlich durch Gasabgabe der Oberflächen (Verschmutzungen) verursacht, so ergibt sich die Kurve (b). Nach einer gewissen Zeit stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Absorption und Desorption von Restgasmolekülen im Gefäß ein, und der Druck bleibt konstant. In den meisten Fällen tritt jedoch eine Kombination aus beiden Möglichkeiten auf, wie es in Kurve (c) dargestellt wird. Die Ausgasraten stellen eine Überlagerung einer Gasabgabe durch die Oberflächen des Behälters und der eingebrachten Teile und einer geringfügigen Undichtigkeit des Vakuumgefäßes dar. Der Druckanstieg läuft auf keinen Grenzwert zu.

Um Ausgasratenmessungen, die einer solchen Überlagerung zugrunde liegen, auszuwerten, addiert man zu der Anpassungsfunktion (4.4) einen linearen Teil $p_2(t) = d \cdot t$, der die Leckrate des Vakuumgefäßes beschreibt. Dazu wird angenommen, dass die Ausgasrate nach langer

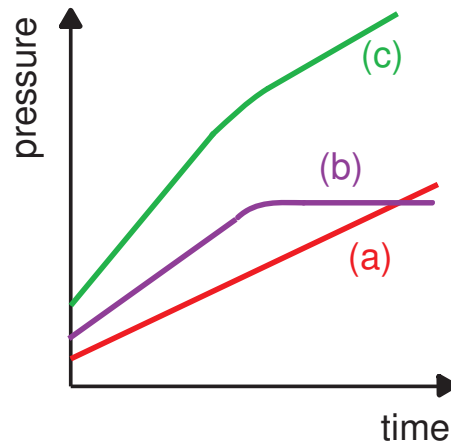


Abb. 4.4: **Druckanstieg in einem Behälter nach Abschalten der Pumpen.** Die drei Kurven verdeutlichen näherungsweise den Druckanstieg für unterschiedliche Bedingungen. (a) zeigt den Kurvenverlauf im Falle einer Undichtigkeit des Behälters, (b) verdeutlicht den Anstieg durch eine reine Gasabgabe der Behälterwände und (c) zeigt eine Kombination aus Undichtheit und Gasabgabe.

Zeit mit der Sorptionsrate im Gleichgewicht steht, während die Teilchen, die durch das Leck einströmen, nicht sorbiert werden. Es folgt:

$$p(t) = a + b \cdot (1 - e^{-c \cdot t}) + d \cdot t. \quad (4.8)$$

Mit Hilfe der Ausdrücke $Q = V \cdot (a + b) \cdot c$ und $Q' = V \cdot (a - b) \cdot c$ lässt sich Gleichung (4.8) so umformen, dass die Ausgasrate Q direkt aus der Gleichung abzulesen ist. Es folgt:

$$p(t) = \frac{Q + Q'}{2 \cdot c \cdot V} + \frac{Q - Q'}{2 \cdot c \cdot V} \cdot (1 - e^{-c \cdot t}) + d \cdot t. \quad (4.9)$$

wobei V das Volumen der Anlage beschreibt.

Mit dieser Funktion lassen sich die Messwerte einer Ausgasratenmessung anpassen.

Vernachlässigt man das Volumen der eingebrachten Testkämme, so ergibt sich das Gesamtvolumen V des UHV Ofens aus dem Volumen des Ofenrohrs V_R und das der Kugel V_K .

$$\begin{aligned} V = V_R + V_K &= \pi \cdot r_R^2 \cdot l_R + \frac{4}{3} \pi \cdot r_K^3 \\ &= \pi \cdot (1,5 \text{ dm})^2 \cdot 20 \text{ dm} + \frac{4}{3} \pi \cdot (1,5 \text{ dm})^3 \\ &= 141 \text{ dm}^3 + 14 \text{ dm}^3 = 155 \text{ dm}^3 = (155 \pm 8) \text{ l} \end{aligned} \quad (4.10)$$

Es wird eine systematische Unsicherheit von etwa 5% für das Volumen eingeführt, da das reale Volumen des Ofens durch z.B. an der Kugel befestigte Messgeräte oder auch durch das Volumen der im Ofen befindlichen Kämme vom idealen Wert abweicht.

Zur Bestimmung der Ausgasraten wird neben der Messung mit den Modulbauteilen auch

eine Leermessung des Ofens benötigt. Dazu wird dieser für etwa 2 Stunden bei $T \approx 350^\circ\text{C}$ ausgeheizt und nach dem Abkühlen der Anlage auf unter 30°C eine Druckanstiegsmessung durchgeführt. Das Ventil zwischen der Edelstahlkugel und der Pumpzuleitung wird dafür geschlossen und der Druckanstieg in Abhängigkeit der Messzeit protokolliert. Um eine mögliche Temperaturabhängigkeit der Messung zu beobachten, wird diese mehrfach bei verschiedenen Temperaturen T des Edelstahlrohrs des Ofens durchgeführt. Abbildung 4.5 verdeutlicht die Ergebnisse.

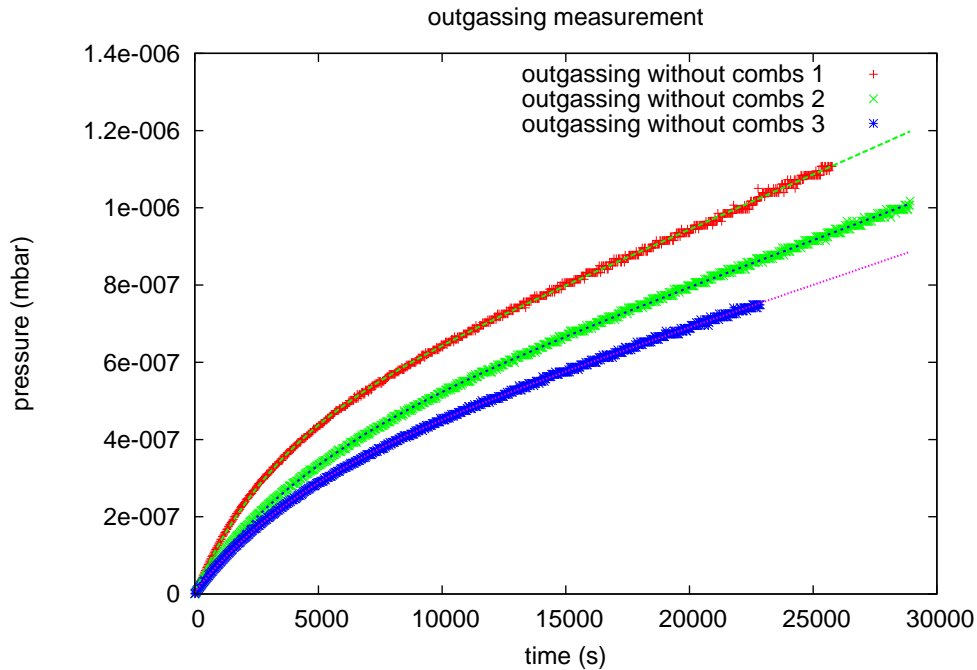


Abb. 4.5: **Ausgasratenmessung des leeren Ofens.** Die Kurven zeigen den Druckanstieg im Ofen nach dem Ausheizen für verschiedene Temperaturen. (rot, oben) Ausgasrate bei 29°C , (grün, mitte) Ausgasrate bei $24,5^\circ\text{C}$, (blau, unten) Ausgasrate bei 23°C

Alle Messungen wurden bei einem Druck von $p \approx 5 \cdot 10^{-10}$ mbar gestartet und bis zu einem Druck von $p \approx 2 \cdot 10^{-6}$ mbar durchgeführt. Die Extraktorröhre gibt den Druck mit einer Genauigkeit von $\pm 10\%$ an. Die Kurven sind demnach mit einer systematischen Kalibrationsunsicherheit in dieser Höhe behaftet. Weitere systematische Unsicherheiten, die sich aus der Eigenpumpleistung der Extraktorröhre und geringen Temperaturschwankungen während der etwa 6 stündigen Messphase ergeben, müssen ebenfalls in den Ergebnissen mit berücksichtigt werden.

Folgende Parameter ergeben sich mit der Anpassungsfunktion (4.9) aus den drei in Abbildung 4.5 gezeigten Kurven:

Temperatur	$(29 \pm 0,3) ^\circ\text{C}$	$(24,5 \pm 0,3) ^\circ\text{C}$	$(23 \pm 0,3) ^\circ\text{C}$
$Q[\text{mbar} \cdot \text{l/s}]$	$(1,76 \pm 0,01) \cdot 10^{-8}$	$(1,06 \pm 0,01) \cdot 10^{-8}$	$(9,36 \pm 0,04) \cdot 10^{-9}$
$Q'[\text{mbar} \cdot \text{l/s}]$	$(-1,70 \pm 0,02) \cdot 10^{-8}$	$(-9,98 \pm 0,09) \cdot 10^{-9}$	$(-8,98 \pm 0,08) \cdot 10^{-9}$
$c[1/\text{s}]$	$(3,02 \pm 0,02) \cdot 10^{-4}$	$(2,14 \pm 0,02) \cdot 10^{-4}$	$(2,34 \pm 0,02) \cdot 10^{-4}$
$d[\text{mbar/s}]$	$(2,84 \pm 0,01) \cdot 10^{-11}$	$(2,39 \pm 0,01) \cdot 10^{-11}$	$(2,17 \pm 0,01) \cdot 10^{-11}$

(4.11)

Im nächsten Schritt wurden 4 verschiedene elektropolierte Käämme für den konischen Teil der Drahtelektrode zusammen mit einem speziellen Gestell nach der Reinigungsprozedur aus Tabelle 4.1, mit Almeco und Reinstwasser gereinigt und anschließend die Ausgasrate nach Ausheizen der Teile gemessen. Der Axarelwashgang konnte, da die Käämme nach dem Elektropolieren keine öligen Verunreinigungen mehr aufweisen, übersprungen werden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Auch hier ist eine Temperaturabhängigkeit der Messung sichtbar.

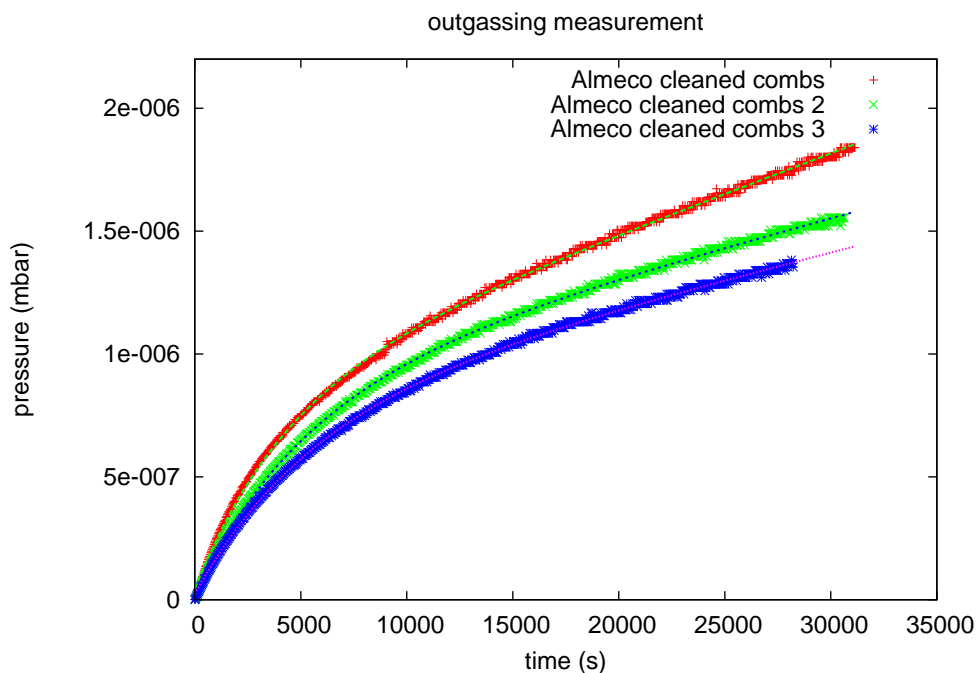


Abb. 4.6: **Ausgasratenmessung der Konusmodulkämme.** Die Kurven zeigen den Druckanstieg im Ofen nach dem Ausheizen für verschiedene Temperaturen. (rot, oben) Ausgasrate bei 29°C , (grün, mitte) Ausgasrate bei 25°C , (blau, unten) Ausgasrate bei 23°C

Aus Abbildung 4.6 ergeben sich folgende Parameter aus den Anpassungsfunktionen:

Temperatur	$(29 \pm 0,3)^\circ\text{C}$	$(25 \pm 0,3)^\circ\text{C}$	$(23 \pm 0,3)^\circ\text{C}$
$Q[\text{mbar} \cdot \text{l/s}]$	$(3,00 \pm 0,02) \cdot 10^{-8}$	$(2,47 \pm 0,01) \cdot 10^{-8}$	$(2,45 \pm 0,01) \cdot 10^{-8}$
$Q'[\text{mbar} \cdot \text{l/s}]$	$(-2,68 \pm 0,03) \cdot 10^{-8}$	$(-2,31 \pm 0,02) \cdot 10^{-8}$	$(-2,02 \pm 0,01) \cdot 10^{-8}$
$c[1/\text{s}]$	$(2,32 \pm 0,02) \cdot 10^{-4}$	$(1,87 \pm 0,01) \cdot 10^{-4}$	$(1,83 \pm 0,01) \cdot 10^{-4}$
$d[\text{mbar/s}]$	$(3,28 \pm 0,01) \cdot 10^{-11}$	$(2,34 \pm 0,01) \cdot 10^{-11}$	$(2,20 \pm 0,01) \cdot 10^{-11}$

(4.12)

Die Ausgasrate Q ist zusammen mit der aus der Anpassung der Messdaten resultierenden Unsicherheit direkt an den Parametern aus den Tabellen (4.11) und (4.12) ablesbar. Um die ermittelten Ausgasraten mit der Spezifikation des KATRIN Experiments vergleichen zu können, muss die Ausgasrate pro Fläche bestimmt werden. Die Gesamtoberfläche O des leeren Ofens setzt sich aus den Oberflächen des Rohres O_R , der Kugel O_K und der des DN 250CF-Blindflanches O_B zusammen. Es gilt:

$$\begin{aligned}
 O = O_R + O_K + O_B &= 2\pi r_R \cdot l_R + 4\pi \cdot r_B^2 \\
 &= 2\pi \cdot 15 \text{ cm} \cdot 200 \text{ cm} + 4\pi \cdot (15 \text{ cm})^2 + \pi \cdot (15 \text{ cm})^2 \\
 &= 18850 \text{ cm}^2 + 2830 \text{ cm}^2 + 700 \text{ cm}^2 = (22380 \pm 1120) \text{ cm}^2
 \end{aligned}
 \tag{4.13}$$

Auch hier wird eine systematische Unsicherheit von etwa 5% angenommen, da auch die Oberfläche durch die angebrachten Messgeräte modifiziert wird.

Für die Ausgasrate pro Fläche des leeren Ofens $q_{\text{leer}} = Q_{\text{leer}}/O$ ergibt sich für die verschiedenen Temperaturen:

$$\begin{aligned}
 q_{\text{leer}}(29^\circ\text{C}) &= (7,86 \pm 0,04_{\text{fit}} \pm 0,79_{\text{sys}}) \cdot 10^{-13} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2} \\
 q_{\text{leer}}(24,5^\circ\text{C}) &= (4,74 \pm 0,04_{\text{fit}} \pm 0,47_{\text{sys}}) \cdot 10^{-13} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2} \\
 q_{\text{leer}}(23^\circ\text{C}) &= (4,18 \pm 0,02_{\text{fit}} \pm 0,42_{\text{sys}}) \cdot 10^{-13} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}
 \end{aligned}
 \tag{4.14}$$

Die Ergebnisse aus (4.14) zeigen, dass die Ausgasrate des leeren UHV Ofens für alle betrachteten Temperaturen unterhalb der KATRIN Spezifikation mit $q < 10^{-12} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}$ liegen. Die verwendete Vakuumapparatur ist somit geeignet um die Ausgasrate der Elektrodenbauteile zu überprüfen.

Wie an den Werten aus (4.11) und (4.14) zu erkennen, nimmt die Ausgasrate bei geringerer Temperatur ab. Abbildung 4.7 zeigt die Temperaturabhängigkeit der Ausgasrate für den leeren Ofen.

Es ist zu erkennen, dass die Ausgasrate schon bei geringer Temperaturänderung variiert. Die Werte lassen sich mit einer Exponentialfunktion anpassen. Es ergibt sich:

$$Q(T) = (7,35 \pm 1,10) \cdot 10^{-10} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}} \cdot \exp\left(\frac{(0,11 \pm 0,01)}{^\circ\text{C}} \cdot T\right).
 \tag{4.15}$$

Um die Ausgasrate pro Fläche der gereinigten und ausgeheizten Testkammer zu bestimmen, bildet man zunächst die Differenz von $Q_{\text{Kammer,Gestell}}$ und Q_{leer} für die entsprechenden Temperaturen.

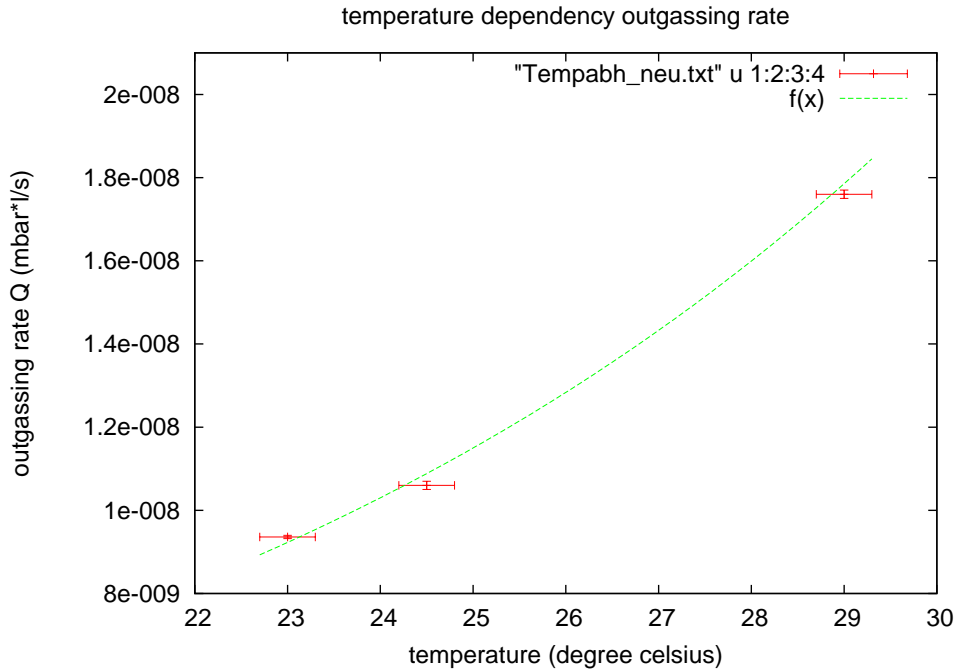


Abb. 4.7: **Temperaturabhängigkeit der Ausgasrate.** Die Kurve zeigt die Temperaturabhängigkeit der Ausgasrate des leeren Ofens.

Es ergibt sich somit:

$$\begin{aligned}
 Q_{\text{Kämme,Gestell,absolut}}(29^\circ\text{C}) &= (1,24 \pm 0,02) \cdot 10^{-8} \frac{\text{mbar}\cdot\text{l}}{\text{s}} \\
 Q_{\text{Kämme,Gestell,absolut}}(25^\circ\text{C}) &= (1,32 \pm 0,34) \cdot 10^{-8} \frac{\text{mbar}\cdot\text{l}}{\text{s}} \\
 Q_{\text{Kämme,Gestell,absolut}}(23^\circ\text{C}) &= (1,21 \pm 0,01) \cdot 10^{-8} \frac{\text{mbar}\cdot\text{l}}{\text{s}}
 \end{aligned} \tag{4.16}$$

Um die Oberfläche der vier Testkämme und dem Gestell zu bestimmen wurde das CAD-Programm Autodesk Inventor verwendet. Es ergibt sich ein Wert von

$$O_{\text{Kämme,Gestell}} = (6330 \pm 20) \text{ cm}^2.$$

Die Ausgasrate pro Fläche ergibt sich somit zu:

$$\begin{aligned}
 q_{\text{Kämme,Gestell,absolut}}(29^\circ\text{C}) &= (1,96 \pm 0,03_{\text{fit}} \pm 0,20_{\text{sys}}) \cdot 10^{-12} \frac{\text{mbar}\cdot\text{l}}{\text{s}\cdot\text{cm}^2} \\
 q_{\text{Kämme,Gestell,absolut}}(25^\circ\text{C}) &= (2,09 \pm 0,54_{\text{fit}} \pm 0,21_{\text{sys}}) \cdot 10^{-12} \frac{\text{mbar}\cdot\text{l}}{\text{s}\cdot\text{cm}^2} \\
 q_{\text{Kämme,Gestell,absolut}}(23^\circ\text{C}) &= (1,91 \pm 0,12_{\text{fit}} \pm 0,19_{\text{sys}}) \cdot 10^{-12} \frac{\text{mbar}\cdot\text{l}}{\text{s}\cdot\text{cm}^2}
 \end{aligned} \tag{4.17}$$

Diese Ergebnisse liegen noch oberhalb des gewünschten Bereichs von $q < 10^{-12} \frac{\text{mbar}\cdot\text{l}}{\text{s}\cdot\text{cm}^2}$.

Im Folgenden ist zu überprüfen, ob das Ergebnis der Ausgasrate durch die Verwendung des Rahmengestells beeinflusst wird. Eine Verschlechterung der Ausgasrate bei Verwendung des Haltegestells könnte z.B. durch Rückstände der Reinigungsmittel in den Schraubengewinden des Rahmens zustande kommen. In einer weiteren Ausgasratenmessung mit den Kämmen jedoch ohne Gestell wurde dieses untersucht. Abbildung 4.8 zeigt das Ergebnis.

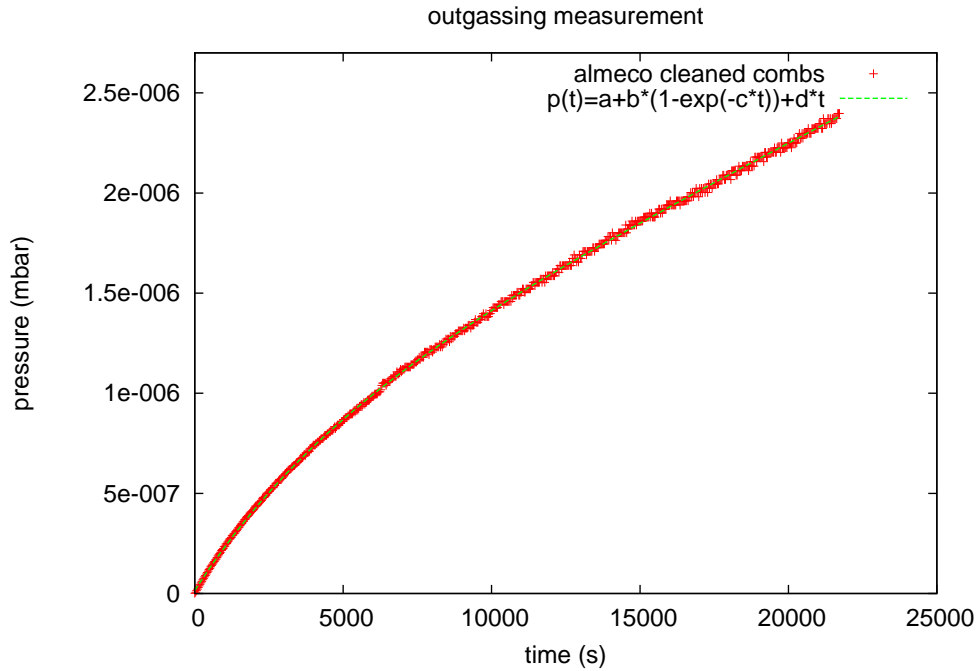


Abb. 4.8: **Ausgasratenmessung der Konusmodulkämme ohne Rahmengestell.** Die Kurven zeigen den Druckanstieg im Ofen nach dem Ausheizen bei einer Temperatur von etwa $23,5^{\circ}\text{C}$.

Auch in diesem Fall lässt sich die Kurve durch die Funktion (4.9) anpassen und es ergeben sich folgende Parameter:

$$\begin{aligned}
 Q &= (2,57 \pm 0,01) \cdot 10^{-8} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}} \\
 Q' &= (-2,46 \pm 0,02) \cdot 10^{-8} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}} \\
 c &= (2,14 \pm 0,03) \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{s}} \\
 d &= (7,62 \pm 0,03) \cdot 10^{-11} \frac{\text{mbar}}{\text{s}}
 \end{aligned} \tag{4.18}$$

Mit einer Oberfläche von $O_{\text{Kämme}} = (5800 \pm 20) \text{ cm}^2$ ergibt sich bei etwa $23,5^{\circ}\text{C}$ aus dieser Messung eine Ausgasrate pro Fläche der vier Testkämme von:

$$q_{\text{Kämme}} = (2,76 \pm 0,46_{\text{fit}} \pm 0,28_{\text{sys}}) \cdot 10^{-12} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}. \tag{4.19}$$

Der in (4.19) ermittelte Wert liegt etwas über denen in (4.17) bestimmten Werten. Eine mögliche Erklärung für diesen erhöhten Wert liegt in der Verwendung eines anderen Massenfilters. In dieser Messung wurde der zuvor verwendete Massenfiter für eine Reparatur durch einen älteren, länger nicht benutzten Massenfiter ersetzt. Möglicherweise war das Ausgasen dieses Gerätes stärker und hat zu einer höheren Ausgasrate geführt.

Insgesamt ist jedoch festzuhalten, dass die Verwendung des Gestells wahrscheinlich nicht zu einer erhöhten Ausgasrate führt.

Ein weiterer Grund für die relativ hohen beobachteten Ausgasraten könnte die Ausheizdauer

er (2 h bei 350°C) der Bauteile sein. Auch nach dem Ausheizen wurde im Massenspektrum noch H₂O beobachtet (siehe Kapitel 4.3). Daher wurden die Käbme ohne Rahmengestell in einer weiteren Messung zunächst für etwa 18 Stunden bei 200°C und darauf folgend für ca. 8 Stunden bei 350 °C ausgeheizt. Der Massenfilter wurde vor dieser Messung wieder gegen das reparierte, erste Modell ausgetauscht. Desweiteren wurde vor dieser Messung die Scroll-Vorpumpe gegen einen Lecktester mit einer eingebauten Vorpumpe sowie einer Turbopumpe ersetzt. Scrollpumpen weisen eine verminderte Pumpleistung bei unzureichendem Gasballast auf [Bon07], so dass im Tank vorhandenes Wasser nur schwer abgepumpt werden kann. Dieser Effekt kann die Ausgasrate ebenfalls beeinflussen. Abbildung 4.9 zeigt das Ergebnis der anschließenden Ausgasratenmessungen bei 24°C und 22°C.

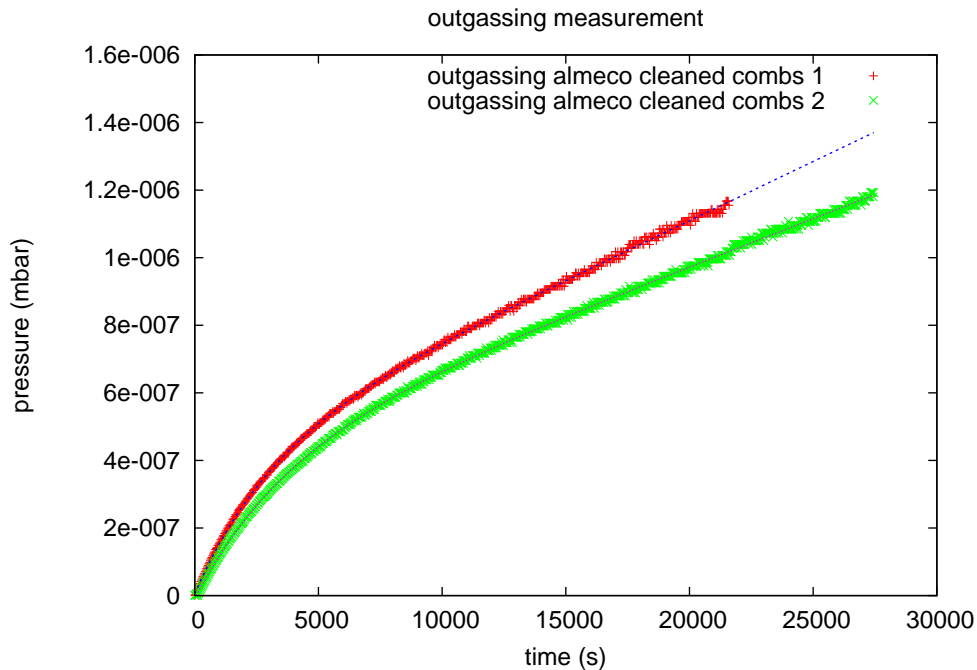


Abb. 4.9: **Ausgasratenmessung der Konusmodulkäbme mit höherer Ausheizdauer.** Die Kurven zeigen den Druckanstieg im Ofen nach einer Ausheizdauer von ca. 18 Stunden bei 200°C und etwa 8 Stunden bei 350°C bei einer Temperatur von etwa 24°C (rot, oben) und 22°C (grün, unten).

Durch die Anpassungsfunktion (4.9) ergeben sich aus dieser Messung folgende Parameter:

$$\begin{aligned}
 Q_{\text{rot}}(24^\circ\text{C}) &= (2,11 \pm 0,01) \cdot 10^{-8} \frac{\text{mbar}\cdot\text{l}}{\text{s}} \\
 Q'_{\text{rot}}(24^\circ\text{C}) &= (-2,06 \pm 0,02) \cdot 10^{-8} \frac{\text{mbar}\cdot\text{l}}{\text{s}} \\
 c_{\text{rot}}(24^\circ\text{C}) &= (3,33 \pm 0,03) \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{s}} \\
 d_{\text{rot}}(24^\circ\text{C}) &= (3,50 \pm 0,01) \cdot 10^{-11} \frac{\text{mbar}}{\text{s}}
 \end{aligned} \tag{4.20}$$

und

$$\begin{aligned}
 Q_{\text{grün}}(22^\circ\text{C}) &= (1,70 \pm 0,01) \cdot 10^{-8} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}} \\
 Q'_{\text{grün}}(22^\circ\text{C}) &= (-1,77 \pm 0,02) \cdot 10^{-8} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}} \\
 c_{\text{grün}}(22^\circ\text{C}) &= (2,71 \pm 0,02) \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{s}} \\
 d_{\text{grün}}(22^\circ\text{C}) &= (2,04 \pm 0,01) \cdot 10^{-11} \frac{\text{mbar}}{\text{s}}
 \end{aligned} \tag{4.21}$$

Die Ausgasraten des leeren Ofens bei 22°C und 24°C , die sich aus der Anpassung 4.15 ergeben, betragen:

$$Q_{\text{leer}}(22^\circ\text{C}) = (8,27 \pm 2,20) \cdot 10^{-9} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2} \tag{4.22}$$

und

$$Q_{\text{leer}}(24^\circ\text{C}) = (1,03 \pm 0,29) \cdot 10^{-8} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}. \tag{4.23}$$

Für die Ausgasraten pro Fläche ergibt sich bei einer Temperatur von 24°C :

$$q_{\text{rot}}(24^\circ\text{C}) = (1,86 \pm 0,50_{\text{fit}} \pm 0,19_{\text{sys}}) \cdot 10^{-12} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}. \tag{4.24}$$

und bei 22°C :

$$q_{\text{grün}}(22^\circ\text{C}) = (1,51 \pm 0,38_{\text{fit}} \pm 0,15_{\text{sys}}) \cdot 10^{-12} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}. \tag{4.25}$$

Bildet man den Mittelwert aus den beiden Messungen, so kann man bei 23°C näherungsweise einen Wert von:

$$q(23^\circ\text{C}) = (1,69 \pm 0,31_{\text{fit}} \pm 0,17_{\text{sys}}) \cdot 10^{-12} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}. \tag{4.26}$$

angeben.

Auch diese Ergebnisse liegen noch oberhalb des Wertes der KATRIN Spezifikation.

Die Aufnahme von Massenspektren, wie sie in Abschnitt 4.3 dargestellt werden, hat gezeigt, dass bei den Messungen auch nach dem Ausheizen neben Wasserstoff noch Wasser und Bestandteile der Luft im Ofenvolumen vorhanden sind. Das vorhandene Wasser ist eventuell das Resultat einer ungleichen Temperaturverteilung im Ofen. Während des Ausheizens wird nicht an allen Stellen des Volumens die Maximaltemperatur erreicht. Das Schieberventil z.B., welches das Vorvakuum vom Hauptvakuum trennen kann, darf nur mit 90°C ausgeheizt werden. An diesen Punkten können sich von den heißen Stellen des Ofens abgedampfte Gasmoleküle niederschlagen und später zu einer erhöhten Ausgasrate beitragen. Der nach dem Ausheizen beobachtbare Stickstoffanteil im Massenspektrum kann durch die verbleibende Leckrate der Apparatur erklärt werden.

4.2.1 Alternative Methode zur Ausgasratenbestimmung

Zur Bestimmung der Ausgasrate wurde im vorherigen Kapitel die Anpassungsfunktion

$$p(t) = \frac{Q + Q'}{2 \cdot c \cdot V} + \frac{Q - Q'}{2 \cdot c \cdot V} \cdot (1 - e^{-ct}) + d \cdot t \quad (4.27)$$

verwendet.

In dem offiziellen KATRIN Dokument 30-ME-5002-0 [Bor04] zur Interpretation von UHV Messungen wird eine Anpassungsfunktion der Form:

$$p(t) = \frac{Q + Q'}{2 \cdot c \cdot V} + \frac{Q - Q'}{2 \cdot c \cdot V} \cdot (1 - e^{-ct}) \quad (4.28)$$

angegeben.

Zum Vergleich der Ergebnisse beider Auswertungsmethoden werden die Langzeitmessungen aus dem vorherigen Kapitel noch einmal auf diese Weise analysiert.

Abbildung 4.10 zeigt das Ergebnis für die Leermessung bei 23°C.

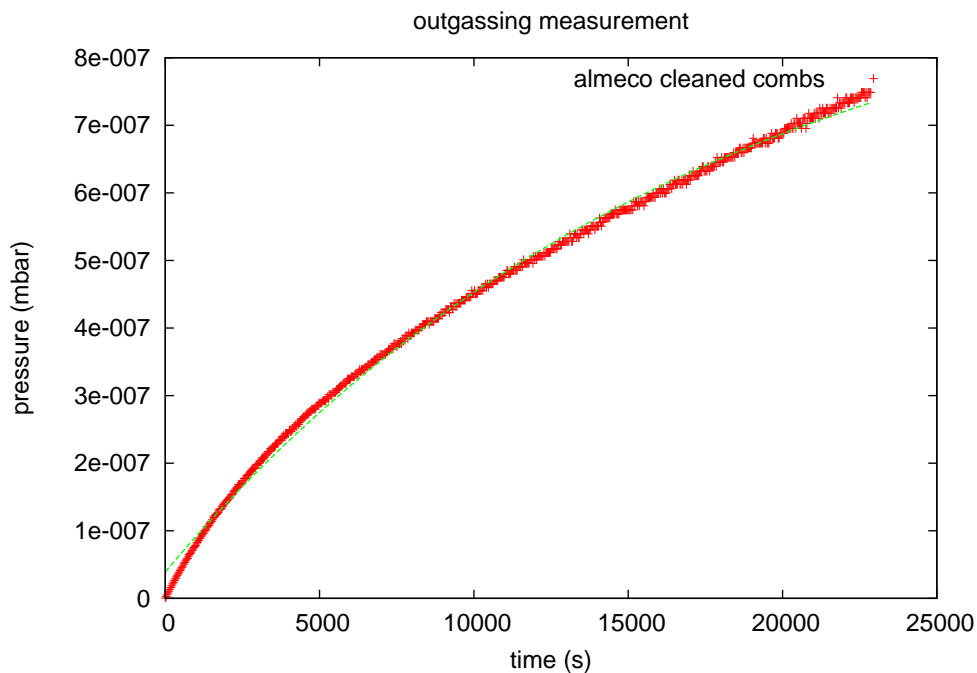


Abb. 4.10: **Ausgasratenmessung des leeren Ofens.** Die Kurve zeigt den Druckanstieg im Ofen nach dem Ausheizen bei 23°C. In der Anpassungsfunktion wird kein linearer Teil mitberücksichtigt.

Es ist zu erkennen, dass der Verlauf der Messwerte durch die Anpassungsfunktion (4.28) nicht perfekt beschrieben werden kann.

Aus den daraus ermittelten Parametern:

$$\begin{aligned} Q &= (8,75 \pm 0,05) \cdot 10^{-9} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}} \\ Q' &= (-8,06 \pm 0,06) \cdot 10^{-9} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}} \\ c &= (5,67 \pm 0,06) \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{s}} \end{aligned}$$

folgt für die Ausgasrate pro Fläche:

$$q(23^\circ\text{C}) = (3,91 \pm 0,02_{\text{fit}} \pm 0,39_{\text{sys}}) \cdot 10^{-13} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}. \quad (4.29)$$

In Abbildung 4.11 sind die Anpassungen der beiden Langzeitmessungen gezeigt.

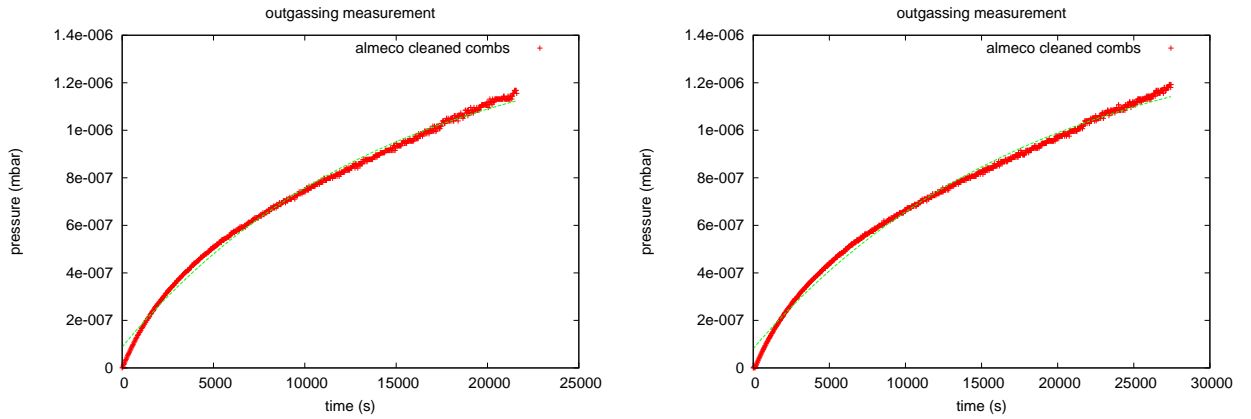


Abb. 4.11: Ausgasratenmessung der mit Almeco gereinigten Käbme. Im linken Bild ist die Messung bei 24°C und im Rechten die bei 22°C zu sehen. Auch in diesem Fall wird kein linearer Teil in der Anpassungsfunktion mit berücksichtigt.

Auch hier können die Kurven nicht exakt an die Messwerte angepasst werden.

Es ergeben sich die Parameter:

$$\begin{aligned} Q(24^\circ\text{C}) &= (1,53 \pm 0,01) \cdot 10^{-8} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}} \\ Q'(24^\circ\text{C}) &= (-1,34 \pm 0,02) \cdot 10^{-8} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}} \\ c(24^\circ\text{C}) &= (6,96 \pm 0,11) \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{s}} \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} Q(22^\circ\text{C}) &= (1,22 \pm 0,01) \cdot 10^{-8} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}} \\ Q'(22^\circ\text{C}) &= (-1,09 \pm 0,01) \cdot 10^{-8} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}} \\ c(22^\circ\text{C}) &= (5,48 \pm 0,08) \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{s}} \end{aligned}$$

Bildet man den Mittelwert aus beiden Ergebnissen, so ergibt sich nach Abzug der Ausgasrate des leeren Ofens und Berücksichtigung der systematischen Unsicherheiten für die Ausgasrate pro Fläche:

$$q(23^\circ\text{C}) = (0,87 \pm 0,02_{\text{fit}} \pm 0,09_{\text{sys}}) \cdot 10^{-12} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}. \quad (4.30)$$

Die in Referenz [Bor04] beschriebene Methode zur Auswertung der Druckanstiegsmessung führt zu einer wesentlich geringeren Ausgasrate, welche auch innerhalb der KATRIN Spezifikation liegt. Es ist jedoch zu beachten, dass die Anpassungsfunktion ohne linearen Term nicht erlaubt, den Verlauf der Messkurven exakt zu reproduzieren. Erst durch die Addition eines linearen Anteils können die Messpunkte mit hoher Genauigkeit wiedergegeben werden.

4.3 Massenspektren

Zur Analyse des Restgases in der Apparatur wird ein Quadrupol-Massenspektrometer „Transpector 2“, Typ „H200M“ von der Firma „Inficon“ benutzt.

Ein solches Massenspektrometer besteht aus einer Ionenquelle, einem Stabsystem und einem Detektor, wie es in Abbildung 4.12 dargestellt ist.

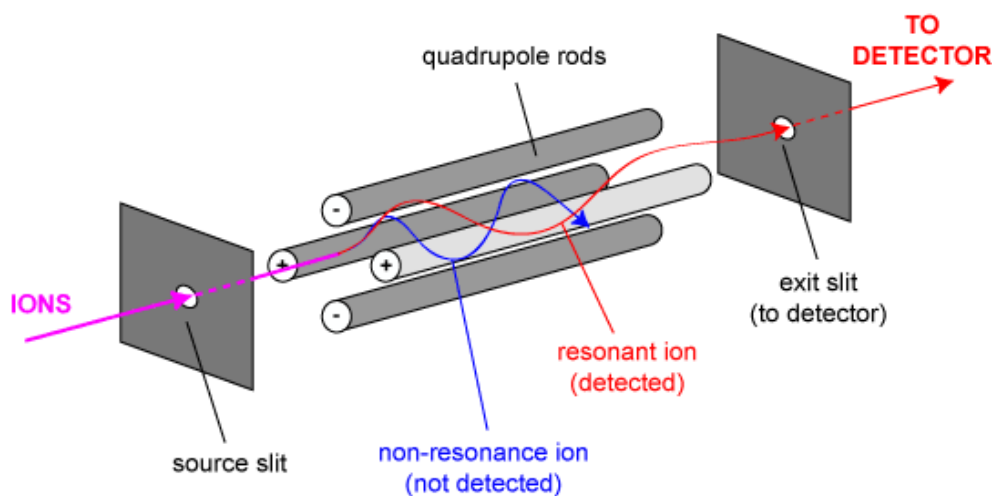


Abb. 4.12: **Aufbau eines Quadrupol-Massenspektrometers [Bri].** Die Graphik zeigt den schematischen Aufbau eines Quadrupol-Massenspektrometers. Dieses besteht aus einer Ionenquelle, einem Stabsystem und einem Detektor.

Da nur geladene Teilchen mit Hilfe eines Massenspektrometers analysiert werden können, befindet sich in der Ionenquelle ein Iridiumdraht, der Elektronen emittiert. Diese können die Atome des Restgases ionisieren, welche dann im Quadrupolfeld des Stabsystems nach ihrem Masse-zu-Ladungs-Verhältnis (m/q -Verhältnis) getrennt werden. Die Überlagerung von Gleichspannungs- und hochfrequenten Wechselstromkomponenten, die an den vier zylindrischen Stäben des Quadrupols anliegen, bewirkt, dass nur Ionen eines bestimmten m/q -Verhältnis den Quadrupol auf einer stabilen Oszillationstrajektorie passieren können. Die Bewegung aller anderen Ionen ist hingegen instabil und sie können den Massenfilter nicht durchqueren. Als Detektor dient ein Sekundärionenvervielfacher. Die durchgelassenen Ionen treffen auf die Kathode des Detektors und lösen dort Elektronen aus, die vervielfacht werden. Der so erzeugte Strom ist proportional zur Anzahl der detektierten Ionen.

In diesem Fall wurden Käbme mit Axarel 9100, P3-Almeco 36 und Reinstwasser gereinigt

und in dem UHV-Ofen ausgeheizt. Nimmt man vor sowie nach dem Ausheizen der Kämme ein Massenspektrum von dem Volumen des Vakuumofens auf, so ergeben sich die Spektren aus den Abbildungen 4.13 und 4.14.

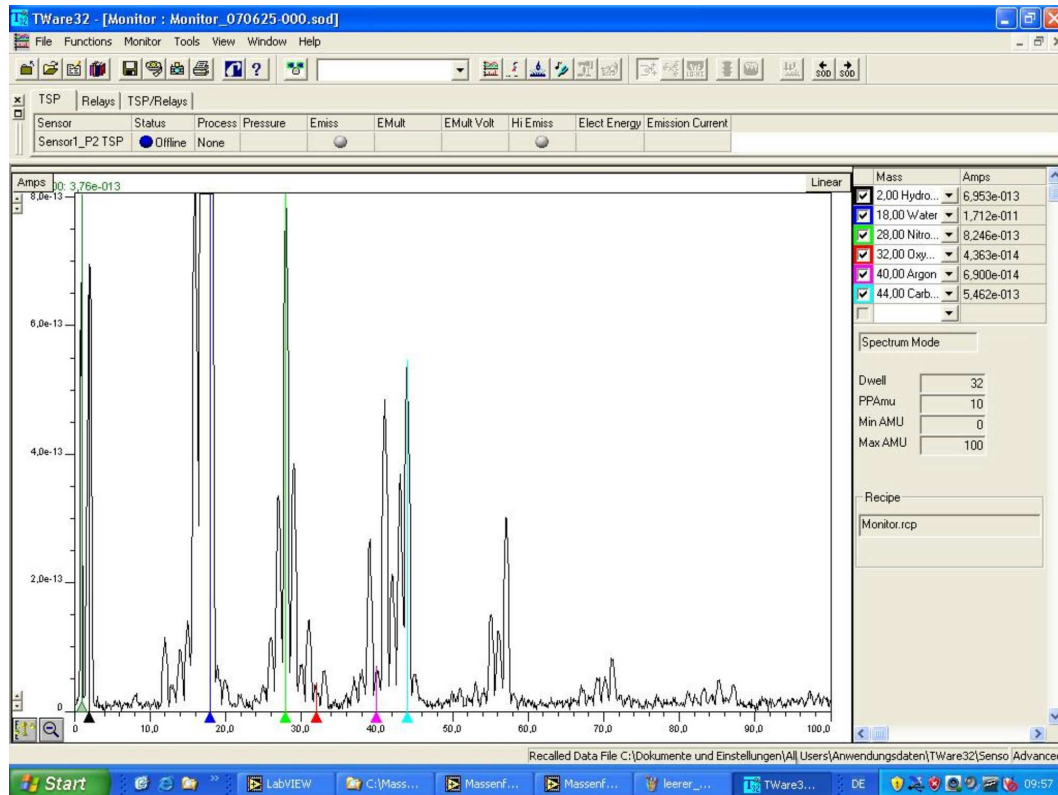


Abb. 4.13: Massenspektrum vor dem Ausheizen. Die Graphik zeigt die Ströme in Abhängigkeit des Masse-zu-Ladungs-Verhältnisses des vorhandenen Restgases vor dem Ausheizen des Ofens mit den gereinigten Kämmen.

In den abgebildeten Graphiken werden die gemessenen Ströme in Ampère gegen ein m/q -Verhältnis bis 100 amu^5 gezeigt. Durch die Ionisierung der Moleküle des Restgases werden diese in den meisten Fällen einfach geladen, so dass ihr Masse-zu-Ladungsverhältnis mit ihrer Masse übereinstimmt. Nur in wenigen Fällen findet eine mehrfache Ionisierung statt, die dazu führt, dass die Teilchen bei einem Wert entsprechend der anteiligen Masse zu finden sind (z.B. CO_2^+ bei 44 amu und CO_2^{++} bei 22 amu).

Die durch die Elektron-Stoß-Ionisation aus Molekülen entstehenden primären Ionen sind oft instabil und zerfallen ganz oder teilweise in kleinere geladene Fragmente. Diese haben eine geringere Masse und sind somit an einer anderen Stelle im Spektrum zu finden (z.B. CO_2 bei 44 amu und CO bei 28 amu).

⁵ Die atomare Masseneinheit u („unified atomic mass unit“), auch amu („atomic mass unit“), ist eine Einheit der Masse, die bei Atom- und Molekülmassen verwendet wird. Sie entspricht $1/12$ der Masse des Kohlenstoff-Isotops ^{12}C . Es gilt: $1u = 1,660538782 \cdot 10^{27} \text{ kg}$.

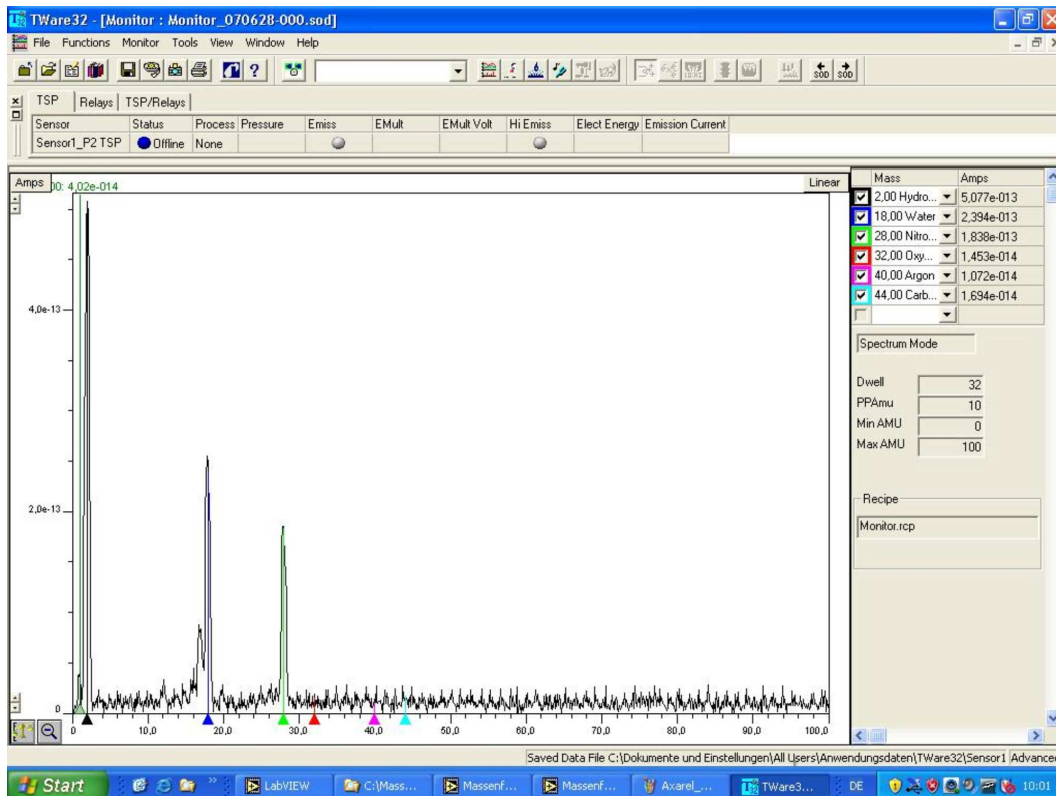


Abb. 4.14: Massenspektrum nach dem Ausheizen. Die Graphik zeigt die Ströme in Abhängigkeit des Masse-zu-Ladungs-Verhältnisses des vorhandenen Restgases nach dem Ausheizen des Ofens mit den gereinigten Kämmen.

Man erkennt deutlich, dass das Spektrum vor dem Ausheizen durch den Partialdruck des Wassers (H_2O^+) bei einem m/q -Verhältnis von 18 amu dominiert wird. Die Fragmente OH^+ bei 17 amu und O^+ bei 16 amu sind ebenfalls sehr gut zu erkennen. Bei 1 amu und 2 amu sind eine H^+ - und eine H_2^+ -Anhäufung zu sehen. Die Bestandteile der Luft, wie N_2^+ bei 28 amu, O_2^+ bei 32 amu, Ar^+ bei 40 amu oder CO_2^+ bei 44 amu sind ebenfalls vertreten. Andere Linien sind auf Bruchstücke organischer Moleküle, wie z.B. CH , CH_2 , CH_3 und CH_4 bei 13 bis 16 amu, zurückzuführen.

Neben den schon erwähnten Verbindungen sind auch bei höheren m/q -Verhältnissen Erhöhungen des Partialdrucks zu erkennen. Die z.B. bei etwa 85 amu, 71 amu und 57 amu liegenden Linien können auf Rückstände des organischen Lösungsmittel Axarel 9100 zurückgeführt werden. Die jeweiligen m/q -Abstände von 14 spiegeln eine Abspaltung von CH_2 wieder. Aufgrund ihrer Größe liegen diese Moleküle bei sehr hohen m/q -Verhältnissen. Die auch hier auftretenden aufeinanderfolgenden Anhäufungen deuten auf die durch Ionisation ausgelösten Fragmentationen hin.

Aufgrund diesen Ergebnisses wird ersichtlich, dass die in Tabelle 4.1 angegebene Reinigungsprozedur für die beschriebene Reinigungsapparatur noch nicht vollständig geeignet ist. Längere Abduschzeiten könnten zu einem besseren Abspülen des Reinigungsmittels von den

Materialien führen und die Rückstände des organischen Lösungsmittels im Massenspektrum verhindern.

Nach dem Ausheizen wird deutlich, dass der Partialdruck von H_2O^+ um 2 Größenordnungen gesunken, aber trotzdem mit $2,4 \cdot 10^{-13}$ A noch sehr stark vorhanden ist. Außerdem ist eine Erhöhung des Partialdrucks von OH^+ bei 17 amu und H_2^+ bei 2 amu zu erkennen. Das vorhandene Wasser lässt sich wie schon im vorherigen Kapitel beschrieben durch eine ungleiche Temperaturverteilung im Ofenvolumen erklären. Auch die Linie bei 28 amu ist nach dem Ausheizen noch vorhanden. Ein möglicher Grund dafür könnte ein kleines Leck im Vakuumgefäß sein.

Ein wichtiger Punkt sind jedoch die Linien, die durch Reinigungsmittel zuvor im Spektrum vorhanden waren. Nach dem Ausheizen sind diese vollständig verschwunden, so dass man davon ausgehen kann, dass keine Rückstände der Verbindung auf den Kämmen verbleiben. Axarel 9100 wird jedoch in der Produktion der Elektrodenmodule nicht zur Reinigung verwendet, da das Anwendungsgebiet dieses Reinigungsmittels in der Entfettung von stark verunreinigten Bauteilen liegt. Im Fall von elektropolierten Materialien wird dieses nicht benötigt. Dadurch wird das Einbringen von Kohlenstoffverbindungen in den Ofen, wie sie im Massenspektrum vor dem Ausheizen zu sehen sind, vermieden.

5. DRÄHTE FÜR DIE DRAHTELEKTRODENMODULE

Wie schon in Kapitel 3 beschrieben, wird das KATRIN Hauptspektrometer mit einer zweilagigen Drahtelektrode ausgestattet, um Untergrund von Elektronen, welche aufgrund von radioaktiven Zerfällen oder durch kosmische Myonen aus dem Spektrometerstahl emittiert werden, zu unterdrücken.

Das Elektrodensystem besteht aus 240 Modulen, die abhängig vom Tankprofil jeweils 68-120 Drähte aufspannen. Insgesamt werden für die Konstruktion etwa 42 km Draht in den Durchmessern 0,2 mm und 0,3 mm benötigt.

Durch zahlreiche Simulationsrechnungen wurden präzise Anforderungen an die Drähte gestellt [Val06]. Zum einen muss die Oberfläche der Drähte eben sein, so dass möglichst wenige Elektronen durch Feldemission aus der Fläche austreten und dadurch den Untergrund erhöhen. Desweiteren darf das Material nur eine geringe Radioaktivität aufweisen. β^- -Strahler wie $^{137}_{55}\text{Cs}$ oder $^{60}_{27}\text{Co}$ emittieren Elektronen und erhöhen so den Untergrund. Nach der KATRIN Spezifikation darf die Aktivität dieser Stoffe 0,4 Bq/kg für das $^{137}_{55}\text{Cs}$ und 2 Bq/kg für das $^{60}_{27}\text{Co}$ nicht überschreiten. Eine weitere zu untersuchende Eigenschaft ist die relative Permeabilität, da magnetisierbares Material in einem Magnetfeld die Feldstärke verändert. Auch die thermischen Eigenschaften der Drahtmaterialien sind zu überprüfen. Mögliche Strukturveränderungen, die durch das Ausheizen auftreten, können zum Bruch der Drähte führen. Die Module wären so nicht im Spektrometer einsetzbar.

Um das optimale Material zu finden, wurden Eigenschaften von Drähten unterschiedlicher Hersteller geprüft. In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Untersuchungen der Drahtmaterialien präsentiert.

5.1 Vergleich der Drahteigenschaften

Für die Versuche stand Drahtmaterial der Firmen Vogelsang und Trakus zur Verfügung. Verglichen wurden der 1.4404 ölschlussgezogene Edelstahl Draht der Firma Vogelsang in den Stärken 0,2 mm und 0,3 mm und der 1.4439 ölschlussgezogene Edelstahl Draht der Firma Trakus in der Stärke 0,2 mm.

In vorherigen Arbeiten wurde zusätzlich noch der „ultra finish“ Edelstahl Draht 1.4404 (316L) der Firma California Fine Wire untersucht, der schon für die Elektrode des Vorspektrometers verwendet wurde. Dieser zeigte jedoch keine signifikanten Unterschiede bzgl. seiner Eigenschaften zu den anderen Materialien und wurde aufgrund der höheren Kosten für diesen Draht verworfen [Geb07].

5.1.1 Oberflächenbeschaffenheit



Abb. 5.1: **Das Lichtmikroskop.** Das auf dem Bild zu sehende Mikroskop wurde zur Untersuchung der Oberflächenbeschaffenheit der einzelnen Drähte verwendet.



Abb. 5.2: **Vogelsangdrahtspulen.** Die zu untersuchenden Drähte sind auf Plastikrollen aufgewickelt. Je nach Drahtdurchmesser sind 3 kg oder 4 kg Material erhältlich.

Zu Anfang der Testreihe wurden Stichproben der verschiedenen Drähte mit Hilfe eines Lichtmikroskopes (Abbildung 5.1) auf ihre Oberflächenbeschaffenheit geprüft. Eine glatte Oberfläche des Materials ist wichtig, um Feldemission von Elektronen zu vermeiden. Die elektrische Feldstärke ist an Unebenheiten proportional zu $1/r$, und scharfe Kanten oder Spitzen können lokal sehr hohe elektrische Felder hervorrufen. Diese hohen Feldstärken verändern den Potentialverlauf an der Oberfläche und Elektronen können durch den Potentialwall an den Grenzflächen hindurchtunneln. Desweiteren wird die effektive Fläche der Materialien und somit die Ausgasrate¹ der Materialien durch diese Unebenheiten vergrößert.

In Abbildung 5.3 und 5.4 sind Aufnahmen der Drahtoberflächen in 100- bzw. 200-facher Vergrößerung zu sehen. Um die Dimensionen des Bildes einordnen zu können, ist am jeweiligen Bildrand eine Skala angebracht.

Es ist gut zu erkennen, dass die Oberfläche der Vogelsangdrähte im Gegensatz zu den Trakusdrähten unebener ist. Es sind Längsrillen zu erkennen, die durch den Ziehprozess entstanden sein können. Außerdem weist der Draht der Firma Vogelsang über die ganze Fläche hinweg kleine Krater auf, die ebenfalls beim Draht der Firma Trakus nicht zu erkennen sind.

¹ Von einem Festkörper adsorbierte Teilchen können in das Innere hineinwandern, indem sie auf Zwischen-gitterplätze oder auf Fehlstellen des Gitters springen. Sie werden dadurch absorbiert oder okkludiert. Dieses im Festkörper befindliche okkludierte Gas tritt nach einiger Zeit in das Vakuum aus. Dieser Vorgang wird als Ausgasung bezeichnet [Wut04].

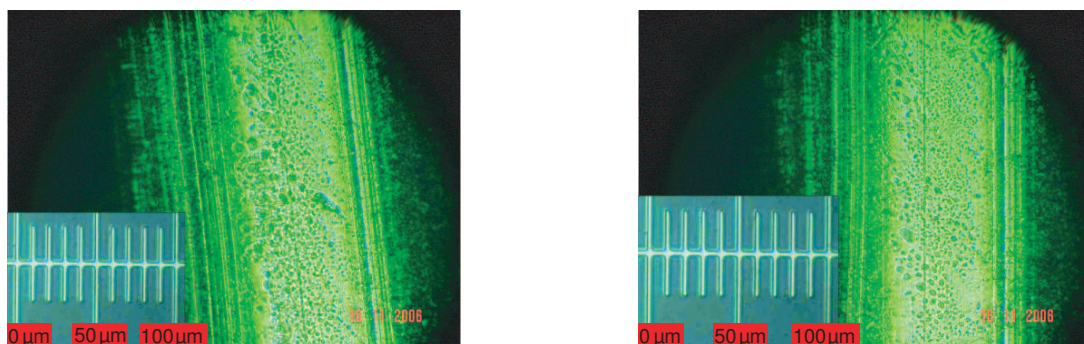


Abb. 5.3: Drahtoberfläche des 1.4404 Vogelsang Edelstahlrahtes [Geb07]. Die mit 200-facher Vergrößerung aufgenommene Oberfläche weist Längsrillen und kleine Krater auf.

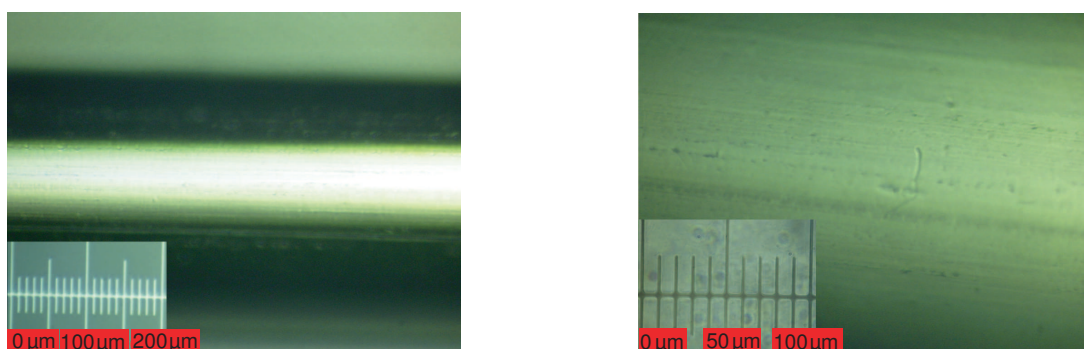


Abb. 5.4: Drahtoberfläche des 1.4439 Trakus Edelstahlrahtes. Im Gegensatz zum Vogelsangdraht ist die mit 100-facher (links) und 200-facher Vergrößerung (rechts) aufgenommene Oberfläche des Trakusdrahtes sehr eben. Es sind keine Rillen oder Spitzen zu erkennen.

5.1.2 Magnetische Suszeptibilität

Ein weiteres Kriterium, welches untersucht wurde, ist die magnetische Suszeptibilität oder auch relative Permeabilität μ_r .

Wenn magnetisierbares Material in ein magnetisches Feld B_0 gelangt, ändert sich die magnetische Induktion von B_0 zu B . Es gilt: $B = \mu_r \cdot B_0$. Diese Änderung der Magnetfeldstärke kann beim KATRIN Experiment zu einer Verschlechterung der Energieauflösung des Spektrometers führen.

Gesucht wird daher ein Drahtmaterial mit einer relativen Permeabilität möglichst nahe an eins. Edelstahl mit einer guten magnetischen Suszeptibilität kann einen Wert von $\mu_r \approx 1,02$ aufweisen. Messwerte in diesem Bereich sind optimal. Mit Hilfe eines Permeabilitätsmessgerätes „Ferromaster“ der Firma Stefan Mayer Instruments konnten die μ_r -Werte der untersuchten Materialien bestimmt werden. In Tabelle 5.1 sind die Ergebnisse aller in dieser Arbeit und in der Arbeit von A.Gebel [Geb07] getesteten Drähte aufgezeigt.

Die in dieser Arbeit verwendeten Drahtmaterialien sind in den letzten drei Zeilen der Tabelle zu finden.

Die Lieferungen schlussgeglühter Drähte zeigen zwar eine gute magnetische Suszeptibilität, sind jedoch von ihrer Beschaffenheit zu weich. Eine Verwendung in den Drahtelektrodenmo-

Tab. 5.1: **Die relative Permeabilität des Drahtmaterials.** Die Tabelle zeigt die Werte der relativen Permeabilität aller bisher getesteten Drähte.

Firma	Ø (mm)	Lieferung	Herstellung	$\mu_r \pm 0.05$	Kommentar
Vogelsang	0,15	84506-20010	ölschlussgezogen	> 2,0	—
”	0,5	07.06.05	”	> 2,0	—
”	0,3	PA977	schlussgeglüht	1,01	zu weich
”	0,5	21173-7050	”	1,01	zu weich
”	0,3	PC724	ölschlussgezogen	1,01 - 1,09	im Prototypen
”	0,2	07.02.06	”	1,18 - 1,25	im Prototypen
”	0,3	283	”	1,14 - 1,20	Variation bis zu 1,6
”	0,3	283	”	1,17 - 1,21	Variation bis zu 1,6
”	0,2	30536	”	1,14 - 1,20	—
”	0,2	30536	”	1,14 - 1,22	—
”	0,3	PC724, 2.batch	”	1,14 - 1,18	weitere Tests
”	0,2	07.02.06, 2.batch	”	1,06 - 1,08	weitere Tests
Trakus	0,2	04/07	”	1,01	weitere Tests

dulen ist nicht möglich, da sie nicht sicher in den Haltestrukturen, den Keramiken, befestigt werden können.

Im Fall der Drähte der Firma Vogelsang ergibt sich nach Messung an unterschiedlichen Stellen der Drahtspulen eine relative Permeabilität von $\mu_r = 1,06 - 1,18$. Das Trakusmaterial weist einen konstanten Wert von $\mu_r = 1,01$ auf. Der Fehler der Messwerte beläuft sich auf $\pm 0,05$.

Es ist zu beachten, dass die Messung nur bei einer ausreichend dicken Probe von mindestens 1 cm und einer lateralen Ausdehnung von 3-4 cm von der Größe der Probe unabhängig ist und ein genaues Ergebnis erreicht werden kann [May06].

Da es zu der Eigenschaft der relativen Permeabilität keine Simulationsrechnungen und somit auch keinen Grenzwert für die benötigten Materialien gibt, sollte das Drahtmaterial mit der geringsten relativen Permeabilität für die benötigte Anwendung benutzt werden. Andererseits werden insgesamt nur 32 kg Drahtmaterial in das KATRIN Hauptspektrometer eingebracht. Im Vergleich zu etwa 6 t Kammmaterial und ca. 200 t Tankmaterial nimmt dieses Volumen nur einen kleinen Bereich ein. Ein etwas höherer Wert der relativen Permeabilität des Drahtmaterials kann daher toleriert werden.

5.1.3 Radioaktivität

Eine weitere zu kontrollierende Eigenschaft der Drähte ist ihre Radioaktivität. Radioaktive Zerfälle im Material können zur Emission von Elektronen in das Spektrometerinnere führen, die den Untergrund der Messung erhöhen können. β^- -Emitter wie z.B. $^{137}_{55}\text{Cs}$ oder $^{60}_{27}\text{Co}$ sind besonders kritisch.

Bei einer Drahtmasse von $m = 32 \text{ kg}$ und einer Aktivität von $A = 1 \text{ Bq/kg}$, ergibt sich bei einem Unterdrückungsfaktor von 10^5 ein Untergrund in der Größenordnung 10^{-4} Bq .

$^{137}_{55}\text{Cs}$ zerfällt über β -Emission in den angeregten Zustand des Bariums $^{137}_{56}\text{Ba}$. Dieser geht dann unter Aussendung eines Photons mit $E = 661,7 \text{ keV}$ in den Grundzustand über.

Beim Zerfall von $^{60}_{27}\text{Co}$ entsteht der angeregte Zustand von Nickel $^{60}_{28}\text{Ni}$. Durch Emission zweier Photonen mit $E_1 = 1173,2 \text{ keV}$ und $E_2 = 1332,5 \text{ keV}$ geht dieser in den Grundzustand über. Durch Messung dieser Gammalinien kann man auf die Aktivität der genannten β -Strahler im Material schließen.

Die festgelegte Obergrenze für das Spektrometermaterial liegt bei $0,4 \text{ Bq/kg}$ für $^{137}_{55}\text{Cs}$ und 2 Bq/kg für $^{60}_{27}\text{Co}$ [Dra02].

Mit Hilfe des Germanium-Detektors aus Abbildung 5.5 wurde das γ -Spektrum der Drahtmaterialien im Bereich von $0 \text{ keV} - 1800 \text{ keV}$ vermessen. Der Detektor hat einen Durchmesser von 5 cm und ist 4 cm lang. Das Gesamtvolumen V beträgt somit knapp 80 cm^3 . Die angelegte Sperrspannung betrug $U = 2000 \text{ V}$. Zur Kühlung des Detektors und des Vorverstärkers wird flüssiger Stickstoff verwendet. Dadurch kann das Eigenrauschen verringert werden.

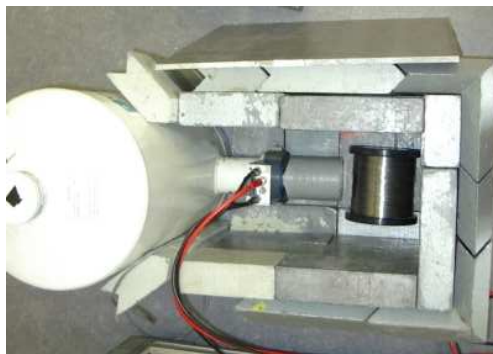


Abb. 5.5: Der GeLi-Detektor. Sekundärelektronen, die durch den Zerfall radioaktiver Stoffe im Drahtmaterial ausgelöst werden, würden den Untergrund der Messung erhöhen. Um dies zu kontrollieren wird das Drahtmaterial mit Hilfe eines GeLi-Detektors auf Radioaktivität überprüft.

Um bei der Messung den Untergrund möglichst gering zu halten, wurde der Detektor und die Drahtprobe mit Blei abgeschirmt. Dieses hat eine Seitenwandstärke von 10 cm und jeweils 5 cm am Boden und der Decke. Zur Stabilisierung wurde der obere Teil noch zusätzlich mit einer 1 cm dicken Eisenplatte abgedeckt.

Zur Messung der Radioaktivität des Materials wurden die Drahtspulen nacheinander in einem Abstand von 1 cm vor den Detektor gelegt und ein Spektrum aufgenommen. Um die Zählraten, die durch den Untergrund gegeben sind, vom eigentlichen Spektrum abziehen zu können, wurde auch eine Messung ohne Drahtmaterial durchgeführt. Abbildung 5.6 zeigt das Spektrum des Trakusdrahtes (rote Kurve) und des Untergrunds (grüne Kurve). In Abbildung 5.7 ist die Differenz der beiden Graphen dargestellt.

Die Radioaktivitätsspektren beider Messungen stimmen sehr gut überein. Eine erhöhte Zählrate im Bereich von $^{137}_{55}\text{Cs}$ oder $^{60}_{27}\text{Co}$ ist in dieser Graphik nicht zu ermitteln.

Unterschiede der Zählraten mit und ohne Drahtrolle sollten im Differenzspektrum der Messungen erkennbar werden (siehe Abbildung 5.7). Das Spektrum weist z.B. bei der Energie der ^{40}K -Linie von 1441 keV Über- und Unterschwinger auf, die von geringfügigen Abweichun-

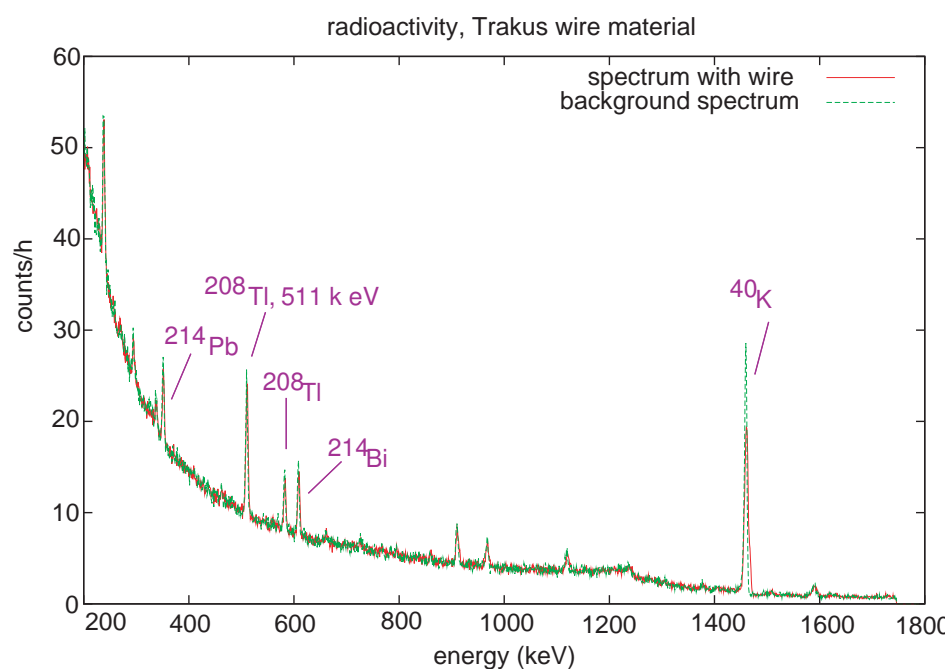


Abb. 5.6: **Radioaktivitätsspektrum des Trakusdrahtes.** Die rote Kurve gibt die Zählrate der Messung mit dem Trakusdraht in Abhängigkeit der Energie an. Die Messung wurde etwa 71 Stunden durchgeführt. Die grüne Kurve zeigt die dazugehörige Untergrundmessung, die etwa 45 Stunden aufgenommen wurde. Um beide Kurven vergleichen zu können, wurden sie auf eine Stunde herunterskaliert.

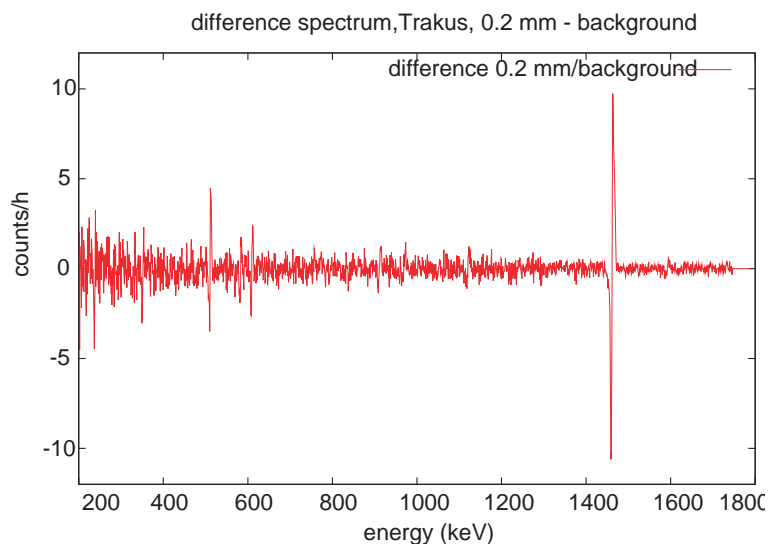


Abb. 5.7: **Differenz der Radioaktivitätsspektren.** Die Kurve zeigt die Differenz der in Abbildung 5.6 gezeigten Graphen. Auch hier sind die Werte pro Stunde angegeben.

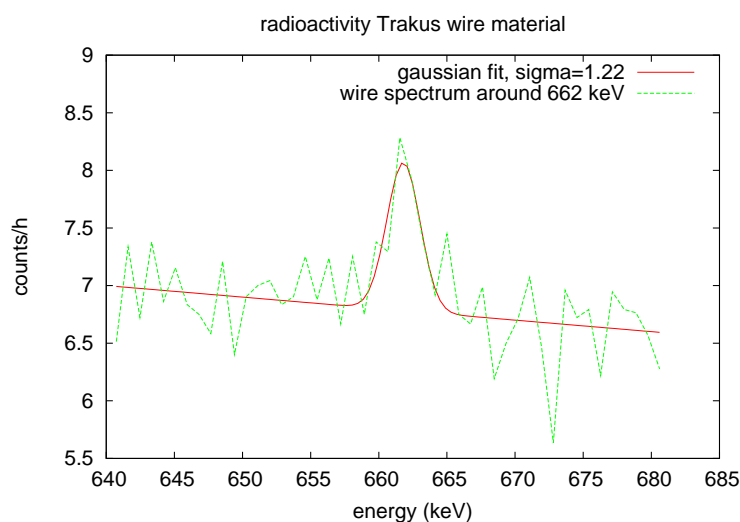


Abb. 5.8: Messung mit Drahtspule um 662 keV: Die $^{137}_{55}\text{Cs}$ -Linie wird bei einer Energie von 662 keV erwartet.

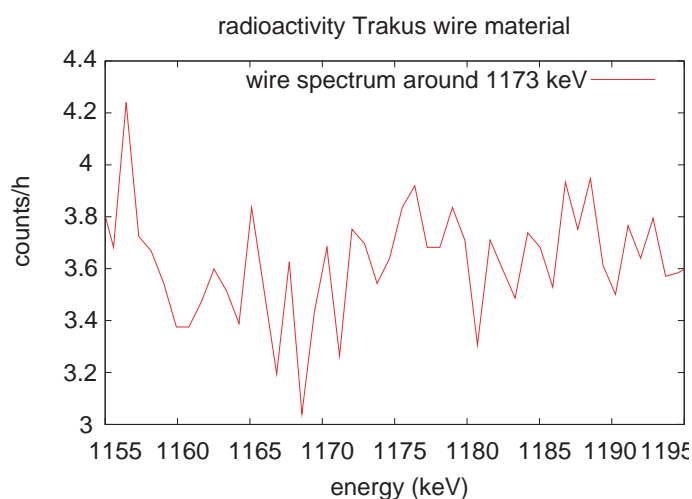


Abb. 5.9: Messung mit Drahtspule um 1173 keV: Die erste der $^{60}_{27}\text{Co}$ -Linien wird bei einer Energie von 1173 keV erwartet.

gen der Energiekalibration der beiden Spektren herrühren. Eine Erhöhung der Zählraten für $^{137}_{55}\text{Cs}$ oder $^{60}_{27}\text{Co}$ ist aber auch im Differenzspektrum nicht erkennbar.

In den Abbildungen 5.8, 5.9 und 5.10 ist das Spektrum der Einzelmessung mit dem Trakusdraht, bei denen ebenfalls die Aktivität pro Stunde aufgetragen ist, um die relevanten Linien von $E_1 = 662\text{keV}$, $E_2 = 1173\text{keV}$ und $E_3 = 1332\text{keV}$ vergrößert zu sehen.

Nur im Fall des $^{137}_{55}\text{Cs}$ ist eine leichte Erhöhung der Zählrate zu erkennen, die aber nur etwa 1σ über dem Untergrund liegt. Die anderen beiden Graphiken weisen eine solche Erhöhung um die erwarteten Energien nicht auf. Betrachtet man jedoch das Differenzspektrum 5.7,

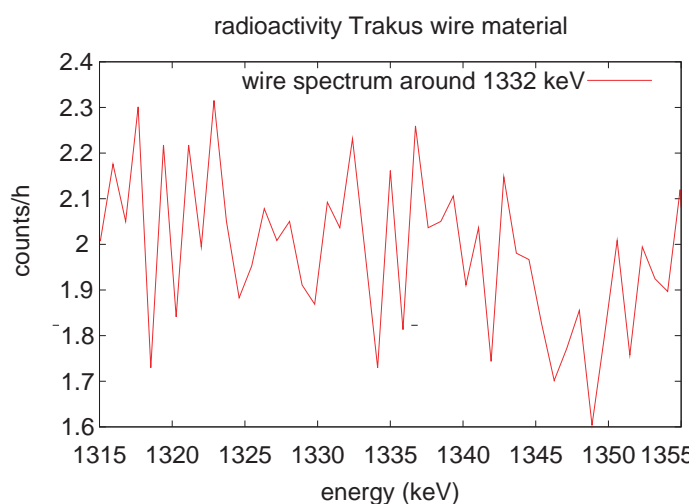


Abb. 5.10: **Messung mit Drahtspule um 1332 keV:** Die zweite der $^{60}_{27}\text{Cs}$ -Linien wird bei einer Energie von 1332 keV erwartet.

so ist in keinem der drei Fälle eine erhöhte Zählrate sichtbar. Die erhöhte Zählrate um die $E_1 = 662\text{ keV}$ -Linie ist demnach schon im Untergrund enthalten.

An manchen Punkten des Spektrums ist die Zählrate der Untergrundmessung höher als die der Messung mit Drahtspule. Eine mögliche Erklärung dafür ist die geänderte Geometrie der Messung. Die Drahtspule liegt so nah vor dem Detektor, dass ein Teil der Untergrundsstrahlung von dieser abgeschirmt wird.

Um die Einhaltung des vorgeschriebenden Grenzwert für das KATRIN Hauptspektrometer sicherzustellen, ist es wichtig eine Obergrenze der spezifischen Aktivität zu bestimmen. Es gilt:

$$A = \frac{N_{up}}{t \cdot m_D} \cdot \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{4\pi}{\Delta\Omega} \cdot \frac{1}{c} \quad (5.1)$$

mit

N_{up}	Obergrenze der Zählrate
t	Messdauer
m_D	Masse des Materials
ϵ	Photoeffizienz des Detektors
$\frac{\Delta\Omega}{4\pi}$	Raumwinkelanteil des Detektors
c	Korrekturfaktor des für die Zählrate gewählten Energieintervalls

Um die Obergrenze der Zählraten N_{up} zu bestimmen, wird zunächst die Zählrate in einem 2σ -Fenster um die relevanten Bereiche von 658,78 keV, 1173,23 keV und 1332,49 keV ermittelt.

Die Breite des 2σ -Bereichs wird aus dem Fit der Cs-Linie übernommen, da für Co keine Peaks gefunden wurden. Mit diesen Werten lässt sich dann mit Hilfe der Methode von Feldman Cousins eine Obergrenze mit 95% CL angeben [Fel98]. Folgende Werte resultieren aus der Berechnung:

$$\begin{aligned} {}_{55}^{137}\text{Cs} &: (661,81 \pm 2,44) \text{ keV} \Rightarrow N_{\text{up}} = 2,554 \\ {}_{27}^{60}\text{Co} &: (1173,23 \pm 2,44) \text{ keV} \Rightarrow N_{\text{up}} = 2,252 \\ {}_{27}^{60}\text{Co} &: (1332,49 \pm 2,44) \text{ keV} \Rightarrow N_{\text{up}} = 2,299 \end{aligned}$$

Da die Messdauern der Spektren mit Draht und ohne Draht mit $t \approx 71 \text{ h}$ und $t \approx 45 \text{ h}$ sehr unterschiedlich sind, wurden beide auf $t = 1 \text{ h}$ herunterskaliert. Nur in diesem Fall ist es möglich die beiden Spektren zu vergleichen. Die Messdauer t beträgt somit 3600 s. Die Masse des auf die Spule gewickelten Drahtes ist $m = 4 \text{ kg}$. Da in unserem Fall ein Energiefenster mit 95% aller Peakereignisse benutzt wurde, beträgt der Korrekturfaktor $c = 0,95$. Die energieabhängige Photoeffizienz beträgt [Gam05]:

$$\begin{aligned} \epsilon_{662\text{keV}} &= 10,3\% \\ \epsilon_{1173\text{keV}} &= 9,0\% \\ \epsilon_{1332\text{keV}} &= 8,3\% \end{aligned}$$

Um den Raumwinkelanteil zu berechnen wurde ein speziell auf das Problem ausgerichtetes Simulationsprogramm geschrieben [Geb07]. Dieses berücksichtigt, dass die Photonen erst nach dem Durchlaufen der mittleren freien Weglänge im Detektor registriert werden. Da mit steigender Energie die mittlere freie Weglänge der Photonen größer wird, verlängert sich auch die Strecke zwischen Drahtspule und Detektionsort. Der Raumwinkelanteil wird dadurch kleiner. Mit höherer Energie nimmt jedoch auch die mittlere freie Weglänge der Photonen im Edelstahl zu, und die Anzahl der im Detektor nachgewiesenen Photonen steigt an. Beide Effekte sind etwa gleich gewichtet und heben sich dadurch gegenseitig auf. Dieser Zusammenhang wird an den etwa gleichen Werten des Raumwinkelanteils für verschiedene Energien deutlich. Es ergibt sich:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta\Omega}{4\pi}\right)_{662\text{keV}} &= 0,015 \\ \left(\frac{\Delta\Omega}{4\pi}\right)_{1173\text{keV}} &= 0,014 \\ \left(\frac{\Delta\Omega}{4\pi}\right)_{1332\text{keV}} &= 0,015 \end{aligned}$$

Setzt man diese Werte in Gleichung (5.1) ein und führt eine entsprechende Auswertung auch für die Drähte der Firma Vogelsang durch, so ergeben sich folgende Obergrenzen für die spezifische Aktivität:

	Voglesang(0, 2mm)	Voglesang(0, 3mm)	Trakus(0, 2mm)
$A_{55}^{137}\text{Cs}_{662\text{keV}}$	$0,030 \frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$	$0,016 \frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$	$0,121 \frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$
$A_{27}^{60}\text{Co}_{1173\text{keV}}$	$0,036 \frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$	$0,060 \frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$	$0,131 \frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$
$A_{27}^{60}\text{Co}_{1332\text{keV}}$	$0,103 \frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$	$0,019 \frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$	$0,135 \frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$

Auch wenn die spezifische Aktivität der Drähte der Firma Trakus höher liegt als die der Firma Voglesang, liegen alle Materialien noch unter den geforderten Grenzwerten.

5.1.4 Elastizität

Ein weiteres zu untersuchendes Kriterium ist der elastische Bereich der Drahtproben. Verformt man einen Festkörper, so entsteht je nach Größe der einwirkenden Kraft eine elastische oder inelastische Verformung des Körpers. Ist es dem Werkstoff noch möglich der einwirkenden Kraft einen Widerstand entgegen zu setzen und nach dem Entlasten wieder seinen Ausgangszustand anzunehmen, so spricht man von elastischer Verformung. Im inelastischen Fall ist das Ergebnis eine irreversible Verformung. Das Hook'sche Gesetz beschreibt das elastische Verhalten von Festkörpern. Die elastische Verformung ϵ ist proportional zur einwirkenden mechanischen Spannung σ .

Es gilt:

$$\sigma = \epsilon \cdot E \quad (5.2)$$

mit

$$\begin{aligned} \epsilon & \text{ relative Längenänderung } \frac{\Delta l}{l} \\ E & \text{ Elastizitätsmodul, Materialkonstante.} \end{aligned}$$

Im Fall der Drähte für die Drahtelektrodenmodule gibt es zwei unterschiedliche Anforderungen. Der Durchhang der Drähte aufgrund der Schwerkraft darf nur $\pm 0,2$ mm betragen². Um das zu erreichen, sollen die $\varnothing = 0,2$ mm Drähte mit $F = 5$ N und die $\varnothing = 0,3$ mm Drähte mit $F = 10$ N in dem Rahmen eingespannt werden [Geb07]. Zum anderen darf der elastische Bereich der Drähte nicht überschritten werden, da diese sich sonst irreversibel verformen würden. Um beiden Anforderungen gerecht zu werden, muss zunächst der elastische Bereich der Drähte bestimmt werden.

Durch sogenannte Abreißtests kann dieser Bereich ermittelt werden. Dazu wird ein etwa 1,80 m langer Draht in eine spezielle Vorrichtung eingespannt, wobei die eine Seite fest und

² Die Positionierungsgenauigkeit von $\pm 0,2$ mm resultiert aus Simulationsrechnungen zum Feldverlauf im KATRIN Hauptspektrometer. Siehe dazu Kapitel 6.1



Abb. 5.11: Wägezelle und regelbarer Widerstand zur Aufnahme der Abreißkurven. Ein 1,80 m langer Draht wurde in eine spezielle Vorrichtung eingespannt. Die einwirkende Kraft wurde solange erhöht, bis der Draht gerissen ist. Die ausgeübte Kraft wurde mit Hilfe einer Wägezelle des Typs WCR-01 USB gemessen, während die Weglänge mit Hilfe eines Potentiometers ausgelesen wurde, dessen Widerstand sich proportional zur Auslenkung ändert.

die andere Seite beweglich ist. An der verstellbaren Seite wird der Draht bis zum Abrisspunkt in die Länge gezogen, wobei die Wägezelle WCR-01 USB (siehe Abbildung 5.11) die anliegende Kraft misst. Diese ist mit einem hochintegrierten Messverstärker für Kraftmesswandler und Platinwiderstandsthermometer ausgestattet und direkt mit dem USB-Port eines Computers verbunden. Um auch die Messung der Längenänderung zu automatisieren, wird ein Potentiometer an der Apparatur befestigt.

Der variable Widerstand (siehe Abbildung 5.11) wird mit einer konstanten Stromquelle versorgt und gibt eine zur Weglängenänderung proportionale Spannung aus. Ein LabView-Programm rechnet diese Spannung in die Weglängenänderung um und speichert diese zusammen mit der anliegenden Kraft in eine Textdatei.

Abbildung 5.12 zeigt den Zusammenhang zwischen der angelegten Kraft F in Newton und der Weglängenänderung Δl des $\varnothing = 0,2$ mm Drahtes der Fa. Trakus in Millimetern. Bis zu einer Kraft von $F \approx 50$ N ist der Draht belastbar. An diesem Punkt reißt er ab.

Um mit Hilfe dieses Graphen den elastischen Bereich zu ermitteln, trägt man, wie in Abbildung 5.13 zu sehen, zunächst die Weglängenänderung Δl des ansteigenden Astes in Abhängigkeit der Kraft F auf. Der lineare Teil dieser Kurve gibt den elastischen Bereich an. Passt man eine Gerade an diesen Bereich an so ergibt sich:

$$\Delta l(F) = (0,360 \pm 0,009) \frac{\text{mm}}{\text{N}} \cdot F - (71,698 \pm 0,116) \text{ mm} \quad (5.3)$$

Trägt man die Differenz zwischen den Messwerten und der angepassten Kurve auf, so ergibt sich Abbildung 5.14 und man kann den elastischen Bereich leichter erkennen. Bis zu einer Kraft F von $18\text{N} \cong 573 \frac{\text{N}}{\text{mm}^2}$ treten keine signifikanten Abweichungen auf. Bei höheren Spannungen steigen diese stark an. Der elastische Bereich des Trakusdrahtes liegt somit zwischen 0 N und 18 N.

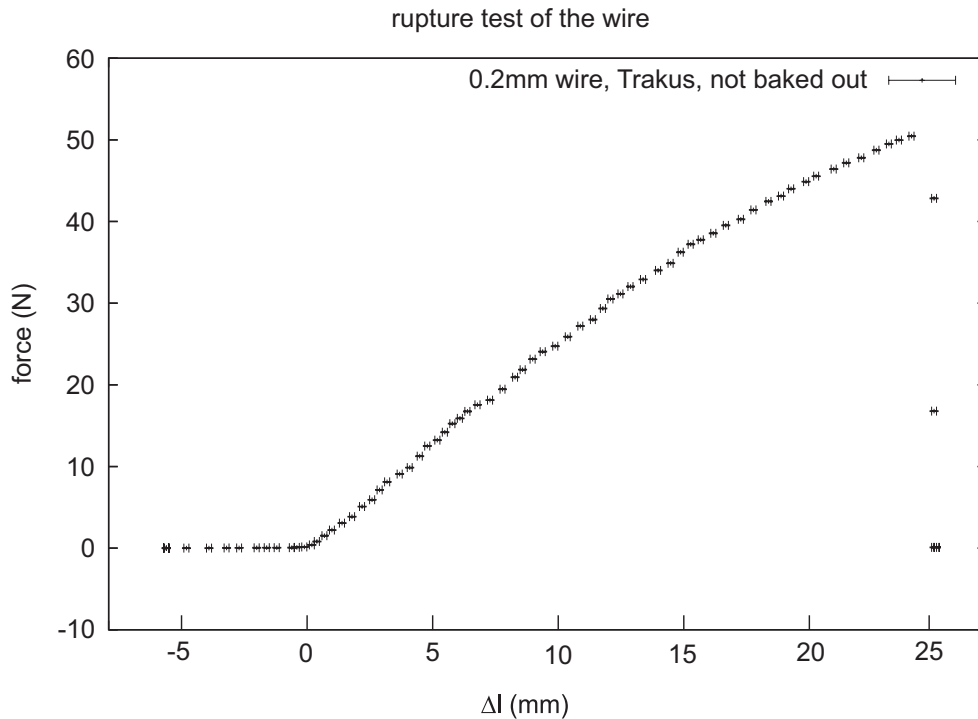


Abb. 5.12: **Abreißkurve des Trakusdrahtes.** Der Draht wurde in eine spezielle Versuchsanordnung eingespannt und die Spannkraft solange erhöht, bis der Draht gerissen ist. Die gezeigte Kurve verdeutlicht den Zusammenhang zwischen der Kraft in Newton und der Auslenkung in Millimetern.

Der elastische Bereich der Vogelsangdrähte erstreckt sich bis zu 13 N für den 0,2 mm Draht und 28 N für den 0,3 mm Draht [Geb07].

5.2 Ausheizverhalten

Nach der Fertigstellung der insgesamt 240 Elektrodenmodule werden diese in das KATRIN Hauptspektrometer eingebaut. Vor dem Beginn der Messphase wird dieses bei $T \approx 350^\circ\text{C}$ ausgeheizt, so dass Wassermoleküle und etwaige Verunreinigungen von den Metalloberflächen verstärkt desorbieren und abgepumpt werden können³. Ohne diese Vorbehandlung wäre der gewünschte Druckbereich von $p < 10^{-11}$ mbar nicht zu erreichen.

Um das Verhalten der eingebauten Drähte beim Ausheizen zu kontrollieren, wurden diese mit Hilfe des UHV-Ofens auf ihre thermischen Eigenschaften getestet. Dazu wurden die Drahtspannung und Elastizität vor und nach dem Ausheizen gemessen und miteinander verglichen.

³ Nimmt man ein Massenspektrum eines Vakuumtanks vor dem Ausheizen auf, so sind neben geringen Mengen Wasserstoff, Stickstoff und Sauerstoff hauptsächlich Wassermoleküle im Volumen vorhanden. Um diese Restmoleküle zu verdampfen, heizt man das Vakuumgefäß aus.

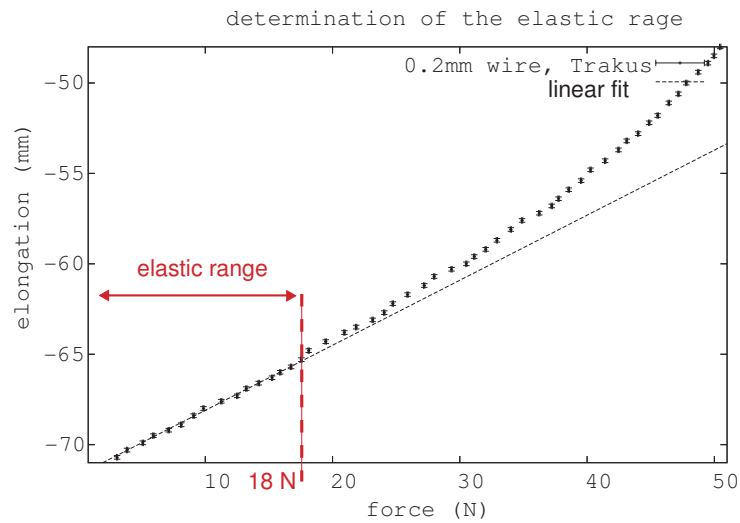


Abb. 5.13: **Elastizität des Trakusdrahtes.** Das Bild zeigt einen Ausschnitt der Abreißkurve. Der lineare Teil wird durch eine Gerade angepasst. Hier ist der elastische Bereich von 0 N - 18 N schon zu erkennen.

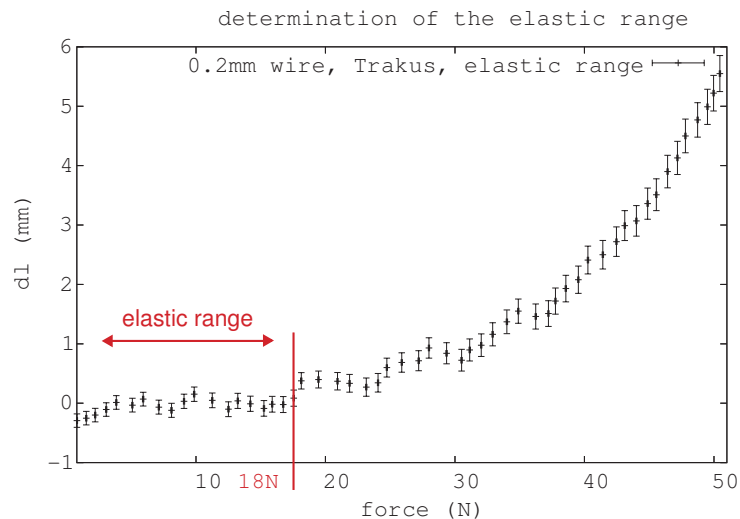


Abb. 5.14: **Elastizität des Trakusdrahtes.** In diesem Bild ist die Differenz der beiden Kurven aus Abbildung 5.13 in Abhängigkeit der Kraft aufgetragen. Es ist ein elastischer Bereich von 18 N abzulesen.

5.2.1 Spannungsänderung

Wie schon in Kapitel 5.1.4 beschrieben, darf der Durchhang der Drähte nur $\pm 0,2$ mm betragen. Um diesen Grenzwert einzuhalten, werden die 0,3 mm Drähte mit $F = 10$ N und der 0,2 mm Draht mit $F = 5$ N gespannt [Geb07]. Was passiert jedoch mit der Drahtspannung, wenn man die Module bei $T = 350$ °C ausheizt? Um diese Frage zu beantworten, wurde ein



Abb. 5.15: **Testrahmen und UHV-Ofen.** Ein speziell für den UHV-Ofen konstruierter Testrahmen wird zur Überprüfung der thermischen Eigenschaften der Drahtmaterialien verwendet.

speziell für den Ofen konstruierter Testrahmen (siehe Abbildung 5.15) mit den zur Verfügung stehenden Drähten bespannt. Der Rahmen wurde für 2 Stunden bei $T \approx 350^\circ\text{C}$ im Ofen ausgeheizt und wieder auf Raumtemperatur abgekühlt. Jeweils vor und nach dem Ausheizen wurde die Spannung der Drähte gemessen. Die Abbildungen 5.16 und 5.17 zeigen die Ergebnisse für den $\varnothing = 0,2\text{ mm}$ und $\varnothing = 0,3\text{ mm}$ mm Vogelsangdraht.

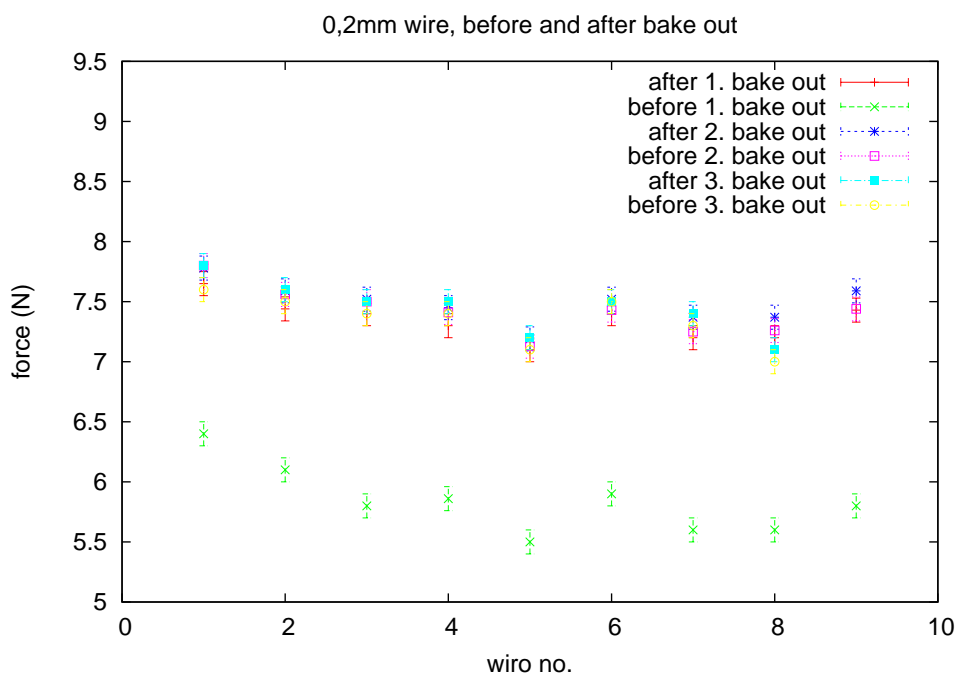


Abb. 5.16: **Thermisches Verhalten der 0,2 mm Vogelsangdrähte.** Gemessen wurde die Spannungsänderung nach mehrfachen Ausheizen. Es ist ein Anstieg von etwa 1,5 N nach dem ersten Ausheizen zu erkennen. Weitere Ausheizvorgänge zeigen keinen signifikanten weiteren Anstieg.

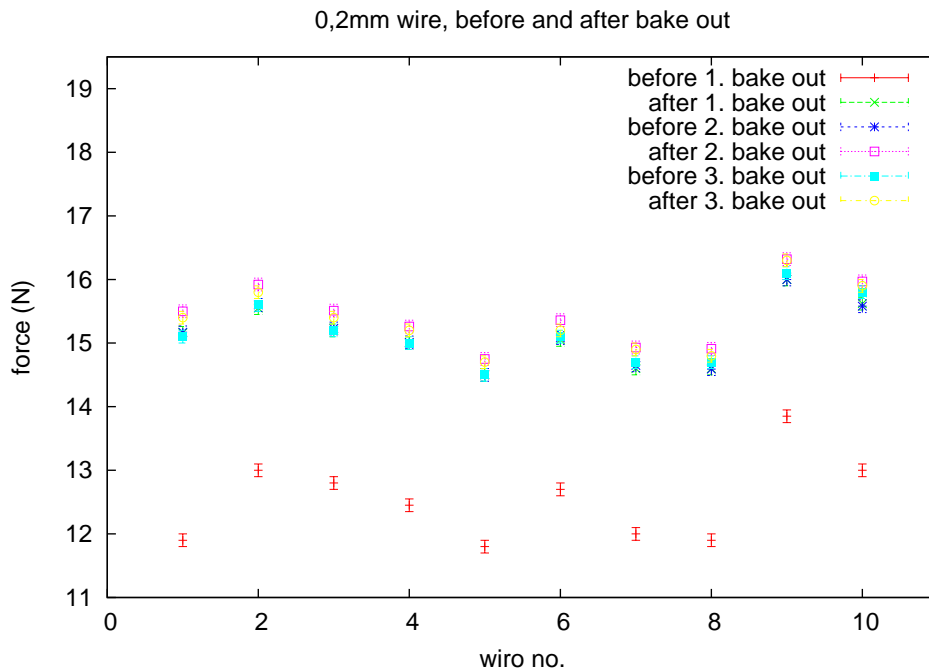


Abb. 5.17: **Thermisches Verhalten der 0,3 mm Vogelsangdrähte.** Änderung der Spannkraft nach mehrfachem Ausheizen. Auch hier ist eine Steigerung um 1,5 N nach dem ersten Ausheizen zu erkennen.

Mit Hilfe eines optischen Sensors, wie er in Kapitel 6 beschrieben wird, kann die Spannkraft der Drähte bestimmt werden. Der Laserstrahl wird auf den zu Schwingungen angeregten Draht fokussiert, und das reflektierte Licht wird detektiert. Aus dem dabei am Ausgang des Sensors auftretenden oszillierenden Spannungsverlauf kann mit Hilfe einer Fouriertransformation die Frequenz der Schwingung bestimmt werden und daraus die Drahtspannung berechnet werden. Dieses Prinzip wird ausführlich in Kapitel 6.4.2 beschrieben.

Es ist sehr gut zu erkennen, dass die Spannkraft der $\varnothing = 0,2$ mm Drähte vor dem Ausheizen zwischen etwa 5,5 N – 6,5 N liegt. Nach dem Erhitzen des Materials erhöht sich die Kraft um etwa 1,5 N. Diese Steigerung der Drahtspannung ist jedoch nur nach dem ersten Ausheizen des Moduls zu erkennen. Ein zweites und ein drittes Erhitzen ergibt keinen signifikanten Unterschied in den Werten. Auch der $\varnothing = 0,3$ mm Vogelsangdraht zeigt ein ähnliches Verhalten. Von einer Ausgangsspannkraft von etwa 12 N – 13 N steigt die Kraft nach dem ersten Ausheizen um etwa 2,5 N bis 3 N an.

Ein möglicher Erklärungsansatz ist in der Herstellung des Drahtmaterials begründet. Beim Ziehen des Drahtes können kleine Defekte im Material hervorgerufen werden, die beim Erhitzen auf schon relativ kleine Temperaturen (in diesem Fall $T = 350$ °C) wieder ausgeheilt werden können und somit die Elastizität des Drahtes verändern [Mai07]. Die Spannung kann sich dadurch erhöhen.

Um diesen Effekt zu vermeiden, wurde eine weitere Untersuchung durchgeführt. Die Drähte wurden vor dem Einbau in die Module für ca. 2 h bei einer Temperatur von 350 °C getempert. Um einen Vergleich der ausgeheizten und der nicht vorbehandelten Drähte zu bekommen,

wurde ein Testmodul mit beiden Drahtproben bespannt und wiederum ausgeheizt. Anschließend wurde die Drahtspannung beider Proben untersucht werden. Abbildungen 5.18, 5.19 und 5.20 zeigen die Ergebnisse des 0,2 mm und 0,3 mm Vogelsangdrahtes sowie des Trakusdrahtes.

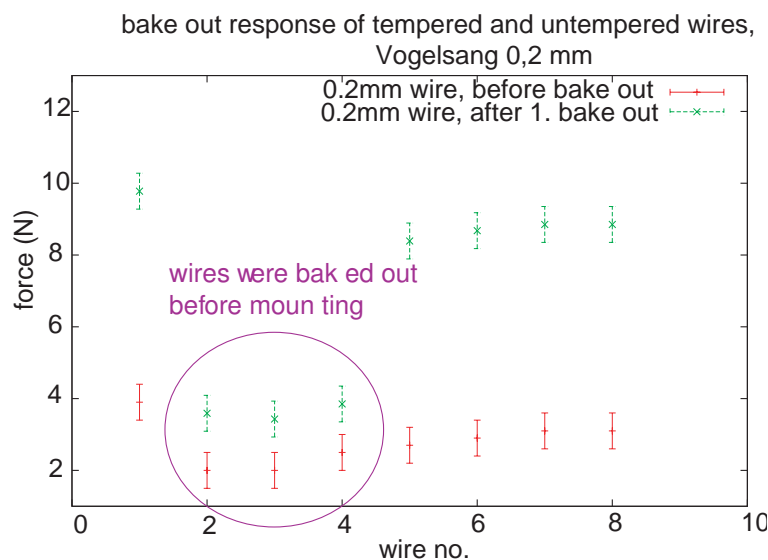


Abb. 5.18: **Thermisches Verhalten der 0,2 mm Vogelsangdrähte.** Gemessen wurde die Spannkraftänderung unterschiedlich vorbehandelter Drähte, wobei die zuvor getemperten Drähte (violetter Kreis) im Gegensatz zu den anderen kaum eine Änderung der Kraft aufweisen.

Wie in den Abbildungen 5.18, 5.19 und 5.20 zu sehen, gibt es einen signifikanten Unterschied in der Spannungsänderung bezüglich getemperter und ungetemperter Drähte⁴. Die durch die violetten Ellipsen gekennzeichneten Messwerte zeigen die vorbehandelten Drähte auf. Es ist zu erkennen, dass sich die Spannkraft dieser Drähte durch das Ausheizen des Moduls nicht wesentlich ändert.

Im Fall der 0,3 mm Vogelsang- und der Trakusdrähte stimmen die Messwerte der getemperten Drähte vorher und nachher im Rahmen des Fehlers überein. Die Werte der zuvor nicht ausgeheizten Materialien steigen zwischen 3 N bei den Trakusdrähten bis zu 6 N bei den Vogelsangdrähten an.

Der 0,2 mm Vogelsangdraht zeigt zwar eine ähnliche Entwicklung, nur steigt die Spannkraft der getemperten Drähte auch um etwa 1 N an. Möglicherweise liegt dieser Effekt an der geringen Vorspannung der Drähte. Diese waren im Test vor dem Ausheizen mit nur etwa 2 N gespannt. Bei der letztendlichen Produktion der Module soll die Spannung dieser Drahtlage 5 N betragen. Der Fehlerbereich von $\pm 0,5$ N für die einzelnen Messwerte ergibt sich aus der Reproduzierbarkeit der Messmethode.

Die Ergebnisse zeigen, dass man durch ein Tempern der Drähte vor dem Einbau in die

⁴ zuvor ausgeheizter oder nicht ausgeheizter Drähte

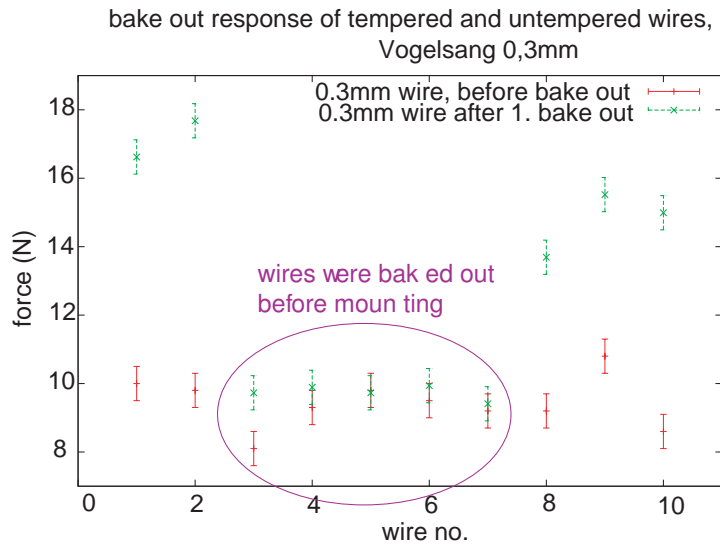


Abb. 5.19: **Thermisches Verhalten der 0,3 mm Vogelsangdrähte.** Zuvor getemperte Drähte (violetter Kreis) weisen kaum eine Kraftänderung auf.

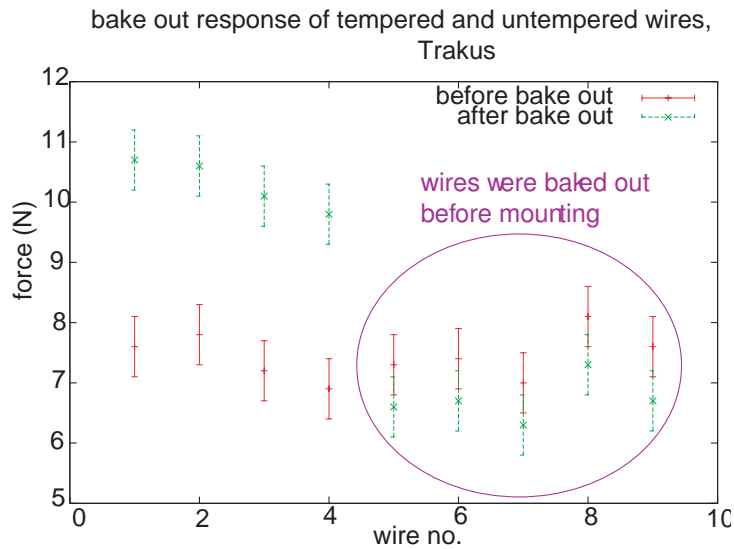


Abb. 5.20: **Thermisches Verhalten der 0,2 mm Trakusdrähte.** Zuvor getemperte Drähte (violetter Kreis) weisen kaum eine Kraftänderung auf.

Drahtelektrodenmodule, eine spätere Spannungsänderung beim Ausheizen des Spektrometers größtenteils verhindern kann.

5.2.2 Elastische Eigenschaften

Ein weiterer zu überprüfender Punkt ist eine mögliche Änderung der elastischen Eigenschaften durch das Tempern der Drähte. Die schon in Kapitel 5.1.4 beschriebenen Versuche zum Abrissverhalten der Drähte wurden noch einmal mit zuvor ausgeheizten Drahtmaterialien durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen einen interessanten Unterschied zwischen den Vogelsang- und den Trakusdrähten auf. Abbildung 5.21 zeigt den Unterschied der Abreißkurven eines zuvor getemperten und eines unbehandelten 0,3 mm Vogelsangdrahtes.

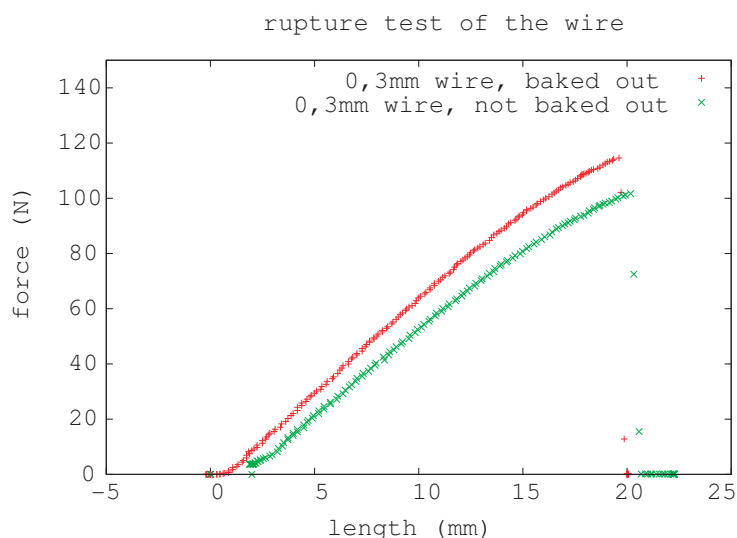


Abb. 5.21: Vergleich der Abreißpunkte eines zuvor getemperten und ungetemperten 0.3 mm Vogelsangdrahtes. Die aufgewendete Kraft in N ist gegen die Weglängenänderung des Drahtes in mm aufgetragen. Es ist ein Anstieg des Abreißpunktes um etwa 10 N bei dem zuvor getemperten Draht zu erkennen.

Es ist zu erkennen, dass der Abreißpunkt des zuvor ausgeheizten Drahtes mit $F = 110$ N um etwa 10 N höher liegt als der des unbehandelten Drahtes. Durch Messunsicherheiten der Wägezelle, des Widerstandes und der Elektronik beläuft sich der Fehler des Ergebnisses auf ± 1 N. Führt man diese Messung mehrfach durch, so erhält man in jedem Fall ein ähnliches Verhalten der Materialien.

Betrachtet man die Abreißpunkte für $\varnothing = 0,2$ mm Drähte der Firmen Trakus und Vogelsang, so ergibt sich Abbildung 5.22.

Die unbehandelten Vogelsangdrähte zeigen eine leichte Variation der Abreißpunkte, die ebenfalls bei den zuvor ausgeheizten Drähten zu erkennen ist. Im Fall der Trakusdrähte liegen zwar die Abreißpunkte der ungetemperten Drähte um knapp 20 N über denen der Vogelsangdrähte, jedoch sind die Messwerte der zuvor getemperten Drähte unkontrollierbar über alle Messbereiche verteilt.

Dieses Merkmal wirkt sich auch auf das Verhalten der Drähte während des Bespannens der Module aus. Um die Drähte in den Haltestrukturen, den Keramiken, zu befestigen, müssen

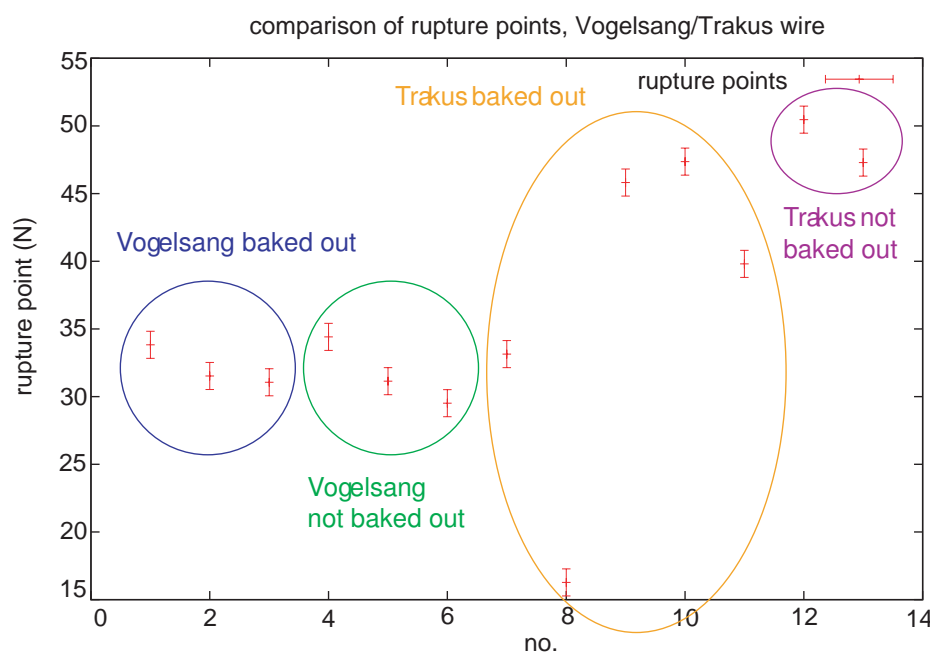


Abb. 5.22: Vergleich der Abrisspunkte der verschiedenen 0,2 mm Drähte. Gemessen wurden die Abrisspunkte der 0,2 mm Vogelsang- und Trakusdrähte. Es ist zu erkennen, dass der Vogelsangdraht keine Änderung in den Werten aufweist. Der Trakusdraht hingegen reagiert nach dem Ausheizen unkontrollierbar.

diese mit einer Biegevorrichtung um einem Winkel von 180° gebogen werden. Im Gegensatz zu den anderen Drahtmaterialien war dieser Vorgang bei den ausgeheizten Drähten der Firma Trakus nicht problemlos möglich. In einem Großteil der Fälle hat eine leichte Biegung des Materials zu einem Bruch des Drahtes geführt. Probleme dieser Art wurden beim Vogelsangdraht nicht beobachtet.

5.3 Fazit

Folgende Ergebnisse wurden in den Kapiteln 5.1 und 5.2 erzielt.

	Vogelsang	Trakus
Oberfläche	leichte Rillen und Vertiefungen	sehr glatte Oberfläche
rel. Permeabilität	$1, 1 < \mu_r < 1, 2$	$\mu_r = 1, 01$
Radioaktivität	(0, 2mm), (0, 3mm)	(0, 2mm)
$A_{55}^{(137}Cs_{662keV})$	0, 030 Bq/kg, 0, 016 Bq/kg	0, 121 Bq/kg
$A_{27}^{(60}Co_{1173keV})$	0, 036 Bq/kg, 0, 060 Bq/kg	0, 131 Bq/kg
$A_{27}^{(60}Co_{1332keV})$	0, 103 Bq/kg, 0, 019 Bq/kg	0, 135 Bq/kg
Elastizität	$\sigma_{0,2mm} < 13N, \sigma_{0,3mm} < 28N$	$\sigma < 18N$
therm. Verhalten der getemperten Drahtproben	<ul style="list-style-type: none"> • keine weitere Erhöhung der Spannkraft • Abrisspunkte sind unbeeinflusst • keine Probleme bei Biegevorgang 	<ul style="list-style-type: none"> • keine weitere Erhöhung der Spannkraft • unkontrollierbare Abrisspunkte • Drahtbruch beim Biegen

Der Trakusdraht weist im Vergleich zu den Vogelsangdrähten in den meisten Fällen das bessere Ergebnis auf. Die Oberfläche ist ebener, der Wert für die relative Permeabilität ist geringer und auch der elastische Bereich liegt mit 18 N höher als der der Vogelsangdrähte. Lediglich die Obergrenzen der Radioaktivität liegen etwas über denen der anderen Materialien, stimmen aber noch mit den in der KATRIN Spezifikation geforderten Obergrenzen von 0,4 Bq/kg für $^{137}_{55}Cs$ und 2 Bq/kg für $^{60}_{27}Co$ überein.

Neben den oben aufgeführten Ergebnissen wurde allerdings beobachtet, dass die Trakusdrähte durch das Ausheizen spröde werden. Die Abrisspunkte der getemperten Drähte der Fa. Trakus weisen große Schwankungen auf und ein Biegen des Materials beim Bespannen des Testmoduls führte oft zum Bruch des Drahtes. Diese Probleme treten bei der Verwendung des getemperten Vogelsangdrahtes nicht auf. Für eine Anwendung in den Drahtelektrodenmodulen sind die Drähte der Fa. Trakus daher nicht geeignet. Auch wenn die Eigenschaften des Vogelsangdrahtes geringfügig schlechter sind, entsprechen sie dennoch den Anforderungen der Simulationsrechnungen und werden künftig für die Elektrodenmodule eingesetzt.

Nach der Aussage von Herrn Prof. Mayer kommt es bei gezogenen austenitischen Stählen zu einer extremen plastischen Verformung und damit zu einer fast maximalen Versetzungsdichte. Beim Tempern dieser Materialien kommt es zu einem Abbau der Versetzungen durch Rekristallisation. Dies kann zu einer Versprödung führen, die allerdings nicht von dem Herstellungsvorgang sondern einzig von dem Typ der Legierung abhängt [Mai07].

6. ENTWICKLUNG UND BAU EINES LASERSENSORS

Ein wesentlicher Teil dieser Diplomarbeit bestand darin einen Lasersensor zu entwickeln. Dieser soll zur Positions- und Spannungsmessung der einzelnen Drähte der Drahtelektrodenmodule verwendet werden.

In diesem Kapitel werden die einzelnen Schritte der Entwicklung von den Anforderungen über den ersten Prototypen bis hin zur finalen Version des Lasersensors beschrieben.

6.1 Motivation

Die Drahtelektrode des KATRIN Hauptspektrometers stellt einen wichtigen Bestandteil des Experimentes dar. Elektronen, die aufgrund von radioaktiven Zerfällen oder durch kosmische Myonen aus der Tankwand des Spektrometers emittiert werden, werden durch das negative Potenzial der Elektrode reflektiert und können so nicht in das Spektrometerinnere gelangen. Dadurch kann der Untergrund der Messung um einen Faktor 10-100 unterdrückt werden. Neben Simulationsrechnungen, die zur heutigen Form der zweilagigen Elektrode geführt haben, wurden auch Simulationen bezüglich des Durchhangs der einzelnen Drähte durchgeführt [Val06]. Ein solcher Durchhang führt zu einer Verschlechterung der Homogenität des elektrischen Retardierungspotentials. Das Minimum der longitudinalen Energie der Elektronen fällt in dem Fall nicht mit der Analysierebene zusammen, und die Teilchen werden schon vor dem Erreichen des minimalen Magnetfeldes B_{\min} reflektiert, „verfrühte Retardierung“. Die daraus folgende Verbreiterung der Transmissionsfunktion σ führt zu einem systematischen Fehler in der quadratischen Neutrinomasse m_ν^2 . Dieser Fehler darf einen maximalen Wert von $0,005 \text{ eV}^2$ nicht überschreiten. Es gilt [Rob88]:

$$\Delta m_{\nu_e}^2 = -2 \cdot \sigma^2. \quad (6.1)$$

Eine Fehlpositionierung der Drähte um $0,2 \text{ mm}$ führt maximal zu einem Verlust der Auflösung von 40 meV , der aber noch mit dem Grenzwert von $0,005 \text{ eV}^2$ aus Gleichung 6.1 verträglich ist.

Zur Überprüfung der Positionierungsgenauigkeit, sowie der Drahtspannung während der Drahtelektrodenproduktion wird ein spezieller berührungsfreier Sensor benötigt.

Zur Verfügung stand zunächst der in Abbildung 6.1 gezeigte optische Sensor, der im Rahmen der Diplomarbeit von Holger Gottschlag entwickelt wurde [Got05]. Durch die Kombination von Sender, Empfänger und zwei Linsen ist es möglich die Position sowie die Spannung der

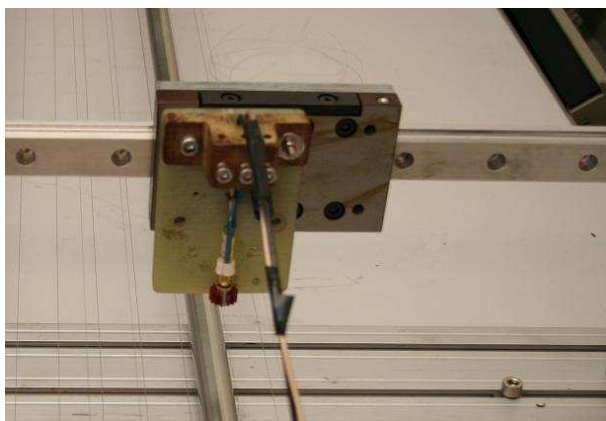


Abb. 6.1: **Optischer Sensor.** Aufbau eines optischen Sensors, wie er in der Diplomarbeit von Holger Gottschlag entwickelt wurde [Got05].

Drähte zu bestimmen. Abbildung 6.2 zeigt das Funktionsprinzip des Sensors. Das vom Sender ausgehende Licht wird durch eine Linse auf den Draht fokussiert, von diesem reflektiert und gelangt durch eine weitere Linse zu dem Empfänger. Das Spannungssignal am Ausgang des Sensors ist abhängig von der Intensität des reflektierten Lichtes. Bewegt man den Sensor wie in Abbildung 6.2 über den Draht, so ergibt sich eine gaußförmige Verteilung der Spannungswerte in Abhängigkeit der Sensorposition. Das Maximum der Kurve gibt die Position des Drahtmittelpunktes in einer Dimension an.

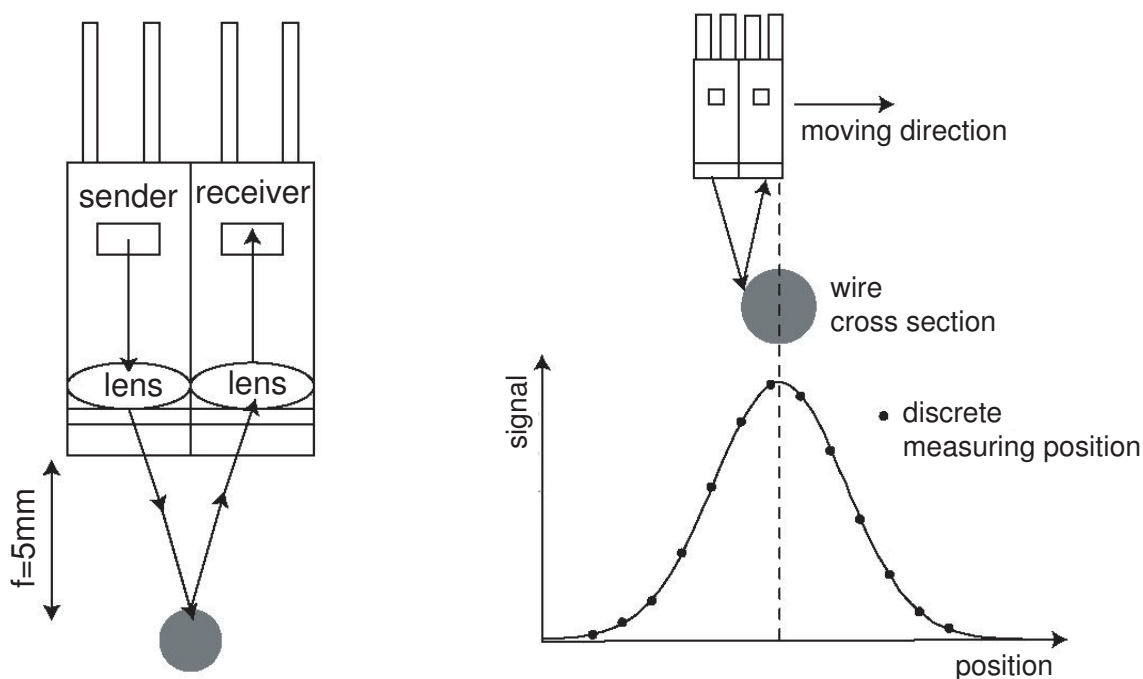


Abb. 6.2: **Funktionsweise des optischen Sensors.** Ein einfacher Aufbau aus einem Sender, einem Empfänger und zwei Linsen erlaubt es die Spannung und Position von Drähten zu bestimmen.

Zur Drahtspannungsbestimmung wird der Sensor in einer Höhe von 5 mm über dem Draht-

mittelpunkt justiert und der Draht mechanisch zu Schwingungen angeregt. Mit Hilfe einer Fourieranalyse des dadurch am Ausgang anliegenden oszillierenden Spannungsverlaufes lässt sich die Drahtspannung bestimmen. In Kapitel 6.4.2 wird diese Methode im Einzelnen erläutert.

Mit diesem Sensor ist es allerdings nur möglich die Position der Drähte entlang der Bewegungsrichtung des Sensors zu bestimmen. Desweiteren liegt der optimale Arbeitabstand, aufgrund der Brennweiten der Linsen, bei 5 mm zwischen Sensor und Drahtoberfläche. Für die Drahtelektrodenproduktion ist dieser Sensor daher nicht brauchbar. Zum einen soll die Drahtposition in zwei Dimensionen bestimmt werden und zum anderen müssen beide Drahtlagen, die in einem Abstand von 7 cm voneinander liegen, vermessen werden. Um die Position und Spannung der unteren Drahtlage zu bestimmen müsste der oben beschriebene Sensor zwischen den Drähten der oberen Lage durchgeführt werden. Das Risiko die Drähte der oberen Lage dabei zu beschädigen, ist zu groß.

6.2 Kommerzielle Geräte

Zur Lösung der Aufgabe wurden zunächst kommerzielle Sensoren ins Auge gefasst. Da viele Unternehmen, z.B. im Rahmen einer Fließbandproduktion, Lasersensoren zur präzisen Abstands- oder Positionsbestimmung einsetzen, wurde ein Sensor der Firma Sitron zur Ansicht bestellt und getestet.

Sitronlaser SLRT

Der Reflexions-Lichttaster SLRT 32-120-AU 0-7-T4 mit Analogausgang der Firma Sitron scheint aufgrund seiner technischen Daten vielversprechend. Ein gepulster Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 670$ nm und einer Laserspotgröße von $d < 0.2$ mm im Fokuspunkt stellt den Hauptbestandteil des Aufbaus dar. Ein weiterer Vorteil dieses Gerätes besteht in seinem großen Arbeitsabstand von etwa 60 mm, und dass durch Kombination von zwei Sensoren dieser Art eine zweidimensionale Information über das jeweilige Objekt erhältlich ist.

Die Funktionsweise des Gerätes beruht wie bei dem oben beschriebenen Sensor auf von dem Objekt reflektierten Licht (siehe Abb. 6.3). Eine Laserdiode beleuchtet über einen halbdurchlässigen Spiegel und eine Linse das Objekt. Das reflektierte Licht gelangt über den Spiegel zurück zum Empfänger. Abhängig von der Intensität des detektierten Lichtes wird eine Spannung von dem Gerät ausgegeben, welche Aufschluss über Oberflächenbeschaffenheit und Abstand des untersuchten Objektes gibt. In einem optimalen Arbeitsabstand von $d = 60$ mm sollen Objekte bis zu $100 \mu\text{m}$ erkannt werden können. Um den Lichttaster für unsere Anwendung zu testen, wurde er in einem Abstand von $d = 56$ mm über einen 0,3 mm dicken Draht gefahren und die ausgegebene Spannung in Abhängigkeit der gefahrenen Strecke aufgetragen. Abbildung 6.4 zeigt das Ergebnis.

Die erwartete Gaußverteilung ist nicht zu erkennen, so dass davon auszugehen ist, dass das analoge Ausgangssignal des Sensors nicht direkt proportional zur reflektierten Lichtintensität ist, sondern die eingebaute Elektronik das Signal weiter bearbeitet, z.B. um den Kontrast zu

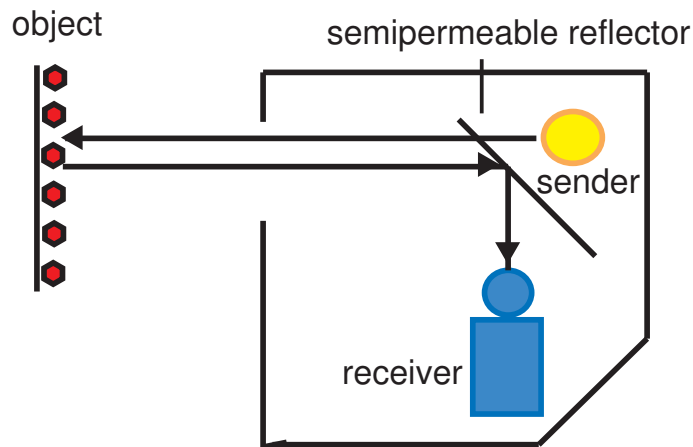


Abb. 6.3: **Das Funktionsprinzip eines Laser Reflexions-Lichttaster.** Das vom Sender ausgehende Licht fällt durch den halbdurchlässigen Spiegel auf das Objekt. Das von diesem reflektierte Licht wird über den Spiegel direkt zum Empfänger geleitet und gibt somit Auskunft über die Position des Objektes.

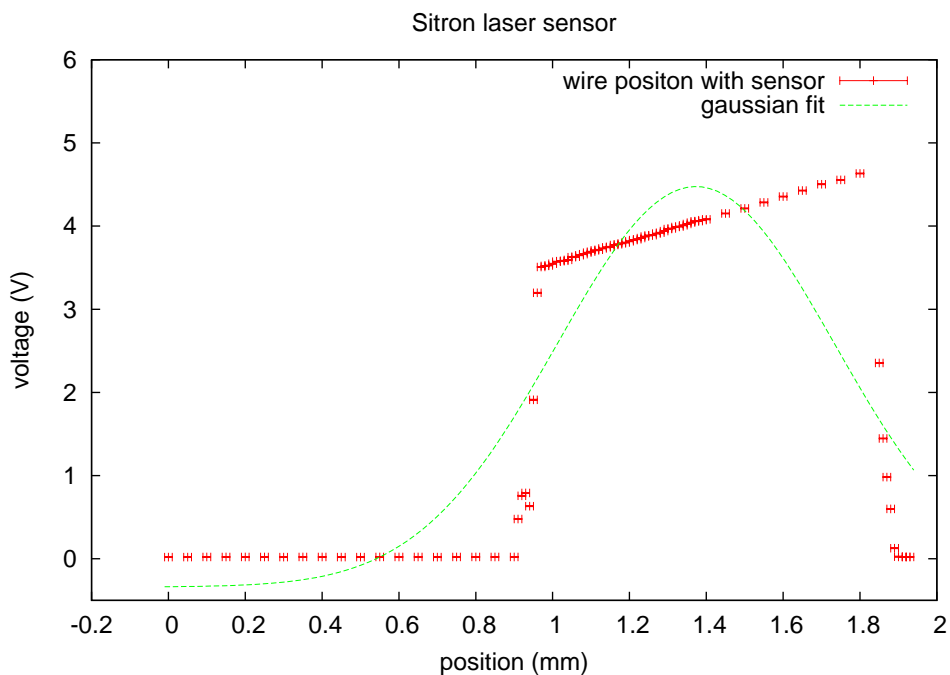


Abb. 6.4: **Bestimmung der Drahtposition mit dem Sitron Laser Reflexions-Lichttaster.** Die roten Messpunkte zeigen die vom Sensor ausgegebene Spannung in Abhängigkeit der Position entlang der Bewegungsrichtung über dem Draht. Die grüne Kurve zeigt die erwartete Gaußverteilung deren Maximum die Position des Drahtes widerspiegeln sollte.

erhöhen. Für unsere Anwendung bei der die Lage des Maximums genau bestimmt werden

muss, ist dieser Sensor daher nicht geeignet.

Aufgrund des Ergebnisses war das nächste Ziel einen eigenen Sensor zu entwickeln, der auf einer ähnlichen Funktionsweise beruht und Drähte der Durchmesser 0,3 mm und 0,2 mm zuverlässig vermessen kann.

6.3 Lasersensor Testaufbau

Da die verfügbaren Sensoren den Anforderungen unserer Anwendung nicht entsprechen, wurde ein Testaufbau entwickelt, um eigene Ideen für einen optischen Sensor durchzuspielen. Grundlage sollte auch hier das Prinzip der Detektion von reflektiertem Licht sein, wie es in Abbildung 6.2 gezeigt ist. Auch sollten, wie bei dem kommerziellen Sensor, Laserdioden zum Einsatz kommen, um einen möglichst großen Arbeitsabstand zu realisieren. Mit Hilfe von einem Laserpointer, verschiedenen Linsen und einer Diode als Detektor wurde eine solche Versuchsanordnung realisiert.

Um die Position des Drahtes bestimmen zu können, ist es zum einen notwendig, dass der Laserstrahl direkt auf den Draht fokussiert ist und dadurch an diesem Punkt einen möglichst geringeren Strahldurchmesser hat. Nur in diesem Fall ergibt sich ein gaußförmiger Spannungsverlauf aus dem die Position des Drahtes mit hinreichender Genauigkeit bestimmt werden kann. Wäre der Durchmesser des Laserstrahls zu groß, so würde die Kurve ein vom Durchmesser abhängiges Plateau aufweisen und der Drahtmittelpunkt könnte nicht genau bestimmt werden. Desweiteren ist es notwendig den reflektierten Strahl mit einem Linsensystem auf den Detektor zu fokussieren, so dass eine ausreichend hohe Intensität des reflektierten Lichtes auf die etwa $4 \times 4 \text{ mm}^2$ große Fläche der Diode trifft. Zur Realisierung wurden, wie in Abbildung 6.5 zu sehen, Linsen verschiedener Brennweiten verwendet und alle Bauteile mit Hilfe von optischen Bänken justiert.

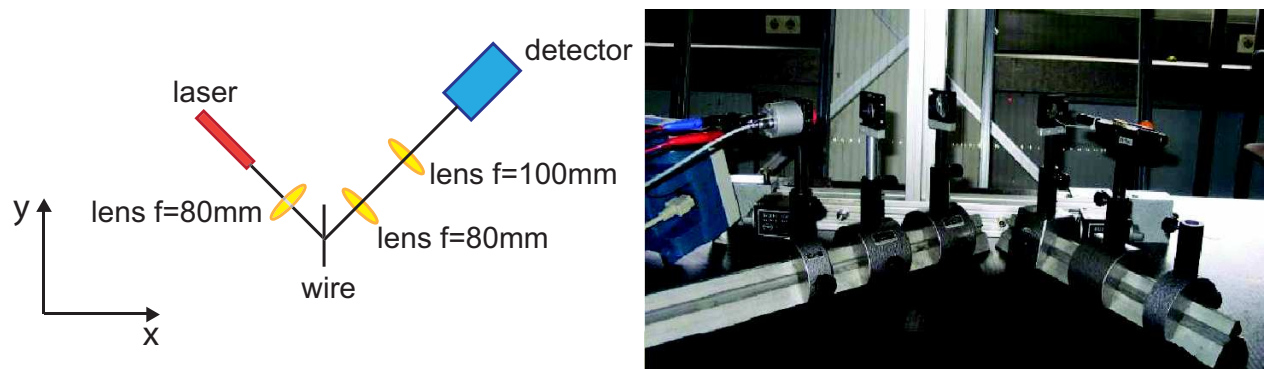


Abb. 6.5: Skizze und Umsetzung des ersten Testaufbaus des selbstentwickelten Lasersensors. Das vom Laserpointer ausgehende Licht wird durch eine Sammellinse der Brennweite $f = 80 \text{ mm}$ auf den Draht fokussiert. Das von dort reflektierte Licht wird durch eine identische Linse parallelisiert und mit Hilfe einer dritten Sammellinse der Brennweite $f = 100 \text{ mm}$ auf den Detektor fokussiert. Alle Bauteile sind mit Hilfe von speziellen Halterungen in einer Ebene justiert und auf den in 8 cm Entfernung davor stehenden Draht gerichtet.

Ein Laserpointer der Wellenlänge $\lambda = 630 \text{ nm}$ diente als Lichtquelle. Um das zunächst parallele Licht auf den Draht zu fokussieren, wurde eine Sammellinse mit einer Brennweite von $f = 80 \text{ mm}$ zwischen Laser und Draht gestellt. Das vom Objekt reflektierte Licht wird dann wiederum mit einer Sammellinse mit einer Brennweite von $f = 80 \text{ mm}$ parallelisiert und dann mit einer weiteren Linse der Brennweite $f = 100 \text{ mm}$ auf den Detektor fokussiert.

Bei einer ersten Messreihe wurde die Position des Drahtes in der x-Ebene in $0,1 \text{ mm}$ Schritten variiert und die vom Detektor ausgegebene Spannung notiert.

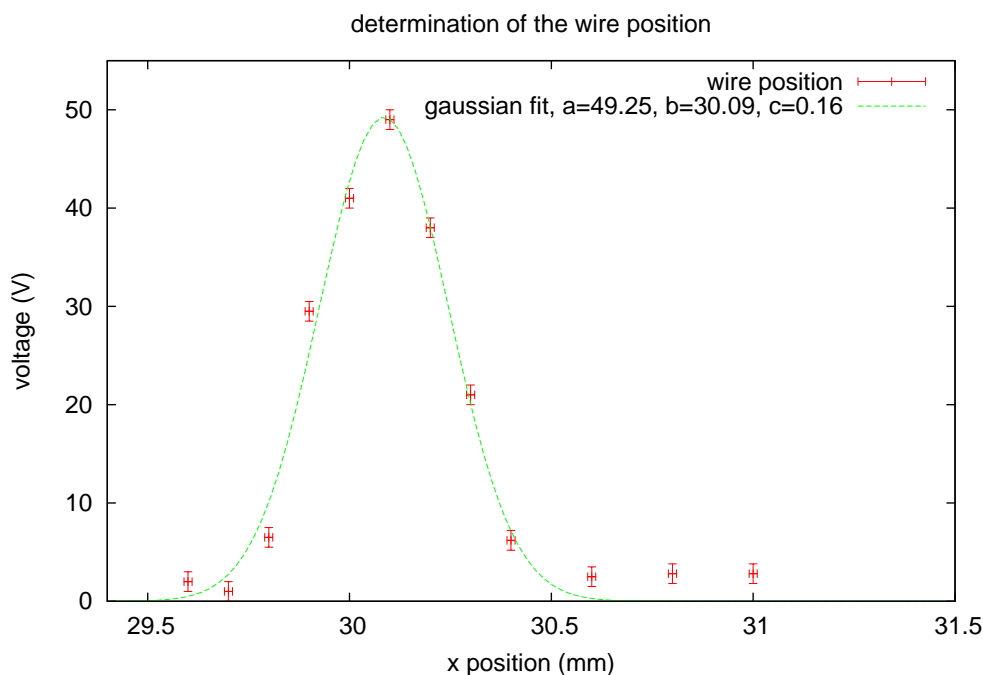


Abb. 6.6: Bestimmung der Drahtposition mit Hilfe des ersten Testaufbaus des Lasersensors. Die roten Messpunkte spiegeln die vom Detektor ausgegebene Spannung in Abhängigkeit der Drahtposition wieder. Die grüne Kurve ist eine an die Daten angepasste Gaußverteilung.

Trägt man, wie in Abb. 6.6 zu sehen, die Spannung in Abhängigkeit von der Position auf, so kann man mit Hilfe einer gaußförmigen Anpassungsfunktion $f(x) = a \cdot \exp\left[-\frac{(x-b)^2}{2c^2}\right]$ die Position des Drahtes ermitteln. In diesem Fall liegt der Drahtmittelpunkt bei $b = (30.085 \pm 0,007) \text{ mm}$. Um die Reproduzierbarkeit der Messung zu testen, wurde diese 5 mal hintereinander durchgeführt. Passt man an alle Messungen gaußförmige Kurven an und notiert den jeweiligen Drahtmittelpunkt, so ergibt sich ein Mittelwert von $b_{\text{Mittel}} = 30,092 \text{ mm}$ mit einer Standardabweichung von $\sigma = 4 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$.

Aufgrund dieses Erfolg versprechenden Ergebnisses sollte das Prinzip des Aufbaus weiter entwickelt, und für eine entsprechende zweidimensionale Anwendung an der Messmaschine umkonzipiert werden.

6.4 Prototyp

Um das Gewicht im Vergleich zu dem Testaufbau zu reduzieren und einen für die spätere Anwendung tauglichen Sensor zu entwickeln, wurden zunächst kleinere und somit auch leichtere Bauteile bestellt. Die gewünschte zweidimensionale Anwendung kann durch den Gebrauch zweier Laser unterschiedlicher Wellenlängen, die in einem bestimmten Winkel zueinander montiert werden, realisiert werden. Ein roter Laserpointer „Economy“ der Firma Conrad mit einer Wellenlänge von $\lambda = 650 \text{ nm}$ und einer Leistung $P < 1 \text{ mW}$ und ein grüner Laserpointer der Atelier Rieter GmbH mit einer Wellenlänge von $\lambda = 532 \text{ nm}$ und einer Laserklasse 2 ($P < 1 \text{ mW}$) dienen als Lichtquellen des neuen Sensors. 6 Bikonvexlinsen aus dem Material N-BK7 (Kronglas: $\approx 73 \% \text{ SiO}_2$, $5 \% \text{ Na}_2\text{O}$, $1 \% \text{ K}_2\text{O}$, $3 \% \text{ CaO}$ und $2 \% \text{ Al}_2\text{O}_3$) mit einem Durchmesser von $d = 22,4 \text{ mm}$ und Brennweiten von $f_1 = 20 \text{ mm}$ und $f_2 = 150 \text{ mm}$ der Firma Linos Photonics werden zur Fokussierung der Laserstrahlen verwendet. Zwei Fotodetektoren detektieren das von den Drähten reflektierte Licht. Um Streulicht zu unterdrücken und damit die Signalqualität zu verbessern, wurden ein grüner Interferenz- und ein roter Farbfilter gekauft. Abbildung 6.7 zeigt eine Schemazeichnung des resultierenden Aufbaus, sowie ein Foto des ersten Prototypen.

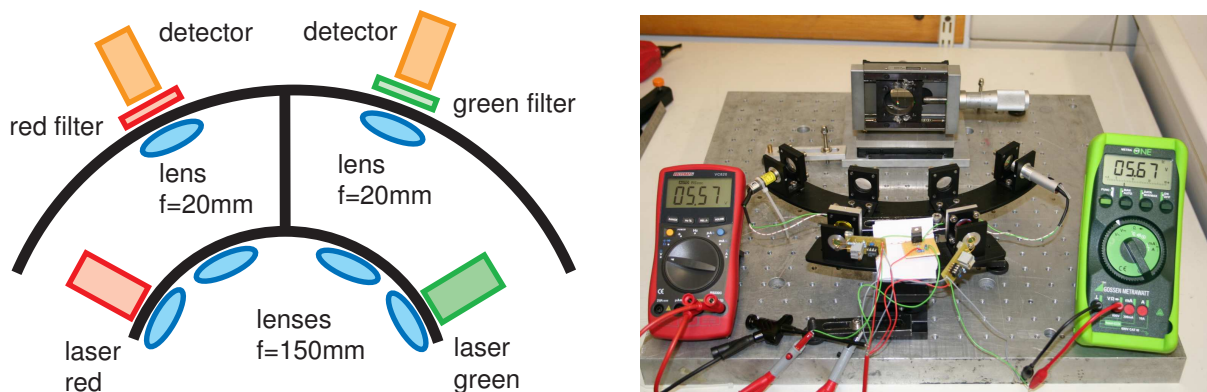


Abb. 6.7: **Skizze und eigentlicher Aufbau des Lasersensor Prototypen.** Ein aus zwei Laserpointern, sechs Linsen, zwei Fotodioden und Elektronik bestehender Aufbau stellt den Prototypen des benötigten Lasersensors dar.

Die beiden Laser sind in einem Winkel von 90° zueinander angebracht, da in diesem Fall der Fehler der 2D-Messung minimal wird (siehe Anhang ??). Durch Linsen mit einer Brennweite von $f_1 = 150 \text{ mm}$ werden die Strahlen fokussiert. Das vom Objekt in alle Richtungen reflektierte Licht wird durch Linsen mit einer Brennweite von $f_1 = 150 \text{ mm}$ kollimiert und durch die folgenden Linsen mit einer Brennweite von $f = 20 \text{ mm}$ direkt auf die Dioden fokussiert. Ein entsprechender Grün- bzw. Rotfilter vor den Dioden unterdrückt Streulicht und filtert das Licht des jeweils andersfarbigen Lasers. Da beide Laserpointer in der gleichen Ebene auf den Draht fokussiert sind, würden die Dioden ohne entsprechende Filter das rote sowie das grüne Licht detektieren und somit eine Auswertung der Drahtposition in 2 Dimensionen unmöglich machen.

Für einen dauerhaften Betrieb während der Massenproduktion wurde das Gehäuse der Laser-

pointer geöffnet, die Batterien entfernt und eine Spannungsversorgung angelötet. Mit Hilfe einer Schaltung auf Basis eines LM350 Spannungsregler, wie sie in Abbildung 6.8 gezeigt ist, ist es möglich, durch geeignete Wahl der Widerstände R_1 und R_2 eine beliebige Ausgangsspannung im Bereich von 1 V bis 37 V einzustellen. Es gilt:

$$V_0 = V_{ref} \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) + I_{adj} \cdot R_2 \quad (6.2)$$

Mit einer Referenzspannung von $V_{ref} = 1,25 \text{ V}$ einer Stromstärke von $I_{adj} = 100 \mu\text{A}$ und einer gewünschten Ausgangsspannung von $V_0 = 3 \text{ V}$ ergibt sich für die Widerstände: $R_1 = 270 \Omega$ und $R_2 = 370 \Omega$.

Diese einstellbare Schaltung wurde gewählt, um flexibel auf die am Messtisch vorhandenen Spannungsquellen reagieren zu können.

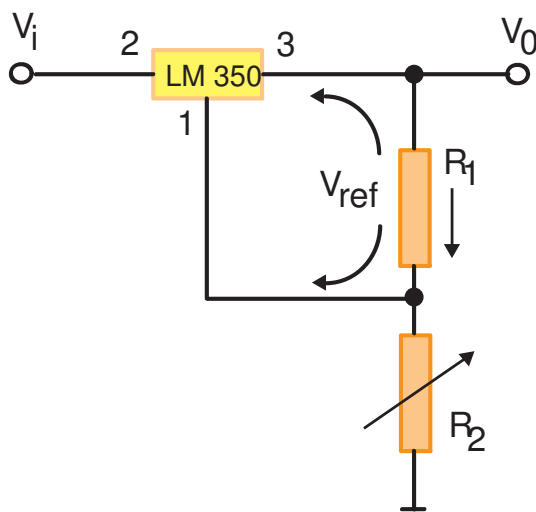


Abb. 6.8: **Basic-Adjustable-Regulator-Schaltung.**

Diese Schaltung dient zur Transformation einer angelegten Gleichspannung in eine beliebige Ausgangsspannung im Bereich von 1 V bis 37 V.

Für die Dioden wurde eine weitere elektronische Schaltung benötigt, die die auftreffenden Signale verstärkt. Mit Hilfe eines Operationsverstärkers (OP), zwei festen und zwei regelbaren Widerständen lässt sich eine solche Verstärkerschaltung realisieren. Abbildung 6.9 zeigt den Aufbau.

Der aus den beiden $10 \text{ k}\Omega$ -Widerständen bestehende Spannungsteiler versorgt die Diode mit der benötigten Spannung. Durch die regelbaren Widerstände lassen sich der Verstärkungsfaktor über den $2 \text{ M}\Omega$ -Widerstand und der Offset der gemessenen Signale über den $100 \text{ k}\Omega$ -Widerstand einstellen. Der Operationsverstärker LTC 1050 CN8 fungiert als Differenzverstärker. Die von der Diode kommenden Signale gelangen zum Eingang 2 des OP's und die durch den $100 \text{ k}\Omega$ -Widerstand einstellbare Spannung liegt am Eingang 3. Die Differenz der beiden Signale wird verstärkt und liegt am Ausgang 6 des OP's. An diesem kann die Spannung zur Auswertung abgegriffen werden.

Um das Gewicht der Schaltung möglichst gering zu halten, wurde Wert auf ein kompaktes Design der Schaltung gelegt. Für den Entwurf der Platine wurde das Programmpaket EAGLE benutzt. Abbildung 6.10 zeigt das Ergebnis.

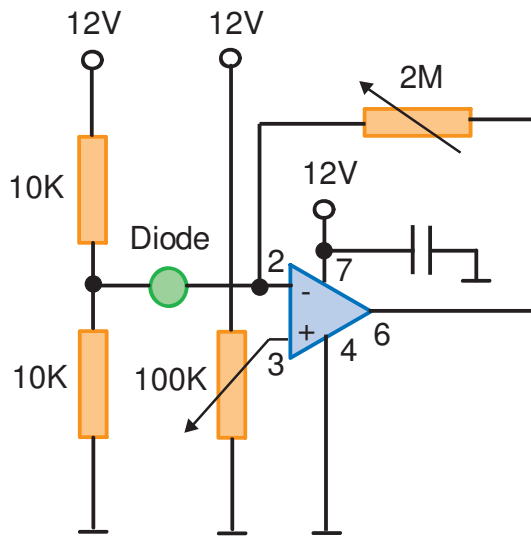


Abb. 6.9: Verstärkerschaltung für die Dioden. Mit Hilfe verschiedener Widerstände und eines Operationsverstärkers lassen sich die von der Diode gemessenen Signale verstärken.

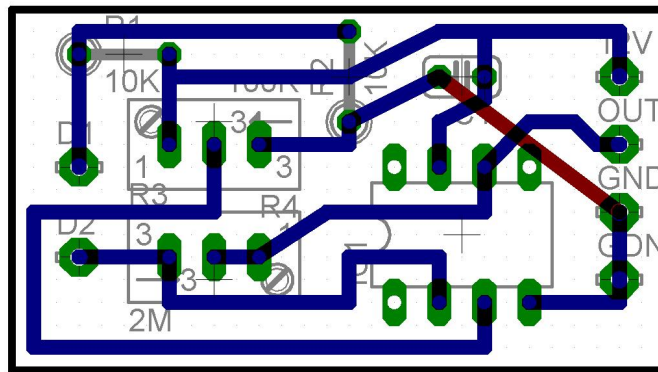


Abb. 6.10: Platinenlayout der Verstärkerschaltung. Zur Reduzierung des Gewichtes, wurde die Schaltung möglichst kompakt aufgebaut.

Die in blau eingezeichneten Verbindungen werden aus der Unterseite der Platine geätzt. Nur die in Rot markierte Linie befindet sich auf der Oberfläche der Platine. Durch diese Anordnung lässt sich der Platz und das Gewicht der Schaltung sehr gering halten.

6.4.1 Prinzip der Positionsmessung

Eine Aufgabe des Lasersensors besteht in der zweidimensionalen Positionsbestimmung der einzelnen Drähte. Bewegt man den Laser über den Draht, so kann am Ausgang des Sensors eine durch reflektiertes Laserlicht verursachte gaußverteilte Spannungskurve abgelesen werden. Der Mittelpunkt dieser Verteilung gibt, wie schon in Kapitel 6.1 beschrieben, den Mittelpunkt des Drahtes entlang der Bewegungsrichtung des Sensors an.

Wird der Lasersensor über den Draht gefahren, so trifft im allgemeinen zunächst einer der Laserstrahlen auf den Draht und wird reflektiert. Die dazugehörige Diode detektiert dabei die Intensität des einfallenden Lichtes. Bewegt man den Sensor weiter über den Draht,



Abb. 6.11: **Reflexion der Laserstrahlen am Draht.** Die beiden Bilder zeigen den Strahlengang der Laserstrahlen. Im linken Bild trifft der rote Laser den Draht, im rechten der grüne Laserstrahl.

so fällt kurze Zeit später der zweite Laserstrahl auf den Draht und wird ebenfalls reflektiert und detektiert. Es resultieren somit zwei aufeinander folgende Gaußkurven aus dieser Versuchsdurchführung. Abbildung 6.11 zeigt den Strahlengang des Sensors im Einsatz. Aus dem Abstand der Maxima zueinander und der Position entlang der Bewegungsrichtung kann anschließend die Position des Drahtes in der durch die Laserstrahlen aufgespannten Ebene bestimmt werden.

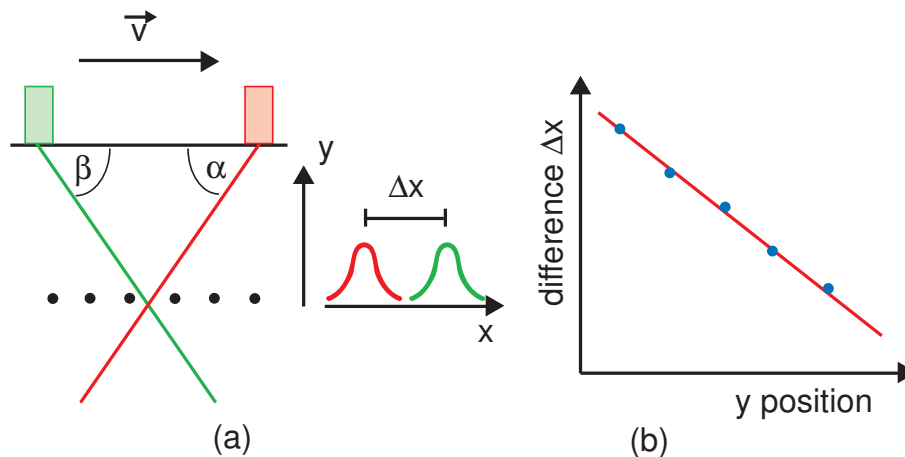


Abb. 6.12: **Skizze zur Bestimmung der y-Position.** Bewegt man den Lasersensor über den Draht, so werden zwei Gaußverteilungen detektiert, aus denen die y-Position bestimmt werden kann.

Zunächst soll der Sensor in y-Richtung (senkrecht zur Bewegungsrichtung des Sensors) kalibriert werden. Dazu bewegt man den Sensor, wie in Abbildung 6.12 dargestellt, in bekannter Höhe y über den Draht und notiert den Abstand Δx der beiden Reflexionsmaxima zueinander. Diese Messung wird für denselben Draht in verschiedenen y -Abständen des Sensors über der Drahtlage durchgeführt. Trägt man die daraus ermittelten Peakdifferenzen Δx gegen die dazugehörige y -Position des Sensors in einer Graphik auf, so erhält man eine lineare Funktion $\Delta x = s \cdot (y\text{-position}) + b$ mit der Steigung s und dem y -Achsenabschnitt b . Mit

Hilfe dieses Zusammenhangs ist es in weiteren Messungen möglich anhand des Abstandes der Maxima die y-Position des Drahtes zu bestimmen.

Die Sensorgeometrie, d.h. die Winkel α und β zwischen den Laserstrahlen und der Verbindungsachse zwischen den Lasern, lässt sich durch eine ähnliche Messung bestimmen. Auch in diesem Fall bewegt man den Sensor in verschiedenen y-Positionen über einen Draht, nur wird anstatt der Differenz Δx der Maxima jetzt die absolute Position der beiden Gaußmaxima notiert. Es ergibt sich ebenfalls ein linearer Zusammenhang zwischen der x-Position des Drahtes aus der Sicht des jeweiligen Lasers und der y-Position des Sensors. Die Steigungen der ermittelten Eichgeraden ergeben sich zu $s_{\text{rot/grün}} = \Delta x_{\text{rot/grün}} / \Delta y_{\text{rot/grün}}$. Die Winkel lassen sich über $\tan(y_{\text{rot/grün}} / x_{\text{rot/grün}})$ berechnen.

Vorraussetzung zur Bestimmung der x-Position ist die Kenntnis des Sensorwinkels α und der y-Position. Der Schnittpunkt der beiden Laserstrahlen wird, wie es in Abbildung 6.13 dargestellt ist, als Bezugspunkt der Rechnung angenommen. Die x-Position ergibt sich dann aus dem geometrischen Zusammenhang $\tan(\alpha) = y/x$.

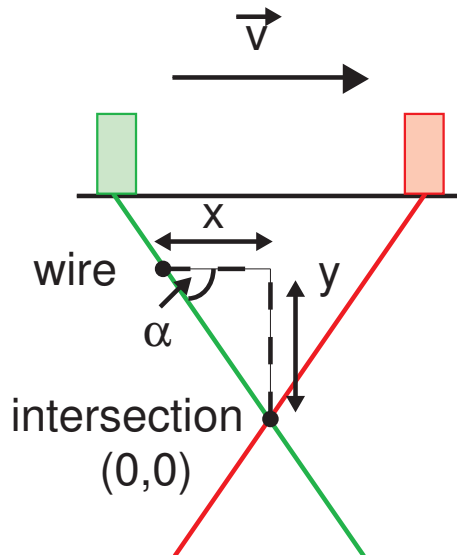


Abb. 6.13: Skizze zur Bestimmung der x-Position. Mit Hilfe der y-Position und des Winkels α lässt sich auch die x-Position des Drahtes bestimmen.

Auch wenn das Gewicht des Prototypen aus Abbildung 6.7 mit $m > 500$ g für die eigentliche Anwendung an der Messmaschine noch zu hoch ist (siehe Kapitel 6.4.3), wurden erste erfolgreiche Messungen zur Positionsbestimmung mit diesem durchgeführt. Abbildung 6.14 zeigt eine solche Messung.

Der Sensor wurde in 0,25 - 0,5 mm Schritten über einen Draht mit 0,2 mm Durchmesser bewegt und die an den beiden Ausgängen anliegenden Spannungen notiert. Trägt man diese Spannungen gegen die Position des Sensors auf, so lassen sich, wie in Abbildung 6.14 zu sehen, Gaußfunktionen der Form $f(x) = a \cdot \exp[-\frac{(x-b)^2}{2c^2}] + off$ anpassen. Weiterführende Messungen sind in Kapitel 6.5 mit der finalen Version des Lasersensors zu finden.

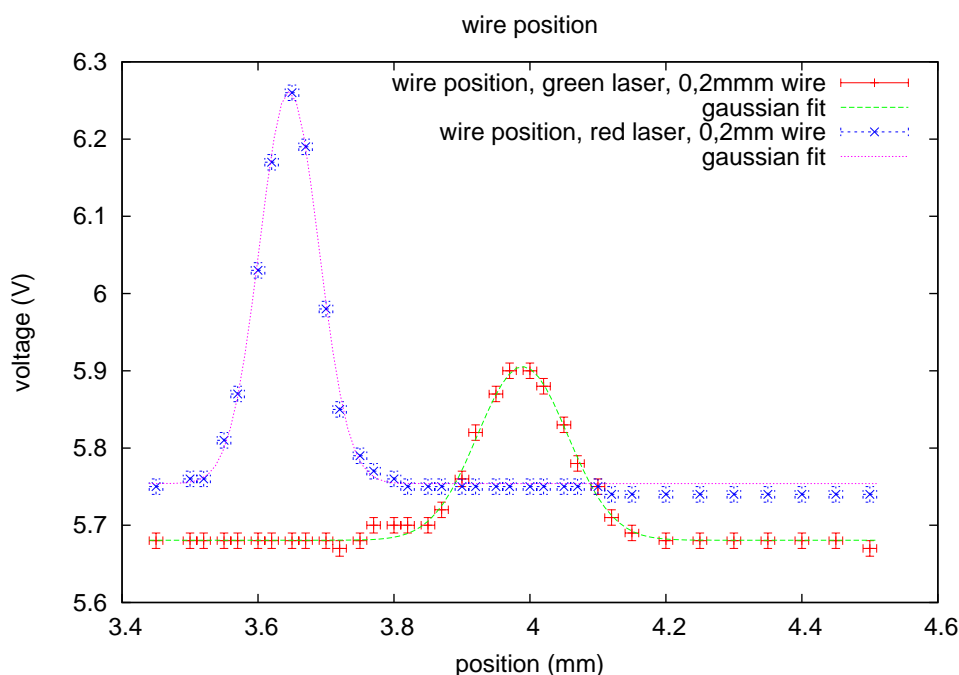


Abb. 6.14: **Vermessung der Drahtposition.** Bewegt man den Sensor in x-Richtung über den Draht so ergeben sich zwei Gaußkurven, aus deren Maxima die Drahtposition in der x- und y-Ebene bestimmt werden kann.

6.4.2 Prinzip der Drahtspannungsmessung

Zur Bestimmung der Drahtspannung wird der Sensor so über dem Draht platziert, dass einer der beiden Laserstrahlen auf den Draht fokussiert wird. Anschließend wird der Draht mechanisch zu einer Schwingung angeregt, wodurch sich dieser durch den Laserstrahl bewegt. Am Ausgang des Sensors wird diese Schwingung als oszillierender Spannungsverlauf ausgegeben. Mit Hilfe einer Fouriertransformation können aus diesem Amplitudenverlauf die Frequenzen der Schwingung (Grundmode und Oberschwingung) bestimmt werden.

Da die Drähte in den Elektrodenmodulen beidseitig eingespannt sind, können sich die Wellen nur in einem räumlich begrenzten Gebiet ausbreiten. An beiden Enden treten Reflexionen auf, so dass es im Verlauf zu einer Überlagerung von einlaufender und reflektierter Welle kommt. Durch diese Überlagerung bilden sich für bestimmte Frequenzen -Resonanzfrequenzen- stationäre Schwingungsmuster -stehende Wellen- aus. Es ergibt sich ein Zusammenhang zwischen diesen Frequenzen und der Länge des eingespannten Drahtes. Es gilt [Tip94]:

$$l = n \cdot \frac{\lambda_n}{2} \quad (6.3)$$

mit der Länge der Drähte l , der n -ten Oberschwingung und der von der Schwingung abhängigen Wellenlänge λ_n .

Die Frequenzen der Eigenschwingungen lassen sich daraus ableiten.

Mit

$$f_n = \frac{v}{\lambda_n} \quad (6.4)$$

folgt:

$$f_n = n \cdot \frac{v}{2l} \quad (6.5)$$

wobei f die Frequenz und v die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Transversalwellen entlang der Drähte beschreibt.

Für die Geschwindigkeit gilt wiederum:

$$v = \sqrt{\frac{F}{\rho \cdot A}} \quad (6.6)$$

mit der Spannkraft F der Drähte, dem Querschnitt A und der Dichte ρ des Materials.

Setzt man Gleichung (6.6) in (6.5) ein, so erhält man:

$$f_n = \frac{n}{2l} \cdot \sqrt{\frac{F}{\rho \cdot A}} \quad (6.7)$$

Betrachtet man lediglich die Grundschiwingung¹ ergibt sich:

$$f_0 = \frac{1}{2l} \cdot \sqrt{\frac{F}{\rho \cdot A}} \quad (6.8)$$

und für die Spannkraft F für einen Drahtradius r :

$$F = 4f_0^2 \cdot l^2 \cdot \rho \cdot \pi \cdot r^2. \quad (6.9)$$

Zur Bestimmung der Spannkraft benötigt man also die Schwingungsfrequenz der Grundschiwingung und die Parameter Länge, Dichte und Durchmesser des Drahtes.

Die am Ausgang des Sensors abzulesende Schwiwingung des Drahtes ist eine Überlagerung aller harmonischen Schwiwingungszustände. Um diese in ihre Einzelkomponenten zu zerlegen und die Grundfrequenz abzulesen, wird eine Fourier-Analyse² durchgeführt. Die Fouriertransformation kann eine Funktion aus dem Zeitraum $f(t)$ in den Frequenzraum $g(\omega)$ überführen. Für den kontinuierlichen Fall gilt [Bro01]:

$$\mathfrak{F}(f(t)) = g(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dt f(t) e^{-i\omega t} \quad (6.10)$$

¹ Die tiefste der Resonanzfrequenzen wird auch als Grundfrequenz oder Grundschiwingung bezeichnet. Diese Eigenschiwingung mit $n=1$ hat einen Schwiwingungsbau in der Mitte des Drahtes und jeweils einen Schwiwingungsknoten an den eingespannten Enden.

² Der französische Mathematiker Fourier entwickelte diese mathematische Analyse periodischer Funktionen.

und für die Rücktransformation:

$$\mathfrak{F}(g(\omega)) = f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega g(\omega) e^{i\omega t}. \quad (6.11)$$

Da die Ausgangsspannung des Sensors in diskreten Zeitintervallen ausgelesen wird, wird in diesem Fall das Prinzip der diskreten Fourier-Transformation angewendet.

Die Schwingungsmessung wurde erst mit der finalen Version des Lasersensors durchgeführt.

6.4.3 Verbesserungspotential des Prototypen

Für die Vermessung der Elektrodenmodule steht eine im Rahmen der Diplomarbeit von R. Jöhren automatisierte 3D-Messmaschine der Firma „Stiefelmayer“ Typ System C zur Verfügung [Joh07]. Dieser etwa 2500 kg schwere Tisch hat ein Messvolumen von ca. $2300 \times 1050 \times 1600 \text{ mm}^3$. Die Positioniergenauigkeit des in 3 Richtungen verfahrbaren Messarms beträgt 0,01 mm.

Zur Positions- und Spannungsmessung wird der Lasersensor am Ende des Messarms befestigt. Im Rahmen der Automatisierung der Messmaschine wurde eine Obergrenze von 250 g für die Masse, die an diesem Arm befestigt werden darf, festgelegt. Andernfalls würde der Arm bei großen Auslenkungen im Lager verkippen und Messunsicherheiten hervorrufen [Joh07].

Da die Masse des Prototypen mit $m > 500 \text{ g}$ deutlich über diesem Grenzwert liegt, wurde die Befestigung der einzelnen Bauteile neu konzipiert, um das Gewicht um mehr als einen Faktor 2 zu reduzieren. Im Folgenden wird diese Entwicklung präsentiert.

6.5 Finale Version des Lasersensors

Es wurden verschiedene Änderungen im Design und in der Materialauswahl getroffen, um das Gewicht des Sensors zu reduzieren. Der doppelstegige Grundhalter und die hohe Anzahl an Laser-, Linsen- und Diodenhaltern im Prototypen, die zu dem hohen Gewicht führen, wurden durch einen einzelnen schmalen Steg, 2 Röhren für Fotodioden und Linsen und zwei Laserhalterungen ersetzt. Als Material wurde Aluminium ausgewählt, welches aufgrund seiner niedrigen Dichte von $\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$ nur ein geringes Gewicht beiträgt³. Abbildung 6.15 zeigt eine Querschnittszeichnung und ein Foto des aktuellen Aufbaus des Sensors :

Die Laserpointer und zwei der $f = 150 \text{ mm}$ Linsen, die zur Fokussierung des Lichtes auf den Draht verwendet werden, befinden sich zusammen in jeweils einer Halterung, die sich am äußeren Rand des Sensors befinden. Mit Hilfe einer Gummimanschette und 3 Madenschrauben werden die Laser leicht justierbar in den Halterungen befestigt. Das Gehäuse ist so gefertigt, dass die Linsen exakt in die vordere Aussparung passen und ohne Hilfsmittel befestigt werden können. Um das Gehäuse der Laserpointer, welches auf positivem Potential liegt, elektrisch vom Steg des Sensors, der auf dem Erdpotential der Messmaschine liegt, zu entkoppeln, wurden die Halterungen der Laser aus gut isolierendem Material (PEEK) gefertigt.

Zwei geschlossene Aluminiumröhrchen, die von innen mit schwarzer Pappe ausgekleidet sind,

³ Die Dichte von Aluminium beträgt nur etwa 1/3 der Dichte von Eisen. $\rho_{\text{Eisen}} = 7874 \text{ kg/m}^3$

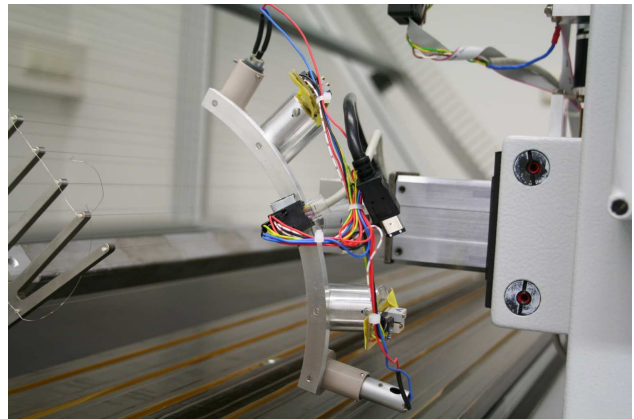
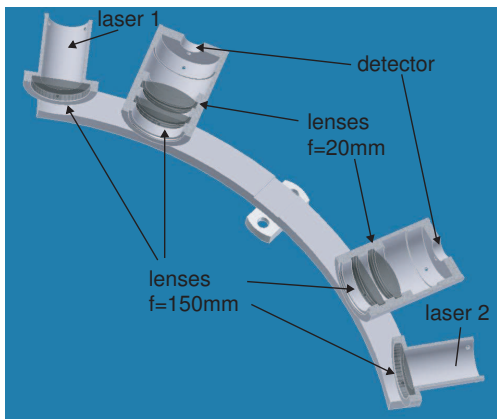


Abb. 6.15: **Querschnittszeichnung und Aufbau des aktuellen Lasersensors.** Im linken Bild ist eine Querschnittszeichnung des Sensors abgebildet, in der die einzelnen Bauteile und die Linsen zu sehen sind. Das rechte Bild zeigt ein Foto des aktuellen Lasersensors.

dienen als Grundgerüst der Halterung für die Dioden, die Filter und die 4 verbleibenden Linsen. Streustrahlung und Umgebungslicht werden somit reduziert und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verbessert. Die Dioden sind in einem Deckel am Ende der Röhren befestigt. Die Filter werden mit Hilfe von Heißkleber direkt vor die Dioden geklebt. Durch spezielle Abstandshalter werden die Linsen fest in den Röhren verankert. Die Verstärkerplatinen wurden isoliert und mit Heißkleber am Gehäuse befestigt. Im Anhang B sind die einzelnen Bauteile dargestellt.

Eine weitere Änderung, die zur Reduzierung der Masse beigetragen hat, ist eine Reduktion des Winkels zwischen den beiden Lasern. Für die Messgenauigkeit der Drahtposition in 2 Dimensionen ist ein Winkel von 90° zwischen den Laserstrahlen optimal. Ein solcher Winkel fordert jedoch einen langen Steg, der wiederum die Masse der Konstruktion erhöht. Mit Hilfe einer Fehlerbetrachtung soll der Einfluss der Winkeländerung auf die Unsicherheit in der Positionsbestimmung ermittelt werden.

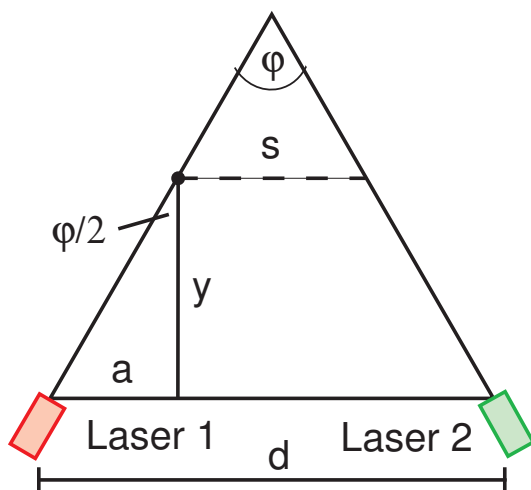


Abb. 6.16: **Sensorgeometrie.** Definition der Variablen in der Fehlerrechnung.

Die beiden Laser haben einen Abstand d und ihre Laserstrahlen stehen in einem Winkel φ

zueinander (siehe Abbildung 6.16). Der Abstand der Laser von der Drahtebene ist y . Aus Geometriebetrachtungen ergibt sich:

$$\tan\left(\frac{\varphi}{2}\right) = \frac{a}{y} \quad (6.12)$$

$$d = 2 \cdot a + s \quad (6.13)$$

$$\implies \tan\left(\frac{\varphi}{2}\right) = \frac{d - s}{2y} \quad (6.14)$$

$$\iff y = \frac{d - s}{2 \tan\left(\frac{\varphi}{2}\right)} \quad (6.15)$$

Um die Unsicherheit der y -Position zu bestimmen, muss man die Unsicherheiten der einzelnen Variablen berücksichtigen. Es gilt:

$$\Delta y = \sqrt{\left(\frac{\delta y}{\delta \varphi}\right)^2 \cdot \Delta \varphi^2 + \left(\frac{\delta y}{\delta d}\right)^2 \cdot \Delta d^2 + \left(\frac{\delta y}{\delta s}\right)^2 \cdot \Delta s^2} \quad (6.16)$$

Da der Winkel φ und der Abstand d nach einmaligem Kalibrieren konstant bleiben, kann man die ersten beiden Terme vernachlässigen, so dass nur noch der letzte Term der Gleichung (6.16) übrig bleibt. Es folgt:

$$\Delta y = \sqrt{\left(\frac{\delta y}{\delta s}\right)^2 \cdot \Delta s^2} \quad (6.17)$$

und mit 6.15:

$$\iff \frac{\delta y}{\delta s} = -\frac{1}{2 \cdot \tan\left(\frac{\varphi}{2}\right)}. \quad (6.18)$$

Δs setzt sich wiederum aus den Unsicherheiten der Position der beiden Gaußmaxima, die aus der Messung resultieren (siehe Abschnitt 6.4.1), zusammen.

$$\Delta s = \sqrt{(\Delta x_1)^2 + (\Delta x_2)^2} \quad (6.19)$$

Aus Messungen, die noch mit dem Prototypen durchgeführt wurden, ergibt sich ein Maximalwert für Δx_1 und Δx_2 von 0,07 mm. Daraus folgt $\Delta s^2 = 9,8 \cdot 10^{-3} \text{mm}^2$. Mit Hilfe dieses Wertes lässt sich die Unsicherheit der y -Position für verschiedene Winkel φ bestimmen.

$\Delta y =$	30°	45°	60°	75°	90°
	0,1847 mm	0,1195 mm	0,0857 mm	0,0645 mm	0,0495 mm

(6.20)

Es ist zu erkennen, dass der Fehler bei kleiner werdendem Winkel immer größer wird. Um einen Kompromiss zwischen Messgenauigkeit und Reduktion der Masse zu erreichen, wurden die Laserpointer in dem aktuellen Sensor in einem Winkel von $\varphi \approx 71^\circ$ angebracht. Durch die Umgestaltung des Sensors wurde das Gewicht auf 230 g reduziert und somit die Anforderung für den Einsatz an der Messmaschine (Abbildung 6.15) erfüllt.

6.5.1 Positionsmessungen

Zur Durchführung der Positionsmessungen wurden mit dem aktuellen Lasersensor verschiedene Testmessungen durchgeführt. Abbildung 6.17 zeigt eines der Ergebnisse.

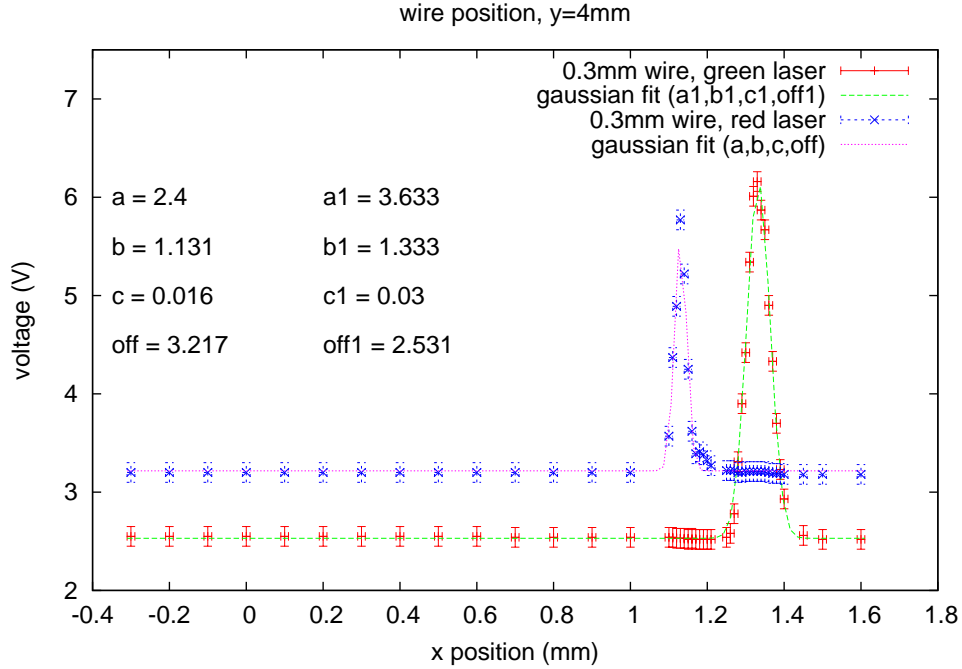


Abb. 6.17: **Positionsbestimmung eines 0,3 mm Drahtes.** Bewegt man den Sensor in x-Richtung über den Draht so ergeben sich zwei Gaußkurven, aus deren Maxima sich die Drahtposition in 2D bestimmen lässt.

Es ist gut zu erkennen, dass sich die Messwerte mit Hilfe von Gaußfunktionen und eines konstanten Offsets anpassen lassen. Für die linke Gaußkurve ergeben sich die Parameter $a_{\text{rosa}}, b_{\text{rosa}}, c_{\text{rosa}}, \text{off}_{\text{rosa}}$ und für die rechte Gaußfunktion $a_{\text{grün}}, b_{\text{grün}}, c_{\text{grün}}, \text{off}_{\text{grün}}$:

$$\begin{array}{llll}
 a_{\text{rosa}}[\text{V}] & = & 2,4004 \pm 0,0518 & a_{\text{grün}}[\text{V}] & = & 3,6326 \pm 0,0367 \\
 b_{\text{rosa}}[\text{mm}] & = & 1,1306 \pm 0,0004 & b_{\text{grün}}[\text{mm}] & = & 1,3332 \pm 0,0003 \\
 c_{\text{rosa}}[\text{mm}] & = & 0,0156 \pm 0,0004 & c_{\text{grün}}[\text{mm}] & = & 0,0304 \pm 0,0004 \\
 \text{off}_{\text{rosa}}[\text{V}] & = & 3,2172 \pm 0,0113 & \text{off}_{\text{grün}}[\text{V}] & = & 2,5311 \pm 0,0121
 \end{array} \tag{6.21}$$

Um die Position des Drahtes in zwei Dimensionen bestimmen zu können, werden wie in Abschnitt 6.4.1 beschrieben, verschiedene Eichungen durchgeführt. Abbildung C.2 und C.3 im Anhang C zeigen die Eichmessungen zur Bestimmung der Winkel α und β im Lasersensor. In Abbildung C.1 ist die Eichkurve zur Bestimmung der y-Position des Drahtes dargestellt.

6.5.2 Reproduzierbarkeit der Positionsmessung

Nach den erfolgreichen Testmessungen, wurde der Lasersensor zusammen mit dem 3D-Messtisch betrieben. Im Rahmen der Doktorarbeit von M. Prall wurde ein automatisches LabView-Programm zur Eichung des Sensors und zu anschließenden Positionsmessungen geschrieben [Pra09]. Abbildung 6.18 zeigt die Bedienoberfläche des Programms.



Abb. 6.18: Screenshot des Positionsbestimmungsprogramm. Das Bild zeigt die Bedienoberfläche eines für die Positionsbestimmung entwickelten Programms [Pra09].

Der Sensor wird in 0,05 mm Schritten in horizontaler und vertikaler Richtung über die zwei Drahtebenen eines Elektrodenmoduls verfahren. Durch diese Automatisierung ist es möglich die 120 Drähte eines Moduls aus dem zentralen Teil des Spektrometers innerhalb von ca. 37 Minuten zu vermessen.

Zur Bestimmung der Reproduzierbarkeit der Messwerte wurde der an dem Messarm befestigte Sensor in 6 aufeinander folgenden Messungen über 7 Drähte des Elektrodenmoduls verfahren. In jedem Fall wurde die von dem Programm ausgegebene Position in x- und y-Richtung der Drähte notiert. Bildet man für jeden der 7 Drähte den Mittelwert aus den 6 ausgegebene x- und y-Positionen und bestimmt die zugehörigen Standardabweichungen σ , so lässt sich die Reproduzierbarkeit der Messung in beiden Richtungen angeben. Die Abbildungen 6.19 und 6.20 zeigen eine solche Messung für die x- und y-Position eines Drahtes. Die Punkte geben die Positionen der Drähte an. Durch die eingezeichnete Gerade wird der Mittelwert repräsentiert.

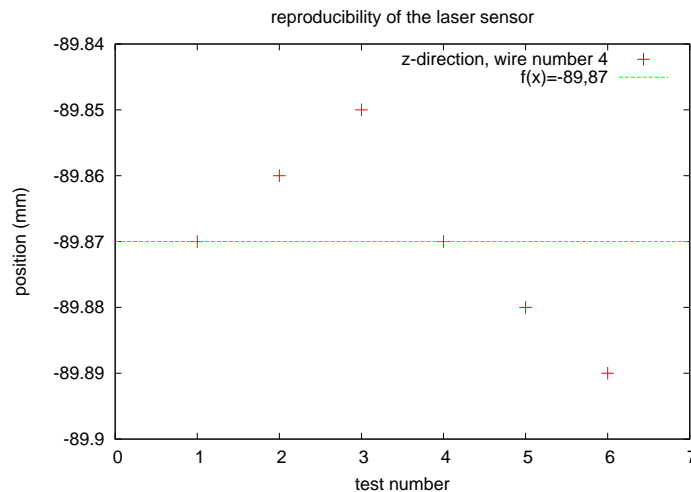


Abb. 6.19: **Reproduzierbarkeit der Messwerte in x-Richtung.** Die Graphik zeigt die Messwerte zu der Reproduzierbarkeitsmessung in y-Richtung für einen Draht. Die lineare Funktion gibt den Mittelwert der aufgetragenen Messwerte an. Es ergibt sich eine Standardabweichung von $\sigma = 0,014$ mm.

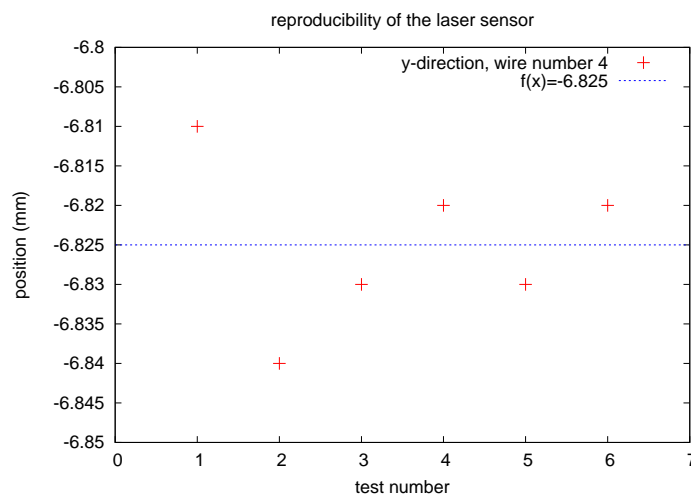


Abb. 6.20: **Reproduzierbarkeit der Messwerte in y-Richtung.** Die Graphik zeigt die Messwerte zu der Reproduzierbarkeitsmessung in y-Richtung für einen Draht. Die lineare Funktion gibt den Mittelwert der aufgetragenen Messwerte an. Es ergibt sich eine Standardabweichung von $\sigma = 0,016$ mm.

Es ergibt sich für die Standardabweichung:

$$\text{x-Richtung: } \sigma = 0,014 \text{ mm}$$

$$\text{y-Richtung: } \sigma = 0,016 \text{ mm}$$

wobei die x-Achse in vertikale und die y-Achse in horizontale Richtung liegt.

6.5.3 Drahtspannungsmessungen

Mit der letztendlichen Version des Lasersensors wurde auch die Spannkraft der einzelnen Drähte bestimmt. Mit Hilfe der Wägezelle (vgl. Kapitel 5.1.4) wurde ein Draht mit einer bestimmten Kraft gespannt und manuell zum Schwingen angeregt. Der Lasersensor wurde direkt über dem Draht positioniert und die am Ausgang des entsprechenden Detektors anliegende Spannungsschwingung vermessen. Ein Oszilloskop der Firma Tektronix (Modell 3054B) wurde zur Darstellung des Signals und zur Bestimmung der Fouriertransformation benutzt (siehe Abbildung 6.21).

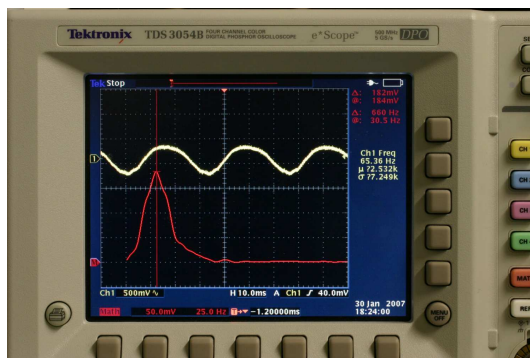


Abb. 6.21: **Fouriertransformation der Schwingung.** Mit Hilfe eines Oszilloskopes lässt sich die am Ausgang des Detektors anliegende Spannungsschwingung fouriertransformieren und die Grundfrequenz herausfiltern. Die Spannkraft kann somit ermittelt werden.

Wird der Draht mit verschiedenen Kräften gespannt und jeweils die Schwingungsfrequenz ermittelt, so ergibt sich der Graph in Abbildung 6.22.

Die roten Punkte sind die ermittelten Messwerte, an die eine quadratische Funktion $f(x) = a \cdot x^2 + b \cdot x + c$ angepasst werden kann. Die grüne, grob gestrichelte Kurve zeigt den Verlauf. Mit einer Drahtlänge l von ca. 1,80 m einem Durchmesser von $d = 0,3\text{mm}$ und einer Dichte von Stahl von $\rho \approx 8000\text{ kg/m}^3$ lässt sich der theoretische Verlauf der Kurve zu $h(x) = x^2 \cdot 7,167 \cdot 10^{-3}$ ermitteln. Die blaue, fein gestrichelte Kurve verdeutlicht diesen Zusammenhang.

Es ist gut zu erkennen, dass beide Kurven die Daten im Rahmen der Messunsicherheit gut reproduzieren. Die vorgestellte Methode zur Bestimmung der Drahtspannung kann daher in der Qualitätskontrolle der Elektrodenmodule eingesetzt werden.

Ein nächster Schritt ist die Automatisierung des Messvorgangs mit gleichzeitiger automatischer Schwingungsanregung der Drähte z.B. mit Hilfe von Druckluftstößen.

Die präsentierten Messungen wurden mit Hilfe eines bespannten Testmoduls durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen, dass der entwickelte Lasersensor erlaubt, die Drahtgeometrie und Drahtspannung der Elektrodenmodule mit hoher Präzision zu vermessen. Gleichzeitig ist das Design für einen Einsatz am 3D-Messtisch geeignet. Die Automatisierung des Messvorgangs wird im Rahmen der Doktorarbeit von M. Prall durchgeführt [Pra09].

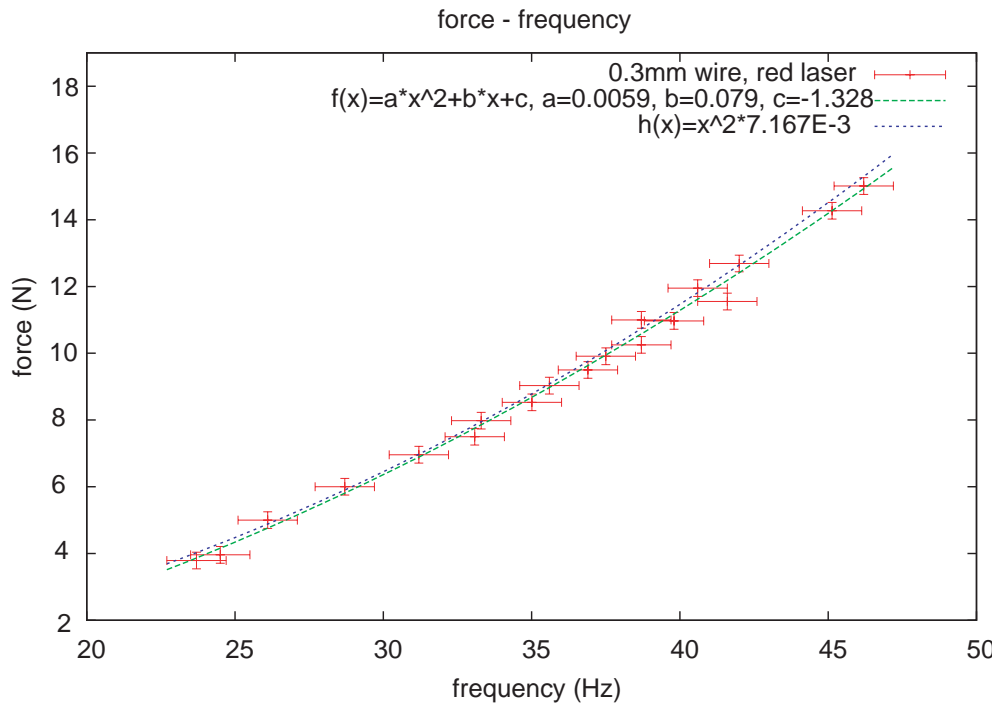


Abb. 6.22: **Erste Spannungsmessung.** Die roten Messpunkte werden durch die grüne, grob gestrichelte Kurve angepasst und stimmen im Bereich der Fehler sehr gut überein. Die blaue, fein gestrichelte Kurve zeigt den theoretischen Verlauf der für die verwendete Drahtlänge und Art gegeben ist. Diese Kurve stimmt ebenfalls sehr gut mit der grünen Kurve überein.

6.6 Simulation der Laserreflexion

Wie aus den Messungen deutlich wird, kann der Verlauf der Intensität des am Draht reflektierten Laserlichts durch eine Gaußfunktion beschrieben werden. Da der Draht als guter Metallspiegel angesehen werden kann, sollte der reflektierte Laserstrahl mittels des Reflexionsgesetzes (Einfallswinkel = Ausfallswinkel) beschreibbar sein. Da allerdings durch die Krümmung des Drahtes nur ein sehr kleiner Anteil des Drahtumfangs den Laserstrahl zum Detektor hin reflektiert, ist es möglich, dass die Breite der entsprechenden Spiegelfläche vergleichbar mit der Wellenlänge des Laserlichts wird. In diesem Fall sollten zusätzlich zum Reflexionsgesetz Beugungseffekte mit berücksichtigt werden. Eine Simulation des Beugungsmuster nach dem Huygenschen Prinzip sollte demnach die experimentell gewonnenen Ergebnisse theoretisch veranschaulichen. In diesem Kapitel soll dies beschrieben werden.

6.6.1 Beugungsmuster am Einzelspalt

Um die komplexe Geometrie der Reflexionen am Draht zu simulieren, wurde zunächst auf ein einfacheres Problem zurückgegriffen - die Beugung von Licht am Einzelspalt.

Befindet sich ein Spalt, dessen Abmessungen in der Größenordnung der Wellenlänge des einfallenden Lichtes liegen, im Lichtweg, so kommt es zu Beugungserscheinungen. Nach dem Huygenschen Prinzip ist jeder Punkt einer bestehenden Wellenfront wieder Ausgangspunkt einer neuen kugelförmigen Elementarwelle. Diese hat die gleiche Ausbreitungsgeschwindigkeit und Frequenz wie die ursprüngliche Wellenfront. Wird der Einzelspalt von einer Lichtquelle bestrahlt, so wird auch dieser durch eine große Anzahl von ausgehenden Kugelwellen repräsentiert. Durch konstruktive und destruktive Interferenz der abgehenden Wellen entsteht auf einem dem Spalt gegenüberliegenden Schirm ein Beugungsmuster. Zur theoretischen Berechnung dieser Intensitätsverteilung werden parallele Strahlen mit einem Gangunterschied von $g = a \cdot \sin(\theta)$ betrachtet (siehe Abbildung 6.23).

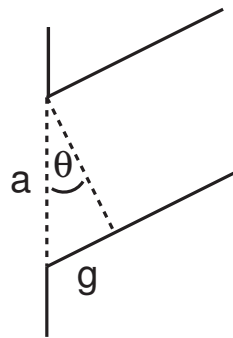


Abb. 6.23: **Skizze zur theoretischen Berechnung der Intensitätsverteilung.**

Es ergibt sich eine Intensitätsverteilung von:

$$I = I_0 \cdot \left(\frac{\sin\left(\frac{1}{2}\phi\right)}{\frac{1}{2}\phi} \right)^2 \quad (6.22)$$

mit der Phasendifferenz ϕ zwischen der vom oberen und unteren Ende des Spalts ausgehenden Welle:

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a \cdot \sin(\theta). \quad (6.23)$$

I_0 gibt in der Gleichung die Intensität der einfallenden Welle an, a beschreibt die Spaltbreite und der Winkel θ den Abstand zwischen den einzelnen Beugungsmaxima und Minima.

Um diese Situation in einer Simulation zu beschreiben, betrachtet man einen Spalt mit einer variablen Breite und einen dazu parallelen Detektor in ebenfalls variablem Abstand zum Spalt und variabler Breite. Abbildung 6.24 zeigt eine Skizze zu der Überlegung.

Zunächst werden Spalt und Detektor in viele Segmente zerlegt. Von jedem Segment des Spaltes gelangt eine Welle zu jedem Segment des Detektors, wobei diese sich beim Auftreffen lediglich in ihrer Phase unterscheiden. Die einzelnen Detektorsegmente bilden für das Programm den Startpunkt. Für jedes dieser Segmente werden die Amplituden aller eintreffenden Strahlen überlagert und die Gesamtintensität berechnet. Diese kann im Anschluss in

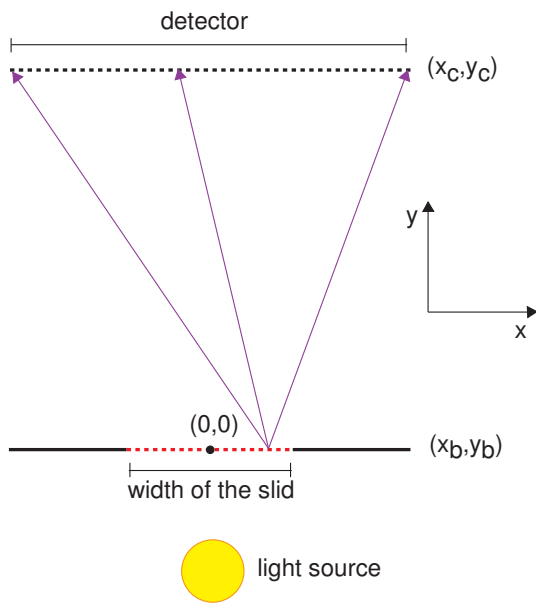


Abb. 6.24: Skizze zur Simulation des Einzelspaltbeugungsmusters.

Abhängigkeit des Ortes auf dem Detektor graphisch dargestellt werden. Abbildung 6.25 zeigt das Ergebnis der Simulation zusammen mit der theoretisch erwarteten Kurve. Im Anhang D ist der Quellcode des Simulationsprogramms zu finden.

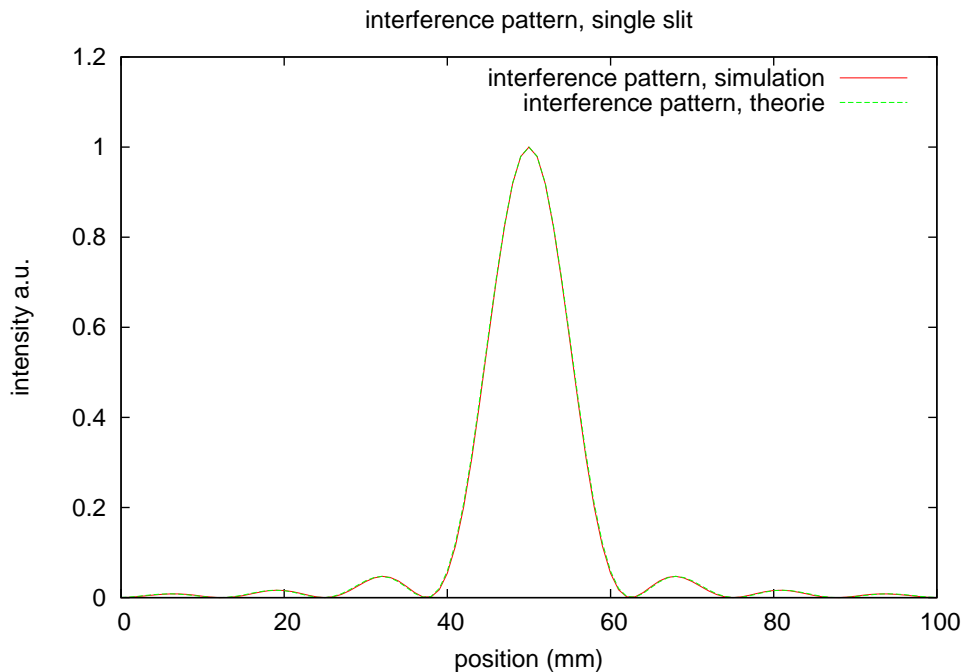


Abb. 6.25: **Beugungsmuster eines Einzelspaltes.** Die Graphik zeigt das durch die Simulation ermittelte Beugungsmuster (rot) und den dazugehörigen theoretischen Verlauf der Kurve (grün).

Die Simulation gibt den theoretisch erwarteten Verlauf exakt wieder. Aufbauend auf diese Simulation lässt sich nun die Beugung des Laserstrahls am Drahtprofil simulieren.

6.6.2 Beugungsmuster der Drahtreflexion

Ausgehend von der Simulation am Einzelspalt wurde ein Programm zur Simulation des Lasersensors entwickelt. Der Quellcode ist im Anhang E zu finden.

Mit Hilfe dieses Programms sollen die scharfen Gaußverteilungen, wie sie von dem Lasersensor bei der Positionsbestimmung des Drahtes ausgegeben werden (siehe Kapitel 6.5.1), besser verstanden werden. Um eine solche Simulation zu realisieren, muss zunächst die zugrunde liegende Geometrie festgelegt werden. Abbildung 6.26 zeigt die Überlegungen in Form von zwei Skizzen, wobei das linke Bild einen Querschnitt und das rechte Bild eine Draufsicht der Situation zeigt.

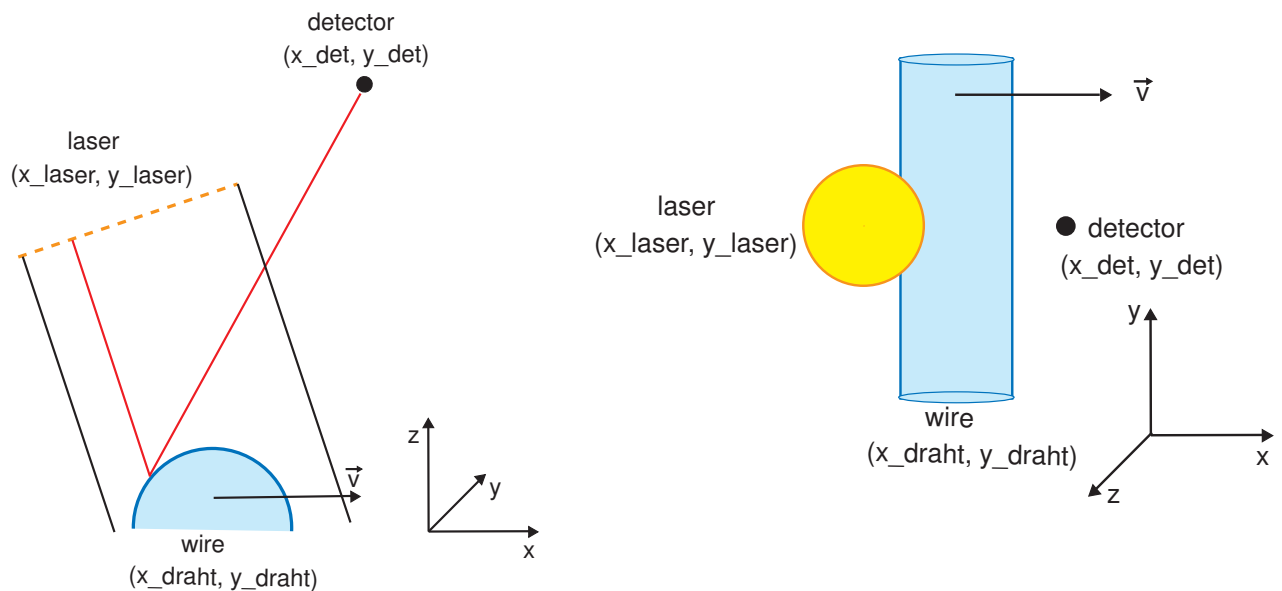


Abb. 6.26: **Skizzen zur Simulation des Lasersensors.** Im linken Bild ist eine Skizze zum Querschnitt und im rechten Bild eine Draufsicht zur Simulation des Lasersensors zu sehen. Die vom runden Laserprofil ausgehenden Strahlen werden vom Draht reflektiert und von dem punktförmigen Detektor registriert.

Der Laser wird durch eine gerasterte Lichtquelle mit rundem Profil dargestellt. Wie auch in der Realität fallen die von jedem einzelnen Segment des Lasers ausgehenden parallelen Lichtstrahlen in einem Winkel von 71° auf das Drahtprofil und werden dort nach dem Huygenschen Prinzip reflektiert. Dazu wird von jedem Punkt des Drahtes auf den ein Laserstrahl trifft eine Kugelwelle ausgesendet. Durch Überlagerung dieser Kugelwellen entstehen destruktive und konstruktive Interferenzen. Zur Detektion der Wellen dient ein punktförmiger Detektor. Mit Hilfe von diesem kann die Intensitätsverteilung an einem Punkt in Abhängigkeit der Drahtposition ermittelt werden. Im Experiment wird der Lasersensor über den Draht bewegt. Da

aber nur die Relativbewegung zwischen Lasersensor und Draht relevant ist, wird in der Simulation der Einfachheit halber der Draht unter dem feststehenden Laser-Detektor-System schrittweise in x-Richtung bewegt.

Die Simulation enthält verschiedene Näherungen im Vergleich zum experimentellen Aufbau. Es wird eine flache Intensitätsverteilung des Laserstrahls angenommen, die außerhalb des Strahlprofils direkt auf Null abfällt. Desweiteren werden die Laserstrahlen im Experiment mit Hilfe von Linsen auf den Draht und auch auf den Detektor fokussiert. In der Simulation wird jedoch ein paralleler Strahlengang angenommen. Eine weitere Näherung ist der punktförmige Detektor. Im realen Versuchsaufbau ist der Detektor durch die $4 \times 4 \text{ mm}^2$ aktive Fläche einer Pindiode gegeben.

Um die Simulation an die jeweiligen experimentelle Situation anzupassen, sind der Durchmesser des Laserprofils, die Wellenlänge des verwendeten Lichtes, der Drahtdurchmesser, die Detektorposition und die Rasterung der Laserfläche sowie die Schrittweite der Drahtverschiebung in dem Programm frei einstellbar.

Zum Vergleich der Ergebnisse aus dem Experiment und aus der Simulation dienen die Halbwertsbreiten (FWHM) der an die Messwerte angepassten Gaußkurven. Dieser Parameter ist invariant gegenüber einer Skalierung und ist somit auch bei unterschiedlichen Intensitäten vergleichbar.

Aus dem Experiment ergeben sich für den roten sowie für den grünen Laser bei Drahtdurchmessern von 0,2 mm und 0,3 mm verschiedene Halbwertsbreiten. Abbildungen 6.27 und 6.28 verdeutlichen die Ergebnisse des Experiments an zwei Beispielmessungen, die mit Hilfe von Gaußfunktionen $f(x) = a \cdot \exp[-\frac{(x-b)^2}{2c^2}] + off$ angepasst wurden.

Für den $\emptyset = 0,2 \text{ mm}$ Draht ergeben sich folgende Parameter:

$$\begin{array}{llll}
 a_{\text{rosa}}[\text{V}] & = & 6,5092 \pm 0,2315 & a_{\text{grün}}[\text{V}] & = & 4,3079 \pm 0,0668 \\
 b_{\text{rosa}}[\text{mm}] & = & 25,9214 \pm 0,0007 & b_{\text{grün}}[\text{mm}] & = & 25,8754 \pm 0,0005 \\
 c_{\text{rosa}}[\text{mm}] & = & 0,0160 \pm 0,0005 & c_{\text{grün}}[\text{mm}] & = & 0,0252 \pm 0,0005 \\
 off_{\text{rosa}}[\text{V}] & = & 3,0697 \pm 0,0502 & off_{\text{grün}}[\text{V}] & = & 2,5447 \pm 0,0277
 \end{array} \tag{6.24}$$

Für den $\emptyset = 0,3 \text{ mm}$ Draht ergibt sich:

$$\begin{array}{llll}
 a_{\text{rosa}}[\text{V}] & = & 7,8983 \pm 0,2881 & a_{\text{grün}}[\text{V}] & = & 4,0630 \pm 0,0629 \\
 b_{\text{rosa}}[\text{mm}] & = & 11,0290 \pm 0,0010 & b_{\text{grün}}[\text{mm}] & = & 11,0755 \pm 0,0005 \\
 c_{\text{rosa}}[\text{mm}] & = & 0,0199 \pm 0,00086 & c_{\text{grün}}[\text{mm}] & = & 0,0290 \pm 0,0005 \\
 off_{\text{rosa}}[\text{V}] & = & 3,5794 \pm 0,0687 & off_{\text{grün}}[\text{V}] & = & 2,8315 \pm 0,0177
 \end{array} \tag{6.25}$$

Die Halbwertsbreiten der einzelnen Kurven lassen sich aus der Standardabweichung σ , die hier durch den Parameter c gegeben ist berechnen. Es gilt:

$$FWHM = \sigma \cdot (2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2}) \tag{6.26}$$

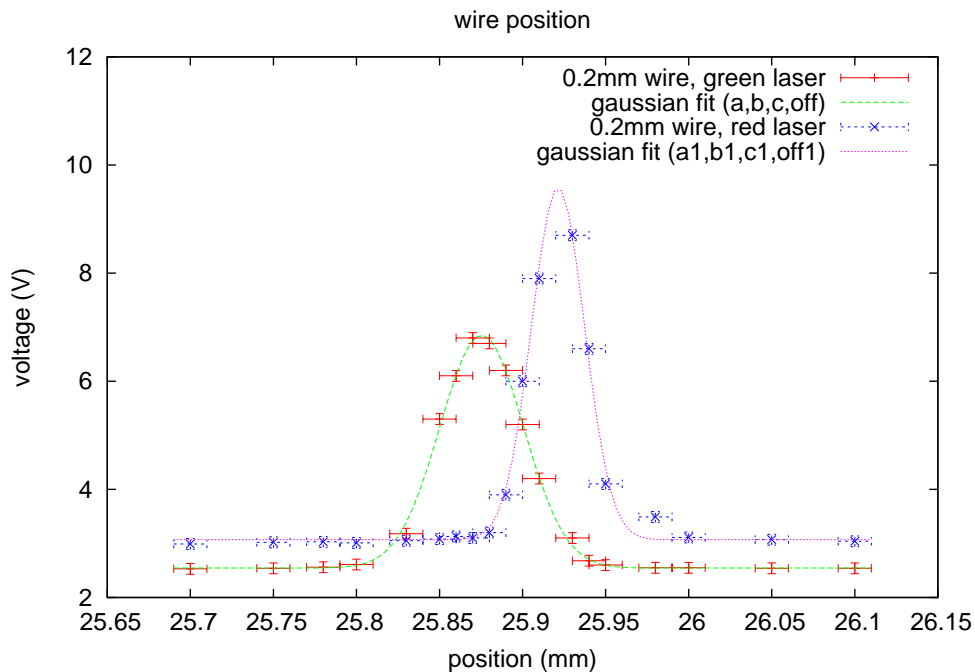


Abb. 6.27: Reflexionsmessung beim $\varnothing = 0,2$ mm Draht. Bewegt man den Sensor in x-Richtung über den Draht so ergeben sich für die beiden Laser/Detektor Paare gaußverteilte Intensitätskurven des reflektierten Laserlichtes.

Für die Halbwertsbreiten der gezeigten Kurven ergibt sich somit:

	0,2 mm	0,3 mm	
grüner Laser	: (0,0593 ± 0,001) mm	(0,0684 ± 0,0001) mm	(6.27)
roter Laser	: (0,0377 ± 0,0001) mm	(0,0468 ± 0,0002) mm	

Um diese Ergebnisse mit der Simulation zu vergleichen, wurden zunächst die Laserstrahldurchmesser bestimmt. Es ergeben sich Werte von: $d_{\text{rot}} \approx 0,1$ mm und $d_{\text{grün}} \approx 0,15$ mm in der Drahtebene.

Die Durchführung der Simulation zur Strahlreflexion nach dem Huygenschen Prinzip mit Berücksichtigung der Interferenz führt zu den in Abbildungen 6.29 und 6.30 gezeigten Ergebnissen.

In diesem Fall ergibt sich für die Halbwertsbreiten:

	0,2 mm	0,3 mm	
grüner Laser	: (0,068 ± 0,001) mm	(0,065 ± 0,001) mm	(6.28)
roter Laser	: (0,043 ± 0,001) mm	(0,045 ± 0,001) mm	

Die Halbwertsbreiten liegen nicht direkt bei den experimentell ermittelten Werten. Die beobachteten kleinen Abweichungen lassen sich auf Annahmen und Näherungen in dieser Simulation zurückführen.

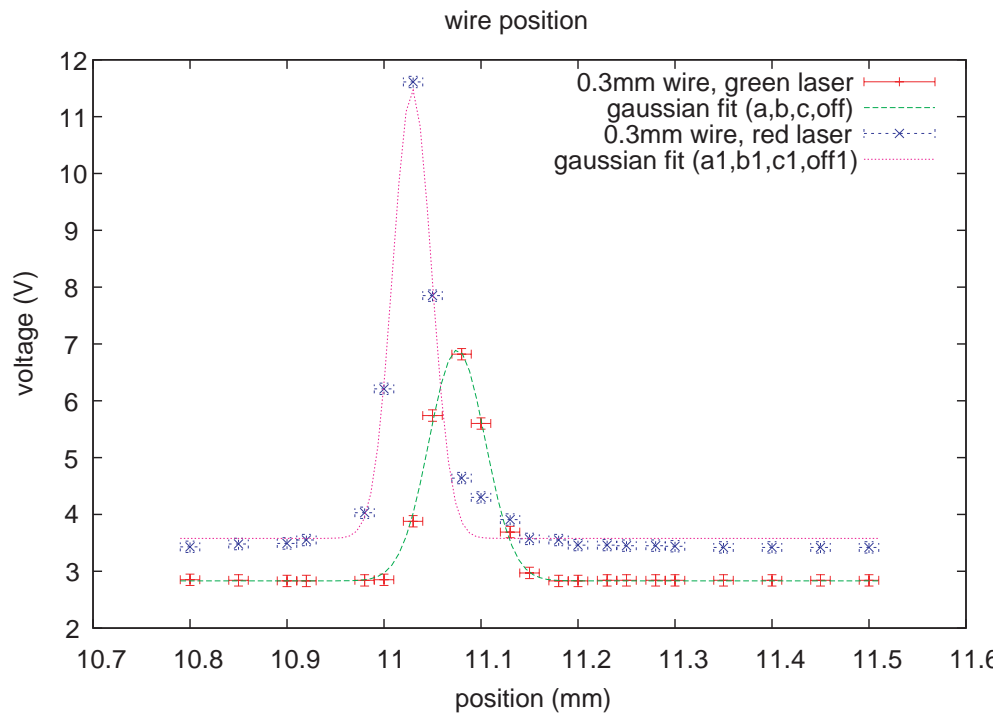


Abb. 6.28: Reflexionsmessung beim $\varnothing = 0,3$ mm Draht. Bewegt man den Sensor in x-Richtung über den Draht so ergeben sich für die beiden Laser/Detektor Paare gaußverteilte Intensitätskurven des reflektierten Laserlichtes.

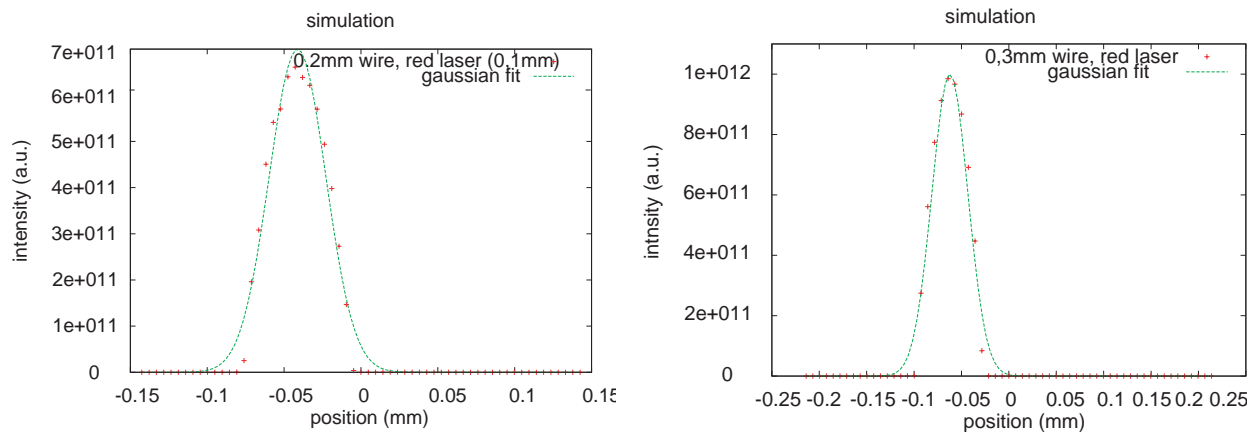


Abb. 6.29: Simulation des Lasersensors nach dem Huygenschen Prinzip mit Interferenz für den roten Laser. Im linken Bild ist die Simulation des roten Lasers für den $\varnothing = 0,2$ mm Draht und im rechten Bild für den $\varnothing = 0,3$ mm Draht zu sehen.

Um den Einfluss von Interferenzeffekten auf die Breiten der gemessenen Intensitätsverteilungen zu untersuchen, werden zusätzliche Simulationen ohne Berücksichtigung der Interferenz durchgeführt. Dazu werden die vom Draht reflektierten Kugelwellen nicht überlagert, sondern lediglich am Detektor als ankommendes Signal gezählt. In diesem Fall ergeben sich die

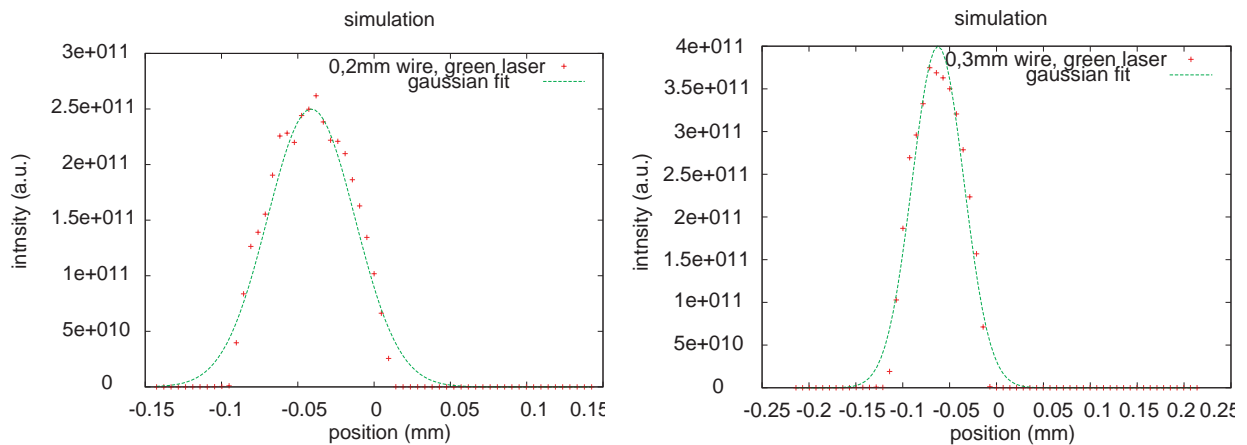


Abb. 6.30: Simulation des Lasersensors nach dem Huygenschen Prinzip mit Interferenz für den grünen Laser. Im linken Bild ist die Simulation des grünen Lasers für den $\varnothing = 0,2$ mm Draht und im rechten Bild für den $\varnothing = 0,3$ mm Draht zu sehen.

in Abbildung 6.31 und 6.32 gezeigten Intensitätsverteilungen.

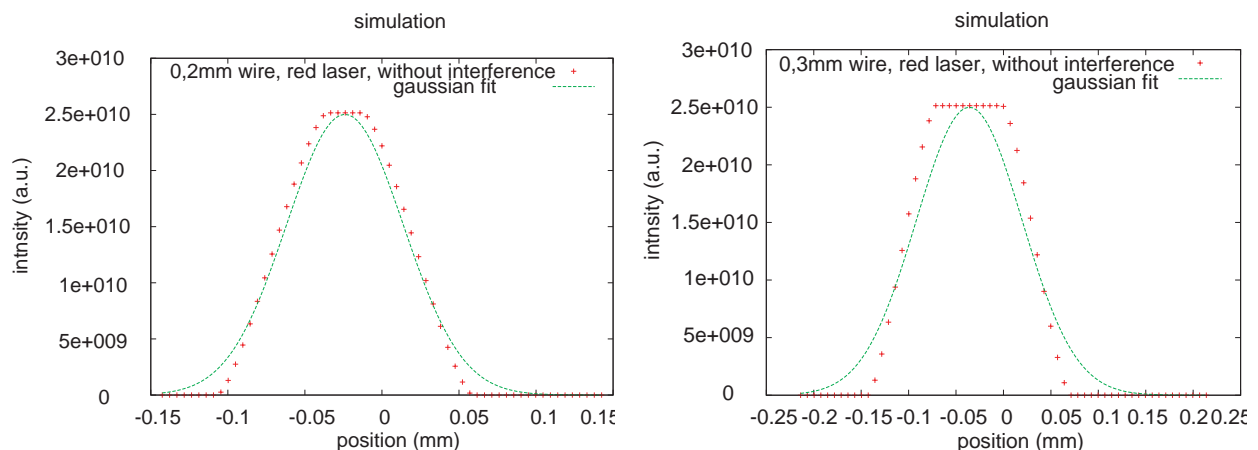


Abb. 6.31: Simulation des Lasersensors nach dem Huygenschen Prinzip ohne Interferenz für den roten Laser. Im linken Bild ist die Simulation des roten Lasers für den $\varnothing = 0,2$ mm Draht und im rechten Bild für den $\varnothing = 0,3$ mm Draht zu sehen.

Nach Anpassung der Gaußkurven lassen sich auch in diesem Fall die Halbwertsbreiten der Verteilungen angeben. Es ergibt sich:

	0,2 mm	0,3 mm	
grüner Laser	: (0,085 ± 0,001) mm	(0,112 ± 0,002) mm	(6.29)
roter Laser	: (0,075 ± 0,001) mm	(0,108 ± 0,003) mm	

Es wird deutlich, dass die im Experiment beobachteten scharfen Reflexionsmaxima nur unter Berücksichtigung der auftretenden Interferenz erklärt werden können. Die experimentell bestimmten Halbwertsbreiten lassen sich neben der oben beschriebenen Simulation auch dann

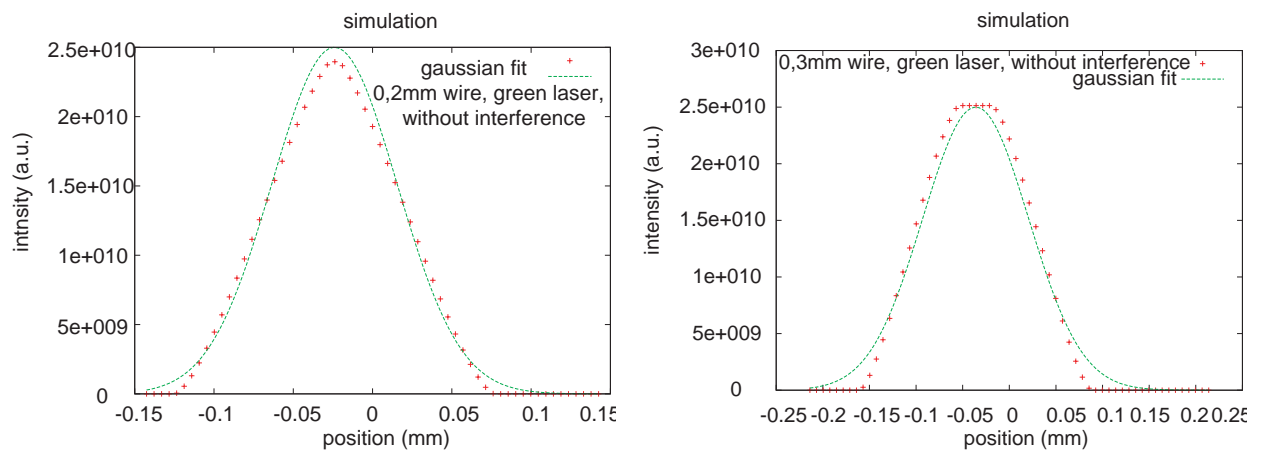


Abb. 6.32: Simulation des Lasersensors nach dem Huygenschen Prinzip ohne Interferenz für den grünen Laser. Im linken Bild ist die Simulation des grünen Lasers für den $\varnothing = 0,2$ mm Draht und im rechten Bild für den $\varnothing = 0,3$ mm Draht zu sehen.

reproduzieren, wenn man eine Simulationsrechnung basierend auf dem einfachen Reflexionsgesetz (Einfallswinkel = Ausfallswinkel) durchführt. Beugungseffekte spielen daher bei den beobachteten Reflexionskurven nur eine untergeordnete Rolle.

7. ZUSAMMENFASSUNG

Das sich zur Zeit in Karlsruhe im Aufbau befindliche KATRIN Experiment (**K**ARlsruher **T**RItium **N**eutrino Experiment) beruht auf dem Prinzip des MAC-E-Filters. Durch die Vermessung des Endpunktes des Energiespektrums des Tritium- β -Zerfall soll die Masse des Elektronantineutrinos bestimmt werden.

Durch kosmische Myonen oder radioaktive Zerfälle im Material des Spektrometers können Sekundärelektronen aus der Tankwandwand des KATRIN Hauptspektrometers ausgelöst werden und den Untergrund der Messung erhöhen. Zur Abschirmung dieser Elektronen wird der Spektrometertank mit einer zweilagigen, modularen Drahtelektrode ausgekleidet. 240 Module aus je 2 Kämmen, 4 C-Profilen und insgesamt 42 km Draht werden dazu benötigt. An die zu verwendenden Materialien sowie an die Fertigungsgenauigkeit werden sehr hohe Ansprüche gestellt.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden verschiedene Messungen zur Charakterisierung der Materialien durchgeführt. Außerdem wurde ein Lasersensor zur Qualitätskontrolle bei der Massenproduktion der Module entwickelt und getestet.

Um UHV-Tauglichkeit der Bauteile zu gewährleisten, wurde in Münster eine spezielle Reinigungsanlage entwickelt. Anhand der Ausgasrate der gereinigten Teile kann eine Aussage über die Effektivität der Reinigung und der verwendeten Reinigungsmittel gemacht werden. Vier zuvor elektropolierte Konusmodulkämme wurden mit Almeco und Wasser gereinigt und anschließend in einem UHV-Ofen ausgeheizt. Das Ergebnis der Druckanstiegsmessung der vier Testkämme nach einer Ausheizdauer von etwa 24 Stunden beläuft sich auf:

$$q_{\text{Kämme}} = (1,69 \pm 0,31_{\text{fit}} \pm 0,17_{\text{sys}}) \cdot 10^{-12} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}.$$

Nach der KATRIN Spezifikation sollte die Ausgasrate einen Wert von $10^{-12} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}$ nicht überschreiten.

Zur Auswertung der Messungen wurde eine Anpassungsfunktion mit einem linearen Term, welcher die verbleibende Leckrate der Apparatur beschreibt, angewendet, die den Verlauf der Messpunkte gut widerspiegelt. Nutzt man im Vergleich dazu die für die Auswertung von Druckanstiegsmessungen im KATRIN Dokument 30-ME-5002-0 [Bor04] beschriebene Auswertungsmethode, so ergibt sich eine Ausgasrate von:

$$q_{\text{Kämme}} = (0,87 \pm 0,02_{\text{fit}} \pm 0,09_{\text{sys}}) \cdot 10^{-12} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}.$$

Dieser Wert ist mit der KATRIN Spezifikation vereinbar. Es ist jedoch zu bemerken, dass der Verlauf der Messwerte durch diese Anpassungsfunktion nicht exakt wiedergegeben wird.

Die in den Elektrodenmodulen verbauten 42 km Edelstahldraht stellen den wichtigsten Teil der Elektrode dar. Es wurden verschiedene Tests durchgeführt, um den für diese Anwendung besten Draht zu finden. Zum Vergleich standen der 1.4404 ölschlussgezogene Edelstahldraht der Firma Vogelsang in den Stärken 0,2 mm und 0,3 mm und der 1.4439 ölschlussgezogene Edelstahldraht der Firma Trakus in der Stärke 0,2 mm. Es wurden Untersuchungen zur Oberflächenbeschaffenheit, Radioaktivität, relativer Permeabilität, Elastizität und zum thermischen Verhalten durchgeführt.

Die Untersuchung des Trakusdrahtes unter dem Mikroskop ergab eine sehr glatte Oberfläche, während der Draht von Vogelsang leichte Riefen und Krater aufwies.

Die Messungen der Radioaktivität der Drahtspulen, die mit einem Germaniumdetektor durchgeführt wurden, führten lediglich zu Aktivitätsobergrenzen der einzelnen Materialien. Zählratenerhöhungen bei den kritischen Elementen $^{137}_{55}\text{Cs}$ und $^{60}_{27}\text{Co}$ wurden nicht beobachtet. Folgende Obergrenzen konnten für die Aktivität ermittelt werden:

	Voglesang(0, 2mm)	Voglesang(0, 3mm)	Trakus(0, 2mm)
$A(^{137}_{55}\text{Cs}_{662\text{keV}})$	0,030 $\frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$	0,016 $\frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$	0,121 $\frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$
$A(^{60}_{27}\text{Co}_{1173\text{keV}})$	0,036 $\frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$	0,060 $\frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$	0,131 $\frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$
$A(^{60}_{27}\text{Co}_{1332\text{keV}})$	0,103 $\frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$	0,019 $\frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$	0,135 $\frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$

Die in der KATRIN Spezifikation festgelegte Obergrenze für das Spektrometermaterial liegt bei 0,4 Bq/kg für $^{137}_{55}\text{Cs}$ und 2 Bq/kg für $^{60}_{27}\text{Co}$. Alle ermittelten Werte liegen unterhalb der geforderten Grenze.

Der Vergleich der elastischen Bereiche der Drähte, die mit Hilfe eines Kraftmessers und eines speziellen Ausleseprogramms ermittelt wurden, ergibt:

Vogelsang	:	0,2 mm	:	$\sigma < 13\text{N}$	0,3 mm	:	$\sigma < 28\text{N}$
Trakus	:	0,2 mm	:	$\sigma < 18\text{N}$			

Der Trakusdraht zeigt auch hier ein etwas besseres Ergebnis. Bis zu einer Kraft von 18 N ist dieser belastbar ohne dass die Verformung irreversibel wird. Der 0,2 mm Vogelsangdraht weist lediglich einen Bereich von bis zu 13 N auf.

Auch wenn der Trakusdraht im Rahmen der Oberflächenbeschaffenheit und der Elastizität die besseren Eigenschaften aufweist, so führte die Untersuchung des thermischen Verhaltens der Drähte letztendlich zu der Entscheidung für die Vogelsangdrähte. Die Versuche mit getemperten Drähten der Firma Vogelsang zeigten, dass auch nach mehrmaligem Ausheizen des bespannten Testmoduls keine signifikanten Änderungen der Drahtspannung auftraten. Auch der Abrisspunkt bleibt durch das Ausheizen unbeeinflusst. Das Trakusmaterial weist zwar ebenfalls nach dem Tempern keine weitere Erhöhung der Spannkraft nach dem Ausheizen auf, die Abrisspunkte ändern sich jedoch unkontrollierbar. Desweiteren wird dieses

Material durch das Ausheizen spröde.

Eine solche Eigenschaft ist für die Verwendung in den Drahtelektrodenmodulen nicht tragbar, so dass die Wahl auf das Material der Firma Vogelsang gefallen ist.

Da die Positionierung der Drähte in den Modulen auf $\pm 0,2$ mm genau sein muss, ist eine Qualitätskontrolle während der Produktion unumgänglich. Zur Überprüfung der Positioniergenauigkeit und der Spannung der Drähte auf den Elektrodenmodulen wird ein spezieller berührungsfreier Sensor benötigt. Da der getestete kommerzielle Sensor die benötigte Genauigkeit in der Positionsbestimmung nicht erbracht hat, wurde ein an die Bedürfnisse der Elektrodenproduktion angepasster Lasersensor konstruiert. Der entwickelte Sensor ist in der Lage bei einem Arbeitsabstand von mehr als 10 cm die Position der Drähte eines Moduls, sowie dessen Spannung mit hoher Präzision zu vermessen. Der Sensor besteht aus 2 Laserpointern, verschiedenen Linsen und 2 Photodektoren und kann die Position des Drahtes in zwei Richtungen mit einer Genauigkeit von:

x-Richtung: $\sigma = 0,014$ mm

y-Richtung: $\sigma = 0,016$ mm

bestimmen.

Um die Drahtspannung zu bestimmen wird einer der Laser auf den zu vermessenden Draht fokussiert und der Draht manuell zu Schwingungen angeregt. Über dem am Ausgang anliegenden Spannungsverlauf kann dann die Drahtspannung ermittelt werden. In einer Testmessung wurde gezeigt, dass mit dem beschriebenen Verfahren eine genaue Spannungsmessung vorgenommen werden kann. Für den Einsatz in der Elektrodenproduktion werden die Messvorgänge mit dem Lasersensor im Rahmen der Doktorarbeit von M. Prall [Pra09] automatisiert.

Die mit dem Lasersensor gemessenen Reflexionskurven konnten in einer Simulationsrechnung unter Berücksichtigung von Wellen- oder Strahlenoptik reproduziert werden. Beugungerscheinungen spielen beim Durchmesser der verwandten Drähte keine signifikante Rolle.

ANHANG

A. DATENBLATT DES SITRON LICHTTASTERS

In der Abbildung ist ein Ausschnitt aus dem Datenblatt zu dem kommerziellen Lasersensoren zu finden.

Technische Daten	SLRT 32-120-AU 0-7-T4
Lichtart	Laser, 670 nm; gepulst
Laserleistungsnachregelung	integriert, dadurch weitestgehend unabhängig von der Objekthelligkeit
Arbeitsabstand	optimal: typ. 60 mm
Laserleistungseinstellung	
Laserspotgröße	im Fokus: typ. < 0,2 mm; beim Sensorlichtaustritt: typ. < 2mm
Laserfokusabstand	120 mm
Auflösung	typ. 0,06 V entspricht 300 µm im optim. Arbeitsabstand
Min. erkennbares Objekt	typ. 100 µm im optimalen Arbeitsabstand
Schaltfrequenz	
Ansprech- / Abfallzeit	
Betriebsspannungsbereich	+10 ... +32 VDC; verpol- / überlastsicher
Eigenstromaufnahme	ca. 50 mA
Betriebsspannungsanzeige	grüne LED
Ausgangsfunktion	analog ca. 0 V ... 7V
Ausgangsstrom	
Schaltzustandsanzeige	
Fremdlichtsicherheit	5 kLux
Schutzart	IP 67
Anschluss	Metallstecker: M8x1; 4-polig
Gehäuse	Kunststoff, dunkelgrau
Betriebsumgebungstemperatur	-20°C ... +55°C
Lagertemperatur	-20°C ... +85°C
Spezifikationen	IEC-801; CE

Abb. A.1: Datenblatt der Sitron Laser Reflexions-Lichttaster.

B. CAD-MODELLE DER SENSORBAUTEILE

Die Bauteile des Lasersensors wurden mit dem Programm Autodesk Inventor entworfen. Abbildung B.1 zeigt das Rohr, mit dem die Laserpointer sowie die Linsen zur Fokussierung des Lichtes auf den Draht befestigt werden. Die Laser werden mit Hilfe einer Gummimanschette und drei kleinen Schraubchen in der Halterung befestigt. Die Schrauben ermöglichen eine leichte Justage des Lasers. Die Linsen werden direkt vor dem Laser in die Aushöhlung hineingepresst. Abbildung B.2 zeigt die Linsen mit den Brennweiten $f = 20$ mm und $f = 150$ mm.

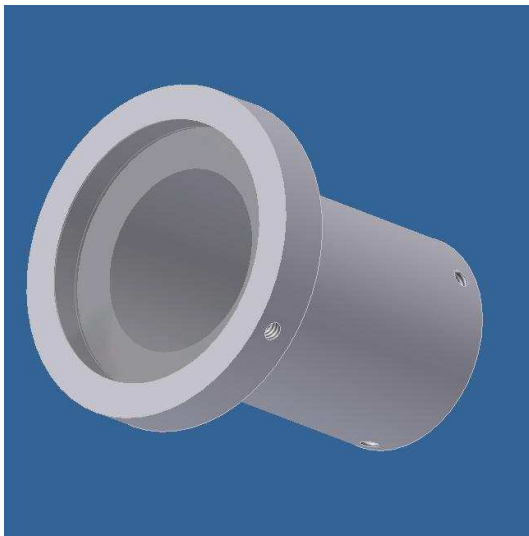


Abb. B.1: Laserhalterung. Zur Befestigung der Laserpointer und der Fokussierungslinse wurde dieses spezielle Röhrrchen entwickelt.

Mit Hilfe des Bauteils aus Abbildung B.3 ist es möglich, die Dioden lichtdicht zusammen mit den Linsen und den Filtern zu befestigen. Die Diode wird mit Hilfe des Deckels aus Abbildung B.4 am Ende des Röhrrchens mit drei kleinen Schrauben befestigt. Der Rot- bzw. Grünfilter wird mit Heißkleber direkt vor die Diode geklebt. Um den korrekten Abstand zwischen den Linsen zu gewährleisten werden die Abstandshalter aus Abbildung B.5 in das Gehäuse geschraubt. Diese dienen ebenfalls zur Halterung der Linsen.

Der Steg, auf dem die Laser- und Detektorhalterungen befestigt werden können, ist in Abbildung B.6) zu sehen. Mit Hilfe von Einkerbungen auf dem Steg lassen sich diese exakt fixieren.

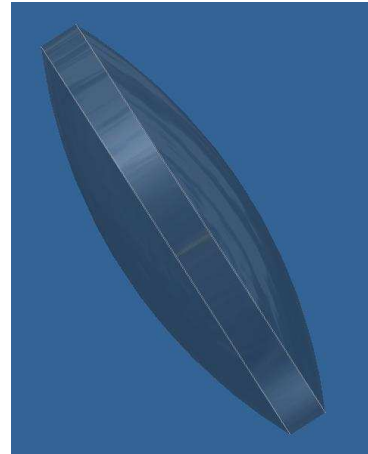
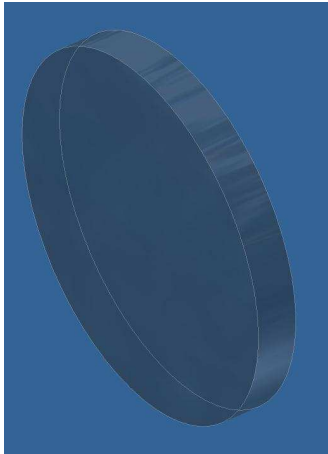


Abb. B.2: **Linsen.** Die abgebildeten Linsen haben eine Brennweite von $f_1 = 150$ mm und $f_2 = 20$ mm und dienen zur Kollimation bzw. Parallelisierung der Lichtstrahlen.

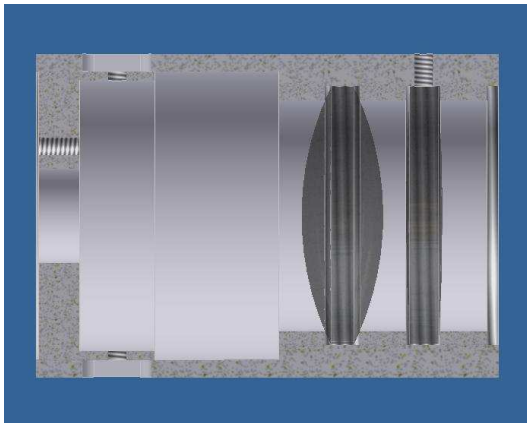


Abb. B.3: **Detektorgehäuse.** Zur Aufnahme der Filter und Linsen und zur Abschirmung des Lichtes aus der Umgebung dient dieses Röhrchen. Zur Halterung der Linsen, Filter und Dioden werden noch weitere Teile (siehe Abbildungen B.4 und B.5 benötigt).

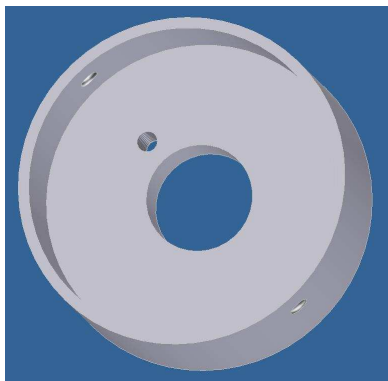


Abb. B.4: **Diodenhalter.** Um die Dioden in der Mitte des Röhrchens zu befestigen, dient dieser Deckel des Röhrchens, der mit 3 Schrauben am Gehäuse befestigt wird.

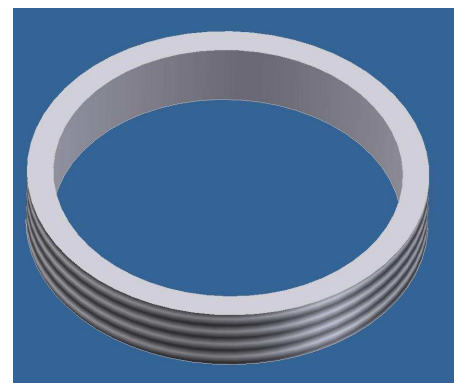


Abb. B.5: **Linsenhalter.** Um den Abstand zwischen den einzelnen Linsen im Rohr zu gewährleisten, dienen diese mit einem Außengewinde konstruierten Ringe.

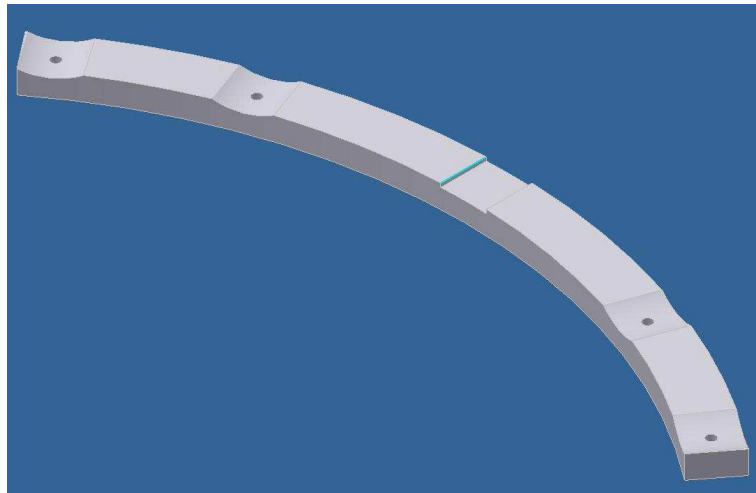


Abb. B.6: **Sensorhalter.** Dieser Halter dient zur Befestigung der oben aufgezeigten Bauteile. Durch die Einkerbungen ist eine exakte Positionierung möglich.

C. EICHMESSUNGEN ZUR POSITIONSBESTIMMUNG MIT DEM LASERSENSOR

In diesem Kapitel werden die Eichungen zur Positionsbestimmung präsentiert. Mit Hilfe des ersten Graphen lässt sich die y-Position der Drähte nach einmaliger Kalibrierung ermitteln. Mit den anderen beiden Graphen ist es möglich den Winkel der beiden Laserstrahlen zueinander zu bestimmen.

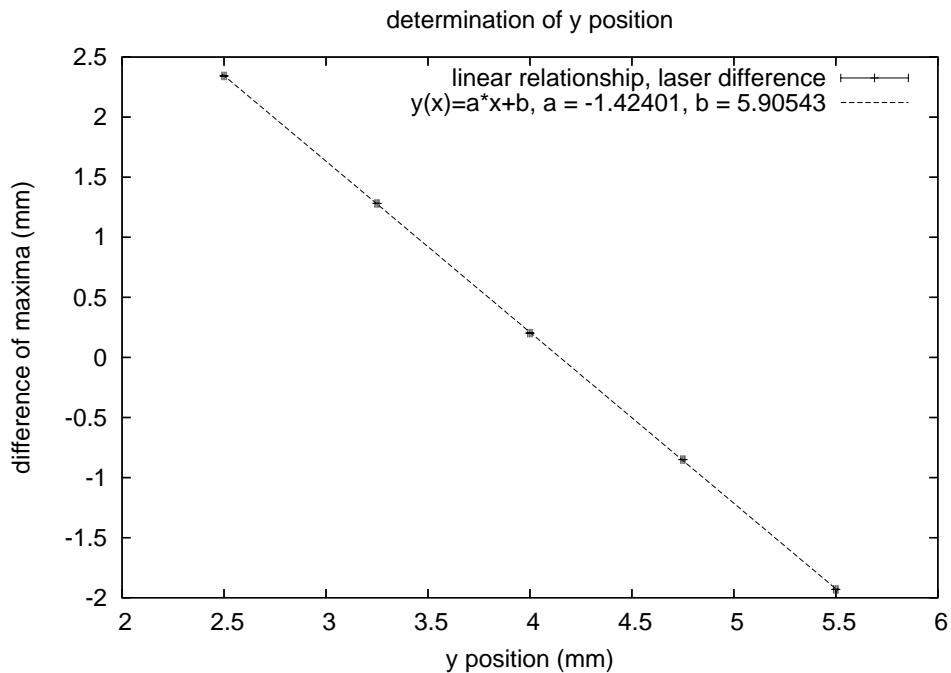


Abb. C.1: **Eichmessung zur Bestimmung der y-Position.** Bewegt man den Sensor in verschiedenen Höhen (y-Position) über einen Draht und notiert die Differenz der beiden Gaußmaxima in Abhängigkeit der Höhe, so lässt sich die y-Position der anderen Drähte anhand der bei ihnen ermittelten Peakdifferenzen bestimmen.

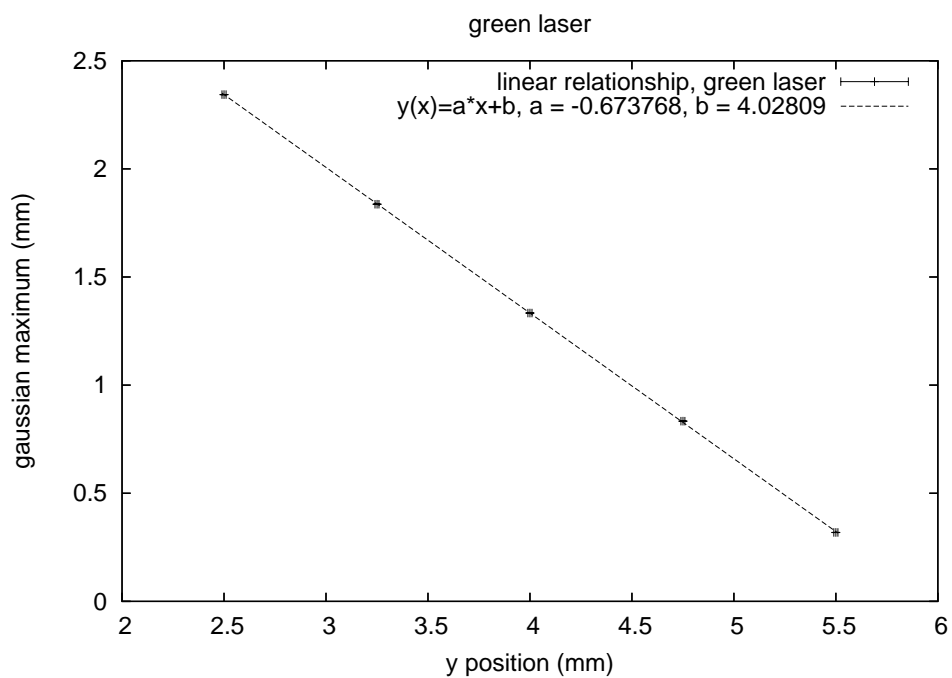


Abb. C.2: Eichmessung zur Bestimmung des Winkels des grünen Lasers. Wie in Kapitel 6.4.1 beschrieben, lässt sich mit Hilfe dieser Messung der Winkel β aus Abbildung 6.12 bestimmen.

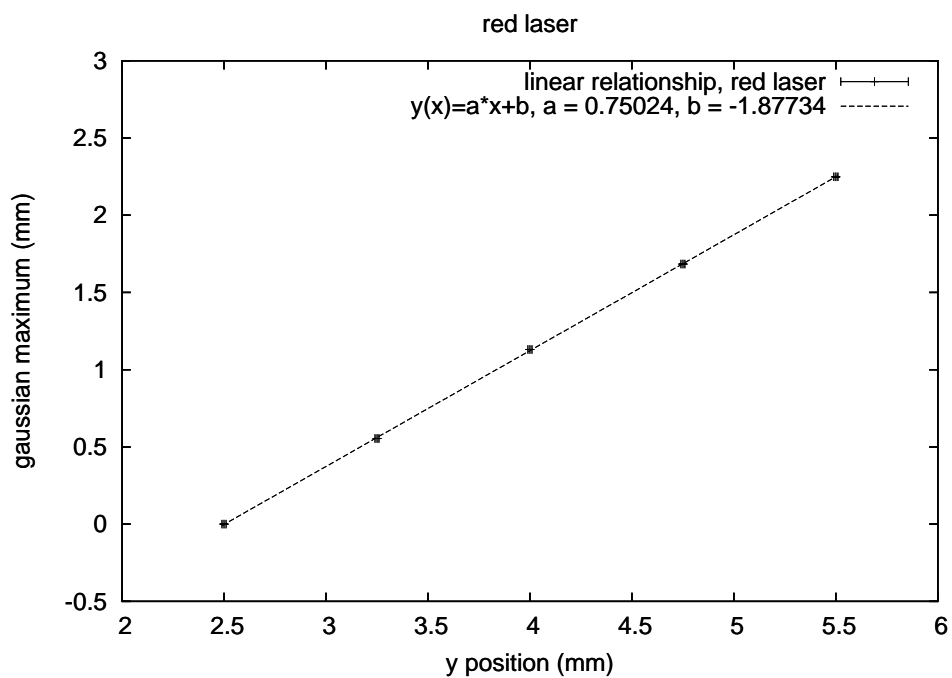


Abb. C.3: Eichmessung zur Bestimmung des Winkels des roten Lasers. Wie in Kapitel 6.4.1 beschrieben, lässt sich mit Hilfe dieser Messung der Winkel α aus Abbildung 6.12 bestimmen.

D. QUELLCODE DER EINZELSPALTSIMULATION

Im Folgenden wird der Quellcode der Simulation zur Beugung am Einzelspalt aufgeführt.

```
// Lasersimulation.cpp:

// #include "stdafx.h"
#include <stdio.h>
#include <iostream>
#include <stdlib.h>
#include <time.h>
#include <math.h>
#include <fstream>
#include <cmath>

#define I_RASTERUNG_DET 101 // Rasterung
Detektorfläche in ganzer Zahl #define I_RASTERUNG_SPALT 101
// Rasterung Spaltfläche in ganzer Zahl #define LAMBDA 0.0000630
// Wellenlänge des verwendeten Lasers in cm

    using namespace std;

    double wait=0;
    double spaltgroesse=0.002;
    double yb=0.0;
    double xb=0.0;
    double yc=4000;
    double xc=0;
    double d=0.0;
    double d0=0.0;
    double laenge_detektor=1000;
    double amplitude_re=0.0;
    double amplitude_im=0.0;
    double intensitaet[I_RASTERUNG_DET];
    double intensitaet_max;
    double theta, phi, intensitaet_theo[I_RASTERUNG_DET];

int main (void) {
// Überlagert Gangunterschiede und gibt Beugungsmuster an
```

```

int i,j;
ofstream file;
file.open ("test.txt", ios::out);
intensitaet_max=0.0;
for ( i=0; i<I_RASTERUNG_DET;i++){
  xc=((double) i)/(I_RASTERUNG_DET-1)*laenge_detektor-laenge_detektor/2;
  amplitude_re=0.0;
  amplitude_im=0.0;
  d0=sqrt( yc*yc + xc*xc );
  for ( j=0; j<I_RASTERUNG_SPALT;j++){
    xb(((double) j)/(I_RASTERUNG_SPALT-1)*spaltgroesse-spaltgroesse/2);
    yb =0.0;
    d=sqrt( (yc-yb)*(yc-yb) + (xc-xb)*(xc-xb) );
    cout << xc << "  j" <<j << "  d " << d-4031.0 << "  d0 " << d0-4031.0
    << " " << (d-d0)/LAMBDA << "  ampl " << amplitude_re << "  ampl "
    << amplitude_im << endl;
    amplitude_re+=cos(2.0*M_PI * (d-d0)/LAMBDA);
    amplitude_im+=sin(2.0*M_PI * (d-d0)/LAMBDA);
  }

  //cout << d << endl;
  intensitaet[i] = (amplitude_re*amplitude_re)+(amplitude_im*amplitude_im);
  if (intensitaet_max<intensitaet[i]) intensitaet_max=intensitaet[i];
  // theory
  theta = atan(xc/yc);
  phi = 2.0*M_PI/LAMBDA*spaltgroesse*sin(theta);
  intensitaet_theo[i] = sin(phi/2.0)*sin(phi/2.0)/(0.25*phi*phi);

  cout << "i " << i << "  xdet " << xc << "  d " << d << endl;
}
for ( i=0; i<I_RASTERUNG_DET;i++){
  file << i << " " << intensitaet[i]/intensitaet_max << " "
  << intensitaet_theo[i] <<endl;
}
file.close ();
cout << "fertig" << endl;
// cin >> wait;
return 0;
}

```


E. QUELLCODE DER LASERREFLEXSIMULATION

Im Folgenden wird der Quellcode der Simulation des Funktionsprinzips des Lasersensors aufgeführt.

```
// Lasersimulation.cpp:

// #include "stdafx.h"
#include <stdio.h>
#include <iostream>
#include <stdlib.h>
#include <time.h>
#include <math.h>
#include <fstream>
#include <cmath>
#define D_DRAHT 0.03 //
Drahtdurchmesser in cm #define D_LASER 0.005
// Durchmesser Laserstrahl in cm #define I_RASTERUNG_DRAHT 30
// Rasterung der halben Drahtverschiebung in ganzer Zahl #define
I_RASTERUNG_LASER 2000 // Rasterung Spaltfläche
in ganzer Zahl #define LAMBDA 0.0000630 //
Wellenlänge des verwendeten Lasers in cm #define X_DET 20.0
#define Z_DET 6.9

using namespace std;

double wait=0;
double x_laser;
double y_laser;
double x_det;
double z_det;
double x_draht_cen=0;
double x_draht;
double z_draht;
double d0=sqrt( x_det*x_det + z_det*z_det );
double amplitude_re=0.0;
double amplitude_im=0.0;
```

```

int main (void) {
// Überlagert Gangunterschiede und gibt Beugungsmuster an
  ofstream file;
  file.open ("Drahtbeugung_d003_l0005_rot.txt", ios::out);
  int i,j,k;
  double d, Delta_z;
  double r_draht=D_DRAHT/2.0;
  double r_laser=D_LASER/2.0;
  double alpha = atan(X_DET/Z_DET);
  double steigung = tan(alpha/2.0);
  cout << "steigung " << steigung << endl;
  for (k=-I_RASTERUNG_DRAHT;k<=I_RASTERUNG_DRAHT;k++){
    x_draht_cen = D_DRAHT * k/((double) I_RASTERUNG_DRAHT);
    x_det = X_DET;
    z_det = Z_DET - x_draht_cen * steigung;
    cout <<"x_draht_cen " << x_draht_cen << "  z_det " << z_det << endl;
    amplitude_re=0.0;
    amplitude_im=0.0;
    double count = 0;
    for (i=-I_RASTERUNG_LASER;i<=I_RASTERUNG_LASER;i++){
      x_laser = i*r_laser/I_RASTERUNG_LASER;
      for (j=-I_RASTERUNG_LASER;j<=I_RASTERUNG_LASER;j++){
        y_laser = j*r_laser/I_RASTERUNG_LASER;
        if ( (x_laser*x_laser+y_laser*y_laser) <= (r_laser*r_laser) ){
          x_draht = x_laser-x_draht_cen;
          if ( abs(x_draht) <r_draht ) {
            z_draht = sqrt(r_draht*r_draht - x_draht*x_draht);
            d = r_draht-z_draht + sqrt( (x_laser-x_det)*(x_laser-x_det) +
              +(z_draht-z_det)*(z_draht-z_det) + y_laser*y_laser )-d0;
            if (x_draht<0){
              Delta_z = x_draht *(x_laser-x_det) / z_draht;
              if ( (z_draht+Delta_z) < z_det ) {
                amplitude_re+=cos(2.0*M_PI * d/LAMBDA);
                amplitude_im+=sin(2.0*M_PI * d/LAMBDA);
                count +=1.0;
              } else {
                //          cout << "Reflexion bei x "<<x_draht_cen
                //          << "  x_laser "<<x_laser << "  diff "
                //          <<x_laser-x_draht_cen <<"  tan(alpha) "
                //          <<-x_draht/z_draht <<endl;
                // do nothing;
              }
            } else {
              amplitude_re+=cos(2.0*M_PI * d/LAMBDA);
              amplitude_im+=sin(2.0*M_PI * d/LAMBDA);
              count+=1.0;
            }
          }
        }
      }
    }
  }
}

```

```
        }
    } else {
        // do nothing;
    }
    } else {
        // do nothing;
    };
}
}
double intensitaet= amplitude_re*amplitude_re + amplitude_im*amplitude_im;
file << x_draht_cen*10.0*sqrt(1.0*steigung*steigung) << " " << intensitaet
    << " " << count*I_RASTERUNG_LASER << endl;
cout <<"x_draht_cen " << x_draht_cen << " count " << count
    << " intensitaet " << intensitaet << endl;
}
file.close ();
cout << "fertig" << endl;
return 0;
}
```

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

2.1	Beiträge zur Energiedichte Ω des Universums [Wei06].	10
2.2	Energiespektrum beim Betazerfall.	12
2.3	Der experimentelle Aufbau zum Nachweis des Neutrinos.	14
2.4	Aufbau des Standardmodells.	15
2.5	Ergebnisse des Super-Kamiokande Oszillationsexperiments.	18
2.6	Ergebnisse des SNO Experiments [Ahm02].	19
2.7	Der Doppel-Beta-Zerfall.	20
2.8	Der Doppel-Beta-Zerfall [Schmi97].	21
2.9	Energiespektrum des Doppel-Beta-Zerfalls.	22
2.10	Der Tritiumzerfall [Kat06].	23
3.1	Energiespektrum des Elektrons beim Tritium-Beta-Zerfall [Kat04].	27
3.2	Neutrinomassensensitivität [Kat04].	28
3.3	Funktionsprinzip eines MAC-E-Filters [Kat04].	30
3.4	Transmissionsfunktion des KATRIN Experiments.	33
3.5	Schematischer Aufbau des KATRIN Experiment [Kat04].	34
3.6	Fensterlose gasförmige Tritiumquelle des KATRIN Experiments [Hab06].	34
3.7	Transportstrecke des KATRIN Experiments [Eic05].	35
3.8	Das Vorspektrometer [Kat04].	36
3.9	Der Detektor des KATRIN Hauptspektrometers [Ste07].	36
3.10	Das Hauptspektrometer.	37
3.11	Die Drahtelektrode des KATRIN Experiments.	39
3.12	Die Drahtelektrodenmodule.	40
4.1	Der UHV-Ofen.	42
4.2	Die Heizungssteuerung des Ofens.	42
4.3	Vollautomatische Ultraschall Reinigungsanlage.	43
4.4	Druckanstieg in einem Behälter nach Abschalten der Pumpen.	45
4.5	Ausgasratenmessung des leeren Ofens.	46
4.6	Ausgasratenmessung der Konusmodulkämme.	47
4.7	Temperaturabhängigkeit der Ausgasrate.	49
4.8	Ausgasratenmessung der Konusmodulkämme ohne Rahmengestell.	50
4.9	Ausgasratenmessung der Konusmodulkämme mit höherer Ausheizdauer.	51
4.10	Ausgasratenmessung des leeren Ofens.	53
4.11	Ausgasratenmessung der mit Almeco gereinigten Kämme.	54
4.12	Aufbau eines Quadrupol-Massenspektrometers [Bri].	55

4.13	Massenspektrum vor dem Ausheizen.	56
4.14	Massenspektrum nach dem Ausheizen.	57
5.1	Das Lichtmikroskop.	60
5.2	Vogelsangdrahtspulen.	60
5.3	Drahtoberfläche des 1.4404 Vogelsang Edelstahl drahtes [Geb07].	61
5.4	Drahtoberfläche des 1.4439 Trakus Edelstahl drahtes.	61
5.5	Der GeLi-Detektor.	63
5.6	Radioaktivitätsspektrum des Trakusdrahtes.	64
5.7	Differenz der Radioaktivitätsspektren.	64
5.8	Messung mit Drahtspule um 662 keV.	65
5.9	Messung mit Drahtspule um 1173 keV.	65
5.10	Messung mit Drahtspule um 1332 keV.	66
5.11	Wägezelle und regelbarer Widerstand zur Aufnahme der Abreißkurven.	69
5.12	Abreißkurve des Trakusdrahtes.	70
5.13	Elastizität des Trakusdrahtes.	71
5.14	Elastizität des Trakusdrahtes.	71
5.15	Testrahmen und UHV-Ofen.	72
5.16	Thermisches Verhalten der 0,2 mm Vogelsangdrähte.	72
5.17	Thermisches Verhalten der 0,3 mm Vogelsangdrähte.	73
5.18	Thermisches Verhalten der 0,2 mm Vogelsangdrähte.	74
5.19	Thermisches Verhalten der 0,3 mm Vogelsangdrähte.	75
5.20	Thermisches Verhalten der 0,2 mm Trakusdrähte.	75
5.21	Vergleich der Abrisspunkte eines zuvor getemperten und ungetemperten 0.3 mm Vogelsangdrahtes.	76
5.22	Vergleich der Abrisspunkte der verschiedenen 0,2 mm Drähte.	77
6.1	Optischer Sensor.	80
6.2	Funktionsweise des optischen Sensors.	80
6.3	Das Funktionsprinzip eines Laser Reflexions-Lichttaster.	82
6.4	Bestimmung der Drahtposition mit dem Sitron Laser Reflexiions-Lichttaster.	82
6.5	Skizze und Umsetzung des ersten Testaufbaus des selbstentwickelten Lasersensors.	83
6.6	Bestimmung der Drahtposition mit Hilfe des ersten Testaufbaus des Lasersensors.	84
6.7	Skizze und eigentlicher Aufbau des Lasersensor Prototypen.	85
6.8	Basic-Adjustable-Regulator-Schaltung.	86
6.9	Verstärkerschaltung für die Dioden.	87
6.10	Platinenlayout der Verstärkerschaltung.	87
6.11	Reflexion der Laserstrahlen am Draht.	88
6.12	Skizze zur Bestimmung der y-Position.	88
6.13	Skizze zur Bestimmung der x-Position.	89
6.14	Vermessung der Drahtposition.	90
6.15	Querschnittszeichnung und Aufbau des aktuellen Lasersensors.	93

6.16	Sensorgeometrie.	93
6.17	Positionsbestimmung eines 0,3 mm Drahtes.	95
6.18	Screenshot des Positionsbestimmungsprogramm.	96
6.19	Reproduzierbarkeit der Messwerte in x-Richtung.	97
6.20	Reproduzierbarkeit der Messwerte in y-Richtung.	97
6.21	Fouriertransformation der Schwingung.	98
6.22	Erste Spannungsmessung.	99
6.23	Skizze zur theoretischen Berechnung der Intensitätsverteilung.	100
6.24	Skizze zur Simulation des Einzelspaltbeugungsmuster.	101
6.25	Beugungsmuster eines Einzelspaltes.	101
6.26	Skizzen zur Simulation des Lasersensors.	102
6.27	Reflexionsmessung beim $\varnothing = 0,2$ mm Draht.	104
6.28	Reflexionsmessung beim $\varnothing = 0,3$ mm Draht.	105
6.29	Simulation des Lasersensors nach dem Huygenschen Prinzip mit Interferenz für den roten Laser.	105
6.30	Simulation des Lasersensors nach dem Huygenschen Prinzip mit Interferenz für den grünen Laser.	106
6.31	Simulation des Lasersensors nach dem Huygenschen Prinzip ohne Interferenz für den roten Laser.	106
6.32	Simulation des Lasersensors nach dem Huygenschen Prinzip ohne Interferenz für den grünen Laser.	107
A.1	Datenblatt der Sitron Laser Reflexions-Lichttaster.	112
B.1	Laserhalterung.	113
B.2	Linsen.	114
B.3	Detektorgehäuse.	114
B.4	Diodenhalter.	114
B.5	Linsenhalter.	114
B.6	Sensorhalter.	115
C.1	Eichmessung zur Bestimmung der y-Position.	116
C.2	Eichmessung zur Bestimmung des Winkels des grünen Lasers.	117
C.3	Eichmessung zur Bestimmung des Winkels des roten Lasers.	118

LITERATURVERZEICHNIS

- [Ahm02] Q. R. Ahmad et al. (SNO Collaboration), Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011301
- [Ahm03] S. N. Ahmed et al. (SNO Collaboration),
- [ALE06] ALEPH et al., Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance, arXiv:hep-ex/0509008
- [Alt03] G. Altarelli, K. Winter, Neutrino Mass, Springer, 2003
- [Ash04] Y. Ashie et al. (Super-Kamiokande Collaboration), hep-ex/0404034
- [Bon07] J. Bonn, persönliche Mitteilung von J. Bonn an Chr. Weinheimer, September 2007
- [Bor04] Interpretation of UHV Measurements, Katrin Doc. No.: 30-ME-5002-0 Lutz Bornschein, Joachim Wolf, 19.08.2004
- [Bor00] B. Bornschein, Doktorarbeit Physik, Universität Mainz 2000
- [Bra99] S. Brandt, Datenanalyse, Spektrum 1999
- [Bri] University of Bristol, <http://www.chm.bris.ac.uk/ms/theory/quad-massspec.html>
- [Bro01] Bronstein et al, Taschenbuch der Mathematik, Verlag Harri Dutsch, 2001
- [Dan62] G. Danby et al., Phys. Rev. Lett. **9** 1 (1962) 36
- [Dra02] BSCW, 2002, [http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d47120/Radioactive steel.pdf](http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d47120/Radioactive%20steel.pdf)
- [Eic05] <http://www-zeuthen.desy.de/astro-workshop/postersession/eichelhardt.pdf>
- [Ell27] C. D. Ellis and W. A. Wooster, Proc. Roy. Soc. **A117** (1927) 109
- [Ell87] S. R. Elliott, Phys. Rev. C 36, 2129 - 2131 (1987)
- [Fel98] Gary J. Feldman, Robert D. Cousins, Phys. Rev. D Volume 57 (1998)
- [Fer34] E. Fermi, Z. Phys. 88 (1934) 161 - 177
- [Gam05] Babak Alikhani, Marcus Tassler, Lars Zeidlewicz, WF-Praktikum, Gammaspektroskopie und Radioaktivitätsmessung mit einem Ge-Detektor, Oktober 2005
- [Gar57] R. L. Garwin et al., Phys. Rev. 105 (1957) 1415

-
- [Geb07] A. Gebel, Diplomarbeit Physik, März 2007
- [Goe35] M. Goeppert-Mayer: Phys. Rev. 48 (1935) 512
- [Gol58] M. Goldhaber et al., Phys. Rev. 109 (1958) 1015
- [Got05] H. Gottschlag, Diplomarbeit Physik, Institut für Kernphysik, Universität Münster, 2005
- [Gru00] C. Grupen, Astroteilchenphysik, Das Universum im Licht der kosmischen Strahlung, vieweg 2000
- [Hab06] Frank Eichelhardt and Florian Habermehl Seminar des Graduiertenkollegs Hochenergiephysik und Teilchenastrophysik, Uni Karlsruhe 2006
- [Han07] S. Hannestad, Vortrag zur indirekten Neutrinomassenbestimmung durch die Kosmologie, Münster 2007
- [HME04] <http://www.mpg.de/bilderBerichteDokumente/dokumentation/jahrbuch/2004/kernphysik/forschungsSchwerpunkt2/index.html>
- [Hug07] K. Hugenberg, Diplomarbeit Physik, 2007
- [Int04] Interpretation of UHV Measurements, Lutz Bornschein und Joachim Wolf, August 2004
- [Jac02] J. D. Jackson, Klassische Elektrodynamik, 3. Auflage, de Gruyter, 2002
- [Joh07] R. Jöhren, Diplomarbeit Physik, Institut für Kernphysik, Universität Münster, 2007
- [Kat04] KATRIN Design Report 2004
- [Kat06] <http://www-ik.fzk.de/katrin/overview/index.html>
- [Kra05] Ch. Kraus et al., Eur. Phys. J. C 40, 466 (2005)
- [Ley02] Leybold Vacuum, Grundlagen der Vakuumtechnik, Dr. Walter Umrath et al., Mai 2002
- [Lob03] V.M. Lobashev et al., Nucl. Phys. A 719, 157c (2003)
- [Mai07] Prof. Maier, Universität Bonn, Gespräch
- [Mai07] Prof. Maier, Universität Bonn, persönliche Mitteilung September 2007
- [May06] St. Mayer Instruments, Ferromaster Permeabilitätsmessgerät, Bedienungsanleitung April 2006
- [Max] <http://www.mpi-hd.mpg.de/nuastro/Educ/Sonnenneutrinos.pdf>
- [MKu92] T. Mayer-Kuckuk, Kernphysik, Teubner Studienbücher Physik 1992

-
- [Ost07] B. Ostrick, Doktorarbeit Physik, Universität Münster 2007
- [Pau30] Wolfgang Pauli, Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereins-Tagung zu Tübingen (datiert 4. Dez. 1930), wiedergegeben in: R. Kronig and V. Weisskopf (Eds.), Wolfgang Pauli, Collected Scientific Papers, Vol. 2, Interscience, New York (1964) 1316 - 1317
- [Pra09] M. Prall, Doktorarbeit Physik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2009
- [Rob88] R. G. H. Robertson and D. A. Knapp, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **38** (1988) 185
- [SK99] <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/ykphd/chap3-3.html>
- [Schmi97] N. Schmitz, Neutrinophysik, Teubner Studienbücher 1997
- [Spe03] Technical Specification of the Manufacturability Study for a very big Vacuum Vessel (The Main Spectrometer of the KATRIN Experiment), Forschungszentrum Karlsruhe, 2003
- [Rei59] R. Reines and C. L. Cowan, *Phys. Rev.* **113** (1959) 273
- [Ste07] <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/362395>, M. Steidl 2007
- [Tem07] K. Temming, Diplomarbeit Physik, Institut für Kernphysik, Universität Münster, Februar 2007
- [Tip94] P. A. Tipler, Physik, Spektrum 1994
- [Thu07] T. Thümmeler, Doktorarbeit Physik, Institut für Kernphysik, Universität Münster, 2007
- [Val04] K. Valerius, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Uni Bonn, 2004
- [Val05] K. Valerius, IX. KATRIN Collaboration Meeting, Karlsruhe, 26-28 September 2005
- [Val06] K. Valerius, private Mitteilung Herbst 2006
- [Wei06] Das Karlsruher Tritium Neutrino Experiment, Forschungsseminar: Neutrino- und Astroteilchenphysik, WWU Münster 12.05.06, Christian Weinheimer
- [Wut04] Wutz Handbuch Vakuumtechnik, Theorie und Praxis, Karl Jousten (Hrsg.), 2004
- [Wu57] C. S. Wu et al., *Phys. Rev.* **105** (1957) 1413

Danksagung

Als erstes möchte ich mich bei meiner Familie und ganz speziell meiner Mutter bedanken. Ohne eure Unterstützung wäre ich nie soweit gekommen. Ihr habt mein Studium finanziert und seid mir in schwierigen Situationen immer zur Seite gestanden.

Dann möchte ich mich bei meinen Freunden und vor allem Robert bedanken. Es war eine super Zeit mit euch. Übungszettel rechnen, Protokolle schreiben, für die Klausuren lernen, gemeinsam haben wir es geschafft. Durch die vielen Lern- und Videoabende hat sogar das Lernen für die Prüfungen Spaß gemacht.

Ein besonderer Dank gilt auch Herrn Prof. Dr. Christian Weinheimer. Er ermöglichte mir dieses interessante Thema zu bearbeiten und dadurch einen Einblick in viele weiterführende Themen zu bekommen. Die Teilnahme an verschiedenen Tagungen, wie zum Beispiel die DPG, war sehr lehrreich.

Ein großes Dankeschön möchte ich auch an Volker Hannen und Hans-Werner-Ortjohann richten. Ihr habt meine Arbeit betreut und mir in schwierigen Situationen weitergeholfen. Ich konnte viel von eurem Wissen lernen.

Vielen Dank auch an die ganze Arbeitsgruppe von Herrn Weinheimer. Bei Fragen konnte man sich immer an euch wenden und hat immer eine Lösung für seine Probleme bekommen. Speziellen Dank an Matthias, Raphael und Björn. Schließlich durfte ich 1 1/2 Jahre lang mit euch in einem Büro verbringen und viele Fragen stellen.

Einen großen Dank auch an Henrik, Jan und die anderen. Bei unseren täglichen Kaffeepausen hattet ihr immer ein offenes Ohr für meine Probleme.

Dankend erwähnen möchte ich noch Helmut Baumeister, der mir bei den Detektoren und dem Mikroskop sehr geholfen hat, Roland Berendes für die Hilfe bei der Elektronik, Werner Hassenmeier für die schönen Fotos des Lasersensors und den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt für die Konstruktion des Sensors.

Mein Dank gilt aber auch noch allen anderen, die mich sonst bei der Erstellung meiner Diplomarbeit unterstützt haben.