

Untersuchung von UV-Laser induziertem Untergrund am KATRIN Vorspektrometer

Diplomarbeit
von

Stefan Groh

Am Institut für Experimentelle Kernphysik (IEKP)
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

Referent: Prof. Dr. G. Drexlin
Korreferent: Prof. Dr. W. de Boer

Bearbeitungszeit: 15. November 2009 – 14. November 2010

Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt, alle dem Wortlaut oder Sinn nach entnommenen Inhalte anderer Werke an den entsprechenden Stellen unter Angabe der Quelle kenntlich gemacht und keine weiteren Hilfsmittel verwendet zu haben.

Stefan Groh
Karlsruhe, November 2010

Inhaltsverzeichnis

1. Neutrinos	1
1.1. Beginn der Neutrinophysik	1
1.2. Neutrinoquellen	2
1.3. Neutrinooszillation	3
1.3.1. Theorie der Neutrinooszillation	4
1.3.2. Nachweis von Neutrinooszillationen	4
1.4. Bestimmung der Neutrinomasse	5
1.4.1. Relevanz der Neutrinomasse in Teilchenphysik und Kosmologie . . .	6
1.4.2. Indirekte Messung	8
1.4.3. Direkte Messung	8
2. Das KATRIN-Experiment	11
2.1. Experimentelles Prinzip	11
2.2. Hauptkomponenten	13
2.2.1. Die Quelle	13
2.2.2. Die Transportstrecke	14
2.2.3. Die Spektrometer	14
2.2.4. Der Detektor	15
2.3. Sensitivität	16
2.4. Untergrundprozesse im Spektrometer	17
3. Der UV-Laser	19
3.1. Theorie: Das Laserprinzip	20
3.2. Der He-Ag-Laser	21
3.3. Beschreibung der Laserbox	22
3.3.1. Shutter und Interlocksystem	23
3.3.2. Spiegel	24
3.3.3. UV-Diode	24
3.4. Messungen von Laserparametern	25
3.4.1. Divergenz	25
3.4.2. Pulslänge	26
3.4.3. Pulsenergie	27
3.4.4. Spektrum	28
3.4.5. Trigger	29
4. Messungen am Vorspektrometer	31
4.1. Vorspektrometer-Aufbau	31
4.1.1. Vakuumsystem	32
4.1.2. Inneres Elektrodensystem	32
4.1.3. Hochspannungsversorgung	33
4.1.4. Magnete	34

4.1.5.	Detektor und DAQ	34
4.1.5.1.	64 Pixel Detektor	34
4.1.5.2.	Datenaufnahme und -analyse	35
4.2.	Messaufbau	35
4.2.1.	Einbindung des Triggersignals in die Datenanalyse	36
4.3.	Messungen	38
4.3.1.	Streulicht auf dem Detektor	38
4.3.2.	Asymmetrisches Magnetfeld	39
4.3.3.	Dipolmodus	44
4.3.4.	Symmetrisches Magnetfeld	47
4.3.4.1.	Messungen mit positiven und negativen Elektroden	47
4.3.4.2.	Messungen der magnetischen Abschirmung	50
5.	Magnetische Materialien	53
5.1.	Notwendigkeit des Modells der magnetischen Materialien	53
5.1.1.	Mechanismen für Untergrundeignisse aus der Wand	53
5.1.2.	Quellen für magnetischen Untergrund	54
5.1.2.1.	Erdmagnetfeld	55
5.1.2.2.	Magnetische Materialien	55
5.2.	Magnetfeldmessungen	56
5.2.1.	Das Magnetfeldmessgerät	56
5.2.2.	Die Messungen	56
5.2.2.1.	Messung der lokalen Magnetfeldquellen	57
5.2.2.2.	Messung des globalen magnetischen Hintergrundfeldes	58
5.3.	Erstellung des Modells	58
5.3.1.	Semianalytische Methode	59
5.3.2.	Iterative Methode	59
5.3.3.	Schlussfolgerung	59
6.	Simulationen und Schlussfolgerungen	61
6.1.	Simulationssoftware	61
6.2.	Asymmetrisches Magnetfeld	62
6.2.1.	Magnetische Feldlinien	63
6.2.2.	Monte-Carlo-Simulationen	64
6.2.3.	Einfluss des Erdmagnetfeldes und der magnetischen Materialien	66
6.3.	Dipolmodus	67
6.3.1.	Monte-Carlo-Simulationen	67
6.3.2.	Einfluss des Erdmagnetfeldes und der magnetischen Materialien	69
6.4.	Symmetrisches Magnetfeld	69
6.4.1.	Feldlinien werden durch magnetische Hintergrundfelder verbogen	70
6.4.2.	Radiale $\vec{E} \times \vec{B}$ - und Gradient-B-Drift	71
6.4.3.	Kombination aus nichtadiabatischer Bewegung und nichtaxialsymmetrischem Magnetfeld	72
6.4.4.	Fazit	74
7.	Zusammenfassung und Ausblick	75
7.1.	Zusammenfassung	75
7.2.	Ausblick auf das Hauptspektrometer	77
Anhang		79
A.	Divergenz des Lasers	79
A.1.	Herleitung der Formel für die Divergenz	79
A.2.	Abschätzung der benötigten Divergenz am Vorspektrometer	80

B.	Vorspektrometer-Hochspannungsversorgung	81
C.	Bedingungen für magnetisch gespeicherte Teilchen am Vorspektrometer . .	82
D.	Magnetfeldmessungen	83
	Literaturverzeichnis	93

1. Neutrinos

Die Neutrinophysik hat in den letzten Jahren revolutionäre Fortschritte gemacht. Durch Oszillationsexperimente konnte gezeigt werden, dass Neutrinos eine Masse besitzen. Die Obergrenze auf diese Masse wurde durch eine Reihe von Betazerfalls-Experimenten stark eingeschränkt. Das zurzeit in Karlsruhe im Aufbau befindliche Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment (KATRIN) hat das Ziel, die „Masse des Elektron-Antineutrinos“ mit einer Sensitivität von 0,2 eV (90% C.L.) zu bestimmen, bzw. die Massengrenze um eine Größenordnung gegenüber den Vorgängerexperimenten zu verbessern. Dieses Kapitel soll als Einleitung einen groben Überblick über die Neutrinophysik geben. Dazu wird zuerst auf die Geschichte des Neutrinos eingegangen und die natürlichen und künstlichen Quellen dieses Teilchens beschrieben. Von fundamentaler Bedeutung für die Frage nach der Neutrinomasse sind Oszillationsexperimente, da sie beweisen, dass Neutrinos massive Teilchen sind. Daher erfolgt anschließend eine theoretische Beschreibung der Neutrinooszillation sowie der im Zusammenhang wichtigen Experimente und es wird auf die aktuellen Messparameter der Oszillation eingegangen. Abschließend wird die Methodik der Massenbestimmung der Neutrinos und die bisherigen Ergebnisse vorgestellt. Hierbei gibt es die modellabhängigen indirekten Methoden, die aus kosmologischen Betrachtungen Rückschlüsse auf die Neutrinomasse ziehen und die direkten Methoden, wie die kinematische Untersuchung des β -Zerfalls, die auch im KATRIN-Experiment zur Anwendung kommt, oder die Untersuchung des neutrinolosen doppelten β -Zerfalls ($0\nu\beta\beta$).

1.1. Beginn der Neutrinophysik

Am Anfang des letzten Jahrhunderts stießen Physiker bei der Untersuchung der neu entdeckten Radioaktivität auf eine ungewöhnliche Charakteristik: Während bei α - und γ -Emissionsprozessen nur diskrete Linien im Energiespektrum gemessen wurden, zeigte die β -Strahlung ein kontinuierliches Energiespektrum. Für einen Zwei-Körper-Zerfall stand dies im Widerspruch zu den Erhaltungssätzen für Energie, Drehimpuls und der quantenmechanischen Spinstatistik.

Erst 1930 konnte W. Pauli [Pau30] das Rätsel lösen, indem er ein hypothetisches neutrales Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ postulierte – das Neutrino. Dieses Teilchen würde beim β -Zerfall gemeinsam mit dem Elektron entstehen, aber durch seine ausschließlich schwache Wechselwirkung mit den zur Verfügung stehenden Messgeräten nicht nachweisbar sein. Dadurch ließ sich der β -Zerfall als Drei-Körper-Zerfall beschreiben (beispielhaft am β^- -Zerfall in Gleichung 1.1 dargestellt) und das kontinuierliche Energiespektrum konnte erklärt werden.



Wenig später entwickelte E. Fermi seine Theorie des β -Zerfalls [Fer34], die noch heute Bestand hat.

Aufgrund der sehr kleinen Wechselwirkung der Neutrinos mit Materie dauerte es aber noch über 20 Jahre bis der erste Nachweis gelang [C⁺56]. C. Cowan und F. Reines konnten 1956 die Elektron-Antineutrinos aus einem Kernreaktor durch den inversen β -Zerfall an freien Protonen mithilfe eines Cadmium Szintillators nachweisen. Der Nachweis von Myon-Neutrinos folgte im Jahr 1962 [D⁺62], der von Tau-Neutrinos 2000 [K⁺01].

Im heutigen Standardmodell der Teilchenphysik sind die Neutrinos ein fester Bestandteil und wurden lange als masselose Teilchen beschrieben. Allerdings ist seit der Entdeckung der Neutrinooszillation (siehe Abschnitt 1.3) vor einigen Jahre bekannt, dass Neutrinos eine von null verschiedene Masse besitzen müssen und damit auf Physik jenseits des Standardmodells hindeuten.

1.2. Neutrinoquellen

Neutrinos kommen in der Natur häufig vor. Sowohl in der Energie als auch im Teilchenfluss erstreckt sich der von ihnen abgedeckte Bereich über viele Größenordnungen (siehe Abbildung 1.1). Im Folgenden wird eine Auswahl an natürlichen und künstlichen Neutrinoquellen vorgestellt.

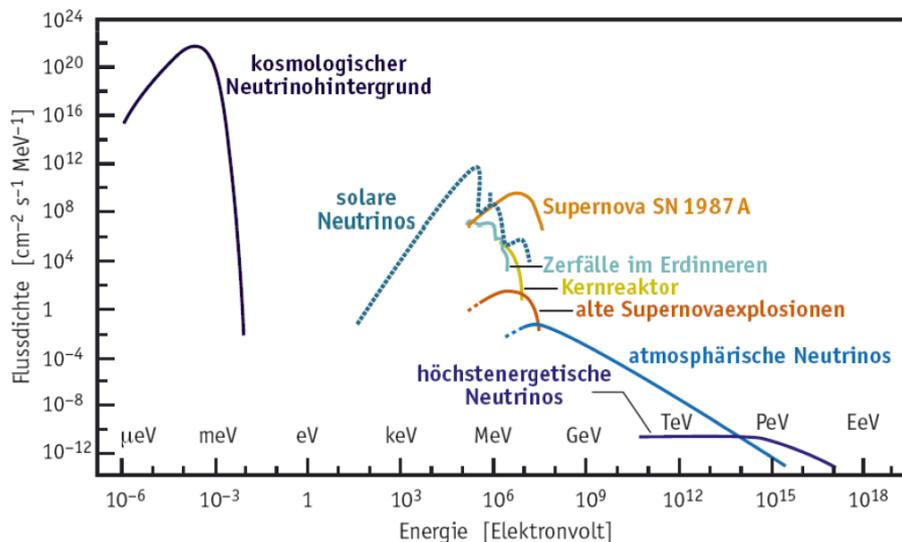


Abbildung 1.1.: Doppeltlogarithmische Auftragung der Flussdichte der heute bekannten Neutrinoquellen über ihrer Energie. Für den Nachweis der Teilchen ist sowohl ein hoher Fluss als auch eine hohe Energie nötig. Abbildung entnommen aus [Bru06].

- **Primordiale Neutrinos:** Diese Neutrinos entstanden etwa eine Sekunde nach dem Urknall. Ihre Dichte beträgt heute $336 \frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^3}$ und ihre Energie liegt im μeV -Bereich. Aufgrund dieser geringen Energie ist ihre Wechselwirkung so klein¹, dass ein Nachweis bisher unmöglich ist. Wegen der hohen Dichte können diese Teilchen zur Strukturbildung im Universum maßgeblich beigetragen haben. Dies hängt jedoch von der Absolutskala ihrer Masse ab, weshalb deren Bestimmung nicht nur für die Teilchenphysik, sondern auch für die Kosmologie von großem Interesse ist.

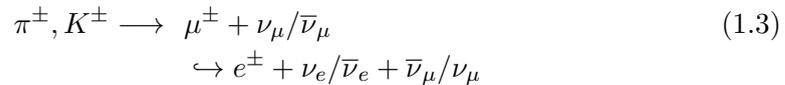
¹Der Wirkungsquerschnitt für den inversen β -Zerfall oder die elastische Streuung beträgt in diesem Energiebereich ungefähr 10^{-18}pb [Sch97].

- **Solare Neutrinos:** Diese Neutrinos entstehen bei thermonuklearen Fusionsreaktionen im Sonneninneren. In unserer Sonne dominiert hier die sogenannte pp-Kette, deren Summenreaktion



lautet und zu einem intensiven ν_e -Fluss bis ~ 15 MeV führt.

- **Atmosphärische Neutrinos:** Diese Neutrinos entstehen, wenn ein Teilchen der kosmischen Strahlung mit einem Atomkern der oberen Erdatmosphäre zusammenstößt. In einer Kaskade aus Sekundärreaktionen entstehen dabei auch Kaonen und Pionen, die weiter in leichtere Teilchen zerfallen:



Die dabei entstehenden Neutrinos zeigen ein sehr breites Energiespektrum von 10^6 eV bis 10^{15} eV und weisen, wie aus Gleichung 1.3 ersichtlich ist, ein festes Flavour-Verhältnis von Myon-Neutrinos zu Elektron-Neutrinos von 2 zu 1 auf.

- **Supernova-Neutrinos:** Diese Neutrinos entstehen bei einer Supernova vom Typ II. Wenn ein sehr massereicher² Stern seinen nuklearen Brennstoff aufgebraucht hat, kommt es zu einem gravitativen Kollaps des inneren Kerns. Die Materie verdichtet sich dabei so sehr, dass alle gebildeten Elemente wieder aufgebrochen und in Neutronen umgewandelt werden, wobei innerhalb weniger Sekunden auch eine sehr große Anzahl an Elektron-Neutrinos entsteht. Zurück bleibt ein etwa 10^{11} K heißer Neutronenstern, bei dessen Abkühlung durch Paarbildungsprozesse alle drei Neutrinoarten entstehen können. Insgesamt werden so etwa 10^{57} Neutrinos erzeugt, wodurch dieser Neutrinopuls auch in Entfernungen von mehreren kiloparsec³ auf der Erde beobachtet werden kann (z.B. SN 1987 A).
- **Reaktor-Neutrinos:** Diese Neutrinos entstehen beim β -Zerfall (siehe Gleichung 1.1) der neutronenreichen Spaltprodukte eines Kernreaktors. Bei jeder Spaltreaktion werden im Mittel sechs Neutrinos emittiert, was bei einem 2,8 GW Reaktor einen Neutrinofluss von etwa $5 \cdot 10^{20} \frac{\bar{e}}{\text{s}}$ ergibt.
- **Geo-Neutrinos:** Sowohl der Erdmantel, die Erdkruste als auch der Erdkern beinhalten eine kleine Menge der Isotope ${}^{238}\text{U}$ und ${}^{232}\text{Th}$. Innerhalb der Zerfallskette dieser Elemente treten auch β^- -Zerfälle auf, bei denen Elektron-Anti-Neutrinos entstehen.
- **Hochenergetische kosmische Neutrinos:** Diese Neutrinos können durch verschiedene astrophysikalische Prozesse erzeugt werden. Zum Beispiel durch Stöße von hochenergetischen Protonen mit den Photonen des kosmischen Mikrowellenhintergrundes. Dabei werden Kaonen und Pionen erzeugt, die unter anderem in Neutrinos zerfallen (siehe Gleichung 1.3). Da Neutrinos nur schwach wechselwirken, kann aus ihrer Flugrichtung auf die primäre Quelle geschlossen werden.

1.3. Neutrinooszillation

Aufgrund der Vielzahl der in den letzten Jahren durchgeführten Neutrinoexperimente ist inzwischen bekannt, dass Neutrinos eine von null verschiedene Masse besitzen müssen, da sie ein Oszillationsverhalten zeigen. Im folgenden Abschnitt wird kurz auf die Theorie dieser Neutrinooszillation eingegangen⁴, bevor anschließend einige Experimente und die gemessenen Parameter der Oszillation vorgestellt werden.

²ungefähr das Achtefache der Sonnenmasse

³Kiloparsec, astronomische Längeneinheit (1 kpc $\sim 30 \cdot 10^{15}$ km).

⁴Eine ausführliche Darstellung ist z.B. in [Sch97] zu finden, aus dieser Referenz sind auch die meisten Formeln entnommen.

1.3.1. Theorie der Neutrinooszillation

Die drei bekannten Neutrinoarten Elektron-, Myon- und Tau-Neutrino werden Flavour-eigenzustände $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) des Neutrinos genannt. Unter der Neutrinooszillation versteht man Übergänge, in denen sich der Flavoureigenzustand eines Neutrinos periodisch ändert. Dies ist nur möglich, wenn nicht alle Masseneigenzustände die gleiche Masse besitzen. Die Flavourzustände sind im Allgemeinen keine Eigenzustände des Massenoperators, sondern eine Linearkombination der drei verschiedenen Masseneigenzustände $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$), mit der sie über eine unitäre Transformation verknüpft sind:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.4)$$

Die unitäre Matrix U wird PMNS⁵-Matrix genannt und von den drei Mischungswinkeln Θ_{12} , Θ_{23} , Θ_{13} und der CP-verletzenden Phase δ parametrisiert.

Durch Anwendung der Schrödingergleichung kann die zeitliche Entwicklung eines Masseneigenzustandes zu

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle \quad (1.5)$$

bestimmt werden. Da E_i von m_i abhängt, ist sofort ersichtlich, dass sich unterschiedliche Masseneigenzustände mit unterschiedlicher Phase fortbewegen. Dies ist der eigentliche Grund für die Oszillation.

Zur Vereinfachung kann die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen zwei Neutrinoarten $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ betrachtet werden. Für ein Neutrino mit dem Flavour α mit einer Energie E_ν ergibt sich folgende Wahrscheinlichkeit P , dass nach einer Flugstrecke L ein Neutrino mit einem anderen Flavour-Zustand β gemessen werden kann:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \sin^2(2\Theta_{ij}) \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4} \cdot \frac{L}{E_\nu}\right) \quad (1.6)$$

Θ_{ij} ist hierbei der bereits angesprochene Mischungswinkel zwischen den beiden Flavour-eigenzuständen $|\nu_\alpha\rangle$ und $|\nu_\beta\rangle$ und gibt damit die Amplitude der Oszillation an. Bei einem Mischungswinkel von 45° (maximale Mischung) werden daher bei einem bestimmten Abstand zur Quelle nur noch $|\nu_\beta\rangle$ detektiert. Der Parameter $\Delta m_{ij}^2 = |m_i^2 - m_j^2|$ entspricht der Differenz der quadratischen Masseneigenwerte und gibt zusammen mit L/E die Frequenz der Oszillation an.

Es gibt also insgesamt sieben a priori unbekannte Größen der Oszillationstheorie, nämlich drei Winkel, drei quadratische Massendifferenzen und eine Phase. Die Werte dieses zum Teil überbestimmten Systems müssen über Experimente bestimmt werden. Zu beachten ist bei diesen Analysen, dass durch Oszillationsexperimente nur Massendifferenzen, aber nicht die absolute Größe der Masseneigenzustände bestimmt werden kann.

1.3.2. Nachweis von Neutrinooszillationen

Es gibt inzwischen viele Experimente, die den Nachweis der Neutrinooszillation an den verschiedensten Quellen erbracht haben und dadurch die Parameter Θ_{ij} und m_{ij}^2 bestimmen oder einschränken konnten. Im Folgenden werden zwei der wichtigsten Neutrinooszillationsexperimente vorgestellt.

- **Super-Kamiokande:** Das Super-Kamiokande-Experiment konnte 1998 den ersten klaren Nachweis für die Neutrinooszillation erbringen [Sup98]. Mithilfe eines 50 kt

⁵Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata, Pioniere der Neutrinooszillation

Wasser-Cherenkow-Detektors wurden Elektron- und Myon-Neutrinos detektiert, die nach Gleichung 1.3 in der oberen Atmosphäre entstanden sind. Da diese Teilchen die Erde ungehindert durchdringen können, konnten nicht nur Neutrinos von oben ($L \approx 20 \text{ km}$), sondern auch von unten, das heißt von der anderen Seite der Erde ($L \approx 12800 \text{ km}$) detektiert werden. Ferner konnten Elektron-Neutrinos und Myon-Neutrinos anhand der Topologie der induzierten Ereignisse unterschieden werden. Da nach Gleichung 1.6 die Wahrscheinlichkeit der Umwandlung eines Neutrinos von L abhängt, kann für den von unten kommenden Myon-Neutrinofluss eine Abschwächung erwartet werden. In der Tat wurde ein Defizit an myonartigen Ereignissen abhängig vom Winkel gemessen. Die gemessene Winkelabhängigkeit dieser Ereignisse stimmt gut mit den theoretischen Vorhersagen der Neutrinooszillation überein.

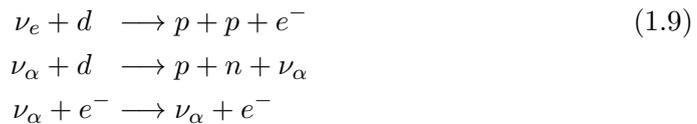
Es konnten folgende Parameter bestimmt werden (90% C.L.) [Sup05]:

$$\sin^2(2\Theta_{23}) > 0.92 \quad (1.7)$$

und

$$1.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 < \Delta m_{23}^2 < 3.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (1.8)$$

- **Sudbury Neutrino Observatory (SNO):** Ein weiterer Nachweis für Neutrinooszillationen konnte 2001 vom SNO-Experiment erbracht werden, indem der solare Neutrinofluss gemessen wurde [SNO02]. Auch hier wurde ein Cherenkov-Detektor eingesetzt, allerdings mit schwerem Wasser (1000 t D_2O), da dadurch alle drei Neutrino flavours durch folgende Reaktionen nachgewiesen werden konnten:



Im Rahmen dieser Studien konnte gezeigt werden, dass nur ein Drittel der von der Sonne kommenden Neutrinos Elektron-Neutrinos waren, der Gesamtfluss aller Neutrinos aber dem SSM⁶ entsprach. Da bei der Kernfusion der Sonne nur Elektron-Neutrinos erzeugt werden (siehe Abschnitt 1.2) war dies ein weiterer wesentlicher Hinweis auf die Existenz von Neutrinooszillationen.

Es konnten folgende Parameter bestimmt werden (76% C.L.) [SNO08]:

$$\sin^2(2\Theta_{12}) = 0.86 \quad (1.10)$$

und

$$\Delta m_{12}^2 = 7.59 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad (1.11)$$

Aktuell werden noch weitere Experimente zu Neutrinooszillationen durchgeführt. Eine Übersicht der heutigen Parameter ist in Abbildung 1.2 zu finden.

1.4. Bestimmung der Neutrinomasse

Die im letzten Kapitel beschriebenen Oszillationsexperimente zeigen eindeutig, dass Neutrinos eine Masse besitzen. Allerdings kann aus den Experimenten nur die Differenz der Quadrate der Masseneigenwerte bestimmt werden. Der absolute Wert der Masse bleibt unbekannt. Im folgenden Kapitel soll eine Motivation zur Messung der Neutrinomasse aus teilchenphysikalischer und kosmologischer Sicht gegeben werden, bevor anschließend die indirekten und direkten Methoden zur Bestimmung der Masse vorgestellt werden.

⁶Standard Sonnen Model

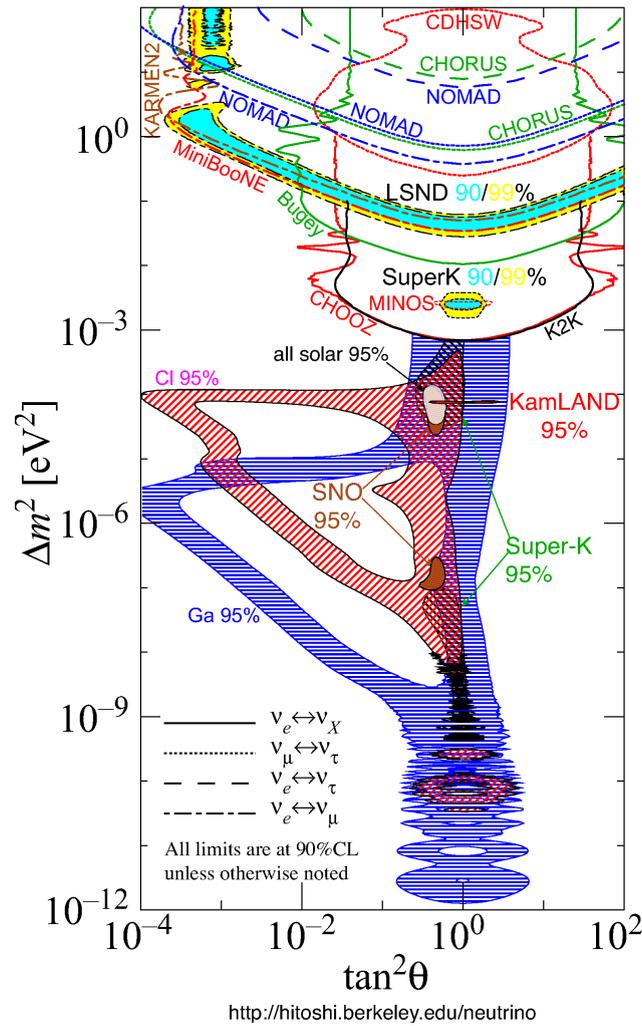


Abbildung 1.2.: Vereinfachter Überblick der bisher gemessenen Oszillationsparameter im 2-Flavour-Neutrino-Formalismus. Dargestellt sind die verschiedenen Massendifferenzen über dem Quadrat des Tangens der Mischungswinkel. Die farbigen Flächen kennzeichnen die mit Messungen kompatiblen Bereiche, während die hellen Flächen Ausschlusskurven von Experimenten ohne darstellen. Abbildung entnommen aus [Mur10].

1.4.1. Relevanz der Neutrinomasse in Teilchenphysik und Kosmologie

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt mit großer Präzision die elementaren Teilchen und ihre Wechselwirkungen. Neutrinos wurden im Standardmodell ursprünglich als masselos behandelt. Ein massebehaftetes Neutrino weist daher auf neue Physik jenseits des Standardmodells hin. Da bisher nur die Massendifferenzen bestimmt wurden, sind, je nach ihrer absoluten Größe, verschiedene Szenarien möglich (siehe Abbildung 1.3). Mit der Bestimmung des absoluten Wertes der Neutrinomassen kann unterschieden werden, welches der Szenarien in der Natur vorliegt und welcher Mechanismus für die Erzeugung der Masse verantwortlich ist.

Auch in der Kosmologie sind Neutrinos ein fester Bestandteil von vielen astrophysikalischen Prozessen, wie der primordialen Nukleosynthese, der Strukturbildung und den physikalischen Abläufen bei Supernova-Explosionen. Besonders die primordialen Neutrinos spielen aufgrund ihrer großen Dichte von $336 \frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^3}$ bei der Strukturbildung eine wichtige Rolle. Je nach ihrer Masse können sie zur Dichte des Universums in vergleichbarer Weise wie sämtliche sichtbare Materie beitragen (siehe Abbildung 1.4). Dies unterstreicht die Wichtigkeit der Neutrinomasse für die Evolution des gesamten Universums.

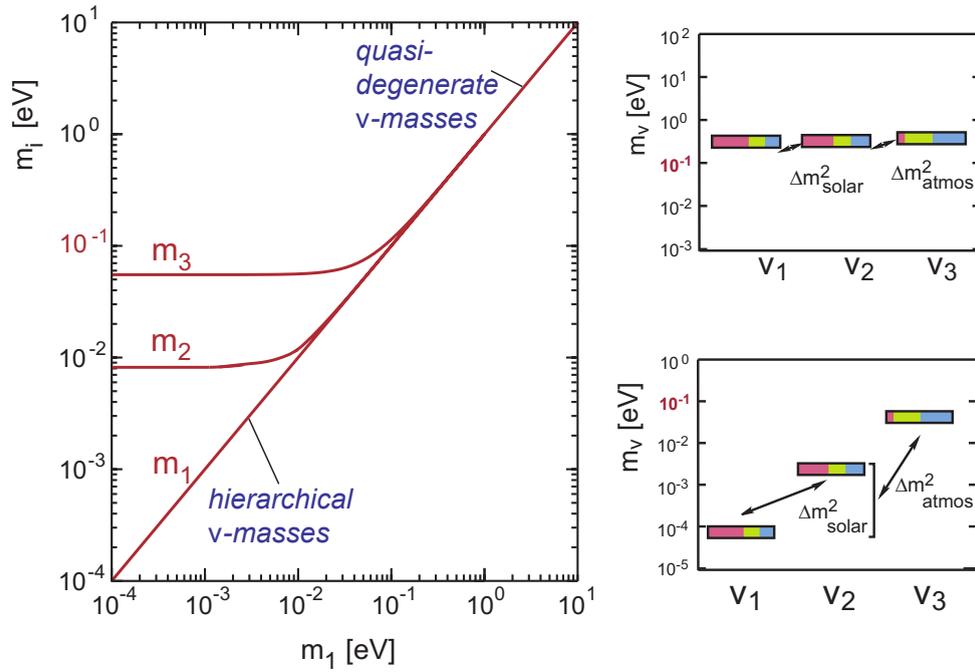


Abbildung 1.3.: Masseneigenzustände der Neutrinos als Funktion des kleinsten Masseneigenwertes m_1 . Je nach Größe der Masseneigenzustände sind zwei Szenarien denkbar: Wenn die Masseneigenzustände klein im Vergleich zu den Massendifferenzen sind, erhält man ein hierarchisches Szenario ($m_1 < m_2 < m_3$). Sind sie allerdings deutlich größer als die Massendifferenzen, liegt ein quasi-degeneriertes Szenario vor ($m_1 \approx m_2 \approx m_3$). Abbildung entnommen aus [KAT05].

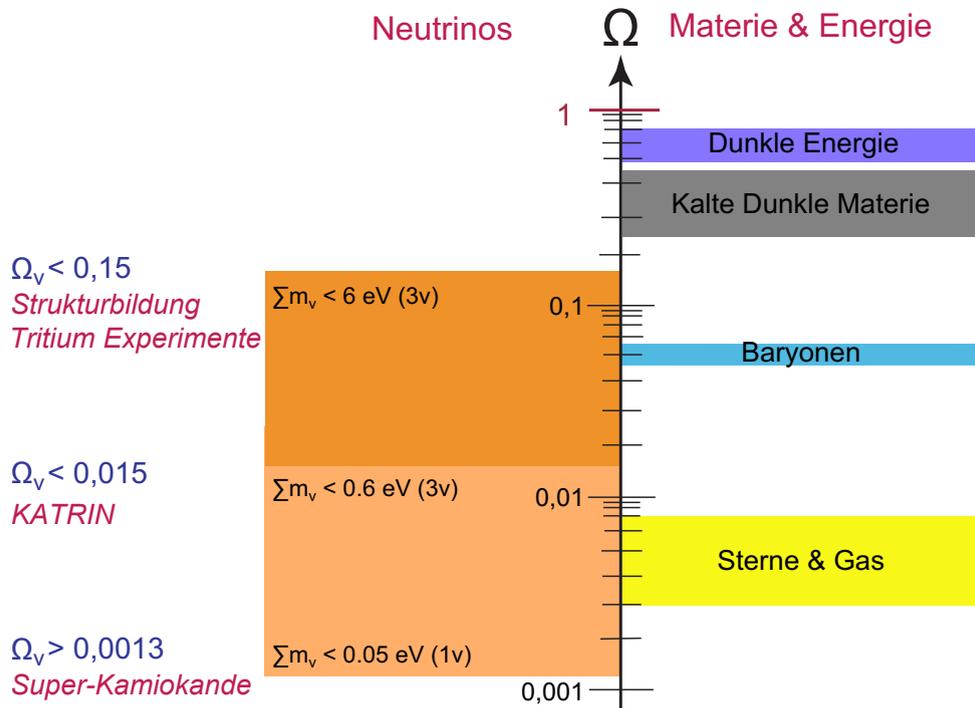


Abbildung 1.4.: Beiträge zur gesamten Energiedichte des Universums. Auf der rechten Seite sind die Beiträge von Sternen, Baryonen, kalter dunkler Materie und dunkler Energie dargestellt. Auf der linken Seite ist der Beitrag der Neutrinos zu sehen, der je nach ihrer Masse unterschiedlich groß ausfällt. Abbildung nach [KAT05].

1.4.2. Indirekte Messung

In der Kosmologie gibt es unterschiedliche Möglichkeiten die Neutrinomasse zu bestimmen. Diese sind alle modellabhängig und nur auf die Summe aller drei Neutrinomassen sensitiv. So kann zum Beispiel aus der Struktur des kosmischen Mikrowellenhintergrundes eine Obergrenze auf die Summe aller Neutrinomassen von etwa 1 eV berechnet werden [Han05].

1.4.3. Direkte Messung

Die direkte modellunabhängige Bestimmung der Neutrinomasse erfolgt über den β -Zerfall. Für den einfachen β -Zerfall haben sich zwei besonders geeignete Isotope, Tritium und Rhenium, hervorheben können, auf deren Einsatz in Experimenten im folgenden Abschnitt eingegangen wird. Anschließend werden die Experimente zum neutrinolosen doppelten β -Zerfall vorgestellt, der allerdings nur modellabhängige Aussagen über die Neutrinomasse liefern kann.

β -Zerfall

Eine sehr attraktive modellunabhängige Methode basiert auf der kinematischen Untersuchung des β -Zerfalls (siehe Gleichung 1.1). Die beim Zerfall zur Verfügung stehende gesamte Energie E_0 wird dabei auf das Elektron und das Elektron-Antineutrino aufgeteilt. Das Energiespektrum des Elektrons wird durch Fermis Theorie des β -Zerfalls beschrieben, bei der die Neutrinomasse m_ν als quadratischer Parameter auftritt:

$$\frac{dN}{dE} = C \cdot F(Z, E) p(E + m_e c^2) (E_0 - E) \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_\nu^2 c^4} \Theta(E_0 - E - m_\nu) \quad (1.12)$$

mit der Konstanten C, der Fermifunktion $F(Z, E)$, der kinetischen Elektronenenergie E, der Elektronenmasse m_e , dem Elektronenimpuls p, der Endpunktsenergie E_0 , der Vakuumlichtgeschwindigkeit c und der Treppenfunktion $\Theta(E_0 - E - m_\nu)$.

Die Form des Spektrums ist in Abbildung 1.5 am Beispiel von Tritium dargestellt. Nur in der Nähe des Endpunktes des Spektrums bewirkt eine endliche Neutrinomasse eine deutliche Änderung der Kurvenform. Da allerdings nur ein winziger Bruchteil der Zerfallselektronen eine Energie nahe am Endpunkt besitzen, ist eine starke β -Quelle von großer Wichtigkeit. Die gemessene Observable ist als inkohärente Summe über alle Masseneigenzustände zu betrachten:

$$m_{\nu_e}^2 = \sum_i |U_{ei}|^2 \cdot m_i^2 \quad (1.13)$$

Als β -Strahler bieten sich hierfür Isotope an, die einen möglichst niedrigen Endpunkt besitzen, da dadurch mehr Elektronen mit Energien in der Nähe des Endpunktes emittiert werden, was die Sensitivität auf die Neutrinomasse erhöht. Im Folgenden werden die beiden Isotope mit den niedrigsten Endpunktenergien und die auf ihnen basierenden Experimente vorgestellt.

- **Tritium:** Tritium (^3H) besitzt mit $E_0 = 18,575$ keV den zweitniedrigsten Endpunkt aller bekannten β -Strahler. Außerdem führt seine Halbwertszeit von nur $T_{1/2} = 12,3$ Jahren dazu, dass schon bei kleineren Mengen an Tritium eine akzeptable Quellaktivität vorliegt. Auch die einfache Konfiguration der Elektronen und die kleine Streuwahrscheinlichkeit aufgrund der niedrigen Kernladung hilft beim Berechnen der Energieverluste, die Zerfallselektronen erleiden, wenn sie die Quelle verlassen. Für die Messung der kinetischen Energie der Zerfallselektronen wird ein sogenannter MAC-E-Filter eingesetzt, der in Abschnitt 2.1 näher erläutert wird. Auf der Basis dieser

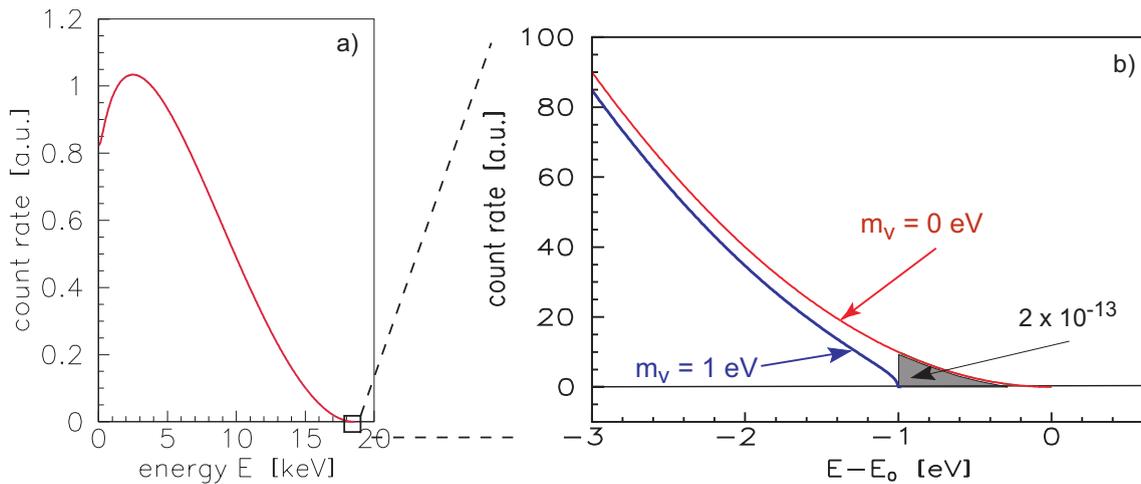


Abbildung 1.5.: Energiespektrum der Elektronen des Tritium- β -Zerfalls, sowohl komplett (a), als auch nahe des Endpunktes (b). Bei einer endlichen Neutrinomasse von z.B. 1 eV ändert sich die Form des Spektrums nur am Endpunkt deutlich. Die relative Anzahl der Zerfallselektronen mit einer Energie nahe des Endpunktes ist mit 10^{-13} äußerst gering. Abbildung entnommen aus [KAT05].

Methode konnten bereits zwei Experimente sehr erfolgreich durchgeführt werden - die Neutrinoexperimente in Mainz und Troitsk. Dabei konnten folgende Obergrenzen für die Masse des Elektron-Antineutrinos bestimmt werden (95% C.L.):

Mainz [K⁺04]:

$$m_\nu \leq 2,3 \text{ eV} \quad (1.14)$$

Troitsk [L⁺99]:

$$m_\nu < 2,5 \text{ eV} \quad (1.15)$$

Eine Kombination aus beiden Resultaten [A⁺08] ergibt das heute beste Ergebnis der Elektron-Antineutrinomasse von

$$m_\nu < 2,0 \text{ eV}. \quad (1.16)$$

Das KATRIN-Experiment kann eine Sensitivität von 0,2 eV (90% C.L.) auf die Masse des Elektron-Antineutrinos erreichen und wird in Kapitel 2 vorgestellt.

- **Rhenium:** Die niedrigste Endpunktsenergie aller bekannten β -Strahler hat ^{187}Re mit $E_0 = 2,47 \text{ keV}$. Allerdings entstehen signifikante Nachteile durch seine komplexe Kernstruktur und die mit $T_{1/2} = 4,3 \cdot 10^{10}$ Jahren sehr lange Halbwertszeit. Für Experimente mit Rhenium werden kryogene Bolometer eingesetzt, bei denen das Quellmaterial auch gleichzeitig als Detektor genutzt wird. Die Energie der Zerfallselektronen führt zu einer geringfügigen Erwärmung der Kristalle, die mittels Mikrokalorimeter gemessen werden kann. Das Milano-Experiment [S⁺04] hat mit dieser Messtechnik eine Obergrenze (90% C.L.) für die Masse des Elektron-Antineutrinos von

$$m_{\bar{\nu}_e} < 15 \text{ eV} \quad (1.17)$$

erreicht. Zukünftige Experimente wie MARE⁷ versuchen mit dem gleichen experimentellen Prinzip durch Vergrößerung der Targetmasse und Verbesserung der Energieauflösung eine Sensitivität von 0,2 eV zu erreichen [MAR06].

⁷Microcalorimeter Arrays for a Rhenium Experiment

Neutrinoloser doppelter β -Zerfall

Für Kerne, bei denen der einfache β -Zerfall energetisch verboten ist, kann als Prozess zweiter Ordnung ein doppelter β -Zerfall auftreten. Dieser Prozess ist allerdings sehr stark unterdrückt, weshalb die Halbwertszeit in der Größenordnung von 10^{12} Jahren liegt. Da bei diesem doppelten β -Zerfall zwei Neutrinos emittiert werden, wird er auch $2\nu\beta\beta$ genannt. Wenn Neutrinos massive Majorana⁸-Teilchen sind, ist auch ein neutrinoloser doppelter β -Zerfall ($0\nu\beta\beta$) möglich. Die Beobachtung dieses Zerfalls wäre ein weiterer Nachweis für eine endliche Neutrinomasse. Über die Halbwertszeit $T_{1/2}$ kann die effektive Majorana-Masse m_{ee} des Neutrinos bestimmt werden. In Abbildung 1.6 ist das Energiespektrum des doppelten β -Zerfalls dargestellt. $2\nu\beta\beta$ und $0\nu\beta\beta$ lassen sich klar anhand der Energieverteilung unterscheiden.

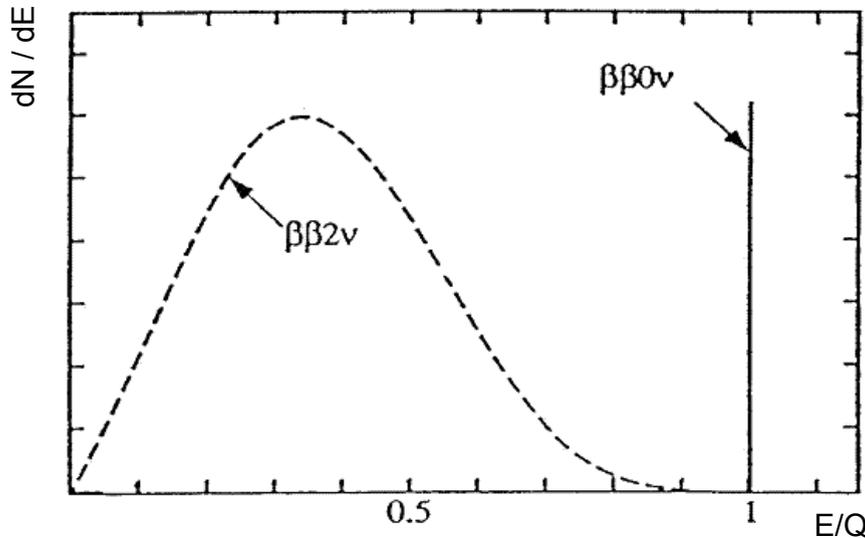


Abbildung 1.6.: Energiespektrum der Elektronen beim doppelten β -Zerfall. Während $2\nu\beta\beta$ ein kontinuierliches Spektrum zeigt, da die Zerfallsenergie zwischen den beiden Elektronen und den beiden Neutrinos aufgeteilt wird, gibt es beim $0\nu\beta\beta$ nur eine Linie. Hier erhalten die beiden Elektronen als einzige emittierte Teilchen die gesamte Zerfallsenergie. Abbildung nach [RB07].

Eine erste Evidenz zum $0\nu\beta\beta$ wurde von H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al. auf der Basis von Daten des Heidelberg-Moskau-Experiments publiziert. Aus der Anzahl der Zerfallsprozesse von ^{76}Ge [KK⁺01] konnte die folgende effektive Majorana-Masse bestimmt werden:

$$m_{ee} = 0,39_{-0,34}^{+0,45} \text{ eV} \quad (1.18)$$

Dieses Ergebnis wird in der Wissenschaft allerdings kontrovers diskutiert, weshalb zurzeit weitere Experimente wie EXO [ABB⁺05], Gerda [Bet07], Majorana [Maj02] und Cuore [Fio98] aufgebaut werden um den neutrinolosen doppelten β -Zerfall mit erheblich verbesserter Sensitivität zu untersuchen. Gegenüber der kinematischen Analyse des einfachen β -Zerfalls hat diese Methode allerdings den großen Nachteil, dass sie modellabhängig ist und für die Berechnung der Masse aus der Halbwertszeit die nur mit sehr umfangreichen Rechnungen zugänglichen Kernmatrixelemente exakt bekannt sein müssen. Außerdem kann es durch eine CP-Phase zur teilweisen Auslöschung der einzelnen Beiträge der Masseneigenzustände kommen, da die Observable m_{ee} die kohärente Summe über alle Masseneigenzustände darstellt:

$$m_{ee} = \left| \sum_i U_{ei}^2 \cdot m_i \right| \quad (1.19)$$

⁸Teilchen, die ihre eigenen Antiteilchen sind, werden Majorana-Teilchen genannt.

2. Das KATRIN-Experiment

Das Ziel des **K**arlsruhe **T**ritium **N**eutrinoexperiments (KATRIN) ist die Bestimmung der Masse des Elektron-Antineutrinos aus der Form des Tritium-Beta-Spektrums nahe am Endpunkt. Im folgenden Kapitel wird zuerst das experimentelle Prinzip (MAC-E-Filter) des Experimentes vorgestellt. Anschließend wird ein Überblick über die Hauptkomponenten des KATRIN-Experiments gegeben. Experimentelle Details können unter [KAT05] nachgeschlagen werden. Zu beachten ist, dass es sich bei vielen Angaben um Referenzwerte handelt, die sich noch ändern können, da der Aufbau des Experimentes noch nicht abgeschlossen ist. Die Hauptkomponenten bestehen auf der Quellenseite aus der fensterlosen gasförmigen Tritiumquelle und der angeschlossenen Transportstrecke, sowie auf der Spektrometerseite aus dem Tandemaufbau aus Vor- und Hauptspektrometer und dem Detektor. Abschließend wird noch auf die Sensitivität des Experimentes eingegangen, sowie speziell auf niederenergetische Untergrundprozesse, die im Rahmen dieser Diplomarbeit gezielt untersucht wurden.

2.1. Experimentelles Prinzip

Wie im letzten Abschnitt beschrieben, ist die Bestimmung der Neutrinomasse aus dem Tritium- β -Spektrum durch genaue spektroskopische Analyse des Endpunktes möglich. Da die Zählrate in diesem Bereich sehr klein ist¹, muss das eingesetzte Spektrometer eine möglichst hohe Luminosität besitzen, das heißt möglichst viele der Zerfallselektronen aus der Quelle müssen auch analysiert werden können. Außerdem ist für die Vermessung der Form am Endpunkt des Spektrums eine ausreichend hohe Energieauflösung nötig.

Diese Anforderungen können alle vom sogenannten MAC-E-Filter² erfüllt werden [BPT80]. Das Prinzip des MAC-E-Filters kann anhand von Abbildung 2.1 erklärt werden. Von zwei supraleitenden Solenoiden wird ein axialsymmetrisches Magnetfeld erzeugt, das genau zwischen den beiden Magneten sein Minimum (Analyseebene) und in den Zentren der Solenoiden sein Maximum hat. Die Elektronen bewegen sich aufgrund der Lorentzkraft auf Zyklotronbahnen entlang der magnetischen Feldlinien. Da sie sich dabei adiabatisch bewegen ist das magnetische Moment μ erhalten, was zur Folge hat, dass die Transversalenergie E_{\perp} in Longitudinalenergie E_{\parallel} umgewandelt wird, während sich ein Teilchen zum Magnetfeldminimum bewegt. Aus diesem Grund steht der Impuls in der Analyseebene nahezu parallel zur Symmetrieachse des Spektrometers und die kinetische Energie der Elektronen

¹nur circa 10^{-13} aller Zerfälle

²engl.: **m**agnetic **a**diabatic **c**ollimation with **e**lectrostatic **f**ilter

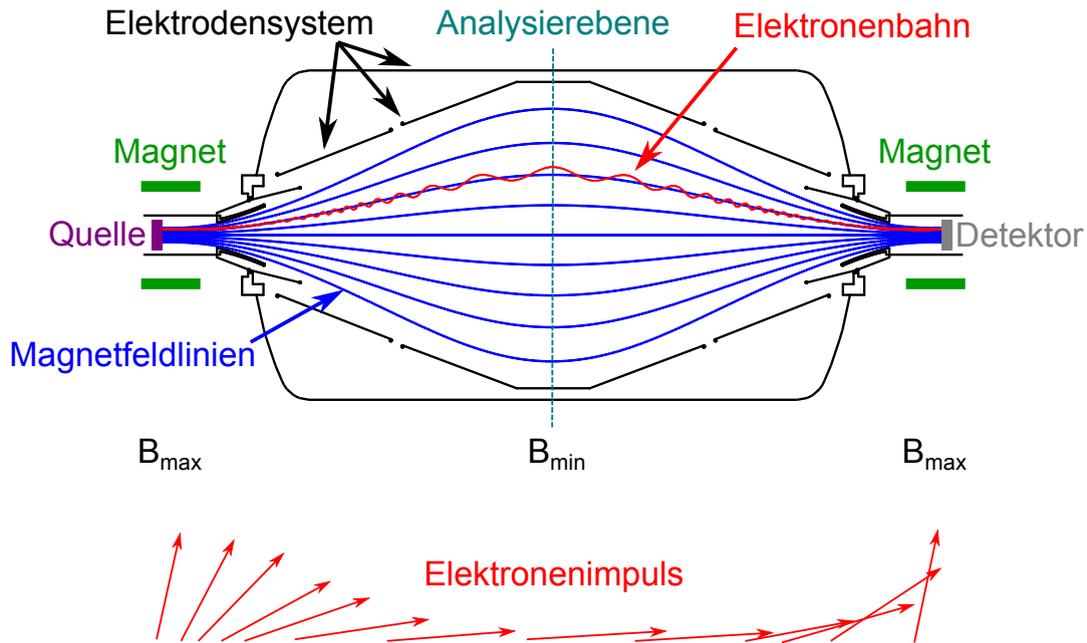


Abbildung 2.1.: Skizze des Vorspektrometers als Beispiel für den MAC-E-Filter: Zu sehen sind die beiden Magnete, die das magnetische Führungsfeld erzeugen, die Tankwand und die Elektroden, die das elektrische Feld erzeugen und ein Elektron, das sich auf einer Zyklotronbahn fortbewegt. Unten ist zu sehen wie sich der Impuls des Elektrons – relativ zur Spektrometerachse und ohne Berücksichtigung der Impulsänderung durch das elektrische Feld – beim Durchflug verändert.

kann an dieser Stelle bestimmt werden. Zu diesem Zweck wird ein elektrisches Gegenpotential U_0 angelegt, das in der Analysierebene sein Maximum erreicht. Die Elektronen werden dadurch abgebremst und können je nach Energie die Analysierebene passieren $E_{\perp} > U_0$ oder werden reflektiert $E_{\perp} \leq U_0$. Durch ein systematisches Variieren des angelegten Potentials kann somit ein integriertes Spektrum gewonnen werden. Der MAC-E-Filter arbeitet damit als ein integrierender Hochpassfilter.

Aufgrund der Tatsache, dass in der Analysierebene immer noch ein Rest an Transversalenergie bleibt, hat ein MAC-E-Filter nur ein endliches Auflösungsvermögen. Dieses wird durch das Verhältnis der maximalen und minimalen magnetischen Flussdichte bestimmt. Für das KATRIN Hauptspektrometer ergibt sich eine Transmissionsbreite

$$\Delta E = \frac{B_{\min}}{B_{\max}} \cdot E_0 = 0,93 \text{ eV} \quad (2.1)$$

mit $B_{\min} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ T}$, $B_{\max} = 6 \text{ T}$ und $E_0 = 18,6 \text{ eV}$.

Wenn sich Elektronen entlang einer magnetischen Feldlinie bewegen und das Magnetfeld dabei zu- statt abnimmt, wird in analoger Weise Longitudinalenergie in Transversalenergie umgewandelt, das heißt der Impulsvektor stellt sich langsam auf. Sobald er 90° erreicht fliegen die Elektronen wieder zurück. Dieses Phänomen wird als magnetischer Spiegel bezeichnet. Da beim KATRIN-Experiment das Magnetfeld der Quelle ($B_{\text{start}} = 3,6 \text{ T}$) kleiner als das maximale Magnetfeld ($B_{\max} = 6 \text{ T}$) ist, wird der Teil der Elektronen mit einem Startwinkel $\Theta > \Theta_{\max}$ reflektiert. Nur Elektronen mit einem Startwinkel relativ zur Strahlachse, der kleiner als

$$\theta_{\max} = \arcsin \left(\sqrt{\frac{B_{\text{start}}}{B_{\max}}} \right) = 50,77^\circ \quad (2.2)$$

ist, können zum Detektor gelangen.

Eine charakteristische Eigenschaft eines MAC-E-Filters ist die Führung eines einzelnen Elektrons entlang einer einzigen Feldlinie, und der Transport aller Elektronen in einem Flussschlauch definierter T_{cm}^2 Anzahl. Dieser Flussschlauch wird geometrisch größer, wenn das Magnetfeld schwächer wird. Daher benötigt ein MAC-E-Filter Experiment an der Stelle des schwächsten Magnetfeldes den größten Durchmesser. Dies ist beim KATRIN-Experiment die Analysierebene des Hauptspektrometers. Der Flussschlauch hat hier einen Durchmesser von knapp 10 m, bei einem transportierten magnetischen Fluss von $\Phi = 191 \text{ Tcm}^2$.

2.2. Hauptkomponenten

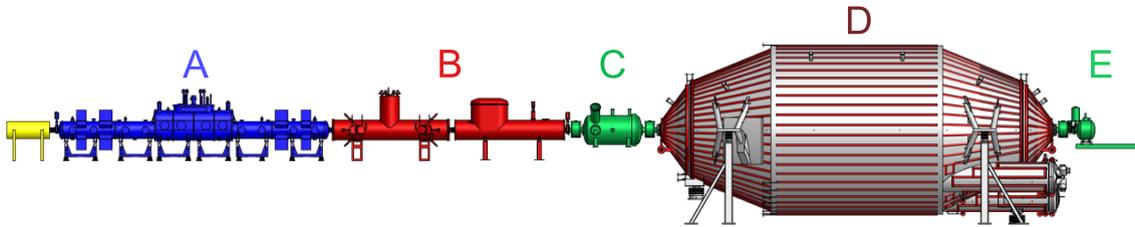


Abbildung 2.2.: Übersicht des KATRIN-Experiments, bestehend aus Quelle(A), Transportstrecke(B), Vorspektrometer(C), Hauptspektrometer(D) und Detektor(E). Der Gesamtaufbau ist ungefähr 70 m lang.

2.2.1. Die Quelle

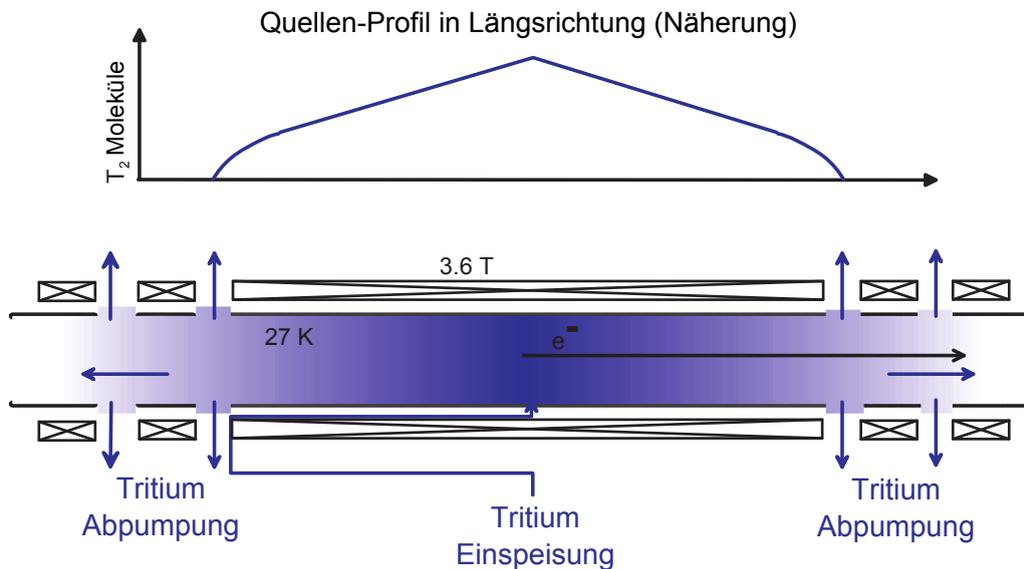


Abbildung 2.3.: Die Tritiumquelle: Tritiumgas wird in der Mitte injiziert und diffundiert nach außen, wo es abgepumpt wird. Die beim Zerfall entstehenden Elektronen werden entlang der Magnetfeldlinien aus der Quelle geführt. Abbildung entnommen aus [KAT05].

Als Tritiumquelle wird bei KATRIN eine fensterlose gasförmige Quelle (die WGTS³) verwendet. Sie besteht aus einem 10 m langen Edelstahlrohr mit einem inneren Durchmesser von 90 mm (siehe Abbildung 2.3). Im Zentrum des Quellrohrs wird 30 Kelvin kaltes molekulares Tritiumgas mit einer Isotopenreinheit von mehr als 95% eingeleitet. Von dort diffundiert es nach außen und erzeugt dabei eine Aktivität von 10^{11} Bq . Für diese hohe Aktivität ist eine Säulendichte von $\rho d = 5 \times 10^{17} \text{ Teilchen/cm}^2$ nötig. Zusätzlich ist

³WGTS: windowless gaseous tritium source

das gesamte Quellrohr mit supraleitenden Solenoiden umschlossen, die eine magnetische Flussdichte von 3,6 Tesla erzeugen und dadurch die Zerfallselektronen auf Zyklotronbahnen adiabatisch aus der Quelle führen. Da die Energie der Zerfallselektronen möglichst präzise gemessen werden soll, dürfen die Elektronen beim Austritt aus der Quelle kein festes Medium wie zum Beispiel ein Fenster durchqueren. Aus diesem Grund ist die Quelle fensterlos, was umfangreiche Pumpstechniken nach sich zieht, auf die im folgenden Kapitel eingegangen wird.

2.2.2. Die Transportstrecke

Nur eine extrem kleine Menge an Tritiummolekülen darf von der Quelle ins Hauptspektrometer gelangen, da ansonsten der dadurch entstehende Untergrund die Sensitivität auf die Neutrinomasse drastisch verschlechtern würde. Die Aufgabe der Transportstrecke ist es daher, den Tritiumfluss aus der fensterlosen Quelle um 14 Größenordnungen zu unterdrücken und dabei die Zerfallselektronen vollständig adiabatisch in die Spektrometer zu leiten. Um diese Aufgabe zu erfüllen besteht die Transportsektion aus zwei verschiedenen Teilen:

- Differentielle Pumpstrecke: Der Gasfluss wird durch mehrere Pumpkammern mit Turbomolekularpumpen um sieben Größenordnungen reduziert.
- Kryogene Pumpstrecke: Tritium-Moleküle werden von der 3-5 Kelvin kalten Innenwand adsorbiert. Die Adsorption wird durch eine mit Argonschnee belegte Oberfläche verbessert, so dass der Gasfluss in dieser passiven Pumpe um weitere sieben Größenordnungen reduziert wird.

Zusätzlich ist die Transportstrecke nicht geradlinig aufgebaut, sondern die einzelnen Module sind zueinander gekippt (siehe Abbildung 2.4). Dies erschwert den „Beaming-Effekt“ von Molekülen durch das Rohr. Auf der anderen Seite werden die Elektronen durch supraleitende Solenoide, die ein Magnetfeld mit einer Flussdichte von bis zu 5,6 Tesla erzeugen, entlang der Feldlinien durch die Transportstrecke geführt.

Differentielle Pumpstrecke

Kryogene Pumpstrecke

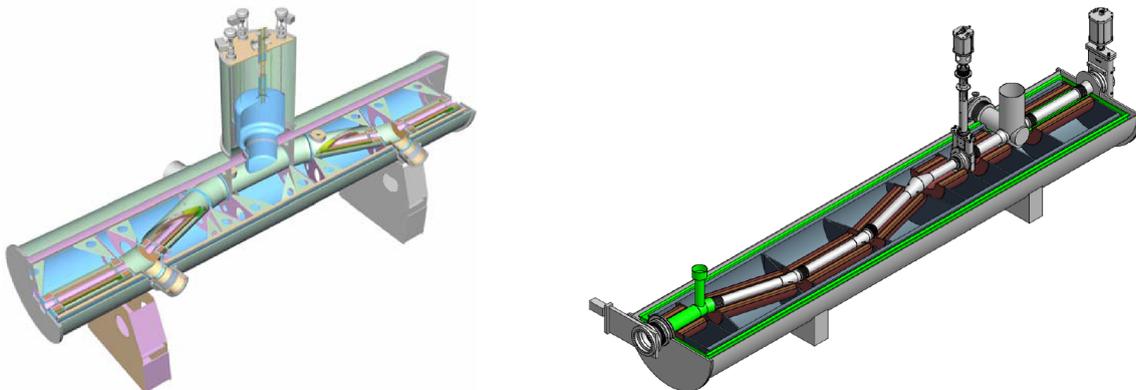


Abbildung 2.4.: Die Transportstrecke, bestehend aus differentieller Pumpstrecke (links) und kryogener Pumpstrecke (rechts). Insgesamt wird der Tritiumfluss um 14 Größenordnungen reduziert. Elektronen werden adiabatisch auf Magnetfeldlinien durch die Pumpstrecken geführt. Abbildungen entnommen aus [KAT05] und [Mue07].

2.2.3. Die Spektrometer

An die Transportstrecke schließt sich die Spektrometersektion an, bestehend aus Vor- und Hauptspektrometer. Diese ermöglichen es, die aus der Quelle kommenden Zerfallselek-

tronen zu analysieren. Hierfür wird das MAC-E-Filter Prinzip eingesetzt, das bereits in Kapitel 2.1 erläutert wurde. Das Vorspektrometer hat den Zweck alle Elektronen herauszufiltern, die eine kleinere Energie als 18,3 keV besitzen. Diese Elektronen tragen keine verwertbare Information über die Neutrinomasse und können durch Restgasionisation im Hauptspektrometer Untergrund erzeugen. Der Elektronenfluss reduziert sich dadurch von $\sim 10^{10}$ Teilchen/s auf $\sim 10^3$ Teilchen/s.

Im 23,3 m langen und 10 m durchmessenden Hauptspektrometer (siehe Abbildung 2.5) werden die restlichen Elektronen durch ein Retardierungspotential analysiert. Hierzu muss die angelegte Hochspannung von 18,6 kV im ppm-Bereich stabil sein. Um dies zu gewährleisten wird sie kontinuierlich überwacht, sowohl über Spannungsteiler, als auch über das sogenannte Monitorspektrometer [Gou10]. Bei diesem handelt es sich um ein weiteres Spektrometer nach dem MAC-E-Filter Prinzip, in dem anhand des Transmissionsverhaltens einer nuklearen Quelle ($^{83\text{m}}\text{Kr}$) mit definierter Energie die angelegte Hochspannung präzise bestimmt werden kann.



Abbildung 2.5.: Foto des Hauptspektrometers auf dem Campus Nord des KIT. Das Spektrometer hat einen Durchmesser von 10 m und ist 23,3 m lang.

Um eine möglichst niedrige Untergrundrate zu erreichen, werden Vor- und Hauptspektrometer mit einem Druck von unter 10^{-11} mbar betrieben. Außerdem sind sie mit einem inneren Drahtelektrodensystem ausgestattet, das sowohl eine Feinabstimmung des Potentials erlaubt, aber auch von den Wänden kommende Untergrundelektronen reduzieren kann (siehe Abschnitt 2.4).

2.2.4. Der Detektor

Da die Energiebestimmung der Elektronen durch das Spektrometer erfolgt, muss der Detektor die transmittierten Elektronen „nur“ noch zählen. Trotzdem ist eine gute Energieauflösung nötig, um zwischen Signal und Untergrundelektronen zu unterscheiden. Folgende Anforderungen werden an den Detektor gestellt:

- Hohe Energieauflösung und dünne Totschicht ($\Delta E < 1 \text{ keV FWHM}^4$ und $\Lambda < 100 \text{ nm}$)
- Niedriger intrinsischer Untergrund ($< 1 \text{ mHz}$)
- Eignung für einen Betrieb im hohen Magnetfeld ($B_{\text{max}} \approx 5 \text{ T}$)
- Fähigkeit zur Verarbeitung hoher Raten während der Kalibrationsphase ($R_{\text{max}} \approx 10^5 \text{ cps}$)
- Gute räumliche Auflösung um den Potentialdurchgriff in der Analysierebene zu berücksichtigen (radiale & axiale Segmentierung)

Um diese Anforderungen zu erfüllen wird ein als PIN-Diode aufgebauter Multipixel-Silizium-Halbleiterdetektor verwendet. Bei einer Elektronenenergie von $18,6 \text{ keV}$ beträgt die derzeit erreichte Energieauflösung $1,4 \text{ keV}$. Um eine räumliche Auflösung zu erreichen ist der Detektor in 148 gleich große Pixel aufgeteilt. Außerdem muss er durch ein aktives und passives Veto gut abgeschirmt sein um externen Untergrund zu unterdrücken. Abbildung 2.6 zeigt eine Übersicht des Detektorsystems.

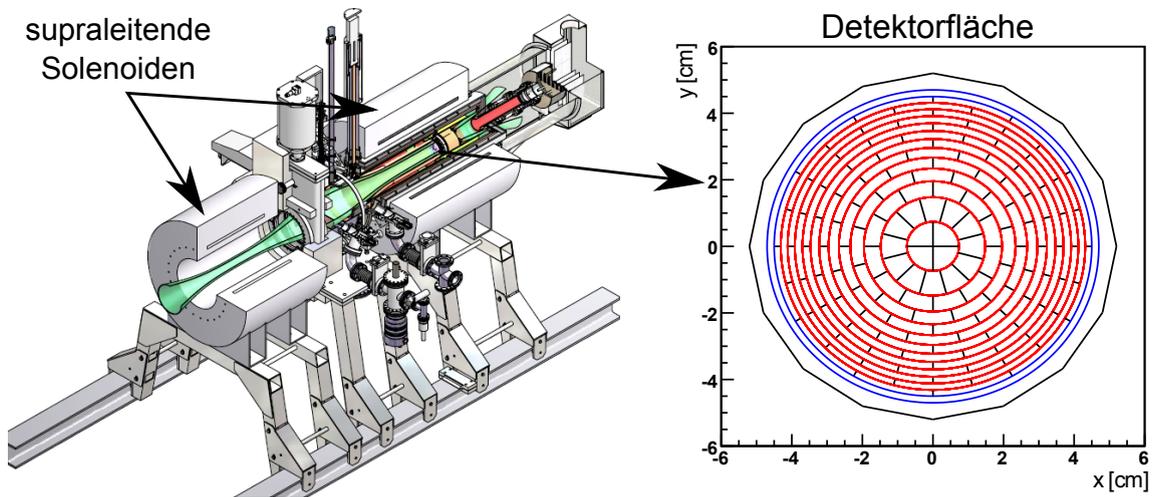


Abbildung 2.6.: Der Detektor befindet sich im Zentrum eines Solenoiden bei einer magnetischen Flussdichte von bis zu 5 Tesla. Er besteht aus 148 gleich großen Pixeln und hat einen Durchmesser von 90 mm. Außerdem ist er passiv durch Blei und Kupfer abgeschirmt um externen Untergrund zu unterdrücken. Abbildung entnommen aus [Doe10] und [S⁺07].

2.3. Sensitivität

Das KATRIN-Experiment wird die Neutrinomasse modellunabhängig mit einer Sensitivität von $0,2 \text{ eV}$ (90% C.L.) vermessen. Dies ist um eine Größenordnung besser als bisherige Experimente (siehe Gleichung 1.16). Da das gemessene Elektronenspektrum, wie in Abschnitt 1.4.3 beschrieben, quadratisch von der Neutrinomasse abhängt, muss dieses um zwei Größenordnungen genauer vermessen werden um das angestrebte Ziel zu erreichen. Insgesamt darf die gesamte Unsicherheit der Messung den maximalen Wert von $\sigma_{\text{tot}} = 0,0025 \text{ eV}^2$ nicht übersteigen. Um diesen Wert nicht zu überschreiten, ist eine Untergrundrate von weniger als 10 mHz im Bereich der Endpunktenergie des β -Zerfalls bei $18,6 \text{ keV}$ erforderlich [KAT05]. Im folgenden Abschnitt wird daher auf Untergrundprozesse im Spektrometer und deren Abschirmung eingegangen.

⁴Full width at half maximum, Halbwertsbreite

2.4. Untergrundprozesse im Spektrometer

Die Vorgängerexperimente in Mainz und Troitsk haben gezeigt, dass es in Spektrometern, die nach dem MAC-E-Filter Prinzip arbeiten, mehrere nichtvernachlässigbare Mechanismen gibt, die Untergrundelektronen erzeugen.

- **Untergrund durch gespeicherte Teilchen:** Teilchen, die im Spektrometer entstehen, können in Penningfallen oder magnetischen Fallen gespeichert werden. Diese Fallen entstehen durch eine geeignete Kombination aus elektrischem und magnetischem Feld und halten das Teilchen in einer bestimmten Region gefangen (siehe Abbildung 2.7). Der MAC-E-Filter kann für in seinem Inneren erzeugte Teilchen eine magnetische Falle darstellen. Das gespeicherte Teilchen erzeugt durch Restgasionisation über einen längeren Zeitraum niederenergetische Sekundärelektronen, die zum Detektor hin beschleunigt werden und dort Ereignisse produzieren, die nicht von Signalelektronen zu unterscheiden sind. Ein besonders wichtiger Untergrund ist Radon, das bei seinem α -Zerfall im Flussschlauch ein hochenergetisches gespeichertes Elektron erzeugen kann (siehe [Frä10] und [Gör10]). Eine sehr ähnliche Signatur entsteht durch Tritiumzerfälle im Spektrometervolumen.
- **Restgasionisation durch Elektronen von der Quelle:** Auch von der Quelle kommende Signalelektronen können Restgas ionisieren und dadurch niederenergetische Elektronen erzeugen, die zum Detektor beschleunigt werden und Untergrund produzieren.
- **Feldemission von der Elektrodenoberfläche:** Wenn die Elektroden auf der Oberfläche nicht hinreichend flach sind, kann es lokal zu starken elektrischen Feldern kommen, wodurch Elektronen über Feldemission ausgelöst werden.
- **Niederenergetische Sekundärelektronen aus der Wand:** Aus der Wand geschlagene Sekundärelektronen können, falls sie in den Flussschlauch gelangen, zum Detektor beschleunigt werden und damit Untergrund erzeugen. Für das Herauslösen aus der Wand kommen folgende Prozesse in Frage:
 - Kosmische Teilchen (vor allem Myonen)
 - Intrinsische Radioaktivität des Spektrometertanks
 - γ -Strahlung aus der Umgebung

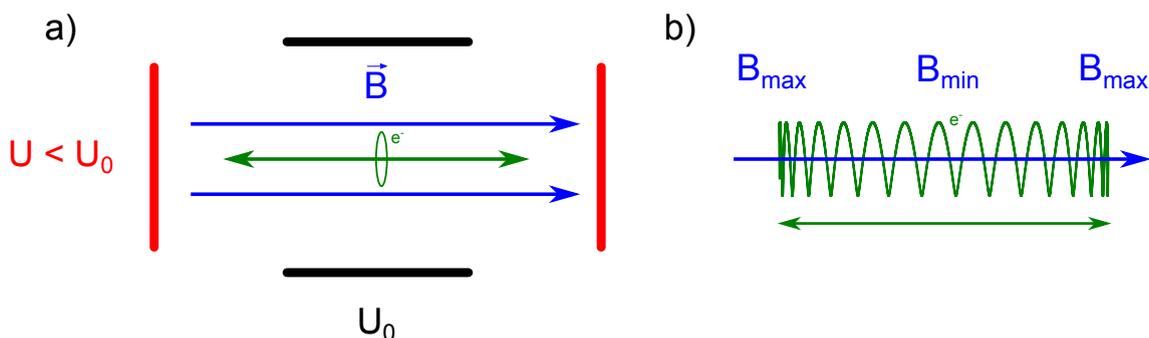


Abbildung 2.7.: Bei der Penningfalle (a) wird ein Teilchen in der abgebildeten horizontalen Richtung durch ein elektrisches Potential eingeschlossen und senkrecht dazu durch ein Magnetfeld. Dieses zwingt das Teilchen auf eine Zyklotronbahn um eine Feldlinie. Bei einer magnetischen Falle (b) ist ein inhomogenes Magnetfeld ausreichend, um das Teilchen in einem Volumen gefangen zu halten. Bewegt sich das Teilchen in ein Gebiet mit stärkerem Magnetfeld wird der Impulsvektor aufrichtet bis das Teilchen umkehrt (siehe Abschnitt 2.1).

Durch den sehr niedrigen Druck von 10^{-11} mbar wird die Restgasionisation stark unterdrückt und auch beim elektromagnetischen Design der Elektroden wurde darauf geachtet keine Fallen zu erzeugen, in denen Teilchen gespeichert werden. Die intrinsische Radioaktivität kann durch sorgfältige Materialauswahl reduziert werden. Allerdings ist es nicht möglich, das Spektrometer vollständig gegen Strahlung abzuschirmen. Daher ist es wichtig, dass die in der Wand erzeugten Sekundärelektronen nicht in den Flusschlauch gelangen. Dies wird durch zwei Maßnahmen verhindert:

- **Magnetische Abschirmung:** Durch das im MAC-E-Filter verwendete Magnetfeld wird Elektronen das externe Eindringen in den Flusschlauch erschwert. Die dabei relevanten Mechanismen werden in Abschnitt 5.1 vorgestellt.
- **Elektrische Abschirmung:** Entlang der Tankwand wurden Drahtelektroden eingebaut, die ihr gegenüber auf ein leicht negatives Potential gebracht werden können. Durch das resultierende Feld werden die niederenergetischen Elektronen retardiert und zurück zur Tankwand beschleunigt (siehe Abbildung 2.8).

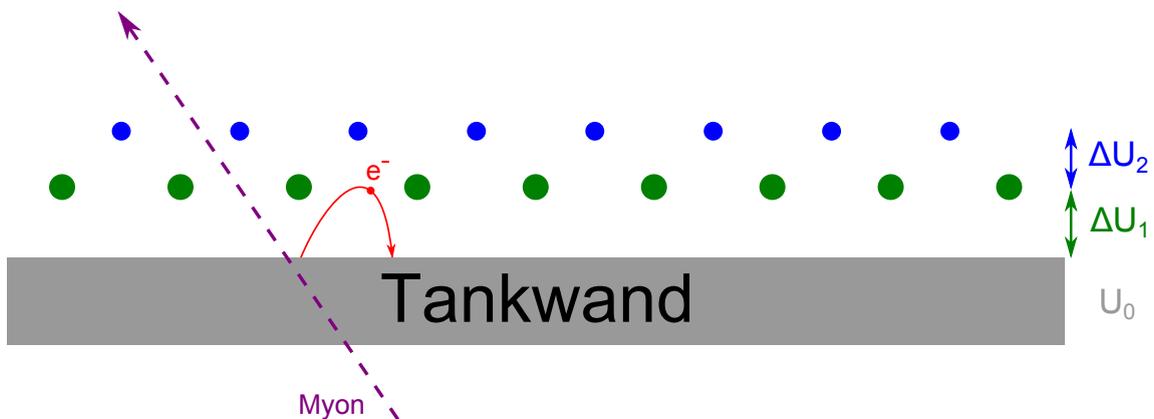


Abbildung 2.8.: Elektrische Abschirmung mit Drahtelektroden: Niederenergetische Elektronen, die zum Beispiel durch kosmische Myonen in der Tankwand ausgelöst werden, können aufgrund des Feldes der Drahtelektroden, deren Potential leicht negativ zum Tankpotential ist, nicht in den Flusschlauch gelangen. Die Drähte müssen eine möglichst kleine Masse besitzen, um nicht selbst zur Quelle von Untergrundelektronen zu werden. Im Hauptspektrometer gibt es zwei Drahtlagen (wie abgebildet), im Vorspektrometer hingegen nur eine.

Die Effektivität dieser beiden Abschirmmechanismen wurde bereits in [Lam09] untersucht, zum Beispiel mit Hilfe einer Röntgenröhre, die ein Energiespektrum zwischen 20 und 120 keV besitzt und Sekundärelektronen in einem großen Teil der Tankwand induziert. Im Rahmen dieser Arbeit sollen nun erstmals Sekundärelektronen mit definierter Energie an einer definierten Stelle an der Tankwand mithilfe einer geeigneten Lichtquelle durch den photoelektrischen Effekt ausgelöst und deren Verhalten untersucht werden.

3. Der UV-Laser

Im Rahmen dieser Diplomarbeit sollen erstmals detaillierte Untergrunduntersuchungen mit niederenergetischen Elektronen im Bereich von einigen eV, die von der Spektrometerwand kommen, durchgeführt werden. Diese Elektronen sollen durch den photoelektrischen Effekt erzeugt werden, indem die Spektrometerinnenwand mit einer geeigneten Lichtquelle beleuchtet wird. Diese Lichtquelle muss dafür folgende Eigenschaften aufweisen:

- **Gerichteter Strahl mit kleiner Divergenz:** Da die Innenwand des Spektrometertanks nur durch ein Fenster auf der gegenüberliegenden Seite angestrahlt werden kann, ist ein Strahl mit kleiner Winkeldivergenz erforderlich, um nicht die komplette Wand, sondern nur einen möglichst kleinen Punkt zu illuminieren. Außerdem soll eine Beleuchtung der nahe der Spektrometerwand installierten Drahtelektroden vermieden werden.
- **Monochromatisch:** Um Elektronen mit definierter Energie auszulösen, ist eine monochromatische Lichtquelle erforderlich.
- **Hohe Photonenenergie:** Die Austrittsarbeit von Edelstahl beträgt 4,4 eV [PBB⁺92]. Die Wellenlänge λ der Quelle sollte daher kleiner als 280 nm sein. Kürzere Wellenlängen sind zu bevorzugen, da die ausgelösten Elektronen dann entsprechend mehr kinetische Startenergie bekommen.
- **Kompakte Bauweise:** Die Lichtquelle darf nicht zu groß oder schwer sein, um möglichst flexibel und nahe am Spektrometertank montiert werden zu können und den Einsatz eines langen Glasfaserkabels zu vermeiden.
- **Gepulster Betrieb:** Ein gepulster Betrieb der Lichtquelle würde zusätzliche Flugzeituntersuchungen der erzeugten Elektronen ermöglichen.

Aufgrund der ersten beiden Kriterien kommt nur ein Laser in Frage. Daher wird in diesem Kapitel zuerst auf die Theorie des Laserprinzips eingegangen und anschließend der gewählte Helium-Silber-Laser ($\lambda = 224,3 \text{ nm}$) einschließlich seiner Funktionsweise vorgestellt. Danach folgt eine eingehende Beschreibung der Laserbox und ihrer Komponenten, die im Lauf dieser Diplomarbeit aufgebaut wurde. Abschließend wird auf die Messung einiger Laserparameter eingegangen, die für die geplanten Untersuchungen von grundlegender Bedeutung sind, wie die Anzahl der Photonen pro Laserpuls und die Genauigkeit des Triggersignals, das den Zeitpunkt des Laserpulses und damit der Elektronenerzeugung festlegt.

3.1. Theorie: Das Laserprinzip

Das Akronym LASER steht für **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation, was soviel wie *Lichtverstärkung durch stimulierte Emission von Strahlung* bedeutet. Schon 1916 wurde dieser Vorgang von A. Einstein theoretisch beschrieben [Ein16], doch erst 1960 gelang es T. Maiman den ersten funktionierenden Laser herzustellen [Mai60].

Bei der stimulierten Emission wird durch ein Photon mit passender Energie $h\nu = E_1 - E_0$ ein atomarer Übergang von E_1 auf E_0 stimuliert, wodurch ein zweites Photon mit gleicher Energie, Phase, Polarisation und Ausbreitungsrichtung entsteht. Dieses Photon kann jedoch auch sofort wieder absorbiert werden. Um eine Verstärkung zu erreichen, muss das obere Energieniveau E_1 höher besetzt sein als das untere E_0 . Dadurch nimmt die Wahrscheinlichkeit für Absorption ab und für stimulierte Emission zu. Eine höhere Besetzung des oberen Energieniveaus gegenüber dem unteren ist im thermodynamischen Gleichgewicht nicht möglich. Daher spricht man von einer Besetzungsinversion. Diese lässt sich in einem Zwei-Niveau-System nicht auf direktem Weg durch Einstrahlen eines Photons der Energie $h\nu$ erreichen – sie muss über einen Umweg erfolgen. Zum Beispiel kann in einem Medium mit einem Drei-Niveau-System das Niveau E_2 durch Photonen angeregt werden. Wenn dieses nun schneller durch spontane Emission in das Niveau E_1 übergeht, als dieses wiederum in E_0 übergehen kann, steigt die Besetzung des Zustandes E_1 stark an und eine Besetzungsinversion ist erreicht. Zur genaueren Veranschaulichung ist das Prinzip in Abbildung 3.1 dargestellt.

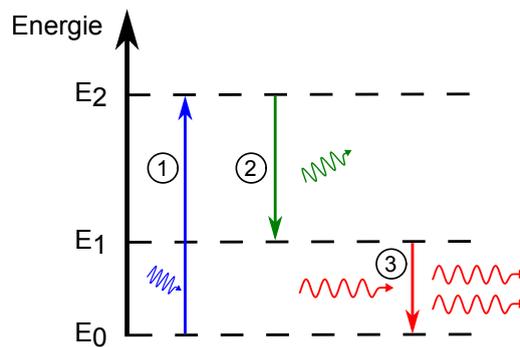


Abbildung 3.1.: Das Drei-Niveau-System eines Lasers: Durch optisches Pumpen (1) wird ein Energieniveau E_2 angeregt, das mit einer kurzen Lebensdauer durch spontane Emission (2) in das Energieniveau E_1 übergeht. Der Übergang zu E_0 kann nun durch stimulierte Emission (3) erfolgen. Von Besetzungsinversion spricht man, wenn E_1 stärker besetzt ist als E_0 . Nur dann kann stimulierte Emission zu einer effektiven Verstärkung der Strahlung führen.

Es gibt auch Lasersysteme, die mit mehr als drei Niveaus arbeiten, aber eines haben alle gemeinsam: Es muss auf indirektem Weg eine Besetzungsinversion erstellt werden, damit die stimulierte Emission eine Verstärkung der Strahlung bewirkt. Zusätzlich ist noch ein Resonator nötig, damit die Photonen das verstärkende Medium möglichst oft durchlaufen, wodurch die Intensität weiter erhöht wird.

Aufgrund der Tatsache, dass die durch stimulierte Emission gewonnenen Photonen alle die gleiche Wellenlänge, Phase und Richtung aufweisen, zeichnet sich ein Laser durch folgende Eigenschaft gegenüber einer klassischen Lichtquelle aus:

- Monochromatische Strahlung
- Große Kohärenzlänge
- Sehr kleine Divergenz des Lichtstrahls

Zur gezielten lokalen photoelektrischen Erzeugung von Elektronen mit definierter Energie ist ein Laser also ein optimales Werkzeug.

3.2. Der He-Ag-Laser

Bei dem im Rahmen dieser Diplomarbeit verwendeten Laser handelt es sich um einen Helium-Silber-Metaldampf-Hohlkathoden Laser mit einer Wellenlänge im fernen Ultraviolett von $\lambda = 224,3 \text{ nm}$. Die Funktionsweise dieses Lasers ist in [GSC80] beschrieben: Positive Heliumionen werden in einer Hohlkathodenröhre gegen eine Silberkathode beschleunigt. Dabei werden Silberatome herausgeschlagen und in die Gasphase gebracht, wodurch eine Silbergasdichte von mehr als 10^{14} Teilchen/cm³ erreicht werden kann. Anschließend entstehen durch die folgende Ladungsaustauschreaktion



angeregte Silberionen im $4d^9 5d \ ^1S_0$ Zustand. Durch die hohe Anzahl der Teilchen entstehen sehr viele angeregte Silberionen, was zu einer Besetzungsinversion führt und einen Laserübergang in den $4d^9 5p \ ^1P_1^0$ Zustand möglich macht (siehe Abbildung 3.2).

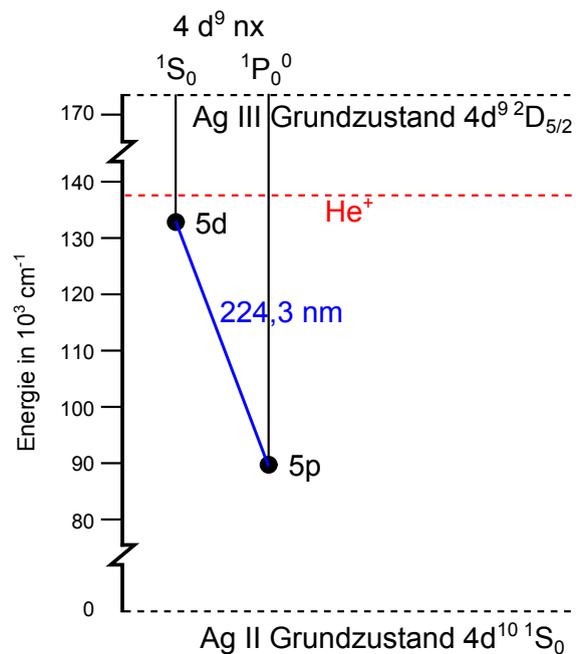


Abbildung 3.2.: Da das $4d^9 5d \ ^1S_0$ Silberionen-Energieniveau auf gleicher Höhe liegt wie der Grundzustand des Helumions kann dieses durch eine Ladungsaustauschreaktion bevölkert werden. Dies führt zu einer Besetzungsinversion und eine effektive Verstärkung des Übergangs wird möglich.

Es wurde ein gepulster Laser dieses Typs angeschafft, ein HeAg 70-224SL von PhotonSystems (siehe Abbildung 3.3). Er besitzt laut Hersteller folgende Eigenschaften [Sys10]:

- Wellenlänge: $224,3 \text{ nm} (\pm 0,5 \text{ pm})$
- Energie pro Puls: $10 \mu\text{J}$
- Pulsfrequenz: 1 - 20 Hz
- Maße: $65 \text{ cm} \times 10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$
- Gewicht: 3,6 kg
- Pulslänge: 20 - 120 μs
- Strahldivergenz: $< 4 \text{ mrad}$



Abbildung 3.3.: Abbildung des He-Ag-Lasers. Der Laser ist ungefähr 65 cm lang und 10 cm breit und hoch.

Dieses Gerät kann alle zu Beginn des Kapitels gestellten Anforderungen erfüllen und ist damit bestens für die geplanten Untersuchungen geeignet. Der beschriebene Mechanismus, dass Silberatome von der Kathode geschlagen werden, führt allerdings zu einer Abnutzung der Kathode und einer Kontaminierung der Spiegel. Der Hersteller gibt eine Reduzierung der Ausgangsleistung von 50% nach etwa elf Millionen Laserpulsen an, was bei einer Pulsrate von 20 Hz einer Zeit von etwa 150 Stunden entspricht.

3.3. Beschreibung der Laserbox

Aus Sicherheitsgründen (Laserschutzklasse 3B) darf der Laser nicht frei stehend betrieben werden, daher wurde eine Schutzbox aufgebaut. Hierzu wurde der Laser auf einer Lochrasterplatte aus Aluminium befestigt und aus Boschprofilen sowie PVC-Platten eine Schutzbox gefertigt (siehe Abbildung 3.4). Auf der Lochrasterplatte lassen sich einfach weitere optische Komponenten anbringen (siehe folgende Abschnitte). Der Aufbau im Inneren der Schutzbox ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Direkt vor dem Laser ist ein Shutter angebracht, der an ein Interlocksystem angeschlossen ist und im nächsten Abschnitt genauer vorgestellt wird. Durch einen UV-Spiegel wird der Strahl senkrecht durch ein Loch im Boden der Box gelenkt. Auf diese Weise kann er bei den späteren Messungen in den Vorspektrometertank gelangen, da die Laserbox darüber angebracht wird (siehe Abschnitt 4.2). Der vom Spiegel transmittierte Anteil des Laserstrahls wird mithilfe einer UV-Diode über einen Verstärker ausgelesen. Für Messungen der Laserparameter wurde die UV-Diode direkt vor den Strahl gebracht, ein Verstärker war aufgrund der Intensität des direkten Strahls für das Auslesen nicht notwendig. Bei den in Abschnitt 4.2 beschriebenen Messungen am Vorspektrometer war noch kein transmittierender Spiegel verfügbar, so dass auf eine aktive Überwachung mithilfe der UV-Diode während der Messungen verzichtet werden musste.

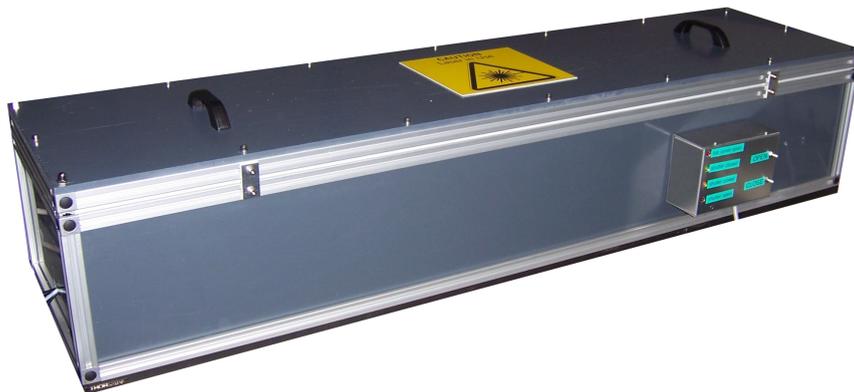


Abbildung 3.4.: Foto der gebauten Laserbox. Sie ist 120 cm lang, 30 cm breit und 25 cm hoch. Der verschließbare Deckel kann abgenommen werden. Auf der Vorderseite befindet sich die Bedienoberfläche des Interlocksystems (siehe Abschnitt 3.3.1). Auf der linken Seite ist eine Durchführung für Strom- und Datenkabel.

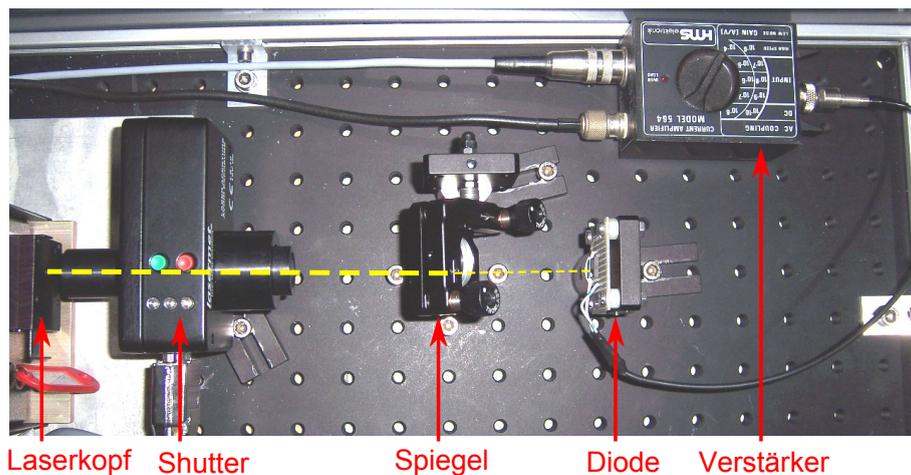
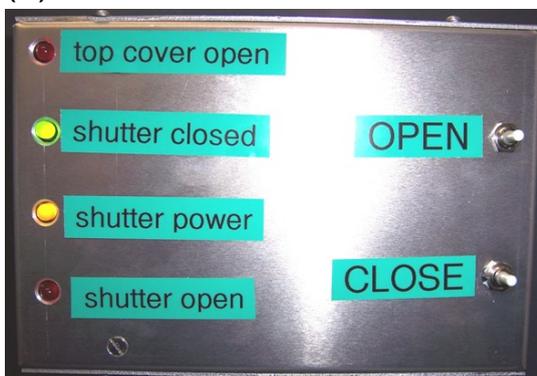


Abbildung 3.5.: Foto des Aufbaus im Inneren der Laserbox. Der Strahl kommt aus dem Laserkopf, passiert den ans Interlocksystem angeschlossenen Shutter und trifft auf einen Spiegel. Durch diesen wird er vertikal durch ein Loch im Boden der Platte geleitet. Ein geringer Anteil des Lichtes wird vom Spiegel transmittiert und trifft auf eine Diode, die über einen Verstärker ausgelesen wird. Der Strahlgang des Lasers bis zum Spiegel ist in gelb skizziert. Für die Bestimmung der Laserparameter (Abschnitt 3.4) wurde die Diode direkt vor dem Shutter positioniert und konnte ohne Verstärker ausgelesen werden.

3.3.1. Shutter und Interlocksystem

Die im vorherigen Abschnitt beschriebene Schutzbox verhindert nicht, dass der Laser bei offenem Deckel betrieben wird. Daher wurde ein Shutter¹ vor dem Laserkopf platziert und ein Interlocksystem entworfen. Im Shutter befindet sich eine Verschlussklappe, die den Strahl blockiert. Durch einen Elektromagneten kann diese angehoben werden, wenn der Shutter an eine Stromversorgung angeschlossen ist. Ein Wegfallen der Spannungsversorgung des Shutters führt somit automatisch zur Blockade des Strahlgangs, da die Verschlussklappe wieder herunterfällt. Für die Steuerung des Shutters wurde eine Bedienoberfläche samt Elektronik auf der Außenseite der Schutzbox angebracht (siehe Abbildung 3.6 a). Durch zwei Druckknöpfe kann der Shutter geöffnet und wieder geschlossen werden. Vier LEDs dienen als Statusanzeige.

(a)



(b)



Abbildung 3.6.: Foto der Bedienoberfläche des Interlocksystems (a). Über die beiden Schalter kann der Shutter geöffnet oder geschlossen werden. Die vier LEDs geben eine Rückmeldung über den Zustand des Systems. Der Shutter kann nur geöffnet werden, wenn der Deckel der Laserbox korrekt aufgesetzt wurde. Dies wird durch zwei Paare magnetischer Schalter (b) sichergestellt.

¹LS-10-12 von Lasermet

Die Stromversorgung zum Shutter führt über zwei Paare codierter, magnetischer Schalter² (siehe Abbildung 3.6 b), die am oberen Rand der Schutzbox angebracht sind. Ihre Gegenstücke befinden sich am Deckel. Schon ein leichtes Verschieben des Deckels führt zu einer Unterbrechung der Stromversorgung des Shutters. Im Ganzen ist durch das aufgebaute Interlocksystem sichergestellt, dass ein gefahrfreies Arbeiten mit dem UV-Laser möglich ist.

3.3.2. Spiegel

Um den Laserstrahl umzulenken wurde ein Spiegel aus Aluminium mit einer UV-Reflexionschicht³ verwendet, der laut Hersteller bei einer Wellenlänge von $\lambda = 220 \text{ nm}$ eine Reflexion von 76% aufweist [Tho10]. Neben einem normalen Modell wurde auch ein Spiegel eingesetzt, der auf der Rückseite poliert wurde. Dadurch wird auch ein Bruchteil des Lichtes transmittiert und es kann eine UV-Diode hinter dem Spiegel zur Überwachung der Intensität eingesetzt werden. Dies war bei den Messungen mit dem UV-Laser am Vorspektrometer allerdings noch nicht möglich, da jener Spiegel zu dieser Zeit noch nicht verfügbar war. Daher wurde das Modell ohne polierte Rückseite verwendet.

Der Spiegel wurde in eine Halterung eingebracht und horizontal montiert (siehe Abbildung 3.7 a). Durch zwei Justierschrauben kann die Neigung der beiden Achsen unabhängig verstellt werden. Dadurch ist es möglich, den Laserstrahl sehr präzise vertikal nach unten zu lenken.



Abbildung 3.7.: a: Foto des Spiegels von hinten und der verwendeten Halterung. An den Justierschrauben lässt sich der Spiegel in zwei Achsen verkippen. b: Foto der UV-Diode, die zur Befestigung auf ein Stück Lochrasterplatine gelötet wurde.

3.3.3. UV-Diode

Zur Messung der Laserparameter wurde eine $5,8 \text{ mm} \times 5,8 \text{ mm}$ große UV-Diode⁴ eingesetzt. Diese verfügt laut Herstellerangaben über eine Anstiegszeit von $1 \mu\text{s}$ und eine Photosensitivität von $0,1 \text{ A/W}$ bei einer Wellenlänge von $\lambda = 220 \text{ nm}$ [Ham10]. Die Diode wurde auf eine Lochrasterplatine gelötet (siehe Abbildung 3.7 b) und kann so im Strahlengang platziert werden. Für die Messungen der Laserparameter wurde die Diode hinter den Shutter in den Strahlengang gestellt und konnte mit einem Oszilloskop direkt ausgelesen werden. Wenn die Diode zur Intensitätsüberwachung hinter dem Spiegel platziert wird, ist eine Verstärkung des Signals nötig. Hierfür wird ein Stromverstärker⁵ eingesetzt, mit dem eine Verstärkung von 10^4 bis 10^{10} erreicht werden kann.

²S21 Sipa Sensor von Allen-Bradley

³PF10-03-F01 von Thorlabs

⁴S1337-66BQ von Hamamatsu

⁵Modell 564 von HMS Elektronik

3.4. Messungen von Laserparametern

Bevor die Laserbox für Messungen am Vorspektrometer eingesetzt wurde, mussten einige Parameter des Lasers, wie die Pulsenergie und das Triggersignal untersucht werden. Die Messung dieser und weiterer Parameter werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

3.4.1. Divergenz

Zur Messung der Divergenz des Laserstrahls wurde in drei verschiedenen Distanzen zum Laser eine Messung der Größe des Laserpunktes durchgeführt. Hierfür wurde fluoreszierendes Papier zusammen mit Millimeterpapier in den Strahlengang gehalten und ein Foto aufgenommen. Auf dem Bild konnte so später die Größe des Laserpunktes bestimmt werden. In Abbildung 3.8 ist das Foto des Laserpunktes zu sehen, bei einer Entfernung von 450 cm zwischen Papier und Laserkopf. Es fällt auf, dass die vom Laser illuminierte Fläche nicht rund ist, sondern eine elliptische Form besitzt. Zusätzlich zum runden Punkt in der Mitte sind kleine Ausläufer in vertikaler Richtung erkennbar. Es handelt sich hierbei um die Überlagerung von transversalen Lasermoden. Aufgrund dieser elliptischen Form wird bei den Messungen kein Radius des Laserpunktes angegeben, sondern die Ausdehnung in vertikaler und horizontaler Richtung. Das Ergebnis ist in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

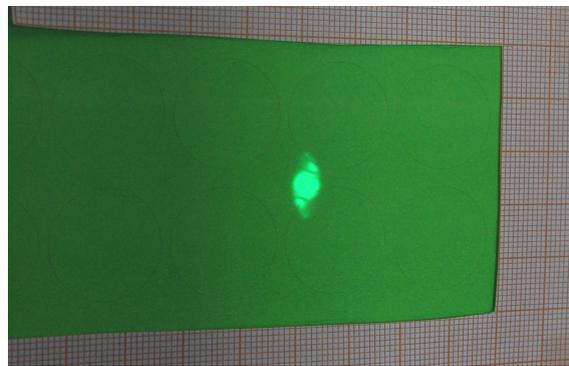


Abbildung 3.8.: Foto des Laserpunktes auf einem fluoreszierenden Papier in 450 cm Entfernung zum Laserkopf. Neben dem großen mittleren Laserpunkt sind auch zwei kleine Artefakte zu erkennen. Es handelt sich dabei um die Überlagerung von transversalen Lasermoden. Mithilfe des Millimeterpapiers auf dem Foto kann die Größe der illuminierten Fläche bestimmt werden.

Tabelle 3.1.: Bestimmung der Laserpunktgröße bei verschiedenen Entfernungen

Entfernung in cm	Ausdehnung des Laserpunktes in horizontaler Richtung in mm	Ausdehnung des Laserpunktes in vertikaler Richtung in mm
6	1,2	1,8
217	2,3	4,4
450	5,5	10,0

Mit einfachen trigonometrischen Überlegungen (siehe Anhang A.1) kann eine Formel für die Berechnung der Divergenz angegeben werden:

$$\alpha = 2 \cdot \arctan \left(\frac{d_2 - d_1}{2 \cdot L} \right) \quad (3.2)$$

wobei d_1 und d_2 die Ausdehnung des Laserpunktes an zwei verschiedenen Orten ist und L der Abstand zwischen ihnen. Mithilfe dieser Formel können für jede der beiden Orientierungen drei Divergenzwerte berechnet werden. Deren Mittelwerte mit Standardabweichung sind in Tabelle 3.2 dargestellt.

Tabelle 3.2.: Laserdivergenz in horizontaler und vertikaler Richtung

Orientierung	Divergenz in mrad	Standardabweichung in mrad
horizontal	0,95	0,43
vertikal	1,83	0,59

Anhand der hohen Standardabweichung ist zu erkennen, dass diese Methode nicht hinreichend präzise ist. Dies liegt vor allem an der Tatsache, dass die Geometrie der abgemessenen Punkte auf dem fluoreszierenden Papier von der Belichtung abhängig ist. Ein hierfür besser geeigneter *Beam-Profilier* stand jedoch nicht zur Verfügung.

Trotzdem ist eindeutig zu sehen, dass die Divergenz für beide Orientierungen deutlich unter dem vom Hersteller angegebenen Wert von 4 mrad liegt. Für die geplanten Messungen am Vorspektrometer ist bei konservativer Abschätzung eine Divergenz von 2,4 mrad in horizontaler Orientierung nötig, um mit dem Laserstrahl zwischen den Drahtelektrodenmodulen hindurchzutreffen (siehe Berechnungen in Anhang A.2). Auch dieser Wert wird um mehr als die Hälfte unterboten.

3.4.2. Pulslänge

Zur Überprüfung der Pulslänge des Lasers wurde mit verschiedenen eingestellten Pulslängewerten auf die UV-Diode gestrahlt und diese direkt am $50\ \Omega$ Eingang eines Oszilloskops⁶ ausgelesen. Das Messergebnis ist in Abbildung 3.9 grafisch dargestellt.

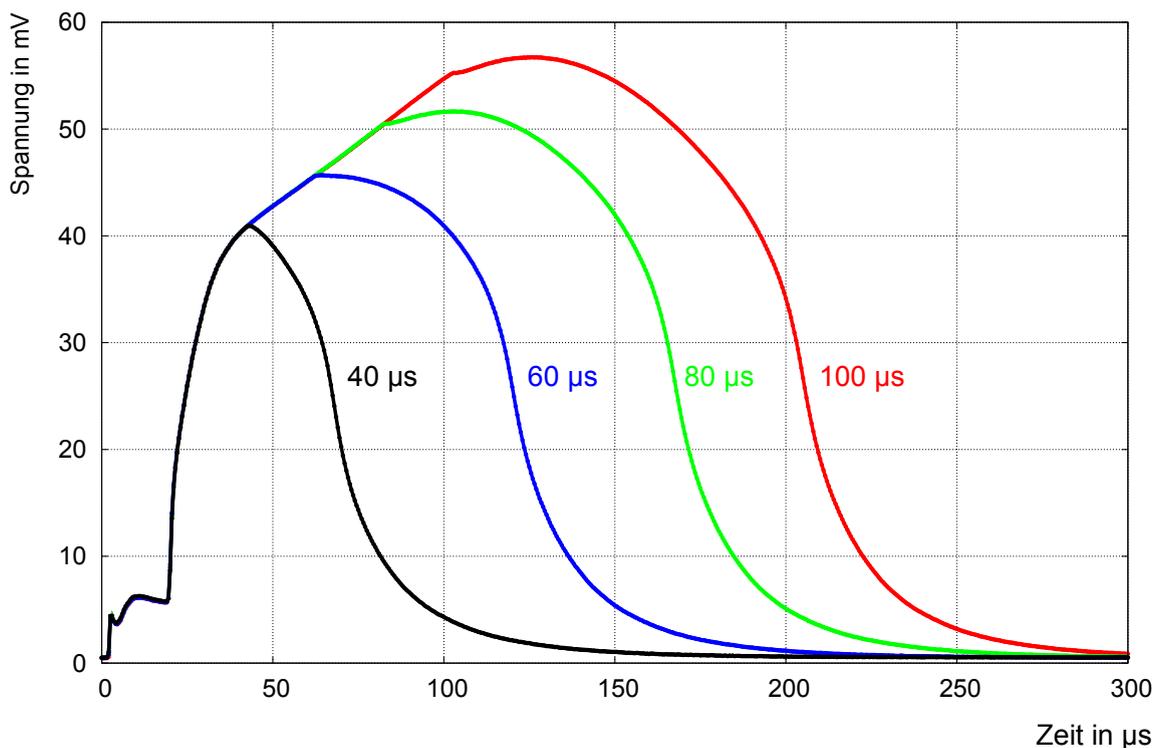


Abbildung 3.9.: Messung der Pulslänge mithilfe der UV-Diode für verschieden eingestellte Pulslängewerte von 40, 60, 80 und 100 µs. Die UV-Diode wurde direkt an ein Oszilloskop angeschlossen. Die anliegende Spannung ist auf der Ordinatenachse aufgetragen. Das Signal der UV-Diode ist in allen vier Fällen deutlich länger als die eingestellte Pulslänge des Lasers.

⁶Agilent DSO5054A

Das Pulssignal der UV-Diode kann bei allen eingestellten Pulsängen in drei Teile getrennt werden:

- 0 - 20 μs : eine Art Einschaltvorgang mit sehr geringer Lichtintensität
- ab 20 μs bis zur eingestellten Pulsbreite: steiler Anstieg des Signals
- restliche Zeit: Abklingen des Signals bis auf null

Auffällig ist die lange Abklingzeit, die weit über die eingestellte Pulsänge hinausgeht. Der Grund dafür konnte nicht eindeutig geklärt werden. Die UV-Diode ist laut Hersteller mit einer Reaktionszeit von 1 μs schnell genug. Auch die elektronische Auslesekonfiguration am 50 Ω Eingang des Oszilloskops kann solche Zeitkonstanten nicht erklären. Es könnte sich um Fluoreszenzeffekte auf der Diodenoberfläche handeln. Mit bloßem Auge ist ein bläuliches Schimmern auf der Diodenoberfläche zu erkennen. Zur Erklärung dieses Verhaltens sind weitere Untersuchungen nötig, die über den Rahmen dieser Diplomarbeit hinausgehen.

3.4.3. Pulsenergie

Um die Energie pro Puls für verschiedene Pulsängen zu bestimmen, wurde wieder die UV-Diode eingesetzt. Da der Laserstrahl bei den am Vorspektrometer durchzuführenden Messungen über einen Spiegel gelenkt werden soll (siehe Abbildung 3.5), wurde die UV-Diode in den vom Spiegel reflektierten Strahl gebracht. Auf diese Weise werden Reflexionsverluste durch den Spiegel mitberücksichtigt. Die UV-Diode wurde wieder an das Oszilloskop angeschlossen und Spannungskurven von Pulsängen zwischen 10 und 100 μs aufgenommen. Für die Gesamtenergie eines Laserpulses musste die Fläche unter der aufgenommenen Spannungskurve bestimmt werden, was auf numerische Weise mit der Trapezformel durchgeführt wurde. Aus der Photosensitivität der UV-Diode von 0,1 A/W und der Tatsache, dass der Diodenstrom am Oszilloskop über 50 Ω abgegriffen wurde⁷, ist es möglich, die Energie pro Puls zu berechnen. Mit der Wellenlänge des UV-Lasers von $\lambda = 224,3 \text{ nm}$ kann aus der Energie die Anzahl der Photonen in einem Puls bestimmt werden. Da mit diesen Photonen durch den photoelektrischen Effekt Elektronen aus Edelstahl ausgelöst werden sollen, wurde auch die Anzahl der Elektronen berechnet, die durch einen Laserpuls freigesetzt werden kann. Hierfür ist die Quanteneffizienz von Edelstahl nötig, die etwa 10^{-4} Elektronen/Photon beträgt [CDH⁺94]. Alle auf diese beschriebene Weise berechneten Werte sind in Tabelle 3.3 aufgelistet.

Tabelle 3.3.: Laserenergie und Photonenzahl für verschiedene Pulsängen

Pulsänge in μs	Fläche in Vs	Energie in J	Anzahl Photonen	Anzahl Elektronen
10	$1,29 \cdot 10^{-8}$	$2,58 \cdot 10^{-9}$	$2,91 \cdot 10^9$	$2,9 \cdot 10^5$
20	$6,73 \cdot 10^{-8}$	$1,35 \cdot 10^{-8}$	$1,52 \cdot 10^{10}$	$1,5 \cdot 10^6$
30	$4,40 \cdot 10^{-7}$	$8,80 \cdot 10^{-8}$	$9,94 \cdot 10^{10}$	$9,9 \cdot 10^6$
40	$8,65 \cdot 10^{-7}$	$1,73 \cdot 10^{-7}$	$1,95 \cdot 10^{11}$	$2,0 \cdot 10^7$
50	$1,42 \cdot 10^{-6}$	$2,84 \cdot 10^{-7}$	$3,21 \cdot 10^{11}$	$3,2 \cdot 10^7$
60	$1,90 \cdot 10^{-6}$	$3,80 \cdot 10^{-7}$	$4,29 \cdot 10^{11}$	$4,3 \cdot 10^7$
70	$2,44 \cdot 10^{-6}$	$4,88 \cdot 10^{-7}$	$5,51 \cdot 10^{11}$	$5,5 \cdot 10^7$
80	$2,79 \cdot 10^{-6}$	$5,58 \cdot 10^{-7}$	$6,30 \cdot 10^{11}$	$6,3 \cdot 10^7$
90	$3,18 \cdot 10^{-6}$	$6,36 \cdot 10^{-7}$	$7,18 \cdot 10^{11}$	$7,2 \cdot 10^7$
100	$3,57 \cdot 10^{-6}$	$7,14 \cdot 10^{-7}$	$8,06 \cdot 10^{11}$	$8,1 \cdot 10^7$

Um die Stabilität der Pulsenergie zu überprüfen, wurde der Laser mit einer Frequenz von 20 Hz über einem Zeitraum von etwa eine Stunde kontinuierlich betrieben. Die Amplitude auf dem an die UV-Diode angeschlossenen Oszilloskop betrug dabei im Mittel 53,9 mV

⁷Hier ist korrekterweise noch der Innenwiderstand der UV-Diode zu berücksichtigen. Dieser wurde zu $\sim 450 \Omega$ bestimmt und ist somit vernachlässigbar.

mit einer Standardabweichung von 3,5 mV. Der kleinste gemessene Wert betrug 36,9 mV, der größte 56,9 mV. Während der Messung war zu beobachten, dass die Amplitude ständig anstieg, was auf eine Aufwärmphase des Lasers hindeutet. Aus diesen Gründen ist eine Überwachung der Intensität mit dem bereits in Abbildung 3.5 vorgestellten Aufbau notwendig. Wenn dies nicht erfolgt, ist die Pulsenergie während des Experiments und damit auch die Anzahl der freigesetzten Elektronen, mit einer Ungenauigkeit von etwa 50% behaftet.

3.4.4. Spektrum

Auch wenn ein Laser als monochromatische Lichtquelle bezeichnet wird, werden neben der Laserfrequenz oft auch andere Frequenzen emittiert. In diesem Fall werden Übergänge im Plasma in der Hohlkathode angeregt, wodurch es zu zusätzlichen Untergrundlinien im Spektrum des Lasers kommt [Las05]. Um das Verhältnis der 224,3 nm-Linie zu den Untergrundlinien zu bestimmen, wurde das Frequenzspektrum des Lasers mit einem Spektrometer⁸ aufgenommen. Hierzu wurde der Laserstrahl in eine UV-Glasfaser kollimiert, die direkt an das Gerät angeschlossen werden konnte. Das aufgenommene Spektrum ist in Abbildung 3.10 dargestellt.

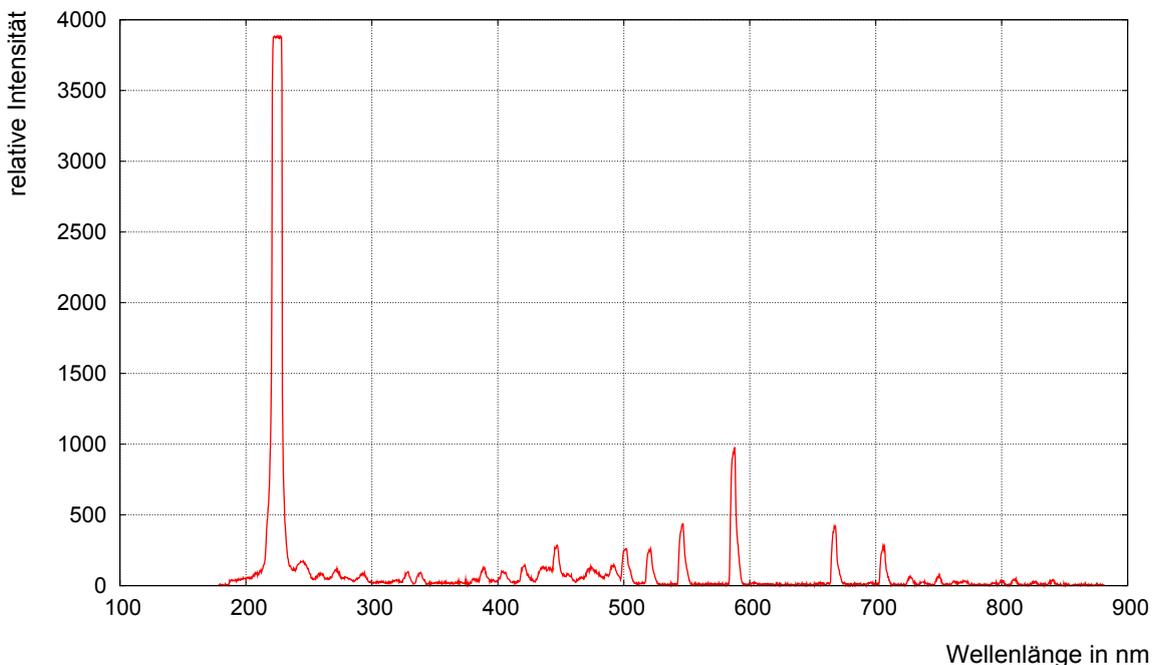


Abbildung 3.10.: Frequenzspektrum des UV-Lasers. Die Laserlinie bei 224,3 nm ist in Sättigung des Analog/Digital Wandlers des Spektrometers und daher oben abgeschnitten. Das Verhältnis der Laserlinie zur größten Untergrundlinie bei ungefähr 590 nm beträgt etwa 45:1 (nicht in dieser Abbildung zu erkennen). Die Untergrundlinien kommen von Plasmaentladungen in der Hohlkathode des Lasers.

Das Verhältnis von der Intensität durch Plasmalinen zur Intensität der Hauptlaserlinie beträgt etwa 2%. Da die gemessenen Untergrundlinien alle niederenergetischer als die Hauptlaserlinie sind, reicht ihre Energie nicht aus um durch den photoelektrischen Effekt Elektronen aus Edelstahl herauszulösen. Dennoch wurde ein ND⁹-Filter bestellt, der nur für Photonen zwischen etwa 210 und 230 nm durchlässig ist. Bei den im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Messungen war dieser Filter noch nicht verfügbar, er kann aber bei zukünftigen Messungen mit dem UV-Laser eingesetzt werden.

⁸USB2000 Spektrometer von Ocean Optics mit einem 100 μm Spalt. Dieses Gerät wurde freundlicherweise vom IMF zur Verfügung gestellt.

⁹Neutraldichtefilter, auch Graufilter

3.4.5. Trigger

Der UV-Laser verfügt über ein Triggersignal, das einen erfolgten Lichtpuls durch einen elektrischen Rechteckpuls anzeigt. Für Flugzeituntersuchungen der ausgelösten Elektronen ist es wichtig, die genaue zeitliche Korrelation zwischen Triggersignal und Lichtpuls zu untersuchen. Dazu wurde das Triggersignal an ein Oszilloskop angeschlossen, ebenso wie das Signal der UV-Diode, die direkt vor dem Laser positioniert wurde. Für den Anschluss des Triggersignals wurde das gleiche ~ 20 m lange Kabel verwendet, das auch später bei den Messungen am Vorspektrometer für das Auslesen des Triggersignals genutzt wurde. Dadurch kann die Verzögerung, die sich durch das lange Kabel ergibt, vernachlässigt werden¹⁰. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass das Triggersignal dem Lichtpuls etwa $20 \mu\text{s}$ vorausgeht. In dieser Zeit scheint im Rahmen eines Einschaltvorgangs die Lasereffizienz sehr gering zu sein und es werden nur eine sehr kleine Menge an Photonen emittiert.

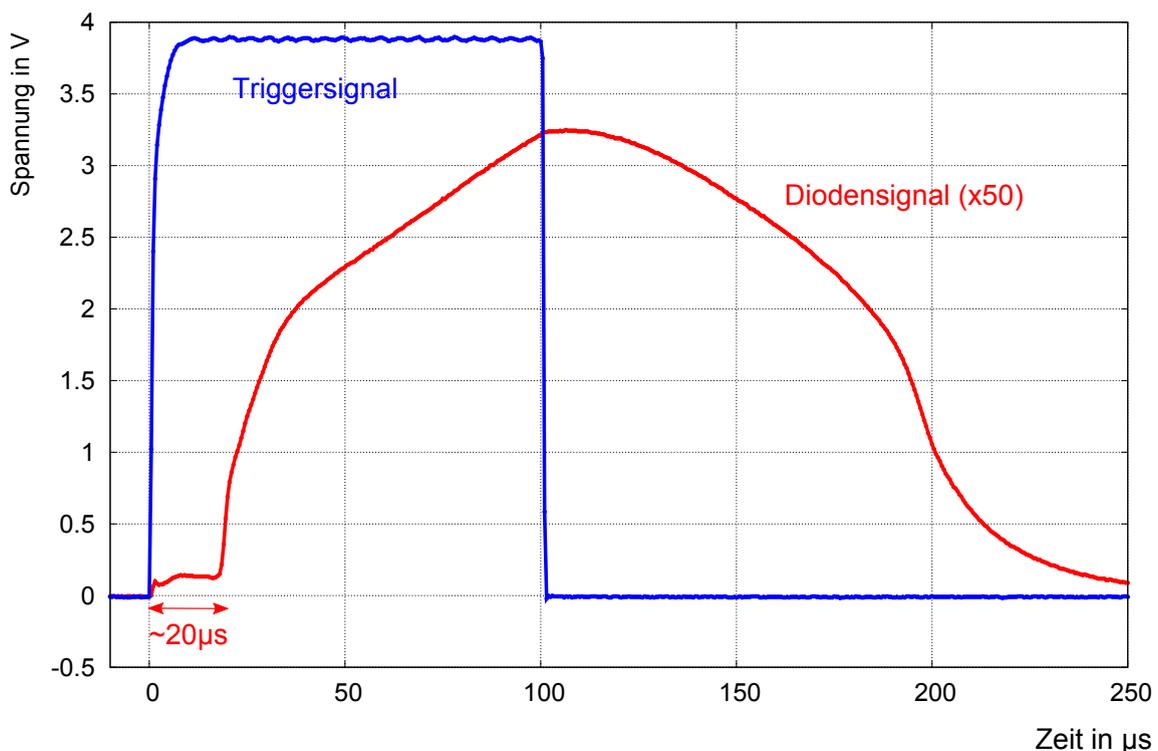


Abbildung 3.11.: Zeitverzögerung des Triggersignals: Das Signal der UV-Diode und das dazugehörige Triggersignal des Lasers sind über der Zeit aufgetragen. Das Signal der UV-Diode ist 50 mal vergrößert dargestellt. Erst nach einem Einschaltvorgang von etwa $20 \mu\text{s}$ nach dem Triggersignal steigt das Signal an der UV-Diode deutlich an.

Um die Stabilität des Triggersignals zu überprüfen wurde der Laser mit einer Frequenz von 20 Hz etwa eine Stunde lang kontinuierlich betrieben. Das Oszilloskop zählte in dieser Zeit bei etwa 71000 Laserpulsen eine mittlere Verzögerung¹¹ von $29,7 \mu\text{s}$ bei einer Standardabweichung von $1,1 \mu\text{s}$. Der Minimalwert lag bei $0,0 \mu\text{s}$, der Maximalwert bei $44,5 \mu\text{s}$. Diese Messung zeigt, dass die Triggerfunktion des Lasers nicht für detaillierte Flugzeituntersuchungen genutzt werden kann, da der genaue Zeitpunkt des Laserpulses und damit der Zeitpunkt der Elektronenerzeugung nicht exakt mit dem Triggersignal korreliert ist.

¹⁰Diese Verzögerung liegt im Nanosekunden-Bereich und spielt daher keine Rolle, wie die folgende Messung zeigt.

¹¹Die Verzögerung zwischen zwei Signalen wird intern im Oszilloskop als Differenz der Zeit, wenn die Flanken zur Hälfte angestiegen sind, berechnet. Daher fällt dieser Wert etwas größer aus als der manuell abgelesene.

Es ist allerdings möglich, zwischen Elektronen mit einer Flugzeit von zum Beispiel einigen μs und deutlich langsameren Elektronen zum Beispiel im Millisekundenbereich zu unterscheiden. Allerdings kann die UV-Diode, wenn sie hinter dem rückseitig polierten Spiegel positioniert wird, nicht nur zur Überwachung der Pulsenergie, sondern auch als verlässliches Triggersignal genutzt werden.

4. Messungen am Vorspektrometer

In diesem Kapitel werden die Messungen, die am Vorspektrometer-Test-Aufbau mit dem UV-Laser durchgeführt werden, beschrieben. Zuerst wird ein kurzer Überblick über den Vorspektrometer-Test-Aufbau gegeben. Genauere technische Details dieses Aufbaus können unter [Hab09] nachgeschlagen werden. Anschließend wird der Aufbau der im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Messungen mit dem UV-Laser beschrieben sowie die einzelnen Messungen mit Ergebnissen vorgestellt.

4.1. Vorspektrometer-Aufbau

Das Vorspektrometer befindet sich zurzeit in einem separaten Aufbau, der als Test und zur Weiterentwicklung vieler Komponenten des Hauptspektrometers und zur Untersuchung von Untergrundprozessen genutzt wird. Abbildung 4.1 gibt einen Überblick des Aufbaus. Der Tank besteht aus 10 mm dickem Edelstahl des Typs 1.4429, ist 3,38 m lang und hat einen inneren Durchmesser von 1,68 m. Er steht elektrisch isoliert auf einer Tragekonstruktion und besitzt zwei große DN-500 Pumpstutzen. Vor und hinter dem Tank befindet sich je eine supraleitende Spule, die ein axialsymmetrisches Magnetfeld generieren kann, das im Inneren der Spule eine magnetische Flussdichte von bis zu 4,5 T und in der Analysierebene von bis zu 16 mT erreicht.

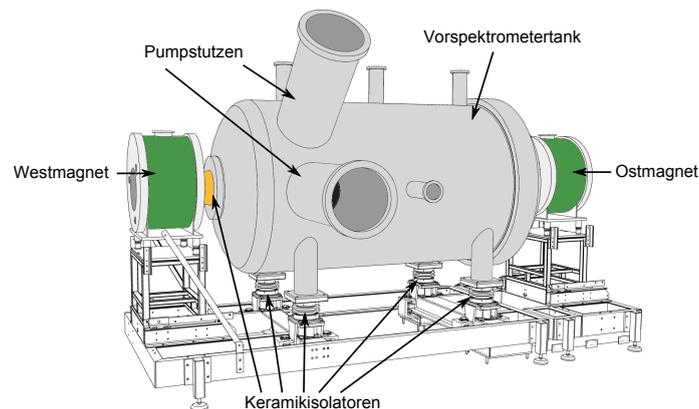


Abbildung 4.1.: Der Vorspektromertank steht auf einer Tragekonstruktion aus Edelstahl und ist durch Keramikisolatoren von der Umgebung isoliert. Vor und hinter dem Tank steht je eine supraleitende Spule (Abbildung nach [Frä10]).

4.1.1. Vakuumsystem

Die Aufgabe des Vorspektrometer-Vakuumsystems besteht in der Erzeugung und Aufrechterhaltung eines Drucks im Vorspektrometertank von unter 10^{-11} mbar. Um dies zu erreichen wurden nur UHV¹ geeignete Komponenten und Materialien verbaut. Außerdem kann der Tank auf 200 °C ausgeheizt werden um dünne Wasserfilme auf der Oberfläche zu entfernen. Für eine ausreichende Pumpleistung wurden die folgenden Pumpen hintereinandergeschaltet:

- Eine Adixen ACP28 Vorpumpe kann einen Unterdruck von 10^{-3} mbar erzeugen.
- Es folgt eine Leybold TW290 TMP², die ein Zwischenvakuum von 10^{-7} mbar erreicht.
- Am Ende der Kaskade werden zwei parallel geschaltete TMPs verwendet (EBARA ET801H, Leybold MAG W 1300).
- Als Hauptpumpe dient eine passive SAES ST07 Getterpumpe, die den restlichen Wasserstoff effektiv binden kann. Bei den im Folgenden beschriebenen Messungen war diese Pumpe nicht installiert, so dass der Druck in einem Bereich von etwa 10^{-9} mbar lag.

Für die Überwachung des Vakuums sind in den Pumpstutzen zwei Manometer angebracht. Während des Messbetriebes werden diese ausgeschaltet, da sie Untergründereignisse produzieren.

4.1.2. Inneres Elektrodensystem

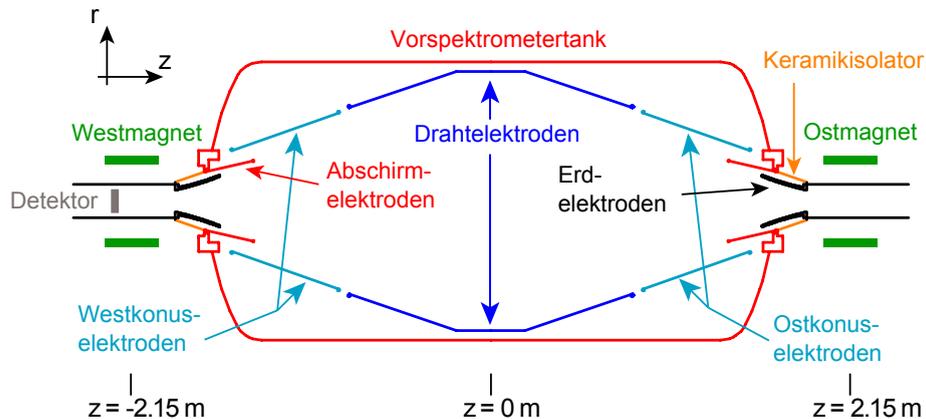


Abbildung 4.2.: Skizze des Vorspektrometer-Test-Aufbaus mit Elektrodensystem. (Draufsicht)

Abbildungen 4.2 und 4.3 geben einen Überblick über das Elektrodensystem des Vorspektrometers. Alle Komponenten können auf Hochspannung gebracht werden, mit Ausnahme der Erdelektroden, die auf Erdpotential liegen. Die Abschirmelektroden sind fest mit dem Tank verbunden und liegen daher auf gleichem Potential. Die restlichen inneren Elektroden bestehen aus drei Hauptkomponenten: den beiden Konuselektroden sowie den Drahtelektroden. Diese können separat auf Hochspannung gebracht werden und dienen folgendem Zweck:

- Feineinstellung des elektrischen Potentials in der Analysierebene
- Untergrundunterdrückung von Sekundärelektronen, die in der Tankwand ausgelöst werden. Diese können durch ein Elektrodenpotential, das negativer als das Tankpotential ist, effektiv abgeschirmt werden.

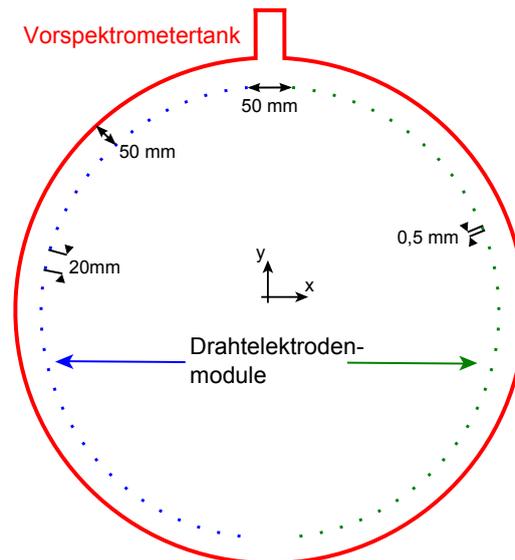


Abbildung 4.3.: Skizze des Vorspektrometer-Elektrodensystems mit Abmessungen der Drähte (nicht maßstabsgetreu). Schnitt bei $z=0$. Die Drahtelektroden sind in eine linke Hälfte (blau) und eine rechte Hälfte (grün) geteilt. Der Stutzen über dem Tank kann für das Einstrahlen des Laserlichtes genutzt werden (siehe Abbildung 4.6).

Die axialsymmetrischen Konus- und Drahtelektroden sind in je zwei Hälften geteilt (siehe Abbildung 4.3). Da diese gegeneinander isoliert sind, können beide auf unterschiedliche Potentiale gebracht werden. Dies ermöglicht es, dass das Vorspektrometer im Dipolmodus betrieben wird, da ein horizontales elektrisches Feld zwischen beiden Elektrodenhälften erzeugt wird (siehe Kapitel 4.3.3). Außerdem erleichtert der 50 mm breite Spalt zwischen den beiden Hälften das Einstrahlen des Laserlichtes in das Tankinnere (siehe Kapitel 4.2).

4.1.3. Hochspannungsversorgung

Für die Hochspannungsversorgung des Vorspektrometertanks und seiner Elektroden kommen verschiedene Hochspannungsnetzgeräte zum Einsatz. Es werden hier nur die im Rahmen dieser Diplomarbeit verwendeten Geräte aufgezählt:

- FuG³ HCN 140-35000 (FUG4): Wird für die Hochspannungsversorgung des Tanks genutzt und kann bis zu -35 kV bereitstellen.
- FuG HCN 140M-35000 (FUG3): Wird für die Hochspannungsversorgung der inneren Elektroden genutzt und kann Spannungsdifferenzen von bis zu ± 5 kV gegenüber FUG4 bereitstellen.
- Canberra 2102/2: Steht auf einem Einschubschrank, der auf Tankpotential liegt und kann Spannungsdifferenzen von $\pm 1,5$ kV gegenüber der Tankspannung bereitstellen. Die Genauigkeit beträgt hierbei $0,1$ V, was ein sehr genaues Einstellen der Spannungsdifferenz zwischen inneren Elektroden und Tank erlaubt. Die Tatsache, dass dieses Gerät auf Tankpotential liegt, hat aber zur Folge, dass für eine Verstellung der Spannungsdifferenz die komplette Hochspannung heruntergefahren und der Tank (und damit das Spannungsgerät) geerdet werden muss. Aus diesem Grund wurde dieses Gerät nach den im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Messungen gegen eine NHQ 226L getauscht, das mithilfe einer potentialfreien Anbindung über einen PC bedient werden kann.

¹Ultrahochvakuum, $p < 10^{-7}$ mbar

²Turbomolekularpumpe

³FuG Elektronik GmbH

Für die Überwachung der Tankspannung kommt ein Julie Research KV-50 Spannungsteiler zum Einsatz. Außerdem werden verschiedene Methoden zur Stabilisierung der angelegten Hochspannung verwendet, die unter [Frä10] dokumentiert sind und Hochspannungsfluktuationen bis auf ein Niveau von 50 mV unterdrücken. Eine Übersichtsskizze des Hochspannungsversorgungssystems kann in Anhang B gefunden werden.

4.1.4. Magnete

Das Magnetfeld des Vorspektrometers wird von zwei supraleitenden Solenoiden erzeugt, die symmetrisch vor und hinter dem Vakuumtank mit einem Abstand von 2,15 m zur Analysierebene ($z = 0$ m) angebracht sind (siehe Abbildung 4.2). Jeder Magnet kann im Inneren ein Feld mit einer Flussdichte von bis zu 4,5 Tesla erzeugen. Der Magnetstrom beträgt dabei bis zu 157 Ampere und wird von jeweils einem FuG NTS 800-5 Netzgerät bereitgestellt. Die Abkühlung der Magnete auf die supraleitende Phase wird durch ein Helium-Kühlsystem gewährleistet. Wenn beide Magnete betrieben werden, entspricht der eingestellte Strom in Ampere ungefähr der magnetischen Flussdichte in der Analysierebene in Gauß⁴.

4.1.5. Detektor und DAQ

4.1.5.1. 64 Pixel Detektor

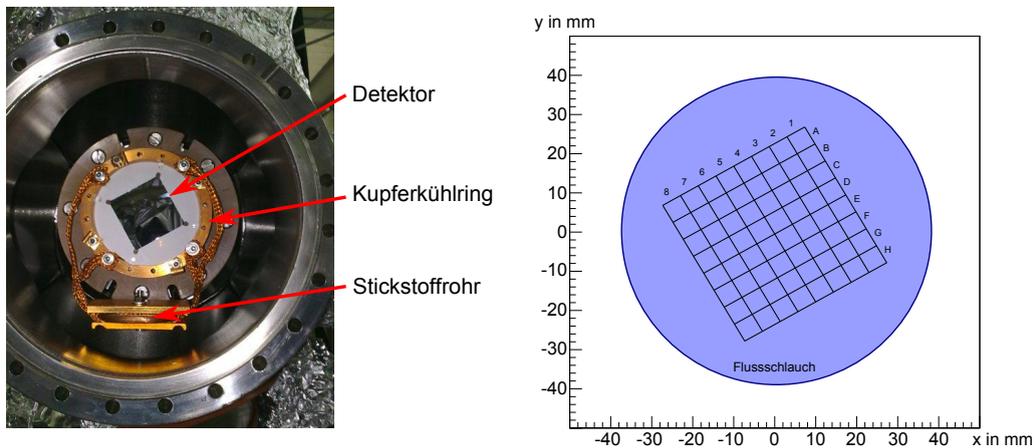


Abbildung 4.4.: Foto des 64 Pixel Detektors (links) mit Kupferkühlring und Stickstoffrohr für eine Betriebstemperatur im Bereich unterhalb von -60 °C. Ausrichtung des Detektors (rechts) mit schachbrettartiger Bezeichnung der Pixel. Der Detektor deckt $\sim 30\%$ des Flussschlauches ab. Die Blickrichtung ist bei beiden Bildern vom Spektrometertank auf den Detektor.

Auf der Westseite des Vorspektrometers ist ein verfahrbares Detektorsystem angebracht. Es enthält einen 64 Pixel Detektor (siehe Abbildung 4.4), der aus einer quadratischen monolithischen Silizium PIN Diode besteht und folgende Eigenschaft besitzt:

- Größe der einzelnen Pixel: 5×5 mm
- Gesamte effektive Fläche: 16 cm^2
- Betriebstemperatur: zwischen -100 °C und -60 °C (Kühlung mit flüssigem Stickstoff)
- Energieauflösung: $\sim 4 \text{ keV FWHM}^5$
- Schwellenwert der Energiedeposition: 10 keV

Ergänzende Informationen zum Detektor können in [WASZ06] und [Ren07] gefunden werden.

⁴1 Gauß = 10^{-4} Tesla

⁵Full-Width Half-Maximum

4.1.5.2. Datenaufnahme und -analyse

Das analoge Ausgangssignal des Detektors wird durch die IPE3⁶-DAQ-Elektronik digitalisiert und von der DAQ-Software ORCA⁷ gesteuert, die auch eine Live-Anzeige der Messung bereitstellt. Zur späteren Analyse werden die Daten in einen ROOT-Tree konvertiert und können mit dem Programm *ana user* aufbereitet werden (für Details siehe [Frä10]).

4.2. Messaufbau

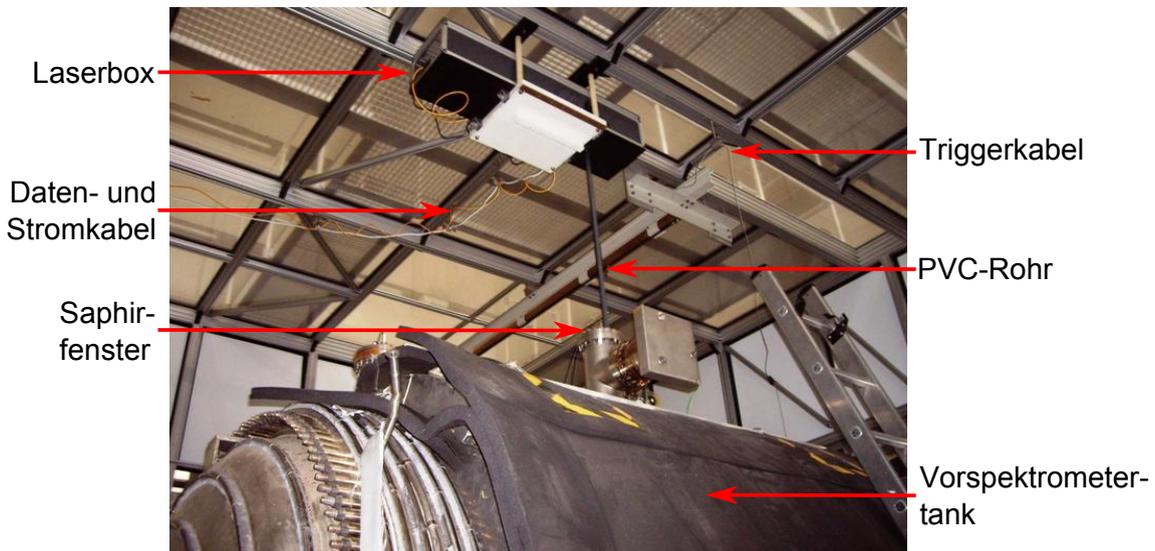


Abbildung 4.5.: Foto des Laseraufbaus am Vorspektrometer. Der Laser befindet sich in der lichtdichten Box über dem Spektrometertank und sein Strahl wird mithilfe eines Spiegels durch ein Saphirfenster in das Tankinnere geleitet. Ein Rohr aus PVC verhindert, dass Tageslicht in den Tank gelangt und dient gleichzeitig als Isolation, da der Tank auf Hochspannung liegt.

Die bereits in Kapitel 3.3 vorgestellte Laserbox wurde für die hier beschriebenen Messungen auf einer Plattform in einer Höhe von ~ 2 m über dem Vorspektrometer angebracht (siehe Abbildung 4.5). Der Strahl wurde mithilfe eines Lotes durch Verstellen des Spiegels so justiert, dass er senkrecht nach unten abstrahlte. Anschließend wurde die Box verschoben bis der Strahl genau in der Mitte des Saphirfensters positioniert war. Anhand der bekannten Geometrie des Vorspektrometeraufbaus kann daher geschlossen werden, dass der Strahl genau zwischen den Drahtmodulen durchgeführt wurde und den Spektrometerboden getroffen hat (siehe Abbildung 4.6). Der Laserpunkt am Boden ist nach Berechnungen auf Grundlage der Aperturmessungen in Abschnitt 3.4.1 etwa $4,6 \text{ mm} \times 8,6 \text{ mm}$ groß, während die Lücke zwischen den Drahtmodulen 50 mm beträgt. Berechnungen zur Position und Größe des Laserpunktes sind in Anhang A.2 zu finden. Dass der Laserstrahl wirklich auf die berechnete Stelle getroffen hat, lässt sich nicht experimentell verifizieren, da der Laserpunkt – aufgrund der Wellenlänge im UV-Bereich – auf der Stahloberfläche unsichtbar ist und keine UV-Dioden im Tank installiert sind.

Da beachtet werden muss, dass kein Tageslicht in den Spektrometertank fällt, musste der Lichtweg zwischen Laserbox und Saphirfenster verkleidet werden. Aufgrund der Tatsache, dass der Tank auf Hochspannung steht, wurde hierfür ein nichtleitendes PVC-Rohr verwendet.

⁶Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik, KIT

⁷Object oriented Real-time Control and Acquisition

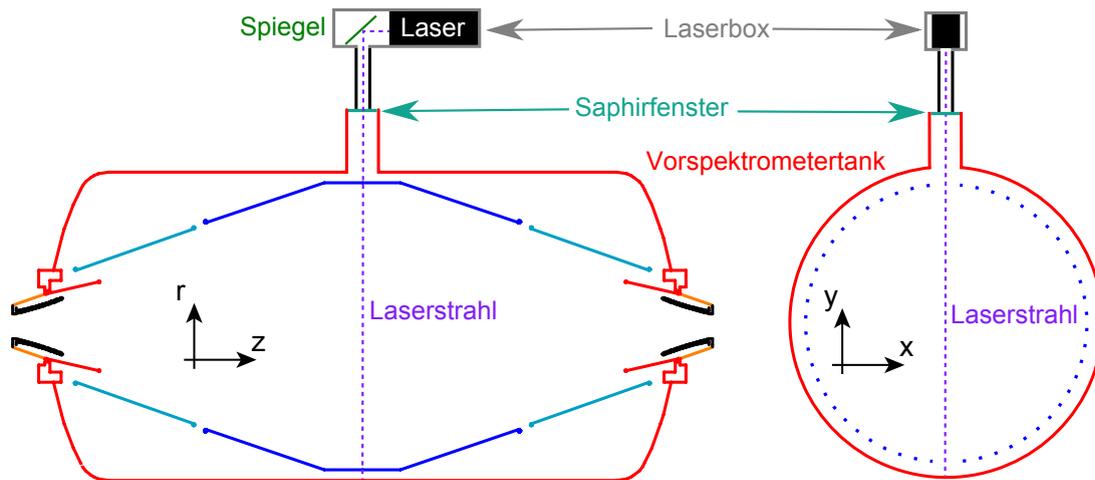


Abbildung 4.6.: Skizze des Laseraufbaus am Vorspektrometer. Links eine Seitenansicht und rechts ein Schnitt durch die Analysierebene. Der Laserstrahl passiert die Lücke zwischen den beiden Elektrodenmodulen und trifft unten die Spektrometerwand, wo durch den photoelektrischen Effekt Elektronen ausgelöst werden (nicht maßstabsgetreu).

Da die supraleitenden Solenoide des Vorspektrometers das Shutter-System der Laserbox beeinflussen können, wurde die Stromzufuhr des Lasers an das bestehende Interlock-System der Vorspektrometerkabine angeschlossen. Dadurch ist gewährleistet, dass der Laser nur betrieben werden kann, wenn sich keine Person in der Vorspektrometerkabine aufhält.

4.2.1. Einbindung des Triggersignals in die Datenanalyse

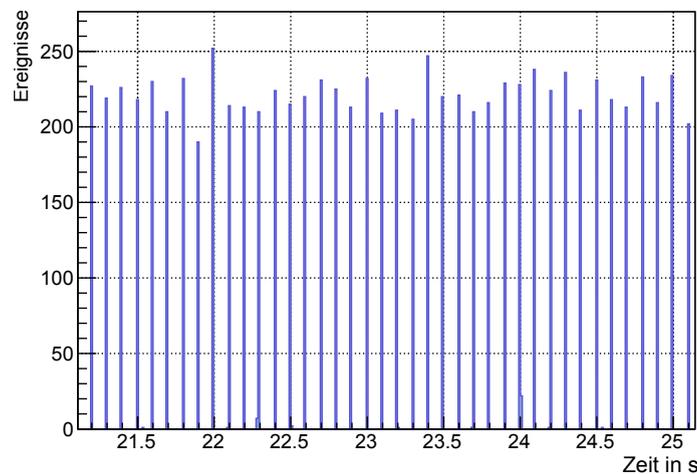


Abbildung 4.7.: Beispiel einer Messung zur Verdeutlichung des Effektes des gepulsten Lasers. Aufgetragen sind die Ereignisse am Detektor über der Zeit. Die Wiederholungsrate des Lasers beträgt 10 Hz, die Breite der Bins 10 ms.

Einen ersten Gesamteindruck der Lasermessung vermittelt (Abbildung 4.7), in welcher der Laser bei 10 Hz betrieben wurde. Dabei ist deutlich zu erkennen, dass die Signale am Detektor mit der gleichen Frequenz auftreten. Um diese genauer hinsichtlich einer zeitlichen Korrelation mit dem Laserpuls zu untersuchen wurde das Triggersignal des Lasers über ein circa 20 m langes Koaxialkabel in das gleiche DAQ-System eingespeist, das auch die Signale des Detektors verarbeitet (siehe Abschnitt 4.1.5.2). Anschließend wurde das bestehende Auswertungsprogramm *ana user* durch folgende Features zu *ana laser* erweitert:

- Suchen und Zählen des Triggersignals in einem Datensatz (entspricht der Anzahl der Laserpulse pro Messung)
- Definition eines Zeitraums nach einem Triggersignal („Triggerfenster“), in dem Ereignisse am Detektor als vom Laser induzierte Ereignisse gewertet werden. Typischerweise wurde dieses Triggerfenster $500\ \mu\text{s}$ groß gewählt.
- Berechnung des Mittelwertes der in einer Messreihe pro Laserpuls gezählten Ereignisse, inklusive Standardabweichung.
- Berechnung der Untergrundeignisse im Triggerfenster: Alle Ereignisse, die nicht im Triggerfenster liegen, werden als Untergrund gewertet. Ihre Anzahl wird auf die Zeitdauer der Triggerfenster skaliert. Bei einer typischen Messung mit einer Laserpulsrate von $20\ \text{Hz}$ und einem $500\ \mu\text{s}$ langem Triggerfenster beträgt das Verhältnis von Lasermesszeit zu Untergrundmesszeit etwa 1% , das heißt der Untergrund ist mit hoher statistischer Präzision bekannt.
- Anwendung der bestehenden Features von *ana user*, wie Deaktivierung einzelner Pixel, Energiecuts oder Detektor- und Energieplots, mit den Ereignissen im Triggerfenster.

In Abbildung 4.8 wird das Prinzip des Triggerfensters näher verdeutlicht. Der Zeitpunkt des Triggersignals in den Daten entspricht dem Zeitpunkt, relativ zu dem alle Detektordaten im Umfeld von $500\ \mu\text{s}$ ($-100\ \mu\text{s}$ bis $+400\ \mu\text{s}$) geplottet sind. Dies erfolgte mit allen verfügbaren Triggersignalen des Datensatzes, wobei die Detektordaten aufsummiert wurden. Die y-Achse wurde mit der Anzahl der Triggersignale skaliert. Ein Vergleich der Form des Signals mit Abbildung 3.11 zeigt die gleiche Struktur. Auch die in Abbildung 4.8 sichtbare Verzögerung der Ereignisse nach dem Triggersignal von etwa $20\ \mu\text{s}$ stimmt im Rahmen der Genauigkeit gut mit der internen Verzögerung des Lasers überein. Dies lässt den ersten Schluss zu, dass die Elektronen nur wenige Mikrosekunden benötigen, um von der Wand in das Innere des Flussschlauchs und dann zum Detektor zu gelangen.

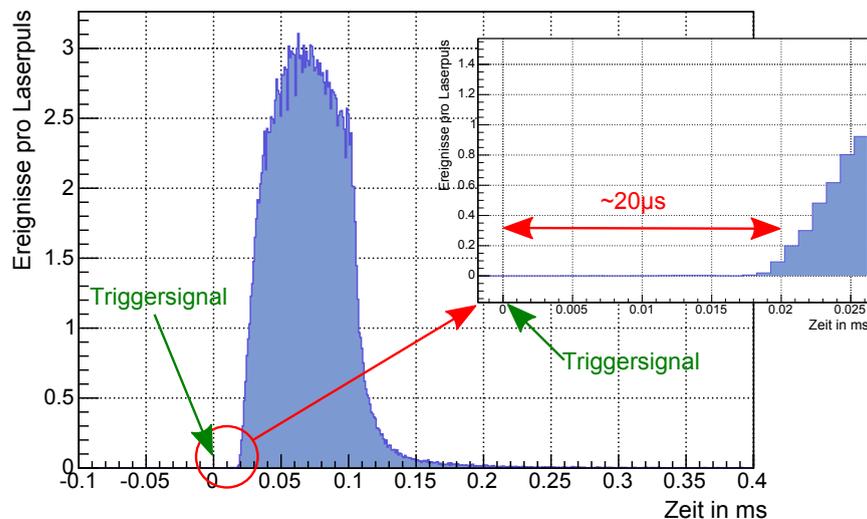


Abbildung 4.8.: Beispiel einer Messung, um das Prinzip des Triggerfensters zu verdeutlichen. Eine ausführliche Erläuterung ist im Text zu finden.

Wie bereits in Abschnitt 3.4.5 erläutert, ist die Zeit zwischen dem Triggersignal und dem Laserpuls aufgrund eines Zeit-Jitters in der Laserelektronik nicht immer konstant. Es kann in sehr seltenen Fällen sogar vorkommen, dass das Triggersignal vom Lasersystem erst nach dem Laserpuls in der Detektor-DAQ auftritt. Daher wurde das Triggerfenster in der Auswertung nicht nur auf den Bereich nach dem Triggersignal beschränkt, sondern auch der Zeitraum davor ($100\ \mu\text{s}$) wurde berücksichtigt.

4.3. Messungen

Im folgenden Abschnitt werden die mit dem UV-Laser am Vorspektrometer durchgeführten Messungen beschrieben. Zuerst wird kurz auf die Problematik von Streulicht auf dem Detektor eingegangen. Die restlichen Messungen sind in drei große Bereiche nach den erwarteten Transportmechanismen der Elektronen unterteilt:

- Asymmetrisches Magnetfeld, bei dem Photoelektronen aus der Tankwand zum Detektor gelangen können, weil die magnetische Abschirmung aufgehoben ist.
- Dipolmodus, bei dem die induzierten Photoelektronen durch das Anlegen eines Dipolfeldes in den Flusschlauch und damit zum Detektor driften können.
- Symmetrisches Feld, bei dem durch die magnetische Abschirmung nur wenige Elektronen auf den Detektor gelangen sollten.

4.3.1. Streulicht auf dem Detektor

Aufbauend auf der im letzten Abschnitt beschriebenen Tatsache, dass Ereignisse am Detektor direkt mit den Laserpulsen korreliert sind, lässt sich vermuten, dass die Ereignisse durch UV-Photonen ausgelöst werden, die auf den Detektor gestreut werden. Dies erscheint insbesondere unter dem Gesichtspunkt plausibel, dass die UV-Photonen mit einer Energie von 5,5 eV eine genügend hohe Energie besitzen, um Elektron-Loch-Paare in Silizium zu erzeugen. Um diese Hypothese zu testen, wurde eine Messung ohne Magnetfeld und ohne Hochspannung durchgeführt, so dass in der Wand erzeugte Elektronen nicht zum Detektor beschleunigt wurden. Die Messung wurde mit folgenden Parametern durchgeführt:

- Messzeit: 900 s
- Laserfrequenz: 1 Hz
- Pulsbreite: 100 μ s
- U_0 : 0 kV
- $I_{\text{west}} = 0$ A; $I_{\text{ost}} = 0$ A

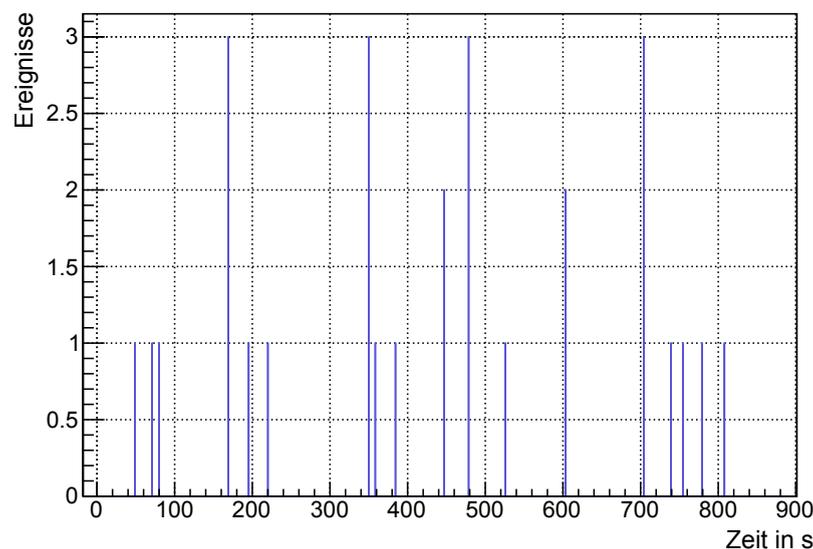


Abbildung 4.9.: Bei eingeschaltetem Laser und ohne elektrische und magnetische Felder wurden in 900 s Messzeit eine Gesamtzahl von 28 Ereignissen detektiert. Eine Analyse zeigt, dass kein Einziges davon im Triggerfenster liegt (nicht auf dem Bild zu sehen). Das Laserlicht selbst hat auf den Detektor also keinen direkten Einfluss.

Im Energieintervall zwischen 15 und 21 keV wurden 28 Ereignisse gemessen (siehe Abbildung 4.9). Eine detaillierte Analyse zeigt, dass selbst in einem erweiterten Triggerfenster von $200\ \mu\text{s}$ vor dem Trigger und $800\ \mu\text{s}$ dahinter kein einziges Ereignis in diesem Zeitraum liegt. Die Hypothese, dass gestreutes Laserlicht auf dem Detektor Ereignisse auslöst, wurde hiermit eindeutig widerlegt.

4.3.2. Asymmetrisches Magnetfeld

Unter einem asymmetrischen Magnetfeld ist hier nicht eine Abweichung von der Axialsymmetrie zu verstehen, sondern die Tatsache, dass beide Magnete mit deutlich unterschiedlichem felderzeugenden Strom betrieben wurden. In diesem Fall wurde der Westmagnet auf 30 A gestellt und der Ostmagnet auf $0\ \text{A}$ ⁸. Dies führt dazu, dass die Feldlinien vom Detektor divergieren und direkt auf die Tankwand treffen, wie in Abbildung 4.10 zu sehen ist. Dadurch werden aus der Wand durch UV-Licht ausgelöste Elektronen auf Zyklotronbahnen entlang der Feldlinien zum Detektor beschleunigt und die magnetische Abschirmung ist aufgehoben. Auf diese Weise können folgende Parameter gemessen werden:

- Effizienz der Abschirmung der Drahtelektroden (siehe Abbildung 2.8)
- Anzahl der aus der Wand herausgelösten Photoelektronen

Aufgrund der fehlenden magnetischen Abschirmung ist eine sehr hohe Rate an Ereignissen zu erwarten, daher wurde die Pulsbreite des Lasers auf den minimalen Wert von $20\ \mu\text{s}$ reduziert, was nach Tabelle 3.3 etwa 10^6 primär freigesetzten Elektronen pro Laserpuls entspricht.

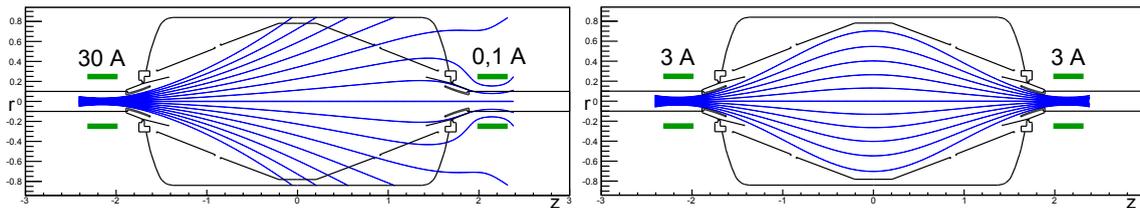


Abbildung 4.10.: Unterschied zwischen asymmetrischem (links) und symmetrischem Magnetfeld (rechts) im Vorspektrometer (Draufsicht). Beim asymmetrischen Magnetfeld verbinden Magnetfeldlinien den Detektor ($z = -2,3\ \text{m}$) direkt mit der Tankwand.

Messparameter

Es wurde bei dieser speziellen Feldkonfiguration eine Messreihe mit folgenden Parametern durchgeführt:

- Detektorposition: zentral auf der Achse, $z = -2,3\ \text{m}$
- Messzeit: je 100 s
- Laserfrequenz: 20 Hz
- Pulsbreite: $20\ \mu\text{s}$
- U_0 : 12 kV
- Felderzeugende Magnetströme: $I_{\text{west}} = 29,7\ \text{A}$; $I_{\text{ost}} = 0\ \text{A}$
- U_i : zwischen 0 und $-500\ \text{V}$ gegenüber U_0

Die Spannung der gesamten inneren Elektroden U_i wurde dabei mit dem inneren Spannungsgerät auf ein negatives Potential gegenüber der Tankwand gebracht.

⁸Da die Magnetkühlung nicht abgeschaltet wurde, zirkulierte ein Reststrom von circa $0,1\ \text{A}$.

Auswertung

Die durchgeführte Messreihe wurde anschließend mit dem oben bereits beschriebenen Programm *ana laser* (Abschnitt 4.2.1) analysiert. Das Triggerfenster (kurz: TF) wurde hierbei auf 1000 μs pro Laserpuls und der Energiebereich auf 10 bis 36 keV⁹ eingestellt.

Tabelle 4.1.: Auswertung der Messung mit asymmetrischem Magnetfeld

Messung Nr.	U_i in V	Anzahl Laserpulse	Ereignisse in allen TF	Ereignisse pro Laserpuls	Standardabweichung	Ereignisse nicht im TF	Untergrund in allen TF
10931	0	2000	21389	10,695	0,066	824	17
10932	-500	2001	10467	5,231	0,045	508	10
10933	-100	2000	10750	5,375	0,047	400	8
10934	-10	2001	13700	6,847	0,054	421	9
10935	-2	1999	13842	6,924	0,055	543	11
10936	-1	2512	14265	5,679	0,068	145	3
10937	-0,6	2000	13767	6,884	0,054	618	13
10938	0	2001	17396	8,694	0,060	767	16

In Tabelle 4.1 ist das Ergebnis der Auswertung zu sehen. Die Bedeutung der Parameter der einzelnen Spalten der Tabelle erklärt sich zu:

- **Messung Nr.:** Vom Datenaufnahmesystem des Vorspektrometers wird jeder durchgeführten Messung eine fortlaufende Nummer zugewiesen.
- **Ereignisse in allen Triggerfenstern (kurz TF):** Für jeden Laserpuls werden die Ereignisse im Triggerfenster gezählt. Die Summe entspricht der Gesamtzahl der Ereignisse in allen Triggerfenstern.
- **Ereignisse pro Laserpuls:** Mittelwert der pro Laserpuls im Triggerfenster gezählten Ereignissen.
- **Standardabweichung:** Standardabweichung des berechneten Mittelwerts.
- **Ereignisse nicht im Triggerfenster:** Alle Ereignisse, die außerhalb des definierten Triggerfensters gezählt wurden. Diese Ereignisse werden als Untergrundereignisse gewertet.
- **Untergrund in allen TF:** Die Anzahl der zuvor bestimmten Untergrundereignisse wird auf die Zeitdauer aller Triggerfenster skaliert. Das Ergebnis entspricht der Untergrundzahl relativ zu den in der vierten Spalte dargestellten Ereignissen in allen Triggerfenstern.

Bei der auffälligen Messung Nummer 10936 lieferte der Laser 2512 Triggersignale, obwohl bei einer 100 s langen Messung mit einer Pulsrate von 20 Hz nur 2000 zu erwarten wären. Eine Erklärung dafür ist, dass die Triggerelektronik des Lasers nicht korrekt funktioniert hat, diese Messung wurde daher aus den weiteren Analysen ausgeschlossen. Der Untergrund, der mehr als tausendmal schwächer ist als das Signal wird in der weiteren Analyse vernachlässigt.

In Abbildung 4.11 ist ein Vergleich zwischen den Messungen 10931 und 10932 bezüglich der räumlichen Verteilung der Ereignisse dargestellt. Die erste repräsentiert eine Messung ohne, die zweite eine mit der größten eingestellten elektrischen Abschirmung. Anhand der Pixelverteilung auf dem Detektor ist in beiden Fällen eine deutliche Ringstruktur zu erkennen.

⁹Die Obergrenze wurde als Dreifaches der angelegten Spannung gewählt, da, aufgrund der vielen Ereignisse in kurzer Zeit, *pileup*-Effekte eintreten.

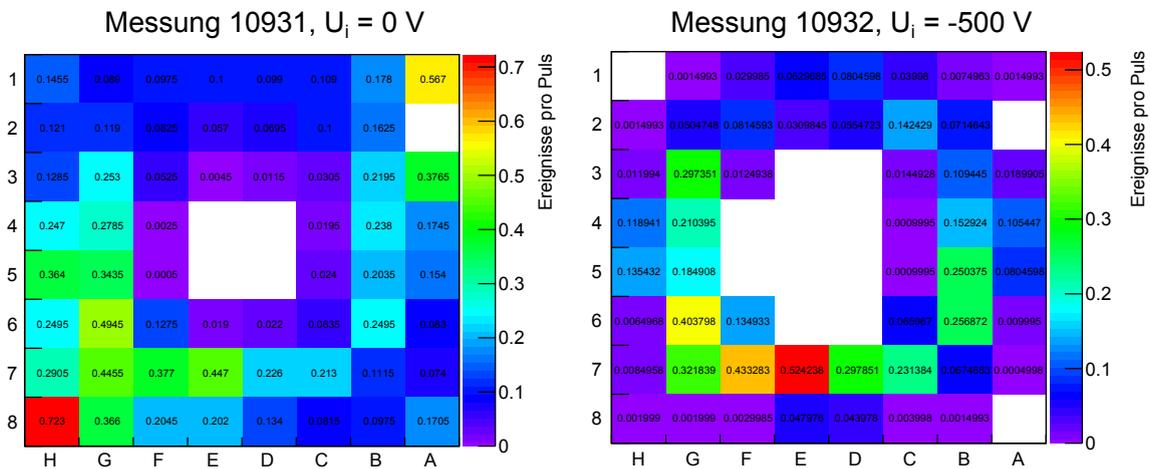


Abbildung 4.11.: Pixelverteilung auf dem Detektor sowohl ohne (links) als auch mit elektrischer Abschirmung (rechts). Charakteristisch ist bei beiden Abbildungen die ringförmige Struktur und die Lücke in der Mitte, die nicht von Elektronen getroffen wurde.

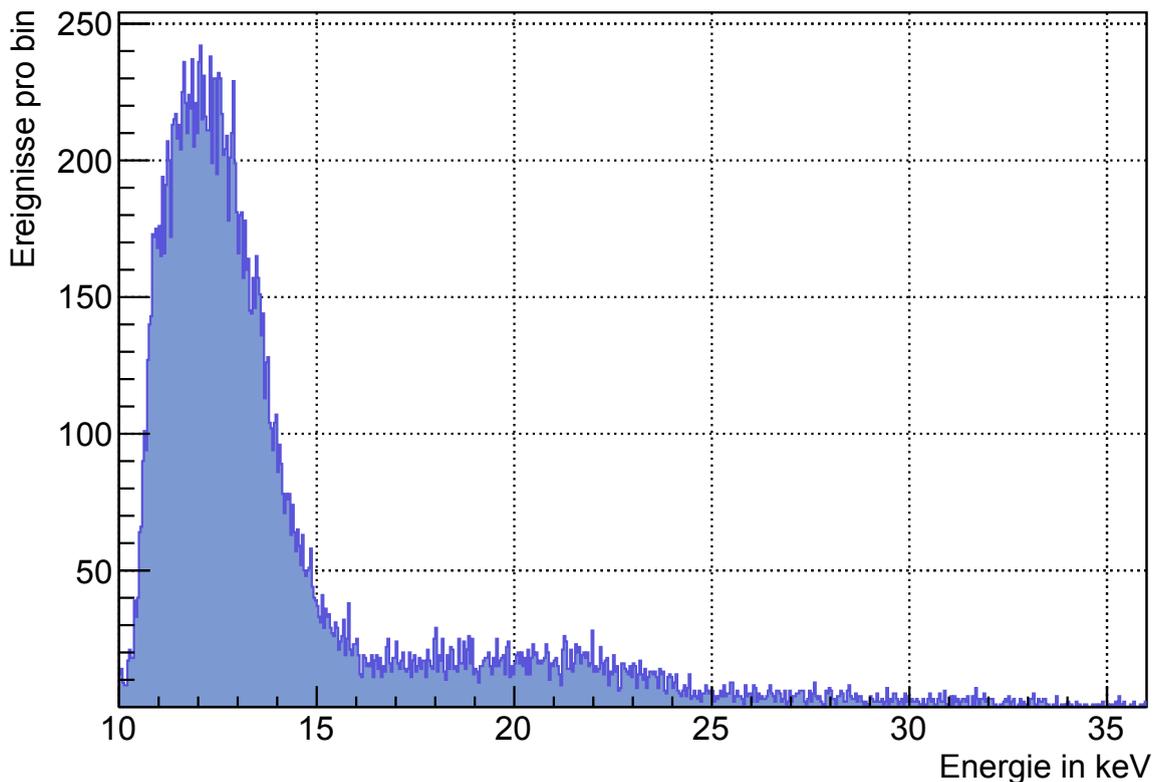


Abbildung 4.12.: Energieverteilung der im Triggerfenster detektierten Elektronen. Der Hauptpeak liegt etwa bei der Tankspannung von 12 keV. Das Histogramm ist für alle acht Messungen von der gleichen Form, weshalb hier nur exemplarisch Messung 10931 dargestellt ist.

In Abbildung 4.12 ist die Energieverteilung der Elektronen exemplarisch an der Messung ohne elektrischer Abschirmung dargestellt. Eine charakteristische pileup-Struktur ist erkennbar, die entsteht, wenn zwei oder mehr Elektronen den Detektor innerhalb von $3\ \mu\text{s}$ treffen. Die charakteristischen Stufen bei Vielfachen der Tankspannung $eU_0 = 12\ \text{keV}$ und $2eU_0 = 24\ \text{keV}$ sind zu erkennen. Ein UV-Photon kann durch den photoelektrischen Effekt immer nur ein Elektron erzeugen. Der pile-up entsteht daher nicht weil in einem physikalischen Prozess mehrere Elektronen gleichzeitig erzeugt werden, wie zum Beispiel in [Glü09] beschrieben, sondern kommt durch die hohe Rate erzeugten Photoelektronen zustande.

In Abbildung 4.13 ist die zeitliche Verteilung der Ereignisse dargestellt. Beim Vergleich der Pulsstrukturen fällt auf, dass der Großteil der Ereignisse direkt mit dem Laserpuls korreliert ist. Die Breite des Peaks, der aufgrund der logarithmischen Darstellung die meisten Ereignisse repräsentiert, beträgt etwa $20\ \mu\text{s}$, was der eingestellten Pulsbreite des Lasers entspricht. Bei der Messung ohne elektrische Abschirmung gibt es zusätzlich zu den direkt mit dem Laserpuls korrelierten schnellen Elektronen mit einer Flugzeit von wenigen μs auch einige um bis zu $0,6\ \text{ms}$ verzögerte Ereignisse.

Die letzte Abbildung dieser Messung (4.14) stellt die Effektivität der elektrischen Abschirmung grafisch dar. Schon bei einem kleinen elektrischen Abschirmungspotential geht das Signal am Detektor signifikant zurück. Eine Erhöhung des Potentials von $-100\ \text{V}$ auf $-500\ \text{V}$ hat kaum noch eine Auswirkung, die Rate geht nur auf weniger als die Hälfte gegenüber einer Messung ohne elektrischer Abschirmung zurück.

Schlussfolgerung

Anhand der beobachteten Pixelverteilung auf dem Detektor in Abbildung 4.11 kann der Schluss gezogen werden, dass der Laserstrahl vom Boden des Vorspektrometers diffus gespiegelt wird und Elektronen aus der gesamten Oberfläche der Tankwand ausgelöst werden. Wie in Abbildung 4.14 zu sehen ist, nimmt die Rate der Elektronen selbst mit einem Abschirmpotential von $U_i = -500\ \text{V}$ nur um etwa die Hälfte ab. Dies ist im bisherigen Modell nicht erklärbar, da UV-Licht induzierte Photoelektronen, die hinter den Drahtelektroden erzeugt werden, das elektrische Feld zwischen Tankwand und Drahtelektroden nicht überwinden können. Die Hälfte der Elektronen muss also aus einem Bereich kommen, der nicht von der elektrischen Abschirmung betroffen ist. Folgende Möglichkeiten kommen hierfür in Betracht: die Drähte, die Haltestruktur der Drähte oder auch die inneren Oberflächen der Konuselektroden.

Dies kann bereits in der Abbildung 4.10 erkannt werden und wird in Abschnitt 6.2 durch begleitende Berechnungen der magnetischen Feldlinien im Detail bestätigt. Dort wird gezeigt, dass bei einer asymmetrischen Magnetfeldkonfiguration nur Elektronen vom Ost-Konus und den Ost-Drahtelektroden den Detektor treffen können, wodurch auch die charakteristische geometrische Struktur auf dem Detektor erklärt wird. Der Vergleich von Experiment und Simulation ermöglicht auch quantitative Rückschlüsse über die Verteilung des Streulichtes im Vorspektrometertank. Außerdem kann dadurch gezeigt werden, dass die bei aktiviertem Potential gemessenen Elektronen nur vom Ost-Konus stammen und die elektrische Abschirmung der Drähte somit funktioniert.

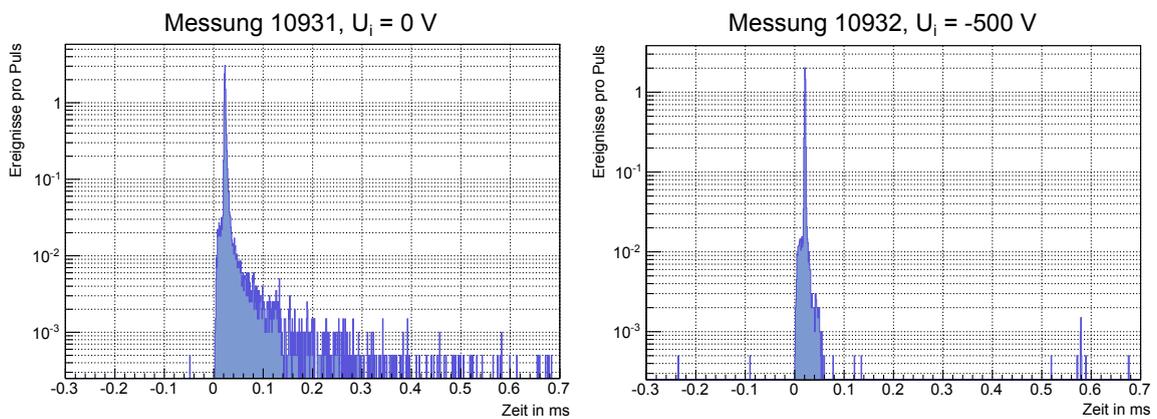


Abbildung 4.13.: Pulsstruktur aller Elektronenereignisse sowohl ohne (links) als auch mit elektrischer Abschirmung (rechts) in logarithmischer Darstellung. Das Triggersignal des Lasers liegt bei $t = 0$ s. Für den Großteil der Elektronen beträgt die Flugzeit von der Wand zum Detektor einige μ s

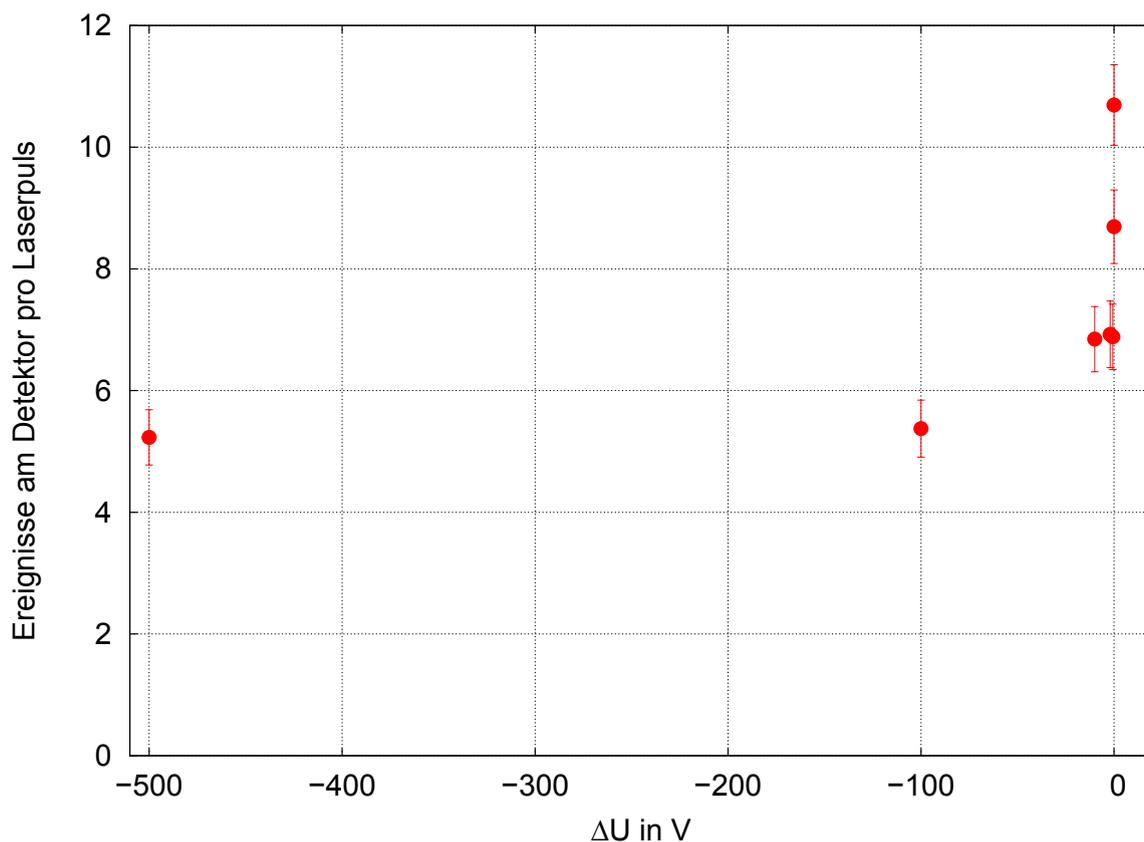


Abbildung 4.14.: Ereignisse am Detektor pro Laserpuls, aufgetragen über die verschiedenen angelegten inneren Spannungen. Die Fehlerbalken sind zur Visualisierung zehnfach vergrößert dargestellt.

4.3.3. Dipolmodus

Um die im vorherigen Abschnitt aufgestellte Hypothese, dass Elektronen durch Streulicht auf allen Seiten der Tankwand erzeugt werden, weiterführend zu überprüfen, wurden Messungen im Dipolmodus durchgeführt. Um die Wirkung des Dipoldrifts ohne zusätzliche Einflüsse zu untersuchen, wurde ein symmetrisches Magnetfeld mit hohen Spulenströmen eingestellt. Bei dieser magnetischen Feldkonfiguration sind ohne Dipoldrift keine vom Laser induzierten Ereignisse auf dem Detektor zu erwarten. Um den Dipolmodus zu aktivieren, wurden die inneren Drahtmodule auf ein unterschiedliches Potential gebracht, wodurch ein horizontales elektrisches Feld erzeugt wurde. Da dieses senkrecht zum Magnetfeld steht, entsteht eine $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift in radialer Richtung (siehe Abbildung 4.15). Je nach Vorzeichen des horizontalen elektrischen Feldes zeigt die resultierende Drift nach oben oder nach unten, so dass in einem Fall die Elektronen vom Boden des Tanks in den Fluss Schlauch gelangen und im anderen Fall die Elektronen von der „Decke“. Zusätzlich zur Verifizierung der Hypothese, dass Streulicht auch Elektronen an der Decke erzeugen kann, soll die Funktionsweise dieser Drift überprüft werden, was auch schon auf ähnliche Weise mit von einer Röntgenröhre induzierten Sekundärelektronen durchgeführt wurde (siehe [Fla04] und [Lam09]).

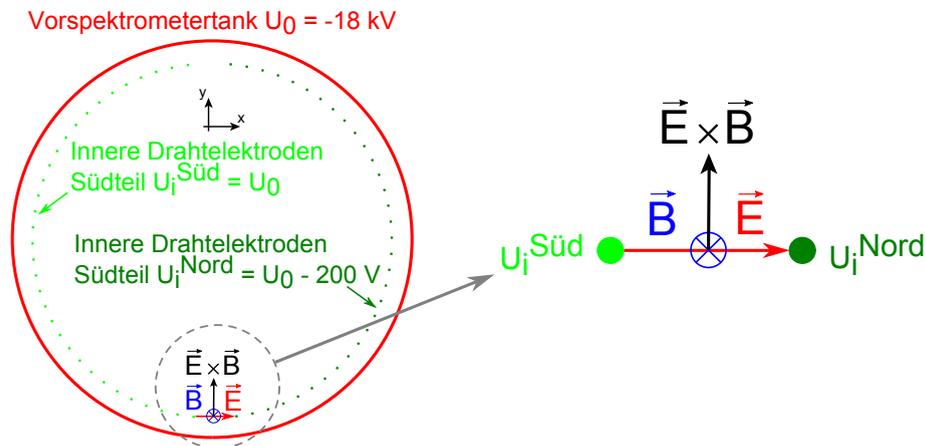


Abbildung 4.15.: Skizze des Vorspektrometers (Schnitt bei $z = 0$) im Dipolmodus. Die beiden Komponenten der Drahtelektroden werden auf unterschiedliche Potentiale gebracht, wodurch ein horizontales elektrisches Feld erzeugt wird. Das Magnetfeld zeigt in negative z -Richtung in die Ebene hinein. Bei dem hier gezeigten Beispiel, bei dem die Nordelektroden ein negatives Potential gegenüber den Südelektroden haben, entsteht eine Dipoldrift nach oben.

Messparameter

In der Feldkonfiguration unter Einschluss eines elektrischen Dipolfeldes und einem symmetrischen Magnetfeld wurde eine Messreihe mit folgenden Parametern durchgeführt:

- Detektorposition: zentral auf der Achse, $z = -2,3$ m
- Messzeit: je 100 s
- Laserfrequenz: 10 Hz
- Pulsbreite: 100 μ s
- U_0 : 18 kV
- Felderzeugende Magnetströme: $I_{\text{west}} = 29,7$ A; $I_{\text{ost}} = 29,8$ A

Die Spannung der inneren Elektroden U_i wurde dabei in eine Süd- und Nordkomponente getrennt und zwischen ihnen eine Spannungsdifferenz von ± 200 V erzeugt (siehe Tabelle 4.2).

Auswertung

Die durchgeführte Messreihe wurde wieder mit *ana laser* analysiert. Das Triggerfenster (kurz: TF) wurde hierbei auf 500 μs pro Laserpuls und der Energiebereich auf 10 bis 54 keV eingestellt.

Tabelle 4.2.: Auswertung der Messung mit Dipolmodus

Messung Nr.	U_i^{Sued} in V	U_i^{Nord} in V	Ereignisse in allen TF	Ereignisse pro Laserpuls	Fehler	Ereignisse nicht im TF	Untergrund in allen TF
10917	0	+200	141582	142,437	0,256	9651	48,497
10918	+200	0	146010	146,303	0,288	374	1,879
10919	-200	0	158245	158,403	0,299	3560	17,889
10920	0	-200	222710	226,102	0,351	31327	157,422

Das Ergebnis der Auswertung ist in Tabelle 4.2 dargestellt. Auffallend ist die hohe Rate bei der letzten Messung, obwohl die resultierende Dipoldrift nach oben genau gleich groß wie bei Messung 10918 ausfallen sollte. Die Pixelverteilung am Detektor ist für alle vier Feldkonfigurationen in Abbildung 4.16 dargestellt. Der Effekt des Dipolfeldes ist deutlich zu sehen. Je nach Richtung des Dipolfeldes können Elektronen von der Decke oder vom Boden des Spektrometers in den Flusschlauch und damit auf den Detektor driften. Die Energieverteilung des Hauptpeaks ist bei allen vier Messungen vergleichbar mit Abbildung 4.12.

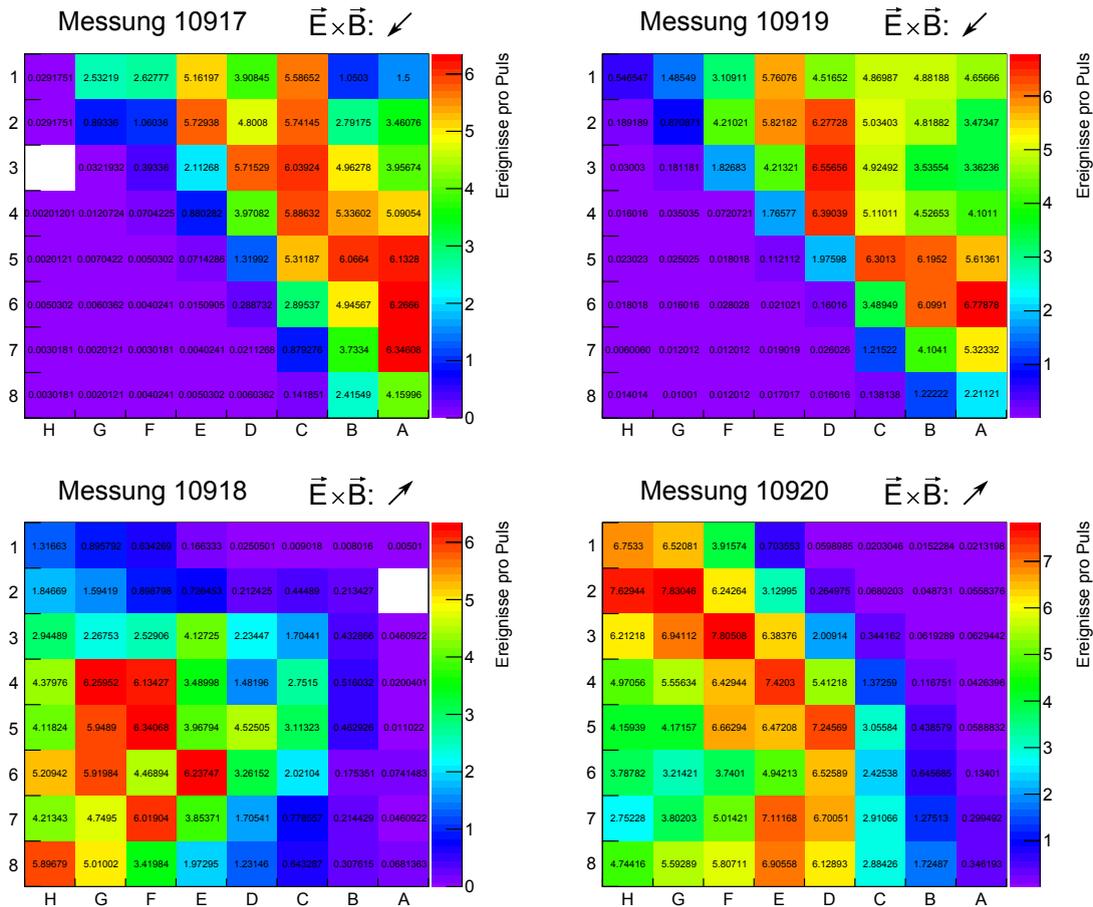


Abbildung 4.16.: Pixelverteilung des Detektors mit verschiedenen Dipolfeldern. Die Richtung des Dipoldriftes ist bei jeder Abbildung durch einen Pfeil angedeutet. Es ist zu beachten, dass der Detektor mit Pixel H8 nach unten eingebaut ist.

Schlussfolgerung

Anhand der Pixelverteilung in Abbildung 4.16 ist zu sehen, dass bei einer Dipoldrift nach unten nur die obere Hälfte des Detektors von Elektronen getroffen wird, während es bei einer Dipoldrift nach oben nur die untere Hälfte ist. Eine Skizze zur Verdeutlichung des zugrunde liegenden Mechanismus ist in Abbildung 4.17 dargestellt. Auch wenn es abhängig von der Konfiguration der inneren Elektroden leichte Abweichungen in der Rate gab, wurde die bereits im letzten Abschnitt aufgestellte Hypothese bestätigt, dass der Laserpuls auch an der oberen Tankwand Elektronen auslöst. Die in Abschnitt 6.3 beschriebenen Simulationen werden dies und die Korrektheit des beschriebenen Dipoldriftes bestätigen.

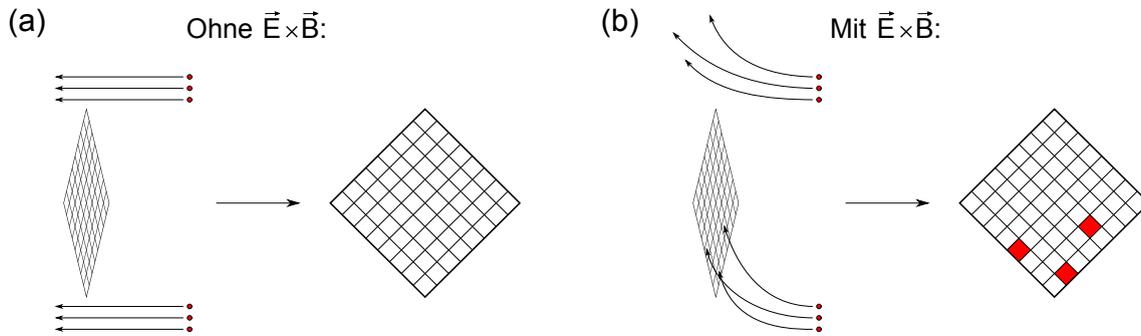


Abbildung 4.17.: Ohne Dipoldrift (a) können die oberhalb bzw. unterhalb des Detektors erzeugten Elektronen ihn nicht erreichen. Mit Dipoldrift (b) – im hier dargestellten Fall nach oben – können die oberhalb des Detektors gestarteten Elektronen ihn immer noch nicht erreichen. Die unterhalb gestarteten Elektronen werden in diesem Fall auf die unteren Hälfte des Detektors gelenkt.

Zusätzliche Beobachtungen

Bei den Messungen im Dipol-Modus wurde zusätzlich festgestellt, dass sich eine relativ große Anzahl an Ereignissen außerhalb des Triggerfensters befindet (siehe Tabelle 4.2). Dies trifft vor allem auf Messung 10920 zu, auch wenn immer noch etwa 90% der Ereignisse im Triggerfenster liegen. Eine genauere Analyse zeigt, dass es sich dabei nicht um Spektrometeruntergrund handelt, sondern um Teilchen, die erst etwa 4 bis 7 ms nach dem Triggersignal am Detektor ankommen, wie in Abbildung 4.18 zu sehen ist. Auch die Energieverteilung dieser Teilchen ist dort dargestellt. Diese später auftreffenden Teilchen sind auch in Messung 10917 und 10919 zu beobachten, wenn auch in deutlich kleinerer Zahl (die rechte Spalte in Tabelle 4.2 gibt einen guten Anhaltspunkt). In Messung 10918 kamen sie nicht vor.

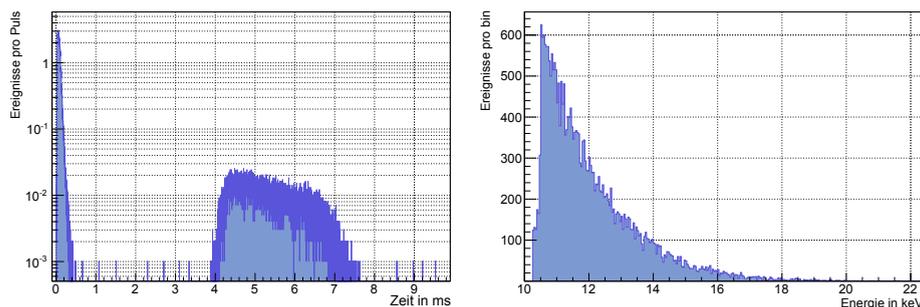


Abbildung 4.18.: In der linken Abbildung sind die Ereignisse am Detektor pro Laserpuls für Messung 10920 logarithmisch über der Zeit aufgetragen. Etwa 90% der Elektronen kommen wenige Mikrosekunden nach dem Triggersignal an (linker Peak). Doch es gibt auch eine Komponente, die den Detektor erst nach vier bis sieben Millisekunden trifft. Die Energieverteilung dieser „späten“ Teilchen ist rechts dargestellt.

Das Energiespektrum dieser spät auftreffenden Teilchen kann nicht durch Standardprozesse erklärt werden. Ein Rauschen des Detektors kann aufgrund der eindeutig 4 bis 7 ms verzögerten Korrelation mit dem Laserpuls ausgeschlossen werden. Für Elektronen wäre aber ein angenähertes Gauß-Spektrum um 18 kV im Energiespektrum des Detektors zu erwarten, selbst wenn es sich um Sekundärelektronen handelt, die durch Restgasionisation von gespeicherten Teilchen im Flussschlauch erzeugt würden (siehe Abschnitt 5.1). Eine Möglichkeit zur Erklärung wären negative Ionen, da diese aufgrund ihrer Masse in der Tot-schicht des Detektors einen Großteil ihrer Energie deponieren, was das Energiespektrum erklären würde (siehe [Hab09]). Allerdings ist unter den hier vorherrschenden Verhältnissen nicht erklärbar weshalb solche negativen Ionen in dieser großen Anzahl in diesem langem Zeitintervall entstehen und mit welchen Mechanismen sie mit der beobachteten Verzögerung auf den Detektor gelangen. Hierfür sind weitere umfangreiche Untersuchungen nötig, die über den Rahmen dieser Diplomarbeit hinausreichen.

4.3.4. Symmetrisches Magnetfeld

Um die magnetische Abschirmung des Vorspektrometers zu testen, wurden mehrere Messreihen mit symmetrischem Magnetfeld (siehe Abbildung 4.10) durchgeführt. Zuerst wurde hierfür die Spannung der inneren Elektroden über einen Bereich von einem Kilovolt, sowohl im negativen als auch im positiven Potenzialbereich durchgeschaltet (siehe Abschnitt 4.3.4.1). Eine positive Spannung zwischen den Drahtelektroden und der Tankwand führt zu einer Beschleunigung der Elektronen, die in der Wand ausgelöst werden. Diese Beschleunigung durch die Drähte hindurch in Richtung Flussschlauch, sollte zu einer erhöhten Ereignisrate am Detektor führen. Anschließend wurde noch die rein magnetische Abschirmung untersucht, bei der die inneren Elektroden auf Tankpotential gebracht wurden und dadurch keinen aktiven Einfluss auf die erzeugten Elektronen nahmen (siehe Abschnitt 4.3.4.2).

4.3.4.1. Messungen mit positiven und negativen Elektroden

In der ersten Messreihe wurden die inneren Elektroden mit dem FUG3 Netzgerät in 100 V Schritten von -1 kV bis $+1\text{ kV}$ durchgeschaltet. Da mit diesem Netzgerät die angelegte Spannung mit einer relativ großen Unsicherheit von etwa 50 V verbunden ist, wurde in einer zweiten Messreihe der Bereich zwischen -100 V und $+100\text{ V}$ mit dem inneren Spannungsmessgerät in 20 V Schritten eingestellt. Dies wurde für Magnetströme von 3 A , 4 A , 5 A und 6 A durchgeführt. Hier wird beispielhaft auf die Messung mit 3 A eingegangen.

Messparameter

Aufgrund der hohen Raten bei positiv geschalteten inneren Elektroden wurde der Laser bei diesen Einstellungen nur mit 10 Hz betrieben, ansonsten mit 20 Hz . Beide Messreihen wurden mit folgenden Parametern durchgeführt:

- Detektorposition: zentral auf der Achse, $z = -2,3\text{ m}$
- Messzeit: je 100 s (Messung 11066: 500 s)
- Laserfrequenz: 10 oder 20 Hz
- Pulsbreite: $100\text{ }\mu\text{s}$
- U_0 : 18 kV
- Felderzeugende Magnetströme: $I_{\text{west}} = 2,9\text{ A}$; $I_{\text{ost}} = 3,0\text{ A}$

Tabelle 4.3.: Auswertung der Messung mit positiven und negativen Elektroden

Messung Nr.	U_i in V	Anzahl Laserpulse	Ereignisse in allen TF	Ereignisse pro Laserpuls	Fehler	Ereignisse nicht im TF	Untergrund in allen TF
11040	1000	1000	148926	148,926	0,356	791	3,975
11041	900	1000	120987	120,987	0,313	528	2,653
11042	800	1000	104382	104,382	0,297	378	1,899
11043	700	1000	73740	73,740	0,257	286	1,437
11044	600	1000	48244	48,244	0,206	217	1,090
11045	500	999	35095	35,130	0,179	158	0,794
11046	400	1000	31305	31,305	0,191	672	3,377
11047	300	999	30005	30,035	0,170	330	1,658
11048	200	999	35692	35,728	0,186	202	1,015
11049	100	999	12281	12,293	0,108	67	0,337
11050	0	2001	231	0,115	0,008	28	0,283
11051	-100	2000	166	0,083	0,006	22	0,222
11052	-200	2000	130	0,065	0,006	29	0,293
11053	-300	2001	132	0,066	0,006	39	0,394
11054	-400	2000	135	0,068	0,006	17	0,172
11055	-500	2001	155	0,077	0,006	12	0,121
11056	-600	2001	127	0,063	0,006	41	0,414
11057	-700	1999	130	0,065	0,006	17	0,172
11058	-800	1999	92	0,046	0,005	7	0,071
11059	-900	2001	141	0,070	0,006	25	0,253
11060	-1000	2000	149	0,075	0,006	18	0,182
11061	100	2000	70933	35,467	0,122	145	1,465
11062	80	1999	68568	34,301	0,121	111	1,121
11063	60	1997	63967	32,032	0,119	80	0,808
11064	40	2000	25270	12,635	0,076	54	0,545
11065	20	2001	8022	4,009	0,044	41	0,414
11066	0	10002	355	0,035	0,002	129	1,303
11067	-20	2001	2	0,001	0,0007	13	0,131
11068	-40	2001	499	0,249	0,011	12	0,121
11070	-60	2000	266	0,133	0,008	31	0,313
11071	-80	2001	199	0,099	0,007	36	0,364
11072	-100	2000	194	0,097	0,007	40	0,404

Auswertung

Die durchgeführten Messreihen wurden wieder mit *ana laser* analysiert. Das Triggerfenster wurde hierbei auf 500 μ s pro Laserpuls und der Energiebereich auf 15 bis 21 keV eingestellt.

Das Ergebnis der Auswertung ist in Tabelle 4.3 aufgelistet und in Abbildung 4.19 grafisch dargestellt. Der Untergrund ist je nach Messung zwischen 10 und 10000 mal schwächer als das Signal und wird in der folgenden Analyse wieder vernachlässigt. Auffällig ist, dass die geringste Rate bei $\Delta U = -20$ V beobachtet wurde und für negativere Spannungen sogar größer ist als der Wert bei $\Delta U = 0$ V. Eine positive Spannung kann die Rate um zwei bis drei Größenordnungen gegenüber dem Wert ohne Drahtspannung erhöhen.

In Abbildung 4.20 ist für drei verschiedene Elektroden Spannungen die Pixelverteilung auf dem Detektor abgebildet. Es ist eine Ringstruktur zu erkennen, deren Durchmesser mit abnehmender Elektroden Spannung größer wird bis der Ring aufgrund der begrenzten Detektordimension nur noch schwach sichtbar ist.

Die Flugzeit der Elektronen von der Wand zum Detektor liegt wieder im Bereich von wenigen μ s. Für die Messung mit $U_i = 1000$ V wurde die Zeitstruktur der Ereignisse bereits in Abbildung 4.8 dargestellt. Die Information, dass die Flugzeit im μ s-Bereich liegt, ist von hoher Relevanz für mögliche Mechanismen der Untergrunderzeugung.

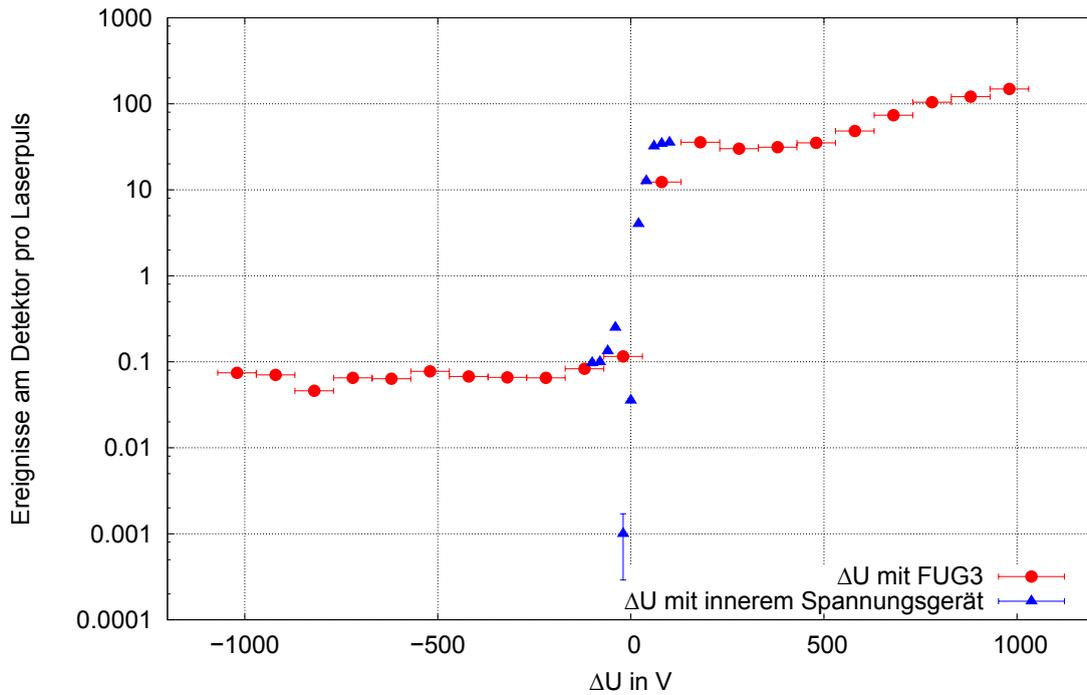


Abbildung 4.19.: In diesem Schaubild sind die Ereignisse am Detektor pro Laserpuls in logarithmischer Darstellung über der Differenzspannung ΔU zwischen inneren Elektroden und Tankwand aufgetragen. Für den Spannungsbereich zwischen -100 und $+100$ V wurde das innere Spannungsgerät benutzt, da FUG3 eine Unsicherheit von etwa 50 Volt besitzt.

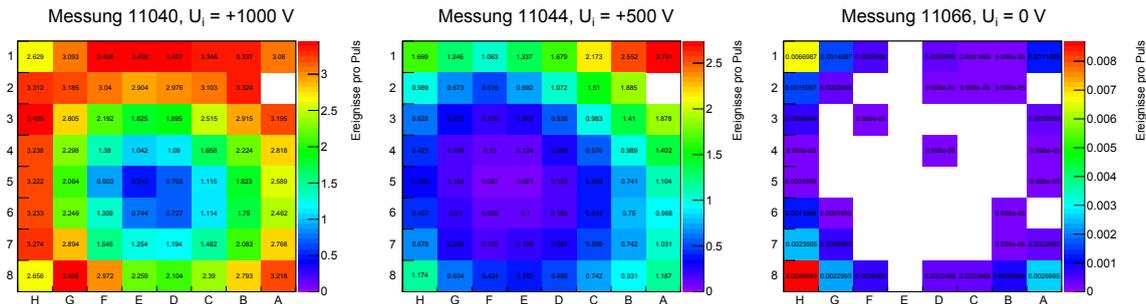


Abbildung 4.20.: Pixelverteilung auf dem Detektor bei verschiedenen Elektrodenspannungen. Bei Messung 11040 ist deutlich eine Ringstruktur zu erkennen, deren Durchmesser mit abnehmender Spannung zunimmt, bis der Ring bei Messung 11066 fast verschwindet.

Schlussfolgerung

Durch eine positive Elektrodenspannung kann die Rate der UV-Laser induzierten Ereignisse erwartungsgemäß deutlich erhöht werden. Auf den ersten Blick erscheint dies logisch, da die Elektronen durch die positive Drahtspannung in Richtung des Zentrums des Flusschlauches beschleunigt werden. Durch das zusätzliche Magnetfeld und die damit auftretende Lorentzkraft ist das Verhalten allerdings deutlich komplexer. Welche Mechanismen nötig sind, damit ein Elektron von der Wand in den Flusschlauch gelangt, wird in Abschnitt 5.1 näher beschrieben. Die Frage, warum die Rate bei $\Delta U = 0$ V und vor allem bei $\Delta U = -20$ V so viel niedriger ist als bei Spannungen mit höherem Retadierungspotential, benötigt allerdings weitere Untersuchungen, die über den Rahmen dieser Diplomarbeit hinausführen. Es ist auch zu beachten, dass für $\Delta U = -20$ V insgesamt nur zwei Werte im Triggerfenster gemessen wurden. Eine Fehlfunktion des Lasers bei diesen Messungen kann allerdings ausgeschlossen werden, da das gleiche Verhalten auch bei anderen Magnetströmen beobachtet wurde.

4.3.4.2. Messungen der magnetischen Abschirmung

Um die rein magnetische Abschirmung zu bestimmen wurde die elektrische Abschirmung deaktiviert, indem die inneren Elektroden auf Tankpotential gelegt wurden. In der durchgeführten Messreihe wurde das Magnetfeld bis 3 A hochgefahren. Für die Auswertung können noch zusätzlich die Werte der Messreihen aus dem letzten Abschnitt verwendet werden, bei denen die inneren Elektroden auf Tankpotential eingestellt waren.

Messparameter

Es können damit zwei verschiedene Messreihen betrachtet werden, die beide mit unterschiedlichen Parametern durchgeführt wurden:

Messreihe 1:

- Detektorposition: $z = -2,3$ m, nicht zentral auf der Achse ($x = -1,0$ cm $y = -0,7$ cm in Detektorkoordinaten)
- Messzeit: je 900 s
- Laserfrequenz: 1 Hz
- Pulsbreite: 100 μ s
- U_0 : 18 kV

Die Magnetströme wurden von dem kleinsten einstellbaren Wert $I = 0,5$ A bis $I = 3$ A in halben Ampereschritten durchgeschaltet.

Messreihe 2:

- Detektorposition: zentral auf der Achse
- Messzeit: 500 oder 2000 s
- Laserfrequenz: 20 Hz
- Pulsbreite: 100 μ s
- U_0 : 18 kV

Die Magnetströme betragen 3 A, 4 A, 5 A und 6 A.

Auswertung

Die durchgeführten Messreihen wurde wieder mit *ana laser* analysiert. Das Triggerfenster wurde hierbei auf 500 μ s pro Laserpuls und der Energiebereich auf 15 bis 21 keV eingestellt.

Die Auswertung der beiden Messreihen ist in Tabelle 4.4 aufgelistet und in Abbildung 4.22 grafisch dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, wie die induzierte Rate mit zunehmendem Magnetstrom abnimmt. Die Tatsache, dass in Messreihe 1 ein größerer Wert bei einem Magnetstrom von drei Ampere gemessen wurde als bei Messreihe 2, lässt sich mit der verschiedenen Detektorposition erklären. Befindet sich der Detektor in einer nach unten links verschobenen Position, sollten ihn bei der bereits erwähnten Ringstruktur mehr Teilchen treffen können als bei einer zentralen Positionierung. In der Tat ist dies auch anhand der Pixelverteilung in Abbildung 4.21 zu beobachten. Die Abweichung der beiden Messreihen lassen sich hiermit erklären.

Auch bei dieser Messreihe lag die Flugzeit der Elektronen, wie bereits bei den vorherigen Messungen dargelegt, im Bereich von wenigen μ s. Dies wurde auch schon bei Untergrunduntersuchungen am Mainzer Spektrometer durch Myon-Koinzidenz festgestellt [Sch04] und ist von hoher Relevanz für die möglichen Mechanismen der Untergrunderzeugung.

Tabelle 4.4.: Auswertung der Messung zur magnetischen Abschirmung

Messung Nr.	I_{Magnet} in V	Anzahl Laserpulse	Ereignisse in allen TF	Ereignisse pro Laserpuls	Fehler	Ereignisse nicht im TF	Untergrund in allen TF
10817	0,5	900	102132	113,48000	0,34866	3970	1,986
10813	1	900	17688	19,65333	0,14296	272	0,136
10811	1,5	900	4286	4,76222	0,07457	118	0,059
10809	2	901	1441	1,59933	0,04126	119	0,060
10806	2,5	900	377	0,41889	0,02193	117	0,059
10804	3	900	201	0,22333	0,01541	104	0,052
11066	3	10002	355	0,03549	0,00189	129	1,303
11011	4	10000	4	0,00040	0,00020	51	0,515
10968	5	40008	14	0,00035	0,00018	243	2,455
11000	6	40009	9	0,00022	0,00016	367	3,707

Da der Untergrund, vor allem bei den Messungen mit 5 A und 6 A, nicht mehr vernachlässigbar ist (9 Ereignisse im TF, bei einem erwarteten Untergrund von 3,7), wurde er bei der Erstellung der Abbildung 4.22 abgezogen. Außerdem wird hier deutlich, warum keine Messungen bei größeren Magnetfeldern durchgeführt wurden – hier wären laserinduzierte Ereignisse nicht mehr vom intrinsischen Untergrund des Detektors zu unterscheiden.

Schlussfolgerung

Wie in Abbildung 4.22 deutlich zu sehen ist, besitzt die magnetische Abschirmung einen sehr deutlichen Einfluss auf die gemessene Ereignisrate. Der magnetische Unterdrückungsfaktor definiert sich als die Anzahl der Teilchen, die an der Wand ausgelöst wurden, geteilt durch die Anzahl der Teilchen, die auf den Detektor getroffen sind. Für die Bestimmung dieses Unterdrückungsfaktors müssen allerdings einige Unsicherheiten berücksichtigt werden. So wurde ein einfaches optisches Modell des Laser-Strahlgangs angenommen, bei dem durch die Quanteneffizienz von Edelstahl (10^{-4}) nach Tabelle 3.3 am Boden des Vorspektrometers insgesamt 10^8 Elektronen pro Laserpuls ausgelöst werden. Auch kann der Detektor nicht den gesamten Fluss Schlauch vermessen, sondern nur etwa 30%. Zusätzlich wurde gezeigt, dass der am Rand des Fluss Schlauches eintreffenden Untergrund nicht gleichmäßig räumlich verteilt ist. Mit einer konservativen Einschätzung, dass durch die beschriebenen Punkte der auf diese Weise bestimmten Unterdrückungsfaktor um eine Größenordnung nach unten abweicht, ergibt sich ein Unterdrückungsfaktor von $R = 10^6 - 10^7$ bei 0,1 mT bis $R = 10^{11} - 10^{12}$ bei 0,6 mT für Elektronen mit einer Energie von $E_0 = 1,1$ eV. Die Obergrenze dieses magnetischen Unterdrückungsfaktors ist in Abbildung 4.22 zusätzlich auf der rechten Achse eingetragen. Der Unterdrückungsfaktor in Abhängigkeit der magnetischen Flussdichte in der Analysierebene ist von besonderer Relevanz für das Hauptspektrometer, wo in der Analysierebene eine magnetische Flussdichte von $B = 0,3$ mT angestrebt wird. Für ein tieferes Verständnis der magnetischen Abschirmung ist es allerdings wichtig zu wissen wie genau die Elektronen auf den Detektor gelangen. Die dafür erforderlichen Mechanismen werden im nächsten Kapitel vorgestellt und in Abschnitt 6.4 genauer untersucht.

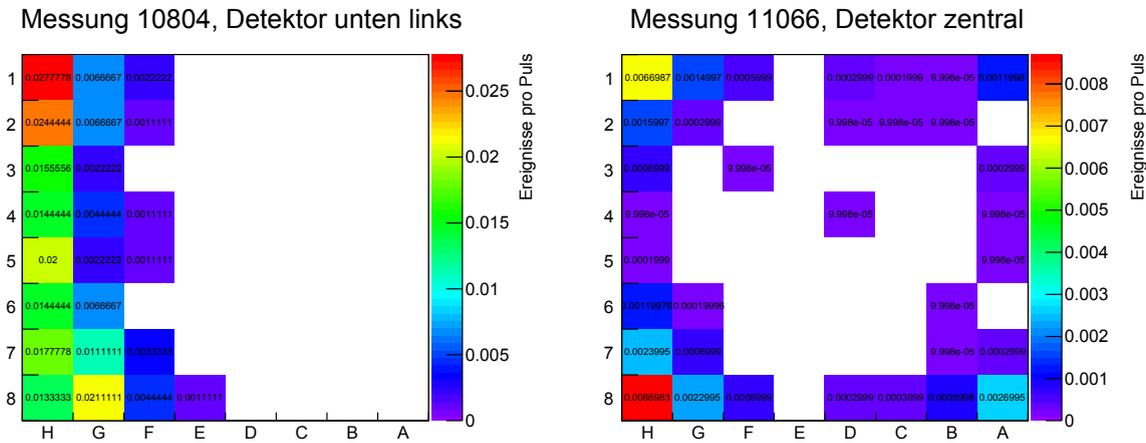


Abbildung 4.21.: Vergleich der Pixelverteilung bei unterschiedlichen Detektorpositionen. Ein verschobener Detektor (links) kann bei einem Ring mit großem Durchmesser wie erwartet mehr Elektronen nachweisen als ein zentral positionierter (rechts).

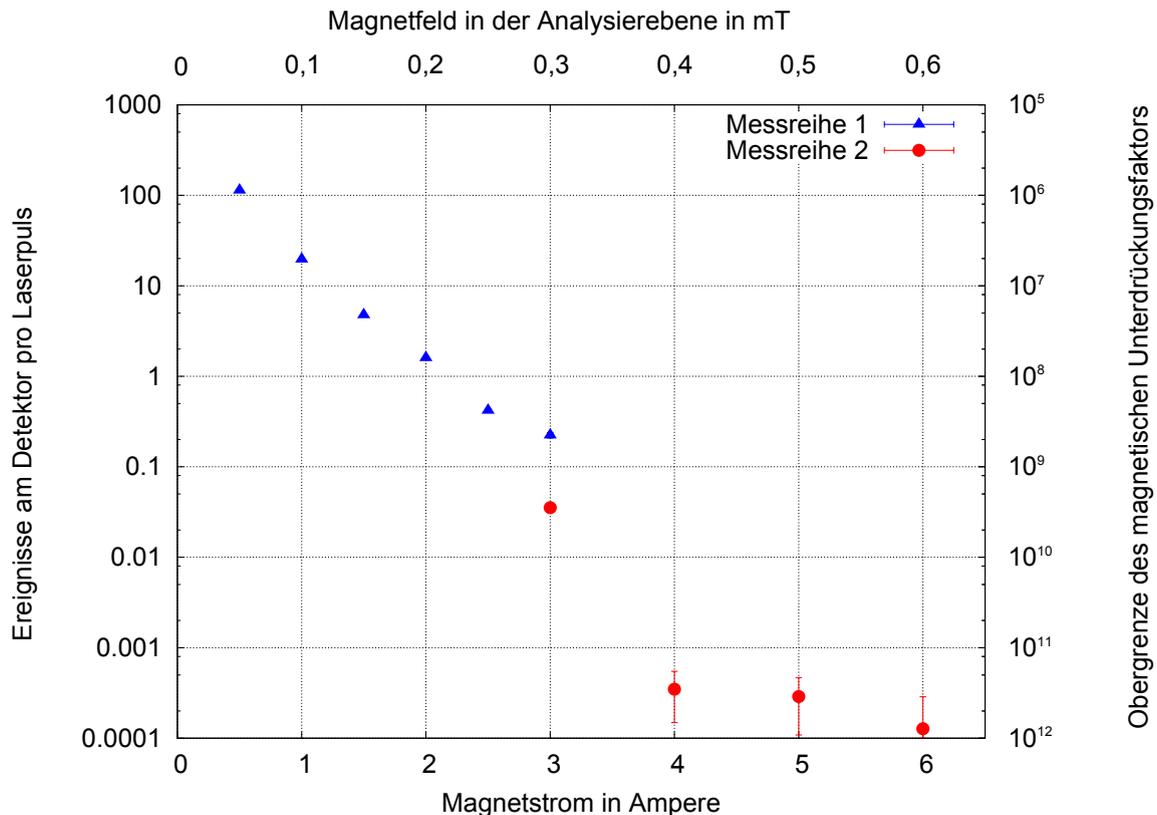


Abbildung 4.22.: In diesem Schaubild sind die Ereignisse am Detektor pro Laserpuls logarithmisch über dem Magnetstrom aufgetragen. Zusätzlich sind Skalen für das Magnetfeld in der Analysierebene und die Obergrenze des Unterdrückungsfaktors angegeben. Die elektrische Abschirmung war bei den dargestellten Messungen nicht aktiv. Beide Messreihen wurden mit unterschiedlichen Parametern durchgeführt und sind daher nur bedingt vergleichbar (siehe Abbildung 4.21).

5. Magnetische Materialien

Im vorherigen Kapitel wurden Messungen mit axialsymmetrischen Magnetfeldern durchgeführt und dabei beobachtet, dass an der Wand erzeugte Elektronen trotz magnetischer Abschirmung und elektrostatischer Retardierung zum Detektor gelangen. Die dafür verantwortlichen Mechanismen basieren auf dem Vorhandensein einer nichtaxialsymmetrischen Magnetfeldkomponente im Spektrometertank, wie im folgenden Abschnitt erläutert wird. Als Quelle für ein nichtaxialsymmetrisches Magnetfeld sind in erster Linie das Erdmagnetfeld und das Magnetfeld, das durch die in der Vorspektrometerhalle vorhandenen magnetischen Materialien entsteht, zu nennen. Aus diesem Grund wurden in der Vorspektrometerhalle detaillierte Magnetfeldmessungen durchgeführt. Mit den so gewonnenen Daten wurde ein Modell der magnetischen Materialien erstellt, das bei den Simulationen in Kapitel 6 zum Einsatz kommt. Im folgenden Kapitel wird daher die Notwendigkeit eines Modells für nichtaxialsymmetrische Magnetfelder und damit der magnetischen Materialien erläutert. Anschließend werden die durchgeführten Magnetfeld-Messungen samt Ergebnissen vorgestellt und abschließend die Erstellung des Modells beschrieben.

5.1. Notwendigkeit des Modells der magnetischen Materialien

Durch Strahlung oder kosmische Teilchen können auf der Tankoberfläche des Spektrometers Elektronen ausgelöst werden (siehe Abschnitt 2.4). Im Folgenden werden die möglichen Mechanismen vorgestellt, die notwendig sind, damit diese Teilchen am Detektor Signale auslösen können und somit zu Untergrundereignissen in der m_ν -Analyse führen können.

5.1.1. Mechanismen für Untergrundereignisse aus der Wand

1. **Feldlinien verbinden die Tankwand mit dem Detektor:** Magnetische Hintergrundfelder können die Feldlinien der supraleitenden Spulen so verbiegen, dass eine Feldlinie eine direkte Verbindung zwischen dem Detektor und der Wand oder einer Elektrode herstellt. Die an dieser Stelle ausgelösten Elektronen werden nun entlang der Feldlinien zum Detektor beschleunigt, da der Detektor als geerdetes Instrument auf positivem Potential gegenüber der Tankwand liegt. Es ist auch möglich dieses Szenario zu erzwingen, indem nur eine der beiden Spulen betrieben wird und dadurch ein stark asymmetrisches Magnetfeld erzeugt wird. Dies wurde bei einer Messreihe untersucht, die in Abschnitt 4.3.2 beschrieben wurde.

2. **Radiale $\vec{E} \times \vec{B}$ - und Gradient-B-Drift:** Durch die Kombination von elektrischem und magnetischem Feld sind Elektronen einer Drift \vec{v}_d ausgesetzt, die aus den folgenden beiden Komponenten besteht:

$$\vec{v}_d = \vec{v}_{\vec{E} \times \vec{B}} + \vec{v}_{\nabla B} \quad (5.1)$$

Die erste Komponente ist die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift

$$\vec{v}_{\vec{E} \times \vec{B}} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{|\vec{B}|^2}, \quad (5.2)$$

während die Zweite Gradient-B-Drift genannt wird

$$\vec{v}_{\nabla B} = \frac{(E_{\perp}^{\text{kin}} + 2E_{\parallel}^{\text{kin}})}{|\vec{B}|^3} (\nabla B \times \vec{B}). \quad (5.3)$$

Im Fall eines axialsymmetrischen Magnetfeldes ist keine radiale Drift möglich, da es keinen Anteil an \vec{B} oder ∇B gibt, der in azimuthale Richtung zeigt. Dies liegt an der Tatsache, dass die magnetische Flussdichte bei einem axialsymmetrischen Magnetfeld für einen festen Abstand zur Symmetrieachse der Magneten den gleichen Wert besitzt. Erst wenn externe nichtaxialsymmetrische Magnetfelder hinzukommen wird eine radiale Drift in den Flusschlauch möglich (siehe Abbildung 5.1).

Diese Driftgeschwindigkeit der Elektronen ist allerdings so langsam, dass sie nur bei gespeicherten Teilchen einen signifikanten Einfluss hat, wie in Abschnitt 6.4.2 gezeigt wird. Gespeicherte Teilchen können kein direktes Ereignis auf dem Detektor erzeugen, sondern ionisieren Restgas und erzeugen dadurch ein weiteres Elektron mitten im Flusschlauch, das dann den Detektor mit einer kinetischen Energie bis zu $E = -eU_0$ treffen kann.

Weitere Untersuchungen zur radialen Drift können unter [Glü05a] gefunden werden, woraus auch die angegebenen Formeln entnommen wurden.

3. **Kombination aus nichtadiabatischer Bewegung und nichtaxialsymmetrischem Magnetfeld:** Wenn Elektronen durch ein Gebiet mit einem großen elektrischen Feld und einer kleinen magnetischen Flussdichte fliegen, kann es zu nichtadiabatischen Bewegungen kommen. Im Bereich zwischen Abschirm- und Erdelektrode treten aufgrund der räumlichen Nähe der beiden auf unterschiedlichem Potential liegenden Bauteile sehr hohe Feldstärken ($\approx 180 \frac{\text{kV}}{\text{m}}$) auf. Die magnetische Flussdichte liegt in diesem Bereich bei den im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Messungen am Vorspektrometer mit kleinem Magnetspulenstrom bei einigen Millitesla. Aus der Wand ausgelöste Elektronen passieren diese Stelle und würden eigentlich am Detektor vorbeifliegen. Falls hier nichtaxialsymmetrische magnetische Hintergrundfelder vorhanden sind kann die Kombination aus nichtadiabatischer Bewegung und nichtaxialsymmetrischem Magnetfeld zu einer sehr schnellen radialen Drift der Elektronen in den Flusschlauch führen [Glü07]. Das Elektron könnte dann direkt den Detektor treffen und auf diese Weise Untergrund verursachen.

5.1.2. Quellen für magnetischen Untergrund

Wie an den Ausführungen im vorherigen Abschnitt zu sehen ist, wird für alle drei aufgezählten Mechanismen ein nichtaxialsymmetrisches magnetisches Feld benötigt. Im Folgenden werden die Quellen vorgestellt, die dafür in Frage kommen.

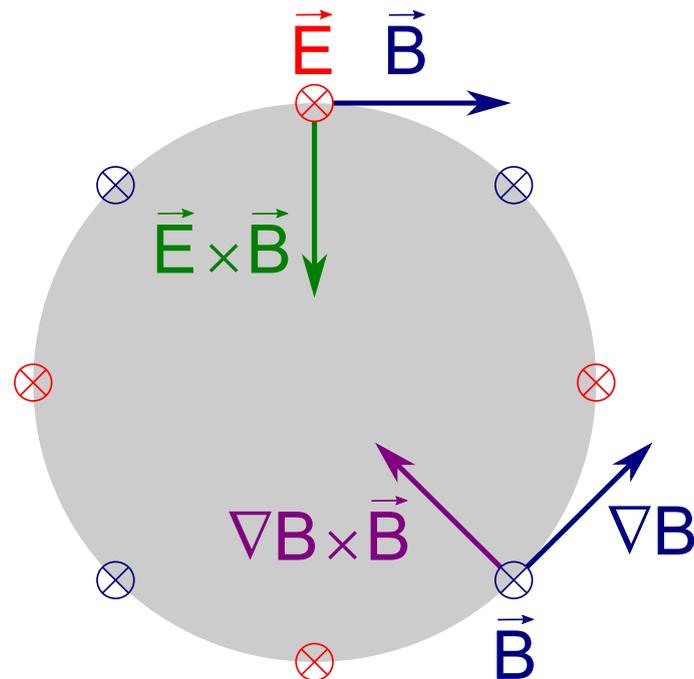


Abbildung 5.1.: Querschnitt des Flussschlauches. Ein nichtkonstantes nichtaxialsymmetrisches Magnetfeld führt sowohl zu einer Magnetfeldkomponente als auch einem Gradienten in azimuthaler Richtung. Aus beiden resultiert eine axiale Drift in den Flussschlauch.

5.1.2.1. Erdmagnetfeld

Nach dem internationalen geomagnetischen Referenzfeld [Geo10] betrug die magnetische Flussdichte des Erdmagnetfeldes im April 2010 an der Vorspektrometerhalle¹ im lokalen Koordinatensystem

$$\vec{B}_{\text{Erde}} = \begin{pmatrix} 19,7 \\ -43,6 \\ -4,9 \end{pmatrix} \mu\text{T} \quad (5.4)$$

Die Größenordnung des Erdmagnetfeldes kann, je nach eingestelltem Spulenstrom, ausreichend sein, um die Bahnen der Elektronen sichtbar zu beeinflussen (siehe Abschnitt 6.2). Allerdings ist das Erdmagnetfeld, jedenfalls innerhalb der Vorspektrometerhalle, als konstant anzusehen. Ein Magnetfeldgradient in azimuthaler Richtung ist daher nicht vorhanden, wodurch die in Abschnitt 5.1.1 beschriebene Gradient-B-Drift nicht auftreten kann.

5.1.2.2. Magnetische Materialien

Im Boden der Vorspektrometerhalle ist aufgrund des verbauten Betons viel „Schwarzstahl“ vorhanden, der aufgrund seiner Magnetisierung ein nicht vernachlässigbares magnetisches Feld im Vorspektrometertank erzeugen kann. Dieses ist, im Gegensatz zum Erdmagnetfeld, nicht räumlich konstant, sondern nimmt mit der Entfernung zur Quelle ab [Glü05b].

Obwohl das Magnetfeld der magnetischen Materialien innerhalb des Vorspektrometertanks von großem Interesse ist, ist es aufgrund der dafür nötigen Umbauarbeiten und eines kontinuierlichen Betriebs am Vorspektrometer nicht möglich Magnetfeldmessungen direkt im Tank durchzuführen. Daher wurde ein Modell mit im Boden verteilten Dipolen erstellt. Dafür wurden Magnetfeldmessungen in der Nähe des Spektrometertanks durchgeführt und damit die Magnetisierung der Dipole bestimmt. Das Magnetfeld im Vorspektrometer kann anschließend durch das Dipolmodell berechnet werden.

¹49°05'34"N, 8°23'55"O, 117 m über NN

5.2. Magnetfeldmessungen

Um den Einfluss der magnetischen Materialien auf die in Kapitel 4 beschriebenen Messungen zu untersuchen, wurden in der Vorspektrometerhalle Magnetfeldmessungen durchgeführt. Die Messungen wurden in zwei Messreihen unterteilt. In der Ersten wurde der Einfluss lokaler Magnetfeldquellen untersucht und in der Zweiten das globale Hintergrundfeld des im Boden verbauten Stahls bestimmt. Im folgenden Abschnitt wird das dabei eingesetzte Magnetfeldmessgerät vorgestellt, bevor anschließend die durchgeführten Messungen beschrieben werden.

5.2.1. Das Magnetfeldmessgerät

Für die Messung des Magnetfeldes wurde ein dreiachsiges Fluxgate-Magnetometer² eingesetzt (siehe Abbildung 5.2). Mit diesem Sensor können magnetische Flüsse kleiner als 1 mT mit einer Genauigkeit von $0,1 \mu\text{T}$ gemessen werden. Die analogen Sensordaten werden von einem Analog-Digital-Wandler (ADC) konvertiert und können mit einem LabView Programm ausgelesen werden. Von der LabView Software werden 1000 Messwerte innerhalb einer Sekunde aufgenommen und der Mittelwert inklusive der Standardabweichung für alle Komponenten ausgegeben. Details zu dem Magnetfeldsensor und der Ausleseelektronik können unter [Her10] gefunden werden. Zur einfacheren Positionsbestimmung wurde der Sensor auf einen Plastikgleiter geschraubt und kann so entlang einer Boschprofilstange verschoben werden. Diese Stange kann an einem Stativ angebracht werden und mittels eines Senklots parallel oder senkrecht zur Längsachse des Spektrometertanks ausgerichtet werden. Durch Abstandsmarkierungen am Boden ist es möglich, die Position des Sensors auf einige Zentimeter genau zu bestimmen.



Abbildung 5.2.: Abbildung des Fluxgate-Magnetometers. Der Sensor ist auf einen Gleiter aus Plastik geschraubt, der entlang einer Boschprofilstange verschoben werden kann. Der serielle Datenanschluss ist links zu sehen.

5.2.2. Die Messungen

Bevor die Magnetfeldmessreihen durchgeführt wurden, wurde mithilfe des Magnetfeldsensors überprüft, ob die in der Nähe des Vorspektrometers platzierten Gegenstände magnetisch sind. Dabei wurden über 20 Gegenstände ausgemacht, die ein nicht zu vernachlässigendes Magnetfeld erzeugen. Als nicht vernachlässigbar wurde hier ein Wert größer als $0,5 \text{ mT}$ definiert, wenn der Magnetfeldsensor direkt an das Objekt gehalten wurde. Bei diesen Objekten handelt es sich um kleine, teilweise bewegbare Gegenstände. Es wurde eine Abschätzung ihres Volumens und der maximalen Sättigungsmagnetisierung von $2 \text{ T}/\mu_0$ durchgeführt [Flo10]. Daraus ergab sich, dass das Feld dieser Objekte im Vorspektrometertank vernachlässigbar klein ausfällt. Im Folgenden werden diese Objekte daher als lokale Magnetfeldquellen bezeichnet.

²Bartington Mag-03MSB1000

Von dem Magnetfeld des im Boden verbauten Stahls ist aufgrund des viel größeren Volumens allerdings ein signifikanter Einfluss auch in größeren Entfernungen zu erwarten, wie zum Beispiel im Vorspektrometertank. Das vom Stahl im Boden erzeugte Magnetfeld wird daher im Folgenden auch als globales magnetisches Hintergrundfeld bezeichnet.

Für ein Modell der magnetischen Materialien ist nur das globale Feld interessant, da es auch einen Einfluss auf das Feld im Inneren des Spektrometertanks besitzt. Die lokalen Magnetfeldquellen können jedoch die Messungen des globalen Hintergrundfeldes signifikant beeinflussen, falls die Magnetfeldmessungen in der Nähe dieser lokalen Quellen durchgeführt werden. Dieser Sachverhalt soll im nächsten Abschnitt näher untersucht werden.

5.2.2.1. Messung der lokalen Magnetfeldquellen

Um den Einfluss der lokalen Quellen auf Magnetfeldmessungen am Vorspektrometer zu untersuchen, wurden Messungen neben dem Spektrometertank und darunter durchgeführt. Dabei wurden an insgesamt 78 verschiedenen Positionen Messdaten aufgenommen. Die Koordinaten und Magnetfeldwerte zu jedem Messpunkt sind in Anhang D tabellarisch aufgelistet und in Abbildung 5.3 grafisch dargestellt.

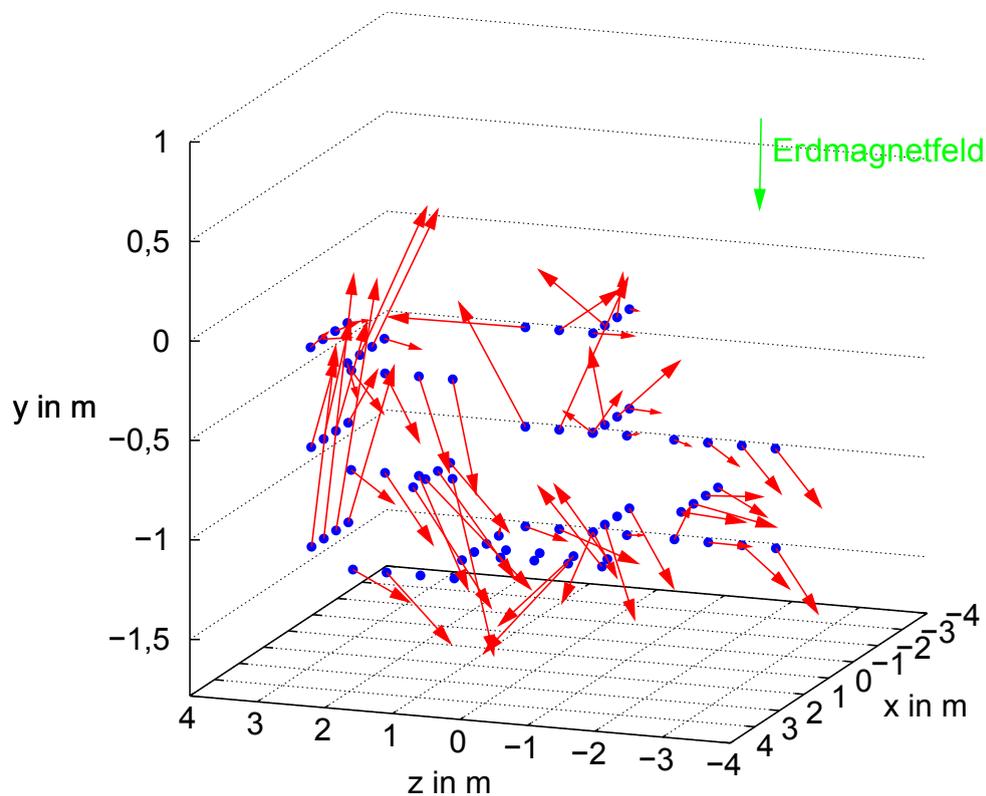


Abbildung 5.3.: Darstellung der Magnetfeldmessungen zum Einfluss lokaler Quellen. Es wurden Messungen vor, hinter, neben und unter dem Spektrometertank durchgeführt. Rechts oben ist die Richtung und der Betrag des Erdmagnetfeldes eingetragen. Die Messwerte sind in Koordinaten des Vorspektrometers dargestellt, der Mittelpunkt des Spektrometers befindet sich bei $(0|0|0)$.

In der Abbildung ist deutlich zu erkennen, dass die gemessenen Magnetfeldwerte, wie erwartet, von der Nähe der lokalen magnetischen Quellen beeinflusst wurden. Da selbst das geordnete Erdmagnetfeld bei diesen Messungen nicht mehr zu erkennen ist, kann auch das globale magnetische Hintergrundfeld auf diese Weise nicht bestimmt werden. Um dieses zu bestimmen, ist es daher notwendig, Magnetfeldmessungen in größerer Entfernung von den lokalen magnetischen Quellen durchzuführen.

5.2.2.2. Messung des globalen magnetischen Hintergrundfeldes

In dieser Messreihe wurden daher Messungen über dem Spektrometertank durchgeführt, wodurch gewährleistet war, dass die Messwerte nicht durch die lokalen magnetischen Quellen auf dem Boden beeinflusst wurden. Hierfür wurde eine 4 m lange Boschprofilstange an verschiedenen Positionen über den Tank gelegt und alle 50 cm eine Messung durchgeführt. Mithilfe der Plattform, auf der schon die Laserbox stand, waren auch Messungen in einer Höhe von 1,5 m über dem Tank möglich. Es wurden an insgesamt 42 Positionen Messwerte aufgenommen. Weitere Details zur Messung, wie auch die Koordinaten und Magnetfeldwerte, sind im Anhang D zu finden. Die gemessenen Werte sind in Abbildung 5.4 dargestellt.

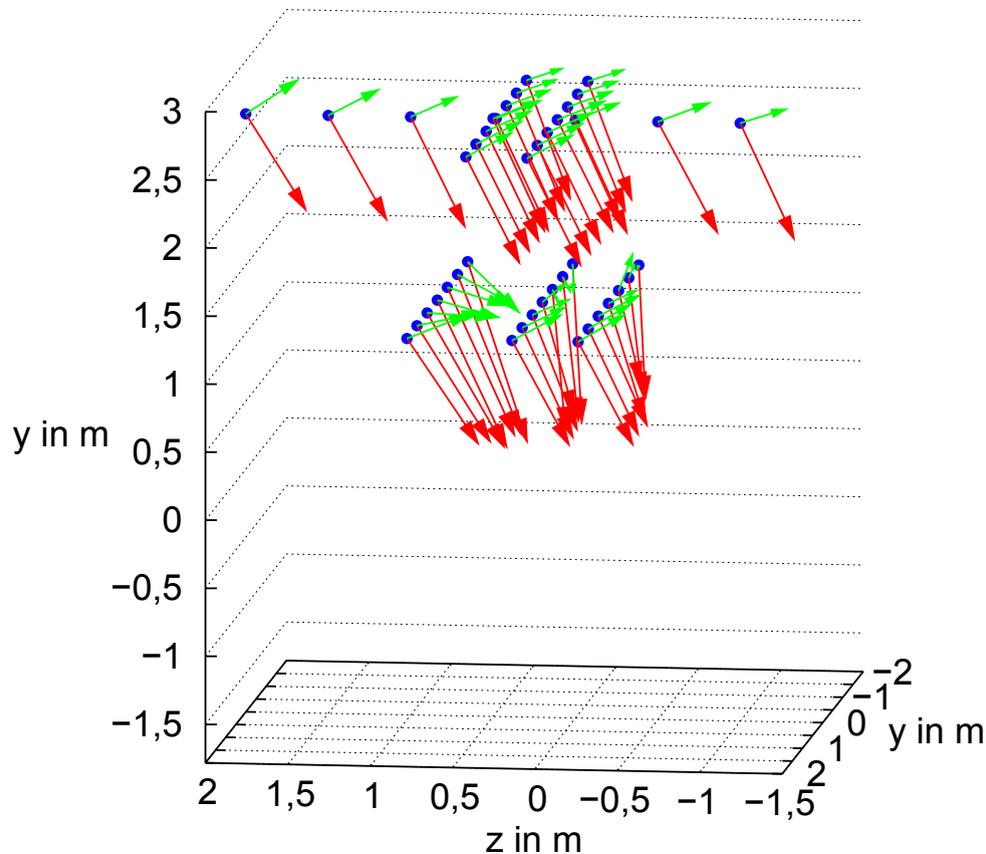


Abbildung 5.4.: Darstellung der Magnetfeldmessungen über dem Spektrometer. Die roten Pfeile stellen die Messwerte dar, die grünen Pfeile ergeben sich nach einer Subtraktion des Erdmagnetfeldes. Die Länge der Vektorpfeile wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit gegenüber Abbildung 5.3 verdoppelt. Die Messwerte sind in Koordinaten des Vorspektrometers dargestellt, der Mittelpunkt des Spektrometers befindet sich bei $(0|0|0)$.

In der Abbildung ist, wie erwartet, kein Einfluss der lokalen magnetischen Quellen mehr zu sehen. Der gemessene Wert setzt sich also aus dem Erdmagnetfeld und dem globalen magnetischen Hintergrundfeld zusammen. Um dieses Feld darzustellen, wurde das Erdmagnetfeld abgezogen und die resultierenden Vektoren ebenfalls im Schaubild aufgetragen (grün). Diese Werte stellen nun das globale magnetische Hintergrundfeld dar und wurden für die Erstellung eines Dipolmodells genutzt, wie im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

5.3. Erstellung des Modells

Für die Erstellung eines Dipolmodells der magnetischen Materialien am Vorspektrometer wurde die Annahme getroffen, dass die Hauptquelle des von magnetischen Materialien er-

zeugten Hintergrundfeldes im Vorspektrometertank der im Boden verbaute Stahl darstellt, dessen Magnetfeld im vorigen Abschnitt an 42 Positionen über dem Vorspektrometertank bestimmt wurde.

Für das Modell wurden insgesamt 50 Dipole mit einer Länge von 10 cm und einem Radius von 1 cm gleichmäßig unter dem Spektrometer im Hallenboden verteilt. Deren Magnetisierung wurde nun mithilfe von zwei verschiedenen Methoden berechnet. Eine Methode basierte auf einem semianalytischen Ansatz, die andere Methode auf einem iterativen. Im Folgenden werden diese beiden Methoden und ihre Ergebnisse kurz beschrieben. Details zu dieser Software können unter [Flo10] gefunden werden.

5.3.1. Semianalytische Methode

In der semianalytischen Methode wird ausgenutzt, dass das Magnetfeld eines Dipols linear von der Magnetisierung abhängt. Daher kann mit der Methode der kleinsten Quadrate die Differenz zwischen dem Feld aller Dipole und dem gemessenen Feld minimiert werden. Hierfür ist ein lineares Gleichungssystem zu lösen, was auf analytische Weise durchgeführt werden kann.

Mit den gemessenen Magnetfeldwerten führte diese Methode allerdings nicht zum Erfolg. Zwar lagen die meisten Komponenten des Modellfeldes innerhalb von 20% der Messwerte, doch das Magnetfeld an anderen Positionen, zum Beispiel im Vorspektrometertank, war zu groß ($B > 10^{-3}$ T). Auch die Magnetisierung der Stahlstäbe überstieg die Sättigungsmagnetisierung von $2 \text{ T}/\mu_0$. Offenbar führt hier eine Feinabstimmung der Magnetfeldwerte des Modells auf die gemessenen Magnetfeldwerte zu einer sehr guten Übereinstimmung, während das Feld an Positionen, an denen keine Messpunkte vorliegen, teilweise unphysikalische Werte annimmt.

5.3.2. Iterative Methode

In dieser Methode wird die Differenz zwischen dem Feld aller Dipole und dem gemessenen Feld iterativ minimiert. Hierfür werden unter Zuhilfenahme des ROOT MINUIT Pakets alle Dipolpositionen und Magnetisierungen variiert, bis die Differenz möglichst klein wird. Außerdem ist es möglich die Magnetisierung der Dipole auf einen maximalen Wert zu begrenzen.

Auch dieses Modell zeigt das gleiche Verhalten wie bei der semianalytischen Methode beschrieben wurde. Allerdings kann hier die maximale Magnetisierung der Dipole auf einen realistischen Wert begrenzt werden. In diesem Fall wurde die Obergrenze auf 10^6 A/m eingestellt, was unter der Sättigungsmagnetisierung der Eisenstäbe liegt. Das Ergebnis zeigte eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten, wobei 115 der 126 Komponenten³ innerhalb eines Fehlerbereichs von $\pm 20\%$ der Messwerte lagen. Außerdem lag der magnetische Fluss im Spektrometertank nun in der Größenordnung von 10^{-5} Tesla, was auch der Größenordnung des Erdmagnetfeldes entspricht.

5.3.3. Schlussfolgerung

Das Magnetfeld des auf die beschriebene Weise erstellten Modells ist in Abbildung 5.5 zu sehen. Dargestellt ist der Absolutwert der magnetischen Flussdichte in der x-z-Ebene des Vorspektrometertanks auf der Höhe $y = 0$. Dies entspricht einem horizontalen Schnitt genau durch die Mitte des Spektrometertanks. Der Wert schwankt zwischen einem Bereich von 34 und 46 μT .

³Für jede der 42 Messpunkte gab es drei Feldkomponenten (x,y,z).

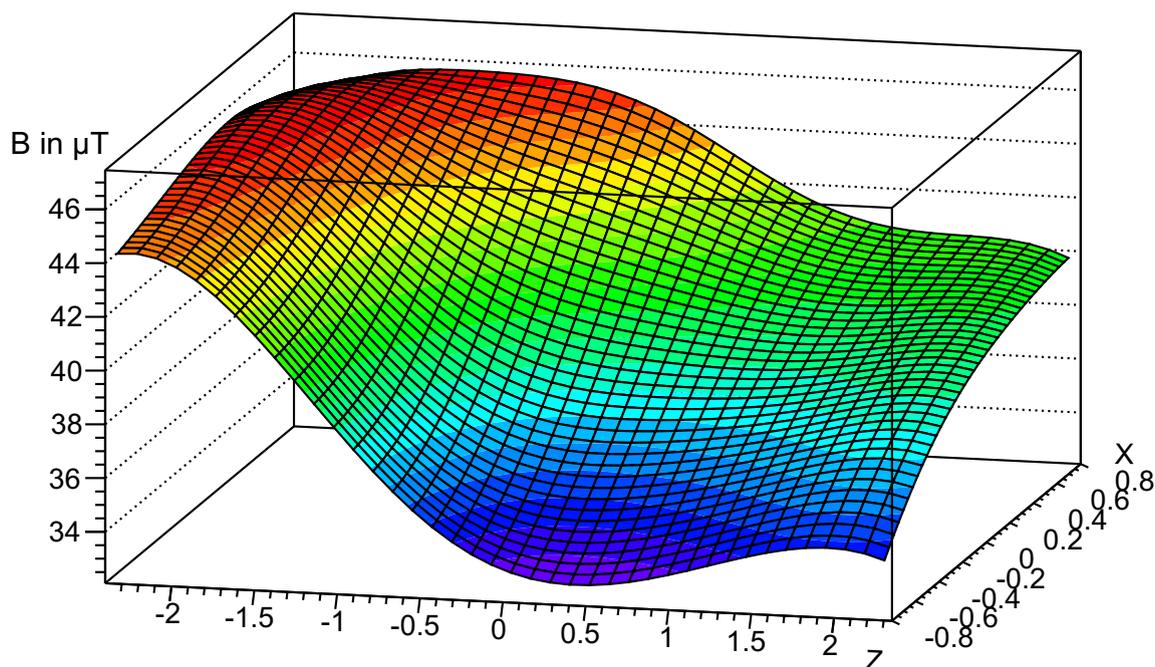


Abbildung 5.5.: Magnetfeld des Dipolmodells: Darstellung des Absolutwertes der magnetischen Flussdichte in der x - z -Ebene des Vorspektrometertankes auf der Höhe $y = 0$.

Aufgrund der fehlenden Messwerte im Inneren des Tanks fällt eine Beurteilung des Modells hier allerdings schwer. Die im nächsten Kapitel durchgeführten Simulationen zeigen allerdings, dass sowohl die Größenordnung des vom Modell erzeugten Magnetfeldes, als auch dessen Einfluss auf die Bahn der Elektronen zu den Beobachtungen passen (siehe Abschnitt 6.2). Dies zeigt, dass die angewandten Methoden sich gut für die Erstellung eines Modells von magnetischen Materialien eignen. Weitere Messpunkte, auch näher am Hallenboden, können zu einer weiteren Verbesserung des Modells beitragen.

Auch in der Hauptspektrometerhalle wurden Messungen der magnetischen Untergrundfelder durchgeführt, die in [Rei09] und [Her10] beschrieben sind. Da in dieser Halle Edelstahl im Boden verbaut wurde, liegt der Beitrag der magnetischen Materialien hier nur bei wenigen μT .

6. Simulationen und Schlussfolgerungen

Für das Verständnis der in Abschnitt 4.3 beschriebenen Messungen ist ein detaillierter Vergleich mit entsprechenden Simulationen nötig. Dafür wurden umfangreiche Simulationen der Elektronenbahnen in elektromagnetischen Feldern durchgeführt. Bei den Messungen mit einem asymmetrischen Magnetfeld kann dadurch die Pixelstruktur auf dem Detektor rekonstruiert und somit auf die Herkunft der Elektronen geschlossen werden. Auch die in der Messung beobachtete Dipoldrift bei eingestelltem Dipolfeld kann durch Simulation bestätigt werden. Für die Messung mit symmetrischem Magnetfeld werden alle drei in Abschnitt 5.1 vorgestellten Mechanismen untersucht, um zu klären, auf welche Weise die Photoelektronen zum Detektor gelangt sind. Im Folgenden werden zuerst die verwendete Simulationssoftware und die im Rahmen dieser Arbeit erstellten Neuerungen vorgestellt. Anschließend werden die durchgeführten Simulationen und Berechnungen zum asymmetrischen Magnetfeld, dem Dipolmodus und einer symmetrischen Magnetfeldkonfiguration beschrieben.

6.1. Simulationssoftware

Zur Simulation der durchgeführten Experimente wurde das KASSIOPEIA-Paket eingesetzt. KASSIOPEIA ist ein C++ Softwarepaket, das von KATRIN Kollaborationsmitgliedern am KIT, MIT¹, UNC² und an der Universität Münster entwickelt wurde. Es verfügt über verschiedene Methoden zur Teilchengenerierung, sowie zur elektromagnetischen Feldberechnung und Teilchenbahnverfolgung. Details können unter [BBC⁺10] gefunden werden.

Um die durchgeführten Messungen simulieren zu können, mussten allerdings einige Neuerungen hinzugefügt werden, die im Folgenden beschrieben sind:

- **Isotrope Teilchenerzeugung auf Tankwand und Elektroden:** Um das Verhalten von aus der Wand ausgelösten Elektronen zu untersuchen, wurde ein Teilchengenerator hinzugefügt, der eine isotrope Verteilung von Elektronen auf den Oberflächen der Tankwand und Elektroden erstellt. Dabei kann die Teilchenerzeugung auf unterschiedliche Elemente des Vorspektrometertanks beschränkt werden. Diese Elemente sind Konuselektroden, Drahtelektrodenbereich und Abschirmelektroden – jeweils nochmals unterteilt in West- und Ostseite. Da eine Bahnverfolgung der Elektronen

¹Massachusetts Institute of Technology, Cambridge

²University of North Carolina

durch die Drahtelektroden aufgrund der hier benötigten komplexen Feldberechnungen mit sehr viel Rechenzeit verbunden ist, werden die Elektronen im Drahtelektrodenbereich des Spektrometers auf der Oberfläche dieser Drahtelektroden gestartet und nicht an der dahinterliegenden Tankwand.

- **Minimierung des Abstandes zur Startelektrode:** Die von KASSIOPEIA bereitgestellten Methoden zur elektrischen Feldberechnung funktionieren nicht direkt an bzw. in der Nähe der Oberfläche der Elektroden. Es ist daher erforderlich, die Teilchen mit einem bestimmten Abstand zu den Elektroden zu starten. Anstelle eines festen Abstandes von einigen Zentimetern für alle Elektroden, wurde ein dynamisches Verfahren implementiert, das für jedes generierte Teilchen den minimalsten Abstand wählt. Dieser minimale Abstand lag für die meisten Regionen typischerweise unter einem Zentimeter.
- **Berechnung der korrekten Startenergie der Elektronen:** Wenn das UV-Licht des Lasers mit der Wellenlänge von 224,3 nm auf die Edelstahloberfläche der Vorspektrometerwand mit der Austrittsarbeit von 4,4 eV [PBB⁺92] trifft, werden durch den photoelektrischen Effekt Elektronen mit einer kinetischen Energie von 1,1 eV erzeugt. Für die Richtungsverteilung der Impulse der ausgelösten Elektronen wurde eine isotrope Verteilung angenommen. Aufgrund der Tatsache, dass die Teilchen nicht direkt an der Tankwand gestartet werden können, beträgt das Potential am Startpunkt nicht exakt dem an der Elektrode, sondern ist etwas kleiner. Daher wurde ein Algorithmus implementiert, der für jedes Teilchen die Potentialdifferenz zwischen seiner Startposition und der dazugehörigen Elektrode berechnet und diesen Wert zur Startenergie von 1,1 eV addiert.
- **Bestimmung der Pixelnummer:** Um die Struktur der Ereignisse auf dem Detektor bei den Messungen und Simulationen besser miteinander vergleichen zu können, wurde ein Algorithmus implementiert, der für jede Teilchenbahn, die den Detektor trifft, die entsprechende Pixelnummer bestimmt. Auf diese Weise konnte aus großen Monte-Carlo-Simulationen sehr schnell ein visueller Vergleich mit den Messungen erstellt werden.
- **Implementierung des Vorspektrometerdetektors in die grafische Darstellung von magnetischen Feldlinien:** Um festzustellen, ob magnetische Feldlinien den Detektor mit der Tankwand verbinden und welche Region dabei auf welchen Pixel abgebildet wird, wurde in ein bereits bestehendes Programm, das magnetische Feldlinien grafisch darstellt, eine Abbildung des Vorspektrometerdetektors implementiert.

6.2. Asymmetrisches Magnetfeld

In Abschnitt 4.3.2 wurden die am Vorspektrometer durchgeführten Messungen mit einem asymmetrischen Magnetfeld beschrieben. Mithilfe von Simulationen sollen nun folgende Fragestellungen untersucht werden:

- Bestimmung des Bereiches im Vorspektrometertank, dessen ausgelösten Elektronen bei einem asymmetrischen Magnetfeld zum Detektor gelangen können.
- Bestimmung der Anzahl der durch den photoelektrischen Effekt aus der Wand herausgelösten Elektronen.
- Bestimmung der azimutalen Verteilung des Streulichtes.
- Untersuchung des Einflusses der magnetischen Hintergrundfelder.

Im Folgenden werden daher zuerst die Feldlinien berechnet und dargestellt. Anhand ihres Verlaufes kann dann auf die geometrische Herkunft der Elektronen geschlossen werden. Anschließend werden MC-Simulationen³ durchgeführt, um die Ereignisstruktur auf dem Detektor zu reproduzieren und dadurch auf die Verteilung der Startorte der Elektronen im Spektrometertank zu schließen. Abschließend wird noch der Einfluss des Erdmagnetfeldes und der magnetischen Materialien untersucht.

6.2.1. Magnetische Feldlinien

Das Feld der magnetischen Materialien wurde hier zunächst vernachlässigt, da aufgrund des asymmetrisch eingestellten Magnetfeldes die Feldlinien ausreichend verbogen sind, um Elektronen von der Tankwand zum Detektor zu führen. Eine Darstellung der magnetischen Feldlinien ist in Abbildung 6.1 gegeben.

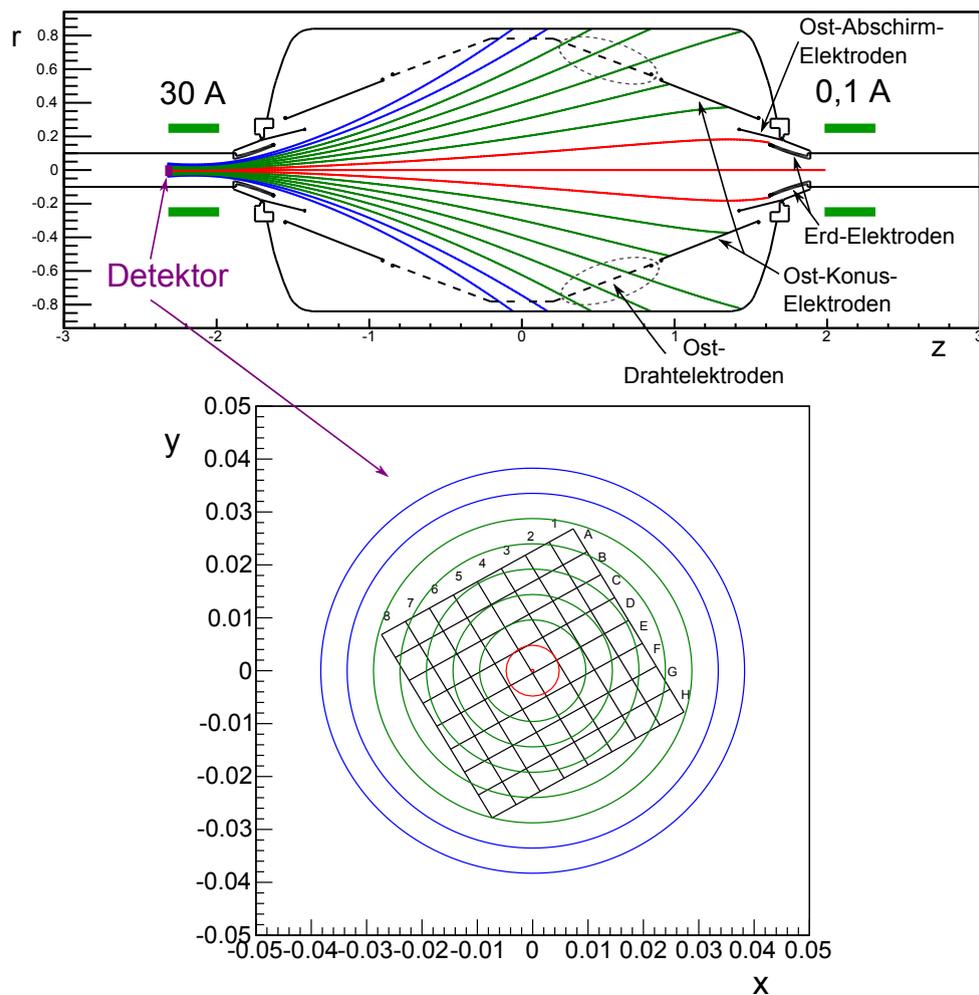


Abbildung 6.1.: Darstellung der magnetischen Feldlinien bei einem asymmetrischen Magnetfeld. Der Detektor befindet sich bei $z = -2,3$ m und ist zusätzlich als Draufsicht dargestellt. Die Feldlinien wurden in drei Farben unterteilt. Blaue Feldlinie (hier die zwei äußersten dargestellten) verlaufen am Detektor vorbei, während grüne und rote Feldlinien den Detektor treffen. Die roten Feldlinien verbinden den Detektor allerdings mit den Erdelektroden. Dort erzeugte Elektronen werden nicht zum Detektor beschleunigt. Nur Elektronen vom Ost-Konus, der Ost-Abschirmelektrode und den östlichen Drahtelektroden können den Detektor treffen (Osten liegt in positiver z-Richtung).

³Monte-Carlo-Simulation: Simulation mit sehr vielen Teilchen mit zufälligen Startwerten (in diesem Fall Startposition und Impulsrichtung).

Die mittleren vier Pixel des Detektors sind durch Feldlinien mit der Erdelektrode verbunden (rote Feldlinien). Das erklärt, warum auf diesen Pixeln bei der Messung keine Ereignisse registriert wurden, da Elektronen, die auf einer Oberfläche mit Erdpotential erzeugt werden, nicht zum Detektor beschleunigt werden können. Nur Elektronen, die am Ost-Konus, der Ost-Abschirmelektrode oder hinter dem östlichen Teil der Drahtelektroden erzeugt werden, können den Detektor treffen (grüne Feldlinien). Elektronen, die in der Analysierebene ($z = 0$) an der Wand erzeugt werden (blaue Feldlinien), fliegen am Detektor vorbei. Das bedeutet, dass Elektronen von dem mit dem Laser direkt angeleuchteten Punkt am Boden des Spektrometertanks nicht direkt über eine magnetische Führung zum Detektor gelangen können. Die beobachteten Ereignisse müssen also von Elektronen kommen, die allein durch Streulicht ausgelöst wurden.

6.2.2. Monte-Carlo-Simulationen

Zur weiteren Untersuchung der im vorigen Abschnitt diskutierten Startpositionen der Elektronen wurden nun zuerst, mit den in Abschnitt 6.1 beschriebenen Methoden, Teilchen auf allen entsprechenden Elektrodenoberflächen generiert und ihre Bahnen berechnet und verfolgt. Das Ergebnis war mit den bereits gezogenen Schlussfolgerungen aus der Geometrie der Magnetfeldlinien weitestgehend konsistent. Nur Teilchen vom Ost-Konus und dem östlichen Teil der Erdelektroden konnten zum Detektor gelangen. Teilchen von der Ost-Abschirmelektrode wurden durch das starke elektrische Feld, das hier aufgrund der Nähe zur Erdelektrode vorhanden ist, in die andere Richtung beschleunigt.

Mit dieser gewonnenen Erkenntnis wurden bei weiteren MC-Simulationen nur noch Teilchen am Ost-Konus und dem östlichen Teil der Erdelektroden erzeugt. Das Ziel hierbei war, durch einen Abgleich der Pixelstruktur auf dem Detektor zwischen Messung und Simulation die primäre Startverteilung der Elektronen zu bestimmen. Zuerst wurde hierbei die Messung Nummer 10932 simuliert. Bei dieser Messung lagen die Drahtelektroden auf einer 500 V negativeren Spannung als die Tankwand. Daher sollten keine Elektronen vom Bereich hinter den Drahtelektroden am Detektor nachgewiesen werden können. Aus diesem Grund wurden nur Elektronen vom Ost-Konus gestartet. Aus einem Vergleich der Pixelstruktur zwischen Messung und Simulation kann so die azimutale Verteilung der Elektronen auf dem Ost-Konus bestimmt werden. Die bei der Simulation bestimmten Parameter der Azimutwinkelverteilung sind in Abbildung 6.3, der Vergleich der Detektorbilder ist in Abbildung 6.2 zu finden. Von 10^5 bei der Simulation erzeugten Elektronen trafen 13859 (13,9%) den Detektor. Die restlichen flogen gegen Elektroden oder die Tankwand, am Detektor vorbei oder drehten aufgrund des magnetischen Spiegeleffekts unterwegs um.

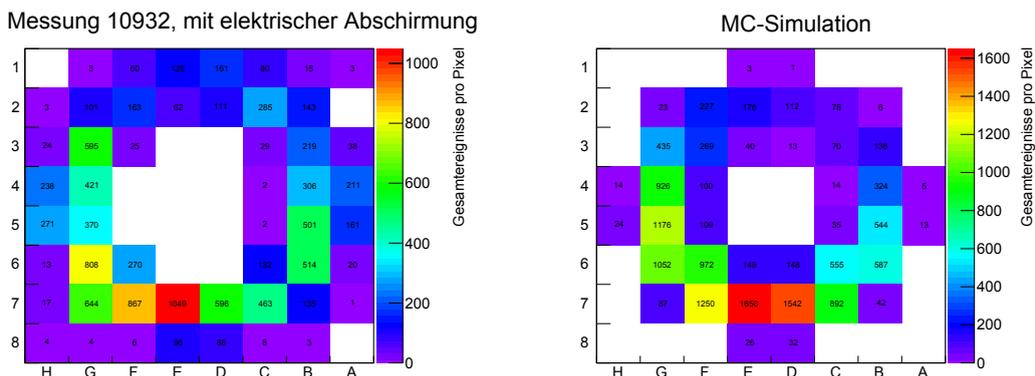


Abbildung 6.2.: Vergleich des Detektorbildes zwischen der Messung mit elektrischer Abschirmung (links) und der MC-Simulation (rechts). Bei der Simulation wurden 10^5 Elektronen gestartet, wovon 13859 ankamen. Die charakteristische Halb-Ringstruktur auf dem Detektor konnte in der Simulation reproduziert werden.

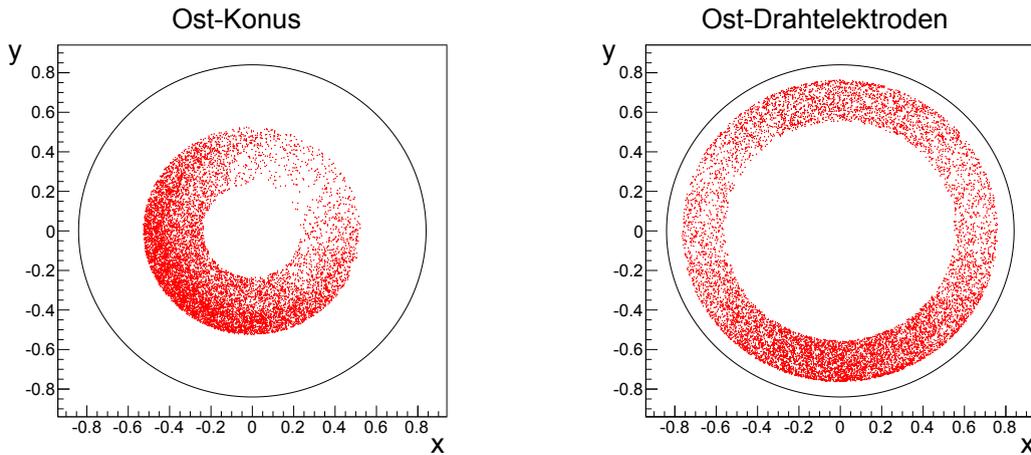


Abbildung 6.3.: Darstellung der Azimut-Startwinkelverteilung bei der MC-Simulation für den Ost-Konus (links) und die Ost-Drahtelektroden (rechts).

Bei der nächsten MC-Simulation wurde Messung Nummer 10931 simuliert. Bei dieser Messung lagen die Drahtelektroden auf Tankpotential, so dass die hinter der Wand erzeugten Elektronen nicht abgeschirmt wurden. Daher wurden zusätzlich zu den auf dem Ost-Konus erzeugten Elektronen nun auch Elektronen auf der Ost-Drahtelektrode erzeugt, wobei das Verhältnis der Teilchenerzeugung zwischen Ost-Konus und Ost-Drahtelektrode ihren Oberflächenverhältnissen entsprach. Auch hier konnte durch den Vergleich der Pixelstruktur der Messung und der Simulation die azimutale Verteilung der Elektronen im Bereich der Ost-Drahtelektrode bestimmt werden. Eine grafische Darstellung der bestimmten Azimutwinkelverteilungen ist in Abbildung 6.3 zu finden, während in Abbildung 6.4 ein Vergleich der die Pixelstruktur der Simulation und der Messung dargestellt ist. Von 10^5 bei der Simulation erzeugten Elektronen trafen 15564 (15,6%) den Detektor.

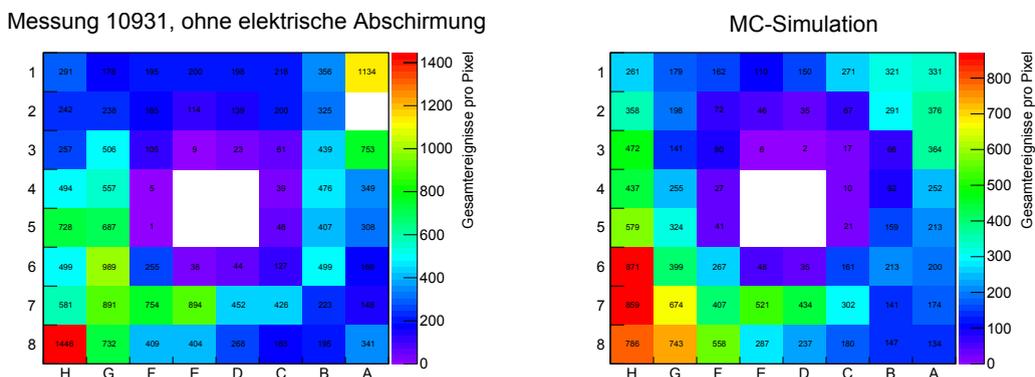


Abbildung 6.4.: Vergleich des Detektorbildes zwischen der Messung ohne elektrischer Abschirmung (links) und der MC-Simulation (rechts). Bei der Simulation wurden 10^5 Elektronen gestartet, wovon 15564 ankamen. Auch hier konnte die charakteristische Struktur durch die Simulation näherungsweise reproduziert werden.

Schlussfolgerung

Sowohl bei der Messung mit als auch bei der Messung ohne elektrischer Abschirmung konnte die charakteristische Struktur auf dem Detektor im Rahmen detaillierter Simulationen reproduziert werden. Dies zeigt, dass die Herkunft der bei diesen Messungen detektierten Elektronen als verstanden zu bezeichnen ist. Auch die Hypothese, dass bei negativen Drahtelektroden keine Elektronen mehr aus dem Bereich der Drähte kommen, konnte bestätigt werden. Die Struktur auf dem Detektor wird in diesem Fall durch Elektronen vom Ost-Konus verursacht. Außerdem konnte eine spezifische Azimutwinkelverteilung der am

Ost-Konus und an der Ost-Drahtelektrode erzeugten Elektronen bestimmt werden, die sich durch Spiegelung und Streuung der UV-Lichtes erklären lässt.

Da gezeigt wurde, dass die Photoelektronen von dem mit dem Laser direkt angestrahlten Punkt nicht den Detektor treffen können, müssen die gemessenen Elektronen von Streulicht erzeugt worden sein. Aus einem Vergleich zwischen der Simulation und der Messung kann auf die Anzahl an Photonen geschlossen werden, die zum Ost-Konus und hinter die Ost-Drahtelektrode gestreut wurden. Aus der Simulation ist bekannt, dass etwa 15% der an Ost-Konus und Ost-Drahtelektrode erzeugten Teilchen am Detektor ankommt. Da bei der Messung ohne elektrische Abschirmung (10931) insgesamt 21389 Ereignisse detektiert wurden, kann nun der Rückschluss gezogen werden, dass etwa 143000 Teilchen am Ost-Konus und hinter den Ost-Drahtelektroden gestartet sein müssen. Bei den 2000 Laserpulsen wurden nach Tabelle 3.3 insgesamt etwa $3 \cdot 10^{13}$ Photonen in den Vorspektrometertank eingestrahlt, die bis zu $3 \cdot 10^9$ Elektronen erzeugen können. Aus diesen Angaben lässt sich berechnen, dass bereits eine Streuung von $5 \cdot 10^{-3}\%$ des eingefallenen Lichtes auf den Ost-Konus bzw. hinter die Ost-Drahtelektroden ausreicht, um die gemessene Rate zu erklären.

6.2.3. Einfluss des Erdmagnetfeldes und der magnetischen Materialien

Die oben beschriebene MC-Simulation zur Messung Nummer 10931, bei der die elektrische Abschirmung nicht aktiviert war, wurde nun erneut durchgeführt, allerdings unter Einbeziehung des Erdmagnetfeldes und des Feldes der magnetischen Materialien. Um den Rechenaufwand, und damit die Dauer der Simulation, in Grenzen zu halten, musste für das Feld der magnetischen Materialien eine Näherungsmethode angewandt werden. Da das Modell der magnetischen Materialien aus 50 Dipolen besteht, müsste für jede Magnetfeldberechnung – und damit 13 mal pro Teilchenschritt – und für jeden einzelnen Dipol mithilfe einer magnetischen Dipol-Näherung das Feld an der aktuellen Position berechnet werden. Um dies zu vermeiden, wurde eine drei-dimensionale Hermit-Interpolation eingesetzt. Hierfür wird ein Punktgitter im relevanten Volumen erstellt und für jeden Punkt die drei Magnetfeldkomponenten samt partieller Ableitung berechnet und gespeichert. Dieser rechenintensive Schritt muss nur einmal durchgeführt werden. Anschließend kann das Magnetfeld an jedem beliebigen Punkt in diesem Volumen interpoliert werden. Details zu dieser Methode können unter [Lei10] nachgeschlagen werden.

Es wurden insgesamt zwei MC-Simulationen mit je 10^5 Teilchen durchgeführt. Im ersten Fall wurde nur das Erdmagnetfeld aktiviert, dessen verwendete Werte bereits in Abschnitt 5.1.2.1 beschrieben wurden. Bei der zweiten Simulation wurde zusätzlich zum Erdmagnetfeld das Modell der magnetischen Materialien eingesetzt. Eine Darstellung der Ereignisse auf dem „virtuellen“ Detektor kann in Abbildung 6.5 gefunden werden.

Schlussfolgerung

Beim Vergleich der Detektorbilder können unter Ausnutzung der charakteristischen Fehlstelle in der Mitte des Detektors einige Rückschlüsse gezogen werden. Bei der Messung und der Simulation ohne zusätzliche Magnetfelder lag diese Fehlstelle genau in der Mitte. Mit aktiviertem Erdmagnetfeld ist sie auf der Abbildung 6.5 ein Pixel nach links gewandert, was sich anhand der Richtung des Erdmagnetfeldes, das hauptsächlich nach unten zeigt, erklären lässt. Das zusätzliche Feld der magnetischen Materialien scheint diesen Effekt fast wieder zu kompensieren – die Fehlstelle wurde wieder zurück verschoben. Dies zeigt, dass der Einfluss des Hintergrundfeldes durch das erstellte Modell der verwendeten Materialien gut beschrieben wird und bei der räumlichen Auflösung des Detektors in Betracht gezogen werden muss. Ausgehend davon, dass ein Pixel circa 0,5% des relevanten Flussschlauches entspricht, ist diese Erkenntnis von hoher Relevanz für den Detektor des Hauptspektrometers mit einer räumlichen Auflösung des Flussschlauches von 0,7%.

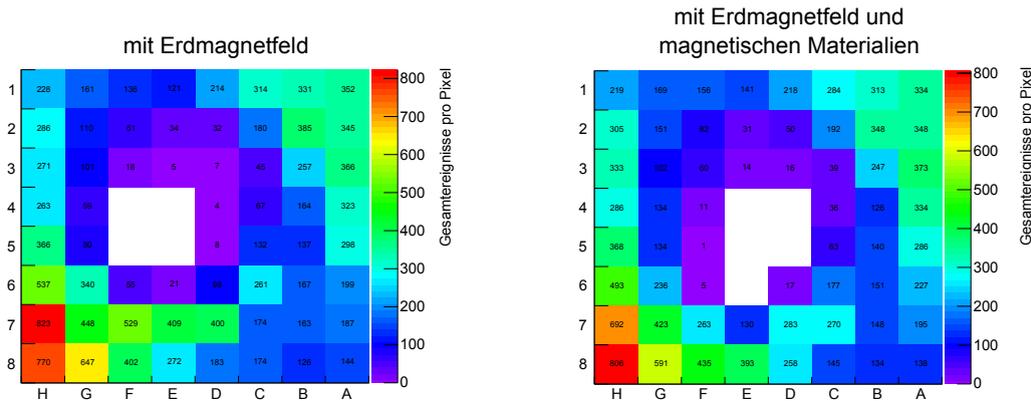


Abbildung 6.5.: Darstellung des Detektorbildes der MC-Simulationen mit Erdmagnetfeld (links) und mit Erdmagnetfeld und magnetischen Materialien (rechts). Die Anzahl der Ereignisse auf dem Detektor betrug mit Erdmagnetfeld 13790 und mit zusätzlichen magnetischen Materialien 13054 (Vergleich: 15564 ohne die beiden zusätzlichen Magnetfelder).

6.3. Dipolmodus

In Abschnitt 4.3.3 wurden die am Vorspektrometer durchgeführten Messungen im Dipolmodus beschrieben. Der dabei festgestellte Sachverhalt, dass, je nach angelegtem Dipolfeld, Elektronen von der Tankdecke auf die Oberseite des Detektors (bzw. vom Tankboden auf die Unterseite des Detektors) gelangen können, soll nun durch MC-Simulationen verifiziert werden.

6.3.1. Monte-Carlo-Simulationen

Das angelegte Dipolfeld der inneren Elektroden konnte hier nicht exakt simuliert werden, da dies aufgrund der Nichtaxialsymmetrie des elektrischen Feldes zu sehr langen Rechenzeiten der Teilchenbahnen führt. Die inneren Elektroden wurden daher in der Simulation auf Tankpotential eingestellt und es wurde ein zusätzliches externes elektrisches Feld hinzugefügt. Bei einer Differenzspannung der Drahtmodule von 200 V ergibt sich in dem 50 mm großen Spalt am Boden des Vorspektrometers ein horizontales elektrisches Feld von $\vec{E} = 4000 \frac{V}{m}$. Weiter oben wird der Abstand der Drahtmodule allerdings immer größer, bis er in der Mitte des Spektrometertanks bei 1,58 m liegt. Das horizontale elektrische Feld beträgt hier nur noch $\vec{E} = 127 \frac{V}{m}$. Für die MC-Simulation wurde daher als Näherung ein externes horizontales elektrisches Feld von $\vec{E} = 2000 \frac{V}{m}$ eingestellt.

Es wurden zwei Simulationen mit unterschiedlichen Vorzeichen des elektrischen Feldes und je 10^6 Elektronen durchgeführt. Die Elektronen wurden hierbei isotrop verteilt auf allen Drahtelektroden gestartet. Die Simulation mit elektrischem Feld in positiver x-Richtung, das zu einer Dipoldrift nach oben führt, ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Ein elektrisches Feld in negativer x-Richtung führt hingegen zu einer Dipoldrift nach unten. Die zugehörige Simulation ist in Abbildung 6.7 dargestellt.

Schlussfolgerung

Anhand der Ergebnisse der beiden MC-Simulationen ist zu sehen, dass sich die Elektronenbahnen aufgrund der Dipol-Drift wie erwartet verhalten. Je nach eingestelltem Vorzeichen des elektrischen Feldes können nur Teilchen von oben oder von unten den Detektor treffen. Die zur Hälfte gefüllten Detektorbilder aus der Messung mit einer relativ scharfen Grenze (siehe Abbildung 4.16) konnten allerdings nicht reproduziert werden. Da in den Simulationen für das Dipolfeld nur ein konstantes elektrisches Feld addiert wurde und nicht die exakten elektrischen Felder im Vorspektrometer nachgestellt werden konnten, ist dies jedoch akzeptabel. Dennoch ist zu sehen, dass die Elektronen hauptsächlich auf der Seite des

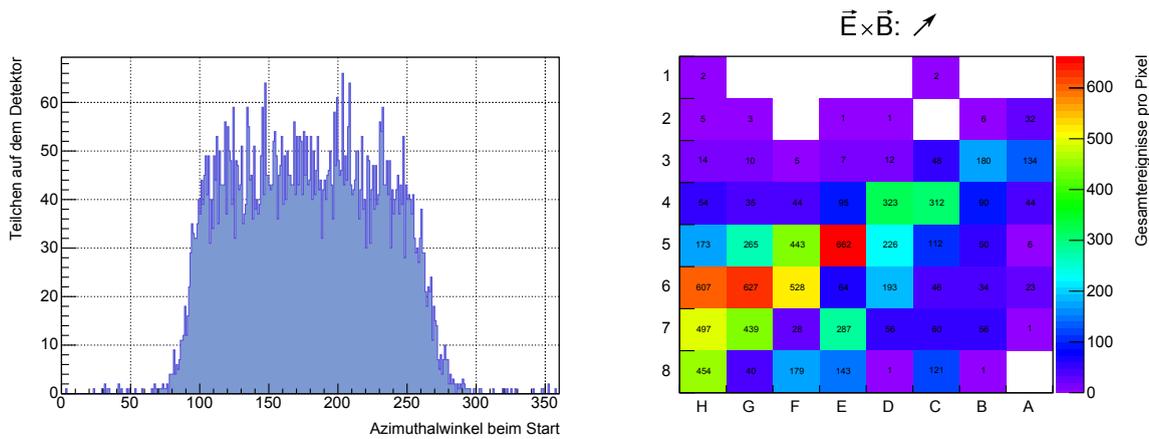


Abbildung 6.6.: MC-Simulation mit Dipoldrift nach oben. Links ist der Azimutwinkel der Startposition von denjenigen Teilchen aufgetragen, die den Detektor getroffen haben. Der Wert von 0 Grad stellt hierbei die Decke des Spektrometers dar, 180 Grad den Boden. Rechts ist eine Abbildung der Verteilung auf dem Detektor dargestellt. Der Detektor zeigt mit Pixel H8 nach unten. Von 10^6 gestarteten Teilchen trafen 7881 ($\sim 0,8\%$) den Detektor.

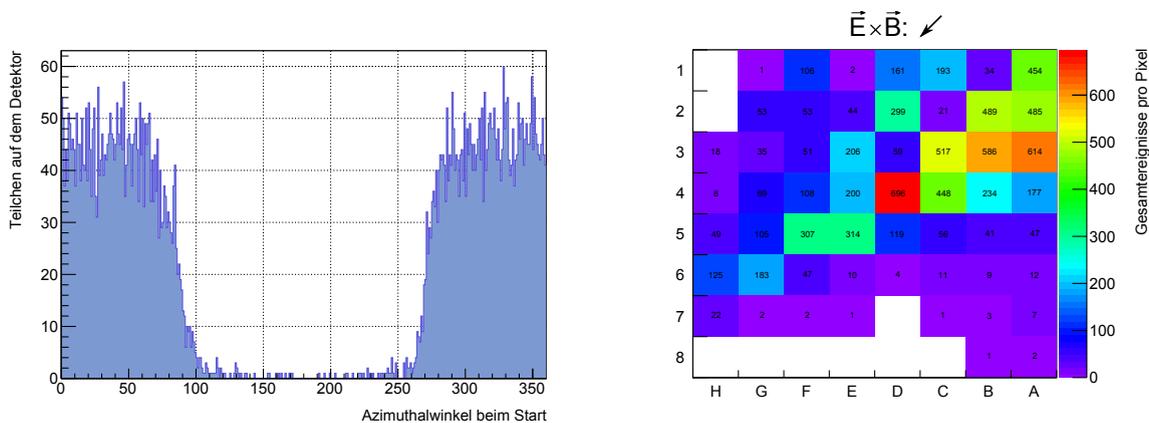


Abbildung 6.7.: MC-Simulation mit Dipoldrift nach unten. Links ist der Azimutwinkel der Startposition von denjenigen Teilchen aufgetragen, die den Detektor getroffen haben. Der Wert von 0 Grad stellt hierbei die Decke des Spektrometers dar, 180 Grad den Boden. Rechts ist eine Abbildung der Verteilung auf dem Detektor dargestellt. Der Detektor zeigt mit Pixel H1 nach oben. Von 10^6 gestarteten Teilchen trafen 7901 ($\sim 0,8\%$) den Detektor.

Detektors auftreffen, von der sie angefliegen kommen. Dies wurde auch bei den Messungen beobachtet.

Mit den Daten aus der Messung und der Simulation kann wieder eine Abschätzung über die Reflektion des Lichtes getroffen werden. In den Messungen wurden bei 1000 Laserpulsen etwa 150000 Ereignisse detektiert. Da in den Simulationen etwa 0,8% der erzeugten Teilchen den Detektor getroffen haben, kann berechnet werden, dass bei der Messung etwa $2 \cdot 10^7$ Elektronen im Bereich der Drahtelektroden erzeugt wurden. Die 1000 Laserpulse mit einer Pulslänge von $100 \mu\text{s}$ sollten nach Tabelle 3.3 allerdings etwa $8 \cdot 10^{10}$ Elektronen erzeugen. Beide Werte differieren um ein Faktor von 4000. Falls die Simulation die Messung realistisch wiedergibt, bedeutet dies, dass nur 0,025% des eingestrahlteten Lichtes auf der Spektrometerwand im Drahtelektrodenbereich absorbiert wurde. Das ist fünfmal soviel, wie in Abschnitt 6.2 für die östlichen Draht- und Konuselektroden berechnet wurde. Dieser numerische Faktor kann durch die bei der Simulation verwendeten Näherungen, wie das konstante elektrische Feld und das Erzeugen der Elektronen auf den Drähten statt an der Wand dahinter, verursacht sein.

6.3.2. Einfluss des Erdmagnetfeldes und der magnetischen Materialien

Die MC-Simulation mit einem horizontalen elektrischen Feld in positiver x-Richtung, das eine Dipoldrift nach oben bewirkt (siehe Abbildung 6.6), wurde nun erneut durchgeführt, allerdings mit dem Erdmagnetfeld und dem Feld der magnetischen Materialien. Das Resultat ist in Abbildung 6.8 dargestellt.

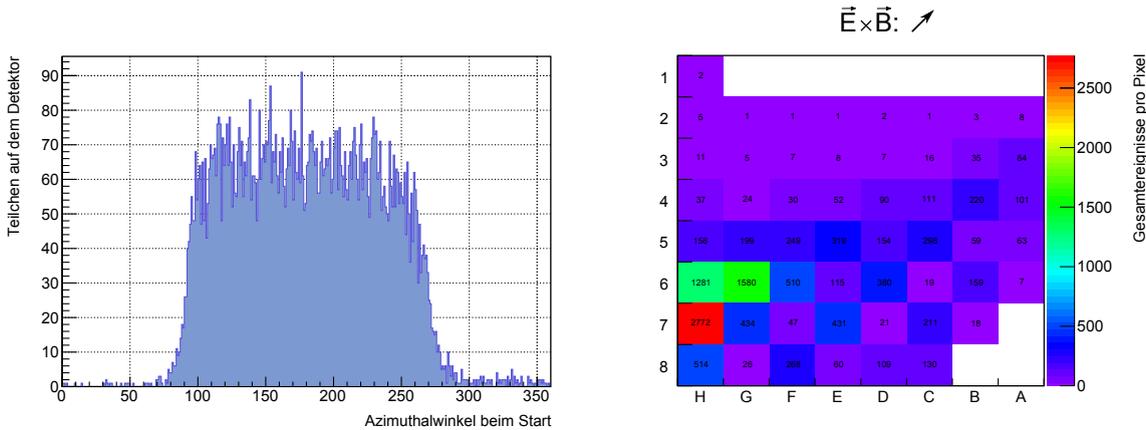


Abbildung 6.8.: MC-Simulation mit Dipoldrift nach oben und zusätzlicher Aktivierung des Erdmagnetfeldes und dem Feld der magnetischen Materialien. Links ist der Azimutwinkel der Startposition von denjenigen Teilchen aufgetragen, die den Detektor getroffen haben. Der Wert von 0 Grad stellt hierbei die Decke des Spektrometers dar, 180 Grad den Boden. Rechts ist eine Abbildung der Verteilung auf dem Detektor dargestellt. Der Detektor zeigt mit Pixel H8 nach unten. Von 10^6 gestarteten Teilchen trafen 11453 ($\sim 1,1\%$) den Detektor.

Schlussfolgerung

Ein Vergleich zwischen Abbildung 6.6 und 6.8 zeigt, dass durch die zusätzlichen magnetischen Felder mehr Teilchen auf den Detektor gelangen als ohne. Die Zunahme beträgt etwa 50%. Ein Vergleich der Azimutwinkel der Startposition zeigt außerdem, dass diese zusätzlichen Teilchen nicht von einem anderen Ort kommen als bisher, sondern immer noch von der unteren Hälfte des Spektromertankes. Die Struktur der räumlichen Verteilung auf dem Detektor ist in beiden Fällen ähnlich. Allerdings verbuchen die Pixel H6, H7 und G6 mit den zusätzlichen Magnetfeldern besonders viele Treffer.

Auch mit den zusätzlichen magnetischen Feldern treffen bei der Simulation noch zu viele Elektronen den Detektor, um mit der Messung unter Grundlage der im vorherigen Abschnitt bestimmten Lichtstreuung kompatibel zu sein. Die Gründe dafür sind in den bei der Simulation verwendeten Näherungen zu suchen, die bereits weiter oben beschrieben wurden. Es ist daher von hoher Wichtigkeit, dass die Effizienz der Berechnung von nichtaxialsymmetrischen elektrischen Feldern in KASSIOPEIA verbessert wird, um die durchgeführten Dipol-Simulationen zukünftig realitätsnäher durchführen zu können.

6.4. Symmetrisches Magnetfeld

In Abschnitt 4.3.4 wurden die Messungen mit einem symmetrischen Magnetfeld beschrieben. Dabei wurde beobachtet, dass Photoelektronen von der Wand Ereignisse auf dem Detektor auslösen können, obwohl zunächst einmal zu erwarten ist, dass es keine verbindenden magnetischen Feldlinien zwischen Detektor und Tankwand oder Drahtelektroden gibt. In Abschnitt 5.1 wurden die drei dafür in Frage kommenden Mechanismen vorgestellt. Im Folgenden sollen nun alle drei Mechanismen untersucht werden, um zu klären, auf welche Weise die Photoelektronen von der Wand zum Detektor gelangt sind.

Zuerst wird im nächsten Abschnitt ermittelt, ob das Erdmagnetfeld und das Feld der magnetischen Materialien die Feldlinien für Konfigurationen im Niedrigfeldbereich soweit verbiegen können, dass eine Verbindung zwischen Tankwand und Detektor entsteht, wie das bereits bei den asymmetrisch eingestellten Magneten der Fall war. Anschließend wird untersucht, ob die durch das magnetische Hintergrundfeld verursachte radiale Drift zu Ereignissen auf dem Detektor führen kann. Abschließend wird auf eine mögliche nichtadiabatische Bewegung des Elektrons eingegangen, welche die radiale Drift verstärken kann. Alle im Folgenden beschriebenen Simulationen wurden für einen Magnetstrom von 3 A durchgeführt.

6.4.1. Feldlinien werden durch magnetische Hintergrundfelder verbogen

Wenn Feldlinien durch magnetische Hintergrundfelder verbogen werden, kann eine magnetische Verbindung zwischen Detektor und Tankwand bzw. Elektrode entstehen. Die photoelektrisch erzeugten Elektronen können entlang dieser Feldlinie zum Detektor gelangen. Um zu untersuchen, ob das Erdmagnetfeld oder die magnetischen Materialien die magnetischen Feldlinien entsprechend verbiegen können, wurden die Feldlinien im Vorspektrometer mit verschiedenen Konfigurationen berechnet. In Abbildung 6.9 ist ein vertikaler Schnitt in der Mitte des Vorspektrometers mit den ungestörten „idealen“ magnetischen Feldlinien ohne zusätzliche Hintergrundfelder dargestellt. In Abbildung 6.10 sind die magnetischen Feldlinien mit dem Erdmagnetfeld und dem Feld der magnetischen Materialien dargestellt.

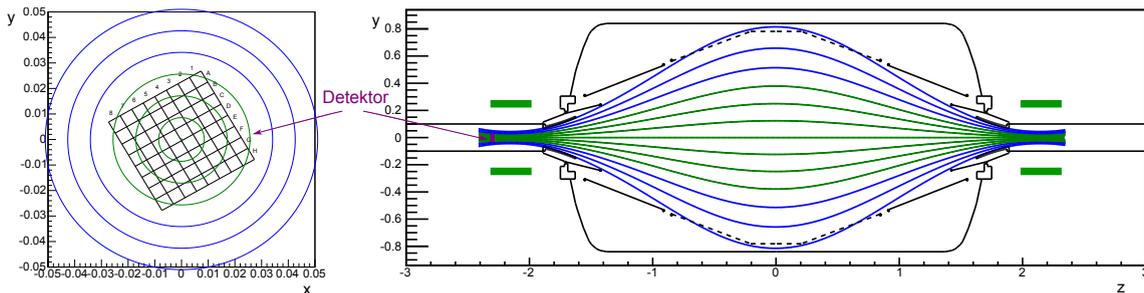


Abbildung 6.9.: Darstellung der magnetischen Feldlinien bei symmetrischem Magnetfeld mit einem Magnetstrom von 3 A. Der Detektor befindet sich bei $z = -2,3$ und ist zusätzlich in der Frontalansicht dargestellt.

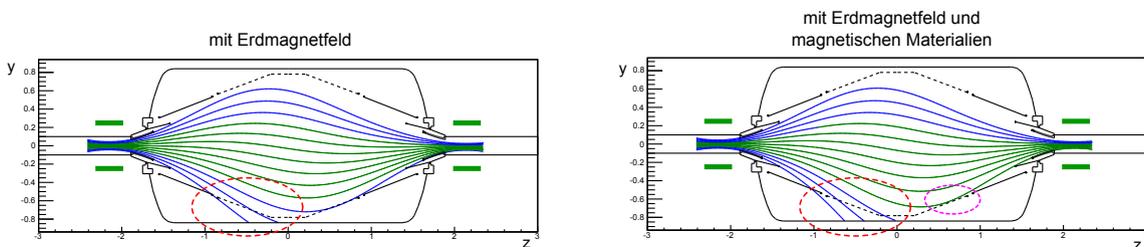


Abbildung 6.10.: Darstellung der magnetischen Feldlinien bei symmetrischem Magnetfeld mit einstelltem Erdmagnetfeld (links) und mit zusätzlich aktivierten magnetischen Materialien (rechts). Durch die magnetischen Materialien werden die Feldlinien etwas stärker verbogen, wodurch eine grüne Feldlinien, die mit dem Detektor verbunden ist, sehr nahe an dem östlichen Drahtelektrodenbereich vorbeiführt (rosa markierter Bereich).

In Abbildung 6.9 ist zu erkennen, dass bei einem symmetrischen Feld der Spulen keine Feldlinien den Detektor mit der Wand verbinden. Nur Teilchen, die an den grünen Feldlinien (die innersten vier) gestartet werden, können den Detektor treffen. Diese verlaufen auf Höhe der Analysierebene allerdings mehr als 40 cm an der Tankwand vorbei.

In Abbildung 6.10 ist zu erkennen, dass die magnetischen Feldlinien durch die externen Felder so weit verbogen werden, dass die äußeren zwei bzw. drei Feldlinien an der Tankwand enden (rot markierter Bereich). Diese sind allerdings, wie bereits erläutert, nicht mit dem Detektor verbunden, so dass hier in der Wand erzeugten Elektronen nicht detektiert werden können. Allerdings führt eine grüne, mit dem Detektor verbundene Feldlinie direkt an dem östlichen Drahtelektrodenbereich vorbei (rosa markierter Bereich).

Schlussfolgerung

Auf der Basis dieser Untersuchungen kann das Fazit gezogen werden, dass Elektronen nicht durch eine direkte Magnetfeldlinienverbindung zwischen Tankwand und Detektor Ereignisse auslösen – zumindest nicht bei einem Magnetspulenstrom von 3 A oder mehr, was einer magnetischen Flussdichte in der Analysierebene von etwa 0,3 mT entspricht. Dieser Mechanismus ist nur bei stärkeren magnetischen Hintergrundfeldern oder einem schwächerem Feld der supraleitenden Magnete möglich. Allerdings kann bei einer Kombination von Erdmagnetfeld und magnetischen Materialien nicht ausgeschlossen werden, dass eine Feldlinie den äußersten Pixel des Detektors mit einem Bereich der Drahtelektroden verbindet. Dieser Effekt könnte aber sehr gut die hohe Rate an einem Eck-Pixel erklären, die zum Beispiel bei Messung 11066 beobachtet wurde (siehe Abbildung 4.21).

6.4.2. Radiale $\vec{E} \times \vec{B}$ - und Gradient-B-Drift

Durch die Kombination von elektrischem und magnetischem Feld sind Elektronen einer Drift \vec{v}_d ausgesetzt, der sich aus $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift und Gradient-B-Drift zusammensetzt:

$$\vec{v}_{\text{Drift}} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{|\vec{B}|^2} + \frac{(E_{\perp}^{\text{kin}} + 2E_{\parallel}^{\text{kin}})}{|\vec{B}|^3} (\nabla B \times \vec{B}) \quad (6.1)$$

Wie bereits in Abschnitt 5.1 dargelegt wurde, führt diese Drift nur zu einer radialen Bewegung, wenn eine nichtaxialsymmetrische Magnetfeldkomponente vorhanden ist. Die Gradient-B-Drift ist darüber hinaus nur möglich, wenn das nichtaxialsymmetrische Magnetfeld nicht räumlich konstant ist, sondern einen Gradienten in azimuthaler Richtung besitzt.

Um den Einfluss dieses Mechanismus auf die durchgeführten Messungen zu untersuchen, wurde die radiale Driftgeschwindigkeit in der Analysierebene des Vorspektrometers auf einem Kreis mit einem Radius von 70 cm untersucht, was einem Abstand zur Tankwand von etwa 15 cm entspricht. Der Magnetspulenstrom wurde hierbei auf 3 A gestellt und die Elektronen mit einer kinetischen Energie von 1 eV und einem Winkel von 45 Grad zu den magnetischen Feldlinien versehen. Die Berechnungen wurden für das Erdmagnetfeld, das Feld der magnetischen Materialien und für die Kombination aus beiden Feldern durchgeführt. Die beschriebenen Berechnungen sind in Abbildung 6.11 dargestellt.

Wie der Abbildung zu entnehmen ist, liegt die Driftgeschwindigkeit für das Feld der magnetischen Materialien zwischen -400 und $+400$ m/s. Ein positiver Wert der Driftgeschwindigkeit zeigt radial nach außen, ein negativer radial nach innen. Für das Erdmagnetfeld liegt der maximale Wert bei etwa 8 m/s. Hier ist keine Gradient-B-Drift möglich, da das Erdmagnetfeld im Vorspektrometer in erster Näherung konstant ist.

Schlussfolgerung

Die typische Durchflugzeit von Elektronen im Vorspektrometer liegt bei einigen μs . Bei einer radialen Driftgeschwindigkeit von $\vec{v}_d = 400 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ legt ein Elektron auf dem Weg zum

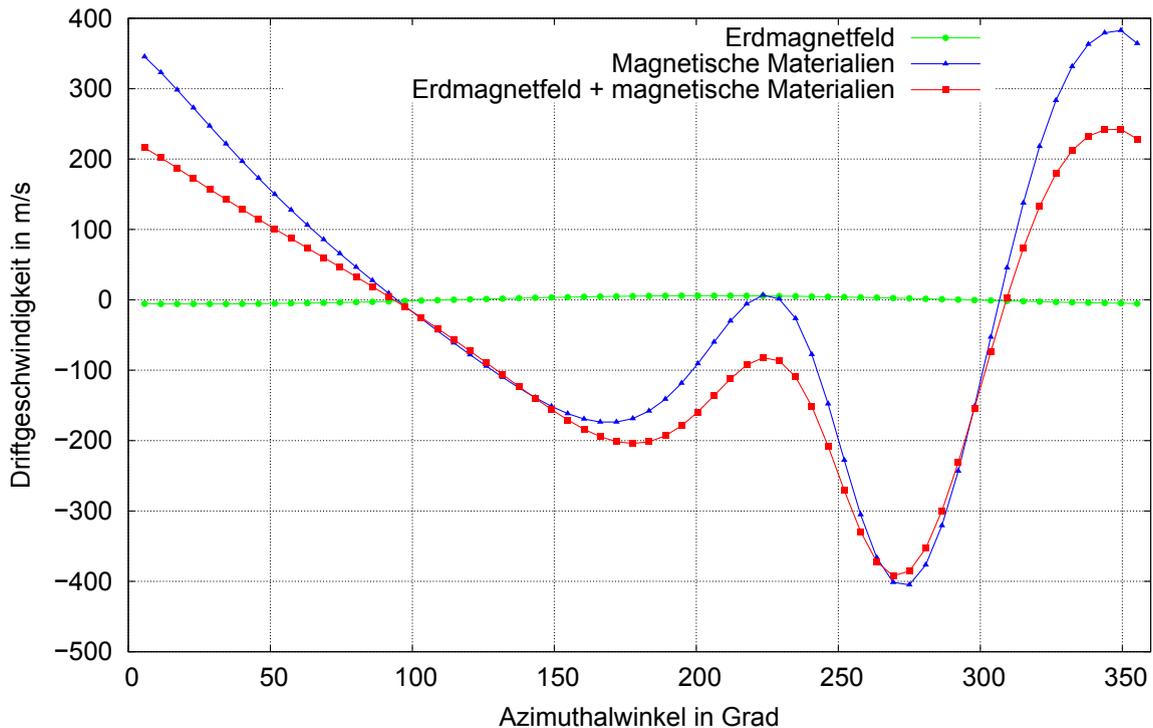


Abbildung 6.11.: Radiale Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Azimutwinkels für verschiedene Feldkombinationen. Die Werte wurden auf einem Kreis mit einem Radius von 70 cm in der Analysierebene des Vorspektrometers berechnet. Ein positiver Wert der Driftgeschwindigkeit zeigt radial nach außen, ein negativer radial nach innen.

Detektor eine radiale Strecke von 0,4 mm zurück. Ein derart kleiner radialer Versatz reicht nicht aus, damit ein von der Wand gestartetes Elektron auf den Detektor treffen kann. Wenn Elektronen allerdings durch den magnetischen Spiegeleffekt im Spektrometer gespeichert sind, ist die Aufenthaltszeit deutlich größer. Diese gespeicherten Elektronen können daher in den Flusschlauch driften. Dort können sie dort vorhandenes Restgas ionisieren und erzeugen dabei ein weiteres Elektron mitten im Flusschlauch, das nun zum Detektor beschleunigt wird. Aus zwei Gründen ist dieser Mechanismus allerdings für die im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Messungen vernachlässigbar:

- Die vorgestellten Messungen haben deutlich gezeigt, dass die durch den UV-Laser in der Wand ausgelösten Elektronen nur wenige μ zum Detektor benötigen (siehe Abschnitt 4.2.1), lange Speicherzeiten sind damit ausgeschlossen (diese würden sich als Untergrundrate manifestieren).
- Die mit dem UV-Laser erzeugten Elektronen haben eine zu geringe kinetische Energie, um im Vorspektrometer magnetisch gespeichert zu sein (Berechnungen in Anhang C).

Somit kann abschließend festgehalten werden, dass bei den hier durchgeführten Messungen durch eine radiale Drift keine Elektronen auf den Detektor gelangen konnten.

6.4.3. Kombination aus nichtadiabatischer Bewegung und nichtaxialsymmetrischem Magnetfeld

Wie in Abschnitt 5.1 beschrieben wurde, kann es zu nichtadiabatischen Bewegungen kommen, wenn Elektronen durch ein Gebiet mit einem großen elektrischen Feld und einer kleinen magnetischen Flussdichte fliegen. Eine Kombination aus nichtadiabatischer Bewegung und nichtaxialsymmetrischem Magnetfeld kann zu einer schnellen radialen Drift der Elektronen in den Flusschlauch führen.

In einer adiabatischen Bewegung ist das Produkt aus magnetischem Moment μ und Lorentzfaktor $\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$

$$\mu \cdot \gamma = \text{konst.} \quad (6.2)$$

Für Elektronen mit einer kinetischen Energie bis etwa 18 keV beträgt der Lorentzfaktor maximal 1,04. Daher kann in erster Näherung bei Gleichung 6.2 nur das magnetische Moment betrachtet werden, das sich folgendermaßen berechnet:

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} = \text{konst.} \quad (6.3)$$

Ein nicht konstantes magnetisches Moment zeigt also eine Verletzung der Adiabasie an. Um zu überprüfen, ob bei den verwendeten Magnetfeldern der in Abschnitt 4.3.4 beschriebenen Messungen eine Verletzung der Adiabasie der Elektronenbewegung vorlag, wurde eine Elektronenbahn durch das Vorspektrometer bei einem Magnetstrom von 3 A berechnet. Hierzu wurde ein Elektron mit einer kinetischen Energie von $E = 18050 \text{ eV}$ im Ostmagneten gestartet ($z = 2,15 \text{ m}$, $x = 0,335 \text{ m}$, $y = 0$). Der Winkel zwischen Elektronenimpuls und magnetischen Feldlinien wurde auf 1 Grad gestellt. Die Elektronenbahn und die magnetische Führungslinie sind in Abbildung 6.12 dargestellt. Der Bereich zwischen Abschirm- und Erdelektrode, in dem es zu hohen elektrischen Feldstärken kommt, ist hervorgehoben.

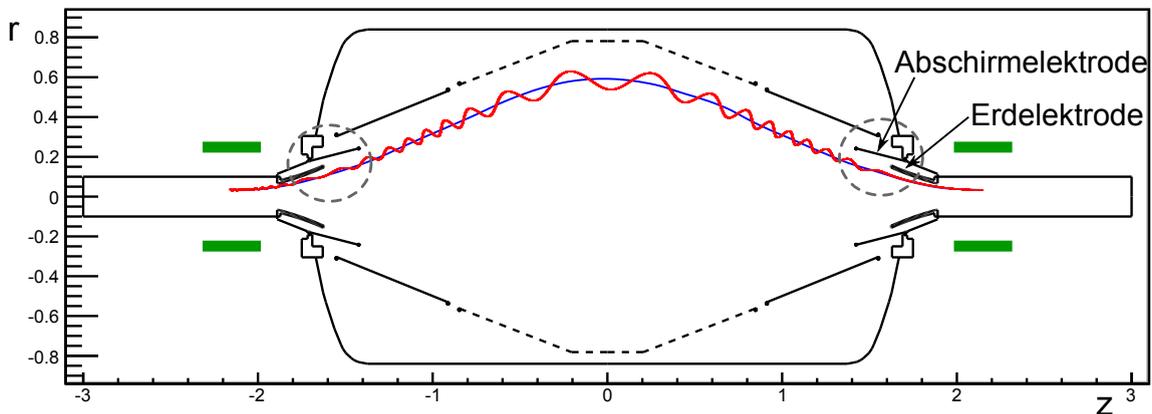


Abbildung 6.12.: Flugbahn einer nichtadiabatischen Elektronenbewegung. Ein Elektron wurde auf der rechten Seite bei $z = 2,15 \text{ m}$ und $r = 0,335 \text{ m}$ mit einer kinetischen Energie von $E = 18050 \text{ eV}$ gestartet. Es vollführt eine Zyklotronbahn durch das Vorspektrometer und passiert dabei zweimal den markierten Bereich hoher Feldstärke zwischen Abschirm- und Erdelektrode.

Bei der Bahnberechnung wurde an jedem Punkt das magnetische Moment des Elektrons berechnet und ausgegeben. Zu Beginn der Teilchenbahn bei $z = 2,15 \text{ m}$ betrug der Wert des magnetischen Moments $\mu = 172,15 \frac{\text{keV}}{\text{T}}$. Nach dem Durchfliegen des Vorspektrometers bei $z = -2,15 \text{ m}$ betrug der Wert des magnetischen Moments $\mu = 203,04 \frac{\text{keV}}{\text{T}}$. Dies entspricht einer Abweichung von 18% und ist ein eindeutiger Hinweis auf eine Verletzung der Adiabasie während der Bewegung des Elektrons durch den Spektrometertank. Zusätzlich zu dem dargestellten Beispiel sind hier auch höhere Adiabasieverletzungen möglich. Es sei hier nochmals hervorgehoben, dass diese Verletzung der Adiabasie nur bei den Messungen mit kleinen Magnetfeldern auftritt. Bei maximaler Magnetstärke hingegen liegt die am Vorspektrometer zu erwartende Adiabasieverletzung im Bereich von 10^{-3} .

Schlussfolgerung

Der Nachweis der nichtadiabatischen Bewegung bei einer Konfiguration mit 3 A felderzeugendem Strom führt zur Schlussfolgerung, dass Elektronen bei den in Abschnitt 4.3.4.2

durchgeführten Experimenten aufgrund der Kombination aus einem nichtaxialsymmetrischen Magnetfeld und der nichtadiabatischen Bewegung eine schnelle radiale Drift in den Flussschlauch ausführen können, was zu Ereignissen auf dem Detektor führt.

6.4.4. Fazit

In den vorherigen Abschnitten wurden auf der Basis von Feldberechnungs- und Spurverfolgungsprogrammen die drei möglichen Mechanismen untersucht, durch die Elektronen aus der Wand Ereignisse auf dem Detektor auslösen können. Das Untergrundfeld der magnetischen Materialien ist nicht stark genug, um die Feldlinien so zu verbiegen, dass eine Verbindung zwischen Detektor und Wand entsteht. Allerdings kann nicht ausgeschlossen werden, dass ein Eck-Pixel des Detektors mit einem Teil der Drahtelektronen durch eine magnetische Feldlinie verbunden ist. Die radiale $\vec{E} \times \vec{B}$ - und Gradient-B-Drift kommt zur Erklärung der Detektorereignisse nicht in Betracht, da sie zu langsam ist und nur bei gespeicherten Teilchen einen signifikanten Einfluss hat. Insofern hat sich nur die Kombination aus einer nichtadiabatischen Bewegung und einem nichtaxialsymmetrischem Feld als geeignet erwiesen. Hier wird es nötig sein, eine umfangreiche weiterführende MC-Simulation durchzuführen, um die genauen Startparameter der Elektronen zu bestimmen, die von der Wand zum Detektor gelangen können.

7. Zusammenfassung und Ausblick

7.1. Zusammenfassung

Neutrino-Oszillationsexperimente haben gezeigt, dass Neutrinos eine Masse besitzen. Die Größe dieser Masse ist sowohl für die Teilchenphysik als auch für die Kosmologie von hoher Relevanz. Die bisherige Obergrenze für die Neutrinomasse liegt bei $m_\nu = 2 \text{ eV}$ (90% C.L.) [A⁺08]. Das Ziel des KATRIN-Experimentes ist es, die Neutrinomasse durch die direkte und modellunabhängige kinematische Untersuchung des β -Zerfalls von Tritium, mit einer Sensitivität von 200 meV (90% C.L.) zu bestimmen. Um dieses Ziel zu erreichen, darf die Untergrundrate des Experiments nicht größer als 10 mHz sein.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde daher das Verhalten von niederenergetischen Sekundärelektronen im Bereich von wenigen Elektronenvolt, die durch kosmische Teilchen oder andere ionisierende Strahlung an der Oberfläche der Tankwand oder an den Elektroden ausgelöst werden, experimentell und durch Simulationen untersucht. Trotz ihrer niedrigen Startenergie von wenigen eV können solche Elektronen im Signalbereich von 18,6 keV Untergrund darstellen, da der Detektor gegenüber den Elektroden, die auf einem Potential von $U = -18,6 \text{ keV}$ liegen, geerdet ist.

Für diese Untersuchungen wurde erstmalig an einem MAC-E-Filter-Experiment über einen UV-Laser durch den photoelektrischen Effekt Untergrund induziert. Durch die Charakteristik des UV-Lasers ist somit die Startenergie der Sekundärelektronen sowie auch der Zeitpunkt der Erzeugung exakt bekannt. Außerdem kann ihr Startort (ohne die Einbeziehung von Streueffekten des Laserlichts) bis auf wenige mm^2 genau lokalisiert werden. Dies erlaubt es, detaillierte Untersuchungen der Unterdrückungsfaktoren der elektrischen und magnetischen Abschirmungen durchzuführen und bietet einen Zugang zu zeitaufgelösten Untersuchungen von Elektronenflugbahnen.

Der eingesetzte UV-Laser (Helium-Silber-Metaldampf-Hohlkathoden-Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 224,3 \text{ nm}$) wurde hierfür in Betrieb genommen und charakterisiert. Dabei wurde die Divergenz und das Energiespektrum sowie die zeitliche und energetische Pulsstruktur vermessen. Ferner wurde aufgezeigt, dass mithilfe einer zusätzlichen UV-Diode die Intensität des Lasers überwacht und ein Triggersignal geliefert werden kann. Außerdem wurde für den Laser eine Schutzbox mit Interlocksystem entworfen, aufgebaut und in den Vorspektrometer-Testaufbau integriert. Durch eine Synchronisation mit dem Datenaufnahmesystem des Detektors konnten UV-Photonen zeitlich aufgelöst in den Vorspektrometertank emittiert werden, wo sie lokal Sekundärelektronen mit definierter Energie erzeugten.

Es wurden zuerst systematische Messungen mit asymmetrischem Magnetfeld durchgeführt, um die erzeugten Sekundärelektronen direkt auf den Detektor zu leiten. Dies erlaubt quantitative Rückschlüsse auf die nicht vernachlässigbare Streuung des UV-Lichtes und den Einfluss magnetischer Hintergrundfelder, die durch das Erdmagnetfeld und in der Vorspektrometer-Halle vorhandene „magnetische“ Materialien entstehen. Durch den Einsatz von umfangreichen MC-Simulationen der Teilchentrajektorien konnte ein Einfluss des Streulichtes im Bereich von 10^{-5} eindeutig nachgewiesen werden. Die Konfiguration mit asymmetrischem Feld erlaubt im Speziellen auch die Untersuchung von Transportmechanismen bei der Untergrund-Unterdrückung durch die elektrische Abschirmung. Alle durchgeführten Messungen konnten bezüglich ihrer Zeit, Energie und räumlichen Verteilung am Detektor durch Simulationen mit dem KASSIOPEIA-Paket mit sehr guter Präzision bestätigt werden.

Um das hierfür benötigte magnetische Hintergrundfeld zu beschreiben, wurden Magnetfeldmessungen durchgeführt und ein Modell für den im Boden verbauten Stahl erstellt. Durch MC-Simulationen konnte gezeigt werden, dass es bei ortsauflösenden Detektoren, bei denen ein Pixel etwa 0,5% des Flussschlauches entspricht, zu einer Verschiebung der Pixelstruktur um durchschnittlich einen Pixel aufgrund dieses Hintergrundfeldes kommt. Dieses muss daher in die Analyse mit einbezogen werden.

Durch ergänzende Messungen im Dipolmodus und einen Vergleich der Ergebnisse mit durchgeführten MC-Simulationen konnte der Mechanismus einer $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift verifiziert werden.

Bei den Messungen mit symmetrischem Magnetfeld, also der Symmetriekonfiguration im Normalbetrieb der Spektrometer, sollten aufgrund der elektrischen und magnetischen Abschirmung keine Elektronen auf den Detektor gelangen können, da dieser nur den innersten Bereich des Spektrometers abbildet. Dennoch wurden auf dem Detektor Ereignisse im ppb-Bereich relativ zur Anzahl der durch den UV-Laser erzeugten Photoelektronen beobachtet. Hierfür ist ein Transport der Elektronen von der Wand in den Flussschlauch trotz der vorhandenen elektromagnetischen Abschirmung nötig. Die dafür möglichen Mechanismen wurden untersucht und es wurde gezeigt, dass die Adiabasie der Elektronenbewegung bei der in der Analysierebene verwendeten magnetischen Flussdichte von etwa 0,3 mT deutlich verletzt ist. Dies kann zusammen mit dem nichtaxialsymmetrischen Hintergrundfeld zu einer schnellen Drift der Elektronen in den Flussschlauch führen. Außerdem kann durch das nur hinreichend genau bekannte magnetische Hintergrundfeld nicht eindeutig ausgeschlossen werden, dass ein Teil der Tankwand oder der Elektroden mit dem Detektor durch magnetische Feldlinien verbunden ist. Als eines der wichtigsten Resultate der hier vorgestellten Messungen kann festgehalten werden, dass bei einer magnetischen Flussdichte in der Analysierebene von 0,6 mT die durch den UV-Laser induzierte Untergrundrate bereits im Bereich des natürlichen Untergrundes liegt. So konnten von 10^{11} durch den UV-Laser induzierten Photoelektronen nur 9 am Detektor nachgewiesen werden. Eine weitere Erhöhung des Magnetfeldes zur Reduzierung der Adiabasierelaxation ist daher nicht geeignet die magnetische Abschirmung experimentell detaillierter zu untersuchen.

Für magnetische Flussdichten von 0,1 bis 0,6 mT in der Analysierebene erstreckt sich die im Rahmen dieser Diplomarbeit bestimmte Obergrenze für den magnetischen Unterdrückungsfaktor von 10^7 bis 10^{12} (siehe auch Abbildung 4.22). Für die Angabe einer genauen Untergrenze muss der gesamte Flussschlauch am Detektor vermessen werden, besonders, da der am Rand eintreffende Untergrund nicht räumlich gleichmässig verteilt ist. Mit einer konservativen Abschätzung, dass mindestens 10% aller Untergrundeignisse vom Detektor abgedeckt werden, ergibt sich ein Unterdrückungsfaktor von $R = 10^6 - 10^7$ bei 0,1 mT bis $R = 10^{11} - 10^{12}$ bei 0,6 mT für Elektronen mit einer Energie von $E_0 = 1,1$ eV unter Verwendung eines einfachen optischen Modells des Laser-Strahlengangs.

7.2. Ausblick auf das Hauptspektrometer

Aus den am Vorspektrometer durchgeführten Untersuchungen zum Verhalten niederenergetischer, aus der Wand ausgelösten Sekundärelektronen können wichtige Rückschlüsse für die Untergrundkomponenten des Hauptspektrometers gezogen werden.

Die hier beschriebenen Messungen mit dem UV-Laser können prinzipiell auch am KATRIN-Hauptspektrometer durchgeführt werden. Allerdings müssen hierfür einige Punkte beachtet werden. Für die technische Realisierung der Einstrahlung von UV-Photonen in den Spektrometertank wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Saphir-Fenster verwendet, das nicht mit den Ausheiztemperaturen des Hauptspektrometers von 350 °C kompatibel ist. Hier muss auf anderes UHV-kompatibles und UV-durchlässiges Material zurückgegriffen werden. Aufgrund des deutlich größeren Durchmessers des Hauptspektrometertanks von etwa 10 m gegenüber dem Vorspektrometertank von etwa 1,70 m, ist darüberhinaus eine zusätzliche fokussierende Optik nötig, um mit dem Laserstrahl zwischen den Drahtelektroden hindurch zu treffen ($d = 12$ mm).

Der Einfluss der magnetischen Hintergrundfelder kann aufgrund des im Boden der Hauptspektrometerhalle verbauten Edelstahls als deutlich geringer angenommen werden [Rei09] und das Erdmagnetfeld wird durch ein geeignetes Spulensystem kompensiert [Wan09] + [G⁺09]. Dennoch ist auch hier ein detailliertes Modell der magnetischen Hintergrundfelder erforderlich, um zu überprüfen, ob die bei den Messungen am Vorspektrometer aufgetretenen Verformungen der magnetischen Feldlinien vorhanden sind. Diese können zu geringfügigen Verschiebungen der Pixelstruktur auf dem Detektor führen, welche in die Analyse der Neutrinomasse miteinbezogen werden müssen.

Bei der Extrapolation der hier erzielten Resultate auf die Messungen am Hauptspektrometer ist es von wesentlicher Bedeutung, dass die räumliche Anordnung der Magnetfelder und insbesondere ihrer Gradienten sich bei den beiden Spektrometern bei gleicher Flussdichte von 0,3 mT deutlich unterscheiden. Im wesentlich größeren Hauptspektrometer kommt es aufgrund der Feldformung bei 0,3 mT zu keiner Verletzung der Adiabasie in der Elektronenbewegung. Die hier beschriebene schnelle Drift in den Flusschlauch ist daher nicht möglich. Allerdings kann eine langsame Drift von gespeicherten Teilchen, der in [Lei10] untersucht wurde, zu Untergrundeignissen führen. Darüberhinaus sind auch stark unterdrückte Prozesse aufgrund der Größe des Hauptspektrometertanks von Bedeutung. Die hier durchgeführten Messungen und Simulationen bieten eine solide und wohlfundierte Basis zur Untergrundreduktion bei den im Frühjahr 2011 beginnenden Hauptspektromettermessungen.

Anhang

A. Divergenz des Lasers

A.1. Herleitung der Formel für die Divergenz

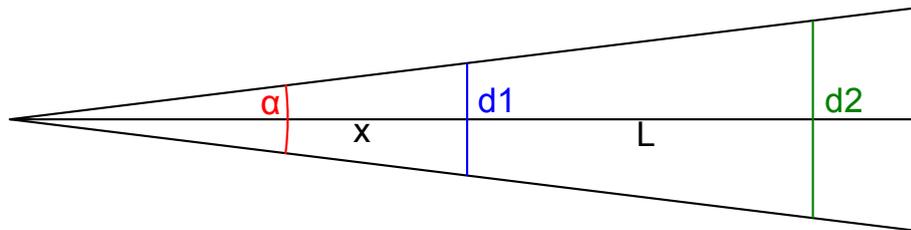


Abbildung A.1.: Ein Lichtstrahl mit Öffnungswinkel α besitzt in einer Entfernung x zur Quelle den Durchmesser d_1 und in einer größeren Entfernung $x + L$ den Durchmesser d_2 . Wie im Text beschrieben lässt sich daraus eine Formel für die Divergenz ableiten.

Anhand der Skizze A.1 können mithilfe trigonometrischer Beziehungen folgende Gleichungen aufgestellt werden

$$\tan\left(\frac{\alpha}{2}\right) = \frac{\frac{d_1}{2}}{x} \quad (7.1)$$

$$\tan\left(\frac{\alpha}{2}\right) = \frac{\frac{d_2}{2}}{L + x} \quad (7.2)$$

Das Gleichsetzen von Gleichung 7.1 und Gleichung 7.2 führt zu

$$\frac{\frac{d_1}{2}}{x} = \frac{\frac{d_2}{2}}{L + x} \quad (7.3)$$

Dies lässt sich zu

$$\frac{\frac{d_1}{2}}{x} = \frac{d_2 - d_1}{2 \cdot L} \quad (7.4)$$

umformen. Die linke Seite kann durch Gleichung 7.1 ersetzt werden, wodurch sich

$$\tan\left(\frac{\alpha}{2}\right) = \frac{d_2 - d_1}{2 \cdot L} \quad (7.5)$$

ergibt. Das Auflösen nach α ergibt die gewünschte Formel für die Strahldivergenz

$$\alpha = 2 \cdot \arctan\left(\frac{d_2 - d_1}{2 \cdot L}\right) \quad (7.6)$$

A.2. Abschätzung der benötigten Divergenz am Vorspektrometer

Der Lichtweg vom Laserkopf bis zum Boden des Vorspektrometers beträgt beim in Abschnitt 4.2 beschriebenen Aufbau etwa 3,70 m. Die horizontale Ausdehnung des Laserpunktes im Abstand von 6 mm vor dem Laserkopf wurde in Abschnitt 3.4.1 zu 1,2 mm bestimmt. Der Laserstrahl muss durch die Lücke zwischen den Drahtmodulen am Boden des Vorspektrometers durchpassen, die 50 mm groß ist. Aus der Gleichung 7.6 lässt sich nun mit den angegebenen Werten eine maximale Divergenz von 13 mrad berechnen.

Allerdings würden diese 13 mrad nur ausreichen, wenn der Laser exakt in der Mitte zwischen den Drahtmodulen hindurch trifft. Bei der Montage des Lasers konnte der Laserpunkt auf dem Saphirfenster mit einem grünen Fluoreszenzpapier sichtbar gemacht und dadurch in die Mitte des Fensters ausgerichtet werden. Mithilfe eines Lotes wurde sichergestellt, dass der Laserstrahl vertikal nach unten zeigt. Sowohl das Ausloten, als auch die Bestimmung der Mitte des Fensters ist mit einer Unsicherheit verbunden, die konservativ zu 5 mm abgeschätzt wird. Bei einer Strecke von 1,17 m zwischen Spiegel und Saphirfenster, kann daher mit trigonometrischen Beziehungen eine Abweichung von der Senkrechten von $\arctan\left(\frac{1170\text{ mm}}{5\text{ mm}}\right) = 4,3\text{ mrad}$ bzw. $0,24^\circ$ bestimmt werden. Auf dem Boden des Vorspektrometers, der vom Spiegel 3,62 m entfernt ist, würde die Mitte des Strahls dann um $\tan(0,0043) \cdot 3620\text{ mm} = 15\text{ mm}$ abweichen. Mit den bereits erwähnten 5 mm Unsicherheit, ob der Strahl oben überhaupt die Mitte trifft, ergibt sich eine maximale Abweichung von der Mitte der Lücke zwischen den Drahtmodulen von 20 mm.

Damit der Laserstrahl das Drahtmodul nicht berührt, darf er damit einen maximalen Radius von 5 mm besitzen, da die Lücke zwischen den Drahtmodulen einen Radius von 25 mm besitzt. Nun lässt sich abermals mithilfe Gleichung 7.6 die maximale Divergenz des Laserstrahls bestimmen. Das Ergebnis beträgt 2,4 mrad. Bei einer gemessenen Divergenz von ungefähr 1 mrad ist also noch ein ausreichender Sicherheitsabstand vorhanden.

Mit den in Abschnitt 3.4.1 berechneten Werten der Divergenz von 0,95 mrad in horizontaler und 1,83 mrad in vertikaler Richtung betragen die Abmessungen des Laserpunkts der Fläche auf dem Boden des Vorspektrometers $4,6\text{ mm} \cdot 8,6\text{ mm}$.

B. Vorspektrometer-Hochspannungsversorgung

Das bei den hier beschriebenen Vorspektrometermessungen eingesetzte HV-System ist in Abbildung B.2 detailliert dargestellt.

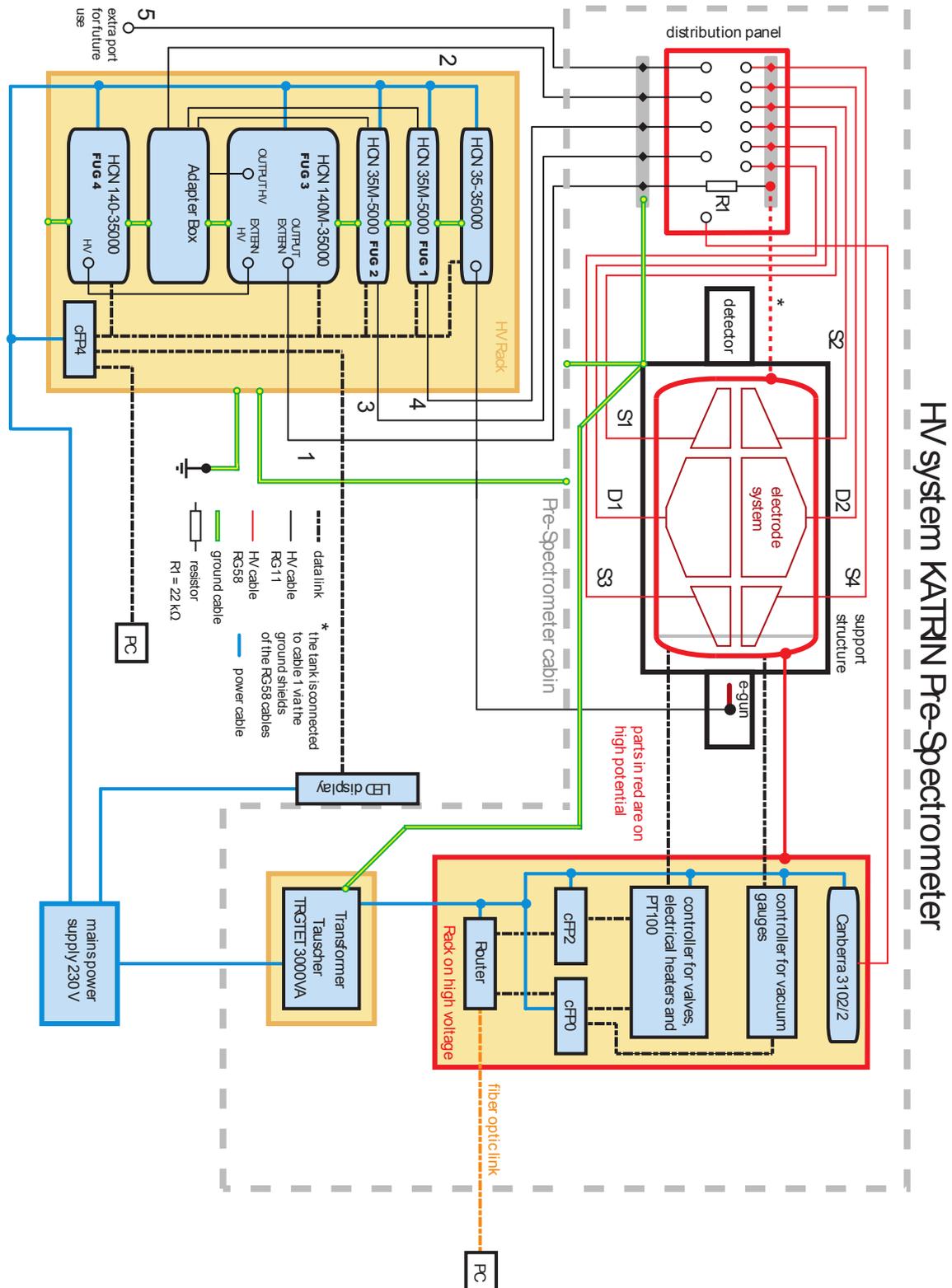


Abbildung B.2.: Übersicht des Hochspannungssystems am Vorspektrometer. Entnommen aus [Frä10].

C. Bedingungen für magnetisch gespeicherte Teilchen am Vorspektrometer

Bei den am Vorspektrometer durchgeführten Messungen mit einem Spulenstrom von 3 A beträgt die minimale magnetische Flussdichte in der Analysierebene $B_{\min} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ T}$, während die maximale magnetischen Flussdichte im Zentrum der supraleitenden Solenoiden $B_{\max} = 8,4 \cdot 10^{-2} \text{ T}$ beträgt.

Wie bereits in Abschnitt 2.1 beschrieben, wird die Transversalenergie eines Teilches in der Analysierebene auf dem Weg aus dem Spektrometer immer größer. Die Zunahme hängt ab vom Verhältnis des Magnetfeldes in der Analysierebene und im Zentrum der Magneten. Sie kann durch folgende Formel berechnet werden:

$$E_{\min}^{\perp} = \frac{B_{\min}}{B_{\max}} \cdot E_{\max}^{\perp} \quad (7.7)$$

Bei der angelegten Tankspannung von 18 kV bekommen in der Mitte gestartete Elektronen bis zum Austritt aus dem Vorspektrometertank insgesamt 18 keV an zusätzlicher kinetischer Energie in longitudinaler Richtung. Allerdings wird diese Energie beim Flug in ein höheres Magnetfeld kontinuierlich in Transversalenergie umgewandelt. Wenn die komplette Longitudinalenergie in Transversalenergie umgewandelt wurde, dreht sich die Bewegung des Teilchens durch den magnetischen Spiegeleffekt um – es kehrt wieder in die Mitte des Spektrometers zurück und wiederholt das diesen Prozess auf der anderen Seite. Das Elektron ist dann magnetisch gespeichert.

Aus Gleichung 7.7 kann nun mithilfe der angegebenen Größen berechnet werden, dass ein Elektron, welches im minimalen Magnetfeld in der Mitte des Spektrometers gestartet wird, eine kinetische Transversalenergie von 64 eV benötigt, um im maximalen Magnetfeld im Zentrum des Magneten eine Transversalenergie von 18 keV zu erreichen. Startet das Teilchen mit einer geringeren Energie, kann nicht die gesamte gewonnene Longitudinalenergie in Transversalenergie umgewandelt werden, das heißt das Teilchen kann das Vorspektrometer verlassen und ist nicht gespeichert.

Zusammenfassend lässt sich daher sagen, dass bei der angegebenen Magnetfeldkonfiguration Elektronen mit einer minimalen Transversalenergie von mindestens 64 eV in der Mitte des Spektrometers starten müssen, um durch den magnetischen Spiegeleffekt gespeichert zu werden.

D. Magnetfeldmessungen

Messung der lokalen Magnetfeldquellen

Die Daten dieser Messreihe sind in Tabelle D.1 aufgelistet.

Messung des globalen magnetischen Untergrundfeldes

Bei dieser Messreihe konnte die Kühlung der supraleitenden Solenoiden nicht deaktiviert werden. Dadurch zirkulierte ein Reststrom in den Magneten, der die Messung beeinflussen kann. Daher wurden zirkular um die Solenoide in einem festen Abstand je zwölf Magnetfeldmessungen durchgeführt und aus den Messwerten die Restströme in den Magneten bestimmt. Diese ergaben sich zu $I_{\text{west}} = (0,40 \pm 0,01) \text{ A}$ und $I_{\text{ost}} = (0,36 \pm 0,01) \text{ A}$ [Fur10]. Um die Auswirkungen dieser Restströme auf die durchgeführten Messungen zu untersuchen, wurde das von diesem Reststrom erzeugte Magnetfeld an den Messpunkten berechnet. In Abbildung D.3 ist sowohl das gemessene Feld, als auch das Reststromfeld der Magnete dargestellt.

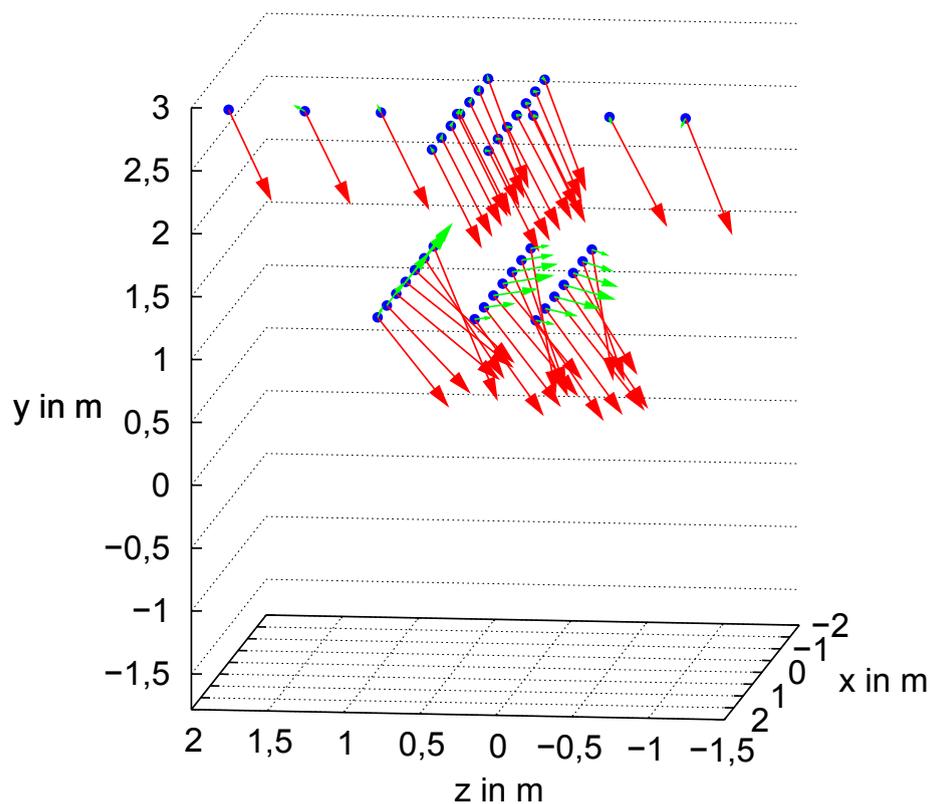


Abbildung D.3.: Darstellung der zweiten Magnetfeldmessreihe. Die gemessenen Daten sind in rot dargestellt, das berechnete Reststromfeld der Spulen in grün. Die Messwerte sind in Koordinaten des Vorspektrometers dargestellt, der Mittelpunkt des Spektrometers befindet sich bei $(0|0|0)$.

In der Abbildung ist deutlich zu sehen, dass die oberen Messungen bei $y = 2,6 \text{ m}$ weit genug von den Spulen entfernt waren, um durch das Reststromfeld beeinflusst zu werden. Ein deutlicher Einfluss ist jedoch bei den unteren Messungen bei $y = 1,3 \text{ m}$ zu sehen. Hier konnte das Magnetfeld des Reststromes nicht vernachlässigt werden. Daher wurde das berechnete Magnetfeld von allen Messdaten abgezogen. Die so entstandenen Werte dieser Messreihe sind in Tabelle D.2 aufgelistet.

Tabelle D.1.: Daten der ersten Magnetfeldmessreihe

x in m	y in m	z in m	B_x in T	σ_{B_x}	B_y in T	σ_{B_y}	B_z in T	σ_{B_z}	B_{Betrag} in T	$\sigma_{B_{\text{Betrag}}}$
-1,410	-1,283	-0,500	-2,182 · 10 ⁻⁰⁵	1,35 · 10 ⁻⁰⁷	-1,306 · 10 ⁻⁰⁶	2,02 · 10 ⁻⁰⁷	-1,546 · 10 ⁻⁰⁵	1,20 · 10 ⁻⁰⁷	2,677 · 10 ⁻⁰⁵	7,75 · 10 ⁻⁰⁸
-1,410	-1,283	0,000	-7,203 · 10 ⁻⁰⁵	1,26 · 10 ⁻⁰⁷	-2,808 · 10 ⁻⁰⁵	2,05 · 10 ⁻⁰⁷	-8,505 · 10 ⁻⁰⁶	9,62 · 10 ⁻⁰⁸	7,777 · 10 ⁻⁰⁵	1,16 · 10 ⁻⁰⁷
-1,410	-1,283	0,500	-2,108 · 10 ⁻⁰⁴	1,78 · 10 ⁻⁰⁷	-3,310 · 10 ⁻⁰⁵	2,04 · 10 ⁻⁰⁷	-3,926 · 10 ⁻⁰⁵	2,30 · 10 ⁻⁰⁷	2,169 · 10 ⁻⁰⁴	2,18 · 10 ⁻⁰⁷
-1,410	-1,283	1,000	-1,076 · 10 ⁻⁰⁴	6,38 · 10 ⁻⁰⁷	-1,541 · 10 ⁻⁰⁵	1,29 · 10 ⁻⁰⁷	-2,077 · 10 ⁻⁰⁵	3,11 · 10 ⁻⁰⁷	1,106 · 10 ⁻⁰⁴	6,72 · 10 ⁻⁰⁷
-1,410	-0,783	-0,500	-2,529 · 10 ⁻⁰⁵	1,26 · 10 ⁻⁰⁷	-8,738 · 10 ⁻⁰⁷	6,45 · 10 ⁻⁰⁸	-7,406 · 10 ⁻⁰⁶	1,19 · 10 ⁻⁰⁷	2,637 · 10 ⁻⁰⁵	9,92 · 10 ⁻⁰⁸
-1,410	-0,783	0,000	-4,595 · 10 ⁻⁰⁵	1,40 · 10 ⁻⁰⁷	1,737 · 10 ⁻⁰⁵	7,18 · 10 ⁻⁰⁸	-2,520 · 10 ⁻⁰⁵	1,29 · 10 ⁻⁰⁷	5,521 · 10 ⁻⁰⁵	7,07 · 10 ⁻⁰⁸
-1,410	-0,783	0,500	-4,537 · 10 ⁻⁰⁵	3,04 · 10 ⁻⁰⁷	7,476 · 10 ⁻⁰⁵	1,08 · 10 ⁻⁰⁷	-8,447 · 10 ⁻⁰⁵	1,03 · 10 ⁻⁰⁷	1,216 · 10 ⁻⁰⁴	8,03 · 10 ⁻⁰⁸
-1,410	-0,783	1,000	7,048 · 10 ⁻⁰⁵	2,90 · 10 ⁻⁰⁷	6,584 · 10 ⁻⁰⁵	1,09 · 10 ⁻⁰⁶	7,252 · 10 ⁻⁰⁵	1,17 · 10 ⁻⁰⁶	1,207 · 10 ⁻⁰⁴	1,07 · 10 ⁻⁰⁶
-1,410	-0,283	0,000	-4,485 · 10 ⁻⁰⁶	1,15 · 10 ⁻⁰⁷	-3,960 · 10 ⁻⁰⁹	6,36 · 10 ⁻⁰⁸	-5,791 · 10 ⁻⁰⁵	1,33 · 10 ⁻⁰⁷	5,808 · 10 ⁻⁰⁵	1,25 · 10 ⁻⁰⁷
-1,410	-0,283	0,500	9,359 · 10 ⁻⁰⁵	2,30 · 10 ⁻⁰⁷	3,136 · 10 ⁻⁰⁵	5,32 · 10 ⁻⁰⁷	-1,224 · 10 ⁻⁰⁴	2,38 · 10 ⁻⁰⁷	1,572 · 10 ⁻⁰⁴	2,91 · 10 ⁻⁰⁷
-1,410	-0,283	1,000	1,975 · 10 ⁻⁰⁴	1,26 · 10 ⁻⁰⁷	1,747 · 10 ⁻⁰⁵	6,32 · 10 ⁻⁰⁸	1,299 · 10 ⁻⁰⁴	1,58 · 10 ⁻⁰⁷	2,370 · 10 ⁻⁰⁴	1,40 · 10 ⁻⁰⁷
-1,040	-1,308	1,260	1,259 · 10 ⁻⁰⁴	1,46 · 10 ⁻⁰⁷	1,545 · 10 ⁻⁰⁵	1,30 · 10 ⁻⁰⁷	-4,775 · 10 ⁻⁰⁵	9,86 · 10 ⁻⁰⁸	1,356 · 10 ⁻⁰⁴	1,00 · 10 ⁻⁰⁷
-0,540	-1,308	1,260	3,599 · 10 ⁻⁰⁵	4,09 · 10 ⁻⁰⁷	-1,467 · 10 ⁻⁰⁴	3,01 · 10 ⁻⁰⁷	-1,165 · 10 ⁻⁰⁴	7,64 · 10 ⁻⁰⁷	1,907 · 10 ⁻⁰⁴	2,96 · 10 ⁻⁰⁷
-0,040	-1,308	1,260	2,198 · 10 ⁻⁰⁵	2,42 · 10 ⁻⁰⁷	-1,601 · 10 ⁻⁰⁴	1,40 · 10 ⁻⁰⁷	-9,423 · 10 ⁻⁰⁵	1,22 · 10 ⁻⁰⁷	1,871 · 10 ⁻⁰⁴	1,61 · 10 ⁻⁰⁷
0,460	-1,308	1,260	2,261 · 10 ⁻⁰⁵	3,52 · 10 ⁻⁰⁷	-1,500 · 10 ⁻⁰⁴	1,92 · 10 ⁻⁰⁷	-1,351 · 10 ⁻⁰⁴	1,61 · 10 ⁻⁰⁷	2,031 · 10 ⁻⁰⁴	3,29 · 10 ⁻⁰⁷
0,460	-0,963	1,980	2,218 · 10 ⁻⁰⁵	1,79 · 10 ⁻⁰⁷	-5,500 · 10 ⁻⁰⁵	9,43 · 10 ⁻⁰⁸	-1,228 · 10 ⁻⁰⁴	1,42 · 10 ⁻⁰⁷	1,364 · 10 ⁻⁰⁴	1,66 · 10 ⁻⁰⁷
-0,040	-0,963	1,980	-4,305 · 10 ⁻⁰⁷	1,32 · 10 ⁻⁰⁷	-5,048 · 10 ⁻⁰⁵	7,78 · 10 ⁻⁰⁸	-1,550 · 10 ⁻⁰⁴	1,25 · 10 ⁻⁰⁷	1,630 · 10 ⁻⁰⁴	1,29 · 10 ⁻⁰⁷
-0,540	-0,963	1,980	5,476 · 10 ⁻⁰⁶	1,51 · 10 ⁻⁰⁷	-4,971 · 10 ⁻⁰⁵	9,18 · 10 ⁻⁰⁸	-1,146 · 10 ⁻⁰⁴	1,15 · 10 ⁻⁰⁷	1,250 · 10 ⁻⁰⁴	1,45 · 10 ⁻⁰⁷
-1,040	-0,963	1,980	1,754 · 10 ⁻⁰⁵	1,64 · 10 ⁻⁰⁷	-3,036 · 10 ⁻⁰⁵	7,62 · 10 ⁻⁰⁸	-9,286 · 10 ⁻⁰⁵	1,20 · 10 ⁻⁰⁷	9,926 · 10 ⁻⁰⁵	1,38 · 10 ⁻⁰⁷
-1,390	-1,283	0,000	7,499 · 10 ⁻⁰⁵	1,15 · 10 ⁻⁰⁷	-2,947 · 10 ⁻⁰⁵	2,56 · 10 ⁻⁰⁷	1,746 · 10 ⁻⁰⁵	1,57 · 10 ⁻⁰⁷	8,244 · 10 ⁻⁰⁵	1,25 · 10 ⁻⁰⁷
-1,890	-1,283	0,000	8,540 · 10 ⁻⁰⁵	2,74 · 10 ⁻⁰⁷	-3,825 · 10 ⁻⁰⁵	2,68 · 10 ⁻⁰⁷	-7,476 · 10 ⁻⁰⁵	8,10 · 10 ⁻⁰⁷	1,198 · 10 ⁻⁰⁴	4,25 · 10 ⁻⁰⁷
-2,390	-1,283	0,000	1,831 · 10 ⁻⁰⁵	2,35 · 10 ⁻⁰⁷	-5,844 · 10 ⁻⁰⁵	1,86 · 10 ⁻⁰⁷	-1,644 · 10 ⁻⁰⁴	1,64 · 10 ⁻⁰⁷	1,754 · 10 ⁻⁰⁴	2,54 · 10 ⁻⁰⁷
-2,890	-1,283	0,000	-3,553 · 10 ⁻⁰⁵	2,29 · 10 ⁻⁰⁷	-4,126 · 10 ⁻⁰⁵	1,26 · 10 ⁻⁰⁷	-5,201 · 10 ⁻⁰⁵	2,01 · 10 ⁻⁰⁷	7,530 · 10 ⁻⁰⁵	1,70 · 10 ⁻⁰⁷
-1,390	-0,783	0,000	4,370 · 10 ⁻⁰⁵	1,28 · 10 ⁻⁰⁷	1,364 · 10 ⁻⁰⁵	1,16 · 10 ⁻⁰⁷	2,616 · 10 ⁻⁰⁵	1,72 · 10 ⁻⁰⁷	5,273 · 10 ⁻⁰⁵	1,44 · 10 ⁻⁰⁷
-1,890	-0,783	0,000	8,521 · 10 ⁻⁰⁵	4,35 · 10 ⁻⁰⁷	4,572 · 10 ⁻⁰⁵	5,91 · 10 ⁻⁰⁷	-9,027 · 10 ⁻⁰⁶	9,26 · 10 ⁻⁰⁷	9,712 · 10 ⁻⁰⁵	9,96 · 10 ⁻⁰⁷
-2,390	-0,783	0,000	3,597 · 10 ⁻⁰⁵	1,58 · 10 ⁻⁰⁷	3,391 · 10 ⁻⁰⁵	8,97 · 10 ⁻⁰⁸	-1,054 · 10 ⁻⁰⁴	1,24 · 10 ⁻⁰⁷	1,164 · 10 ⁻⁰⁴	1,24 · 10 ⁻⁰⁷
-2,890	-0,783	0,000	-2,120 · 10 ⁻⁰⁵	4,12 · 10 ⁻⁰⁷	-2,675 · 10 ⁻⁰⁶	4,80 · 10 ⁻⁰⁷	-3,690 · 10 ⁻⁰⁵	4,84 · 10 ⁻⁰⁷	4,264 · 10 ⁻⁰⁵	6,07 · 10 ⁻⁰⁷
-1,890	-0,283	0,000	7,385 · 10 ⁻⁰⁵	1,60 · 10 ⁻⁰⁷	3,168 · 10 ⁻⁰⁵	9,36 · 10 ⁻⁰⁸	7,017 · 10 ⁻⁰⁵	9,24 · 10 ⁻⁰⁸	1,067 · 10 ⁻⁰⁴	1,52 · 10 ⁻⁰⁷
-2,390	-0,283	0,000	6,196 · 10 ⁻⁰⁵	1,68 · 10 ⁻⁰⁷	2,766 · 10 ⁻⁰⁵	8,56 · 10 ⁻⁰⁸	-3,083 · 10 ⁻⁰⁵	1,31 · 10 ⁻⁰⁷	7,453 · 10 ⁻⁰⁵	7,76 · 10 ⁻⁰⁸
-2,890	-0,283	0,000	6,939 · 10 ⁻⁰⁶	1,09 · 10 ⁻⁰⁷	2,324 · 10 ⁻⁰⁷	7,54 · 10 ⁻⁰⁸	-1,477 · 10 ⁻⁰⁵	1,18 · 10 ⁻⁰⁷	1,632 · 10 ⁻⁰⁵	7,26 · 10 ⁻⁰⁸
-1,410	-1,283	-1,205	8,332 · 10 ⁻⁰⁷	1,24 · 10 ⁻⁰⁶	1,715 · 10 ⁻⁰⁵	5,11 · 10 ⁻⁰⁶	-2,404 · 10 ⁻⁰⁵	1,07 · 10 ⁻⁰⁵	3,074 · 10 ⁻⁰⁵	8,40 · 10 ⁻⁰⁶
-1,410	-1,283	-1,705	9,943 · 10 ⁻⁰⁶	1,15 · 10 ⁻⁰⁷	6,544 · 10 ⁻⁰⁷	1,23 · 10 ⁻⁰⁷	-6,591 · 10 ⁻⁰⁵	1,23 · 10 ⁻⁰⁷	6,666 · 10 ⁻⁰⁵	1,29 · 10 ⁻⁰⁷
-1,410	-1,283	-2,205	2,621 · 10 ⁻⁰⁵	1,19 · 10 ⁻⁰⁷	-1,713 · 10 ⁻⁰⁵	1,02 · 10 ⁻⁰⁷	-7,888 · 10 ⁻⁰⁵	9,24 · 10 ⁻⁰⁸	8,487 · 10 ⁻⁰⁵	1,03 · 10 ⁻⁰⁷

Tabelle wird auf der nächsten Seite fortgesetzt

x in m	y in m	z in m	B_x in T	σ_{B_x}	B_y in T	σ_{B_y}	B_z in T	σ_{B_z}	B_{Betrag} in T	$\sigma_{B_{\text{Betrag}}}$
-1,410	-1,283	-2,705	$3,960 \cdot 10^{-05}$	$1,54 \cdot 10^{-07}$	$-2,702 \cdot 10^{-05}$	$1,02 \cdot 10^{-07}$	$-7,612 \cdot 10^{-05}$	$1,57 \cdot 10^{-07}$	$8,996 \cdot 10^{-05}$	$1,48 \cdot 10^{-07}$
-1,410	-0,783	-1,200	$1,495 \cdot 10^{-05}$	$1,23 \cdot 10^{-07}$	$-1,056 \cdot 10^{-06}$	$7,00 \cdot 10^{-08}$	$-2,903 \cdot 10^{-05}$	$9,84 \cdot 10^{-08}$	$3,267 \cdot 10^{-05}$	$1,28 \cdot 10^{-07}$
-1,410	-0,783	-1,700	$1,537 \cdot 10^{-05}$	$1,18 \cdot 10^{-07}$	$-8,753 \cdot 10^{-06}$	$7,33 \cdot 10^{-08}$	$-5,055 \cdot 10^{-05}$	$8,73 \cdot 10^{-08}$	$5,355 \cdot 10^{-05}$	$1,02 \cdot 10^{-07}$
-1,410	-0,783	-2,200	$2,411 \cdot 10^{-05}$	$1,21 \cdot 10^{-07}$	$-1,989 \cdot 10^{-05}$	$7,01 \cdot 10^{-08}$	$-6,630 \cdot 10^{-05}$	$8,77 \cdot 10^{-08}$	$7,330 \cdot 10^{-05}$	$9,91 \cdot 10^{-08}$
-1,410	-0,783	-2,700	$2,836 \cdot 10^{-05}$	$1,55 \cdot 10^{-07}$	$-2,466 \cdot 10^{-05}$	$6,46 \cdot 10^{-08}$	$-7,725 \cdot 10^{-05}$	$1,02 \cdot 10^{-07}$	$8,590 \cdot 10^{-05}$	$1,09 \cdot 10^{-07}$
-1,025	-0,968	-1,990	$1,210 \cdot 10^{-05}$	$2,41 \cdot 10^{-07}$	$-1,136 \cdot 10^{-05}$	$1,19 \cdot 10^{-07}$	$-7,552 \cdot 10^{-05}$	$1,44 \cdot 10^{-07}$	$7,732 \cdot 10^{-05}$	$2,47 \cdot 10^{-07}$
-0,525	-0,968	-1,990	$2,440 \cdot 10^{-05}$	$9,87 \cdot 10^{-08}$	$4,138 \cdot 10^{-06}$	$9,46 \cdot 10^{-08}$	$-9,201 \cdot 10^{-05}$	$1,22 \cdot 10^{-07}$	$9,528 \cdot 10^{-05}$	$8,40 \cdot 10^{-08}$
-0,025	-0,968	-1,990	$1,583 \cdot 10^{-05}$	$1,73 \cdot 10^{-07}$	$-6,535 \cdot 10^{-06}$	$9,04 \cdot 10^{-08}$	$-1,270 \cdot 10^{-04}$	$1,34 \cdot 10^{-07}$	$1,281 \cdot 10^{-04}$	$1,63 \cdot 10^{-07}$
0,475	-0,968	-1,990	$6,693 \cdot 10^{-06}$	$2,07 \cdot 10^{-07}$	$-1,712 \cdot 10^{-06}$	$1,04 \cdot 10^{-07}$	$-9,676 \cdot 10^{-05}$	$2,20 \cdot 10^{-07}$	$9,700 \cdot 10^{-05}$	$2,09 \cdot 10^{-07}$
-0,020	-1,323	0,862	$2,658 \cdot 10^{-05}$	$1,88 \cdot 10^{-07}$	$-1,822 \cdot 10^{-04}$	$1,17 \cdot 10^{-07}$	$-2,031 \cdot 10^{-05}$	$8,69 \cdot 10^{-07}$	$1,853 \cdot 10^{-04}$	$2,01 \cdot 10^{-07}$
-0,020	-1,323	0,362	$2,983 \cdot 10^{-05}$	$2,70 \cdot 10^{-07}$	$-1,283 \cdot 10^{-04}$	$2,98 \cdot 10^{-07}$	$7,935 \cdot 10^{-05}$	$1,35 \cdot 10^{-07}$	$1,538 \cdot 10^{-04}$	$2,20 \cdot 10^{-07}$
-0,020	-1,323	-0,138	$3,055 \cdot 10^{-05}$	$1,73 \cdot 10^{-07}$	$-4,575 \cdot 10^{-05}$	$1,79 \cdot 10^{-07}$	$1,132 \cdot 10^{-04}$	$2,85 \cdot 10^{-07}$	$1,259 \cdot 10^{-04}$	$3,06 \cdot 10^{-07}$
-0,020	-1,323	-0,638	$7,675 \cdot 10^{-07}$	$3,23 \cdot 10^{-07}$	$3,742 \cdot 10^{-05}$	$2,03 \cdot 10^{-07}$	$9,355 \cdot 10^{-05}$	$2,32 \cdot 10^{-07}$	$1,008 \cdot 10^{-04}$	$1,90 \cdot 10^{-07}$
-0,455	-1,323	0,941	$4,854 \cdot 10^{-05}$	$1,43 \cdot 10^{-07}$	$-1,362 \cdot 10^{-04}$	$3,62 \cdot 10^{-07}$	$3,005 \cdot 10^{-05}$	$8,53 \cdot 10^{-07}$	$1,477 \cdot 10^{-04}$	$1,74 \cdot 10^{-07}$
-0,455	-1,323	0,441	$4,759 \cdot 10^{-05}$	$1,94 \cdot 10^{-07}$	$-1,104 \cdot 10^{-04}$	$4,35 \cdot 10^{-07}$	$7,836 \cdot 10^{-05}$	$1,18 \cdot 10^{-07}$	$1,435 \cdot 10^{-04}$	$3,06 \cdot 10^{-07}$
-0,455	-1,323	-0,059	$2,738 \cdot 10^{-05}$	$1,24 \cdot 10^{-07}$	$-3,534 \cdot 10^{-05}$	$3,66 \cdot 10^{-07}$	$9,989 \cdot 10^{-05}$	$1,41 \cdot 10^{-07}$	$1,094 \cdot 10^{-04}$	$1,85 \cdot 10^{-07}$
-0,455	-1,323	-0,559	$6,200 \cdot 10^{-06}$	$1,13 \cdot 10^{-07}$	$3,542 \cdot 10^{-05}$	$4,02 \cdot 10^{-07}$	$7,552 \cdot 10^{-05}$	$1,46 \cdot 10^{-07}$	$8,365 \cdot 10^{-05}$	$1,63 \cdot 10^{-07}$
-0,782	-1,283	3,392	$-4,937 \cdot 10^{-05}$	$4,31 \cdot 10^{-07}$	$7,584 \cdot 10^{-05}$	$3,78 \cdot 10^{-07}$	$-4,944 \cdot 10^{-05}$	$1,58 \cdot 10^{-07}$	$1,031 \cdot 10^{-04}$	$1,04 \cdot 10^{-07}$
-0,282	-1,283	3,392	$-2,671 \cdot 10^{-05}$	$1,10 \cdot 10^{-07}$	$1,250 \cdot 10^{-04}$	$6,95 \cdot 10^{-08}$	$-5,040 \cdot 10^{-05}$	$1,05 \cdot 10^{-07}$	$1,374 \cdot 10^{-04}$	$6,37 \cdot 10^{-08}$
0,218	-1,283	3,392	$1,510 \cdot 10^{-05}$	$1,08 \cdot 10^{-07}$	$1,351 \cdot 10^{-04}$	$6,86 \cdot 10^{-08}$	$-4,948 \cdot 10^{-05}$	$1,11 \cdot 10^{-07}$	$1,447 \cdot 10^{-04}$	$5,30 \cdot 10^{-08}$
0,718	-1,283	3,392	$4,599 \cdot 10^{-05}$	$1,09 \cdot 10^{-07}$	$1,058 \cdot 10^{-04}$	$7,09 \cdot 10^{-08}$	$-5,235 \cdot 10^{-05}$	$1,22 \cdot 10^{-07}$	$1,267 \cdot 10^{-04}$	$5,33 \cdot 10^{-08}$
-0,788	-0,783	3,397	$-5,901 \cdot 10^{-06}$	$1,09 \cdot 10^{-07}$	$2,694 \cdot 10^{-05}$	$6,39 \cdot 10^{-08}$	$-4,062 \cdot 10^{-05}$	$1,07 \cdot 10^{-07}$	$4,910 \cdot 10^{-05}$	$9,02 \cdot 10^{-08}$
-0,288	-0,783	3,397	$-2,312 \cdot 10^{-06}$	$1,09 \cdot 10^{-07}$	$5,564 \cdot 10^{-05}$	$6,54 \cdot 10^{-08}$	$-4,495 \cdot 10^{-05}$	$1,09 \cdot 10^{-07}$	$7,157 \cdot 10^{-05}$	$6,67 \cdot 10^{-08}$
0,212	-0,783	3,397	$7,865 \cdot 10^{-06}$	$1,06 \cdot 10^{-07}$	$6,137 \cdot 10^{-05}$	$6,80 \cdot 10^{-08}$	$-4,223 \cdot 10^{-05}$	$1,10 \cdot 10^{-07}$	$7,491 \cdot 10^{-05}$	$5,51 \cdot 10^{-08}$
0,712	-0,783	3,397	$2,285 \cdot 10^{-05}$	$1,10 \cdot 10^{-07}$	$4,815 \cdot 10^{-05}$	$6,81 \cdot 10^{-08}$	$-4,496 \cdot 10^{-05}$	$1,20 \cdot 10^{-07}$	$6,973 \cdot 10^{-05}$	$4,42 \cdot 10^{-08}$
-0,798	-0,283	3,412	$9,927 \cdot 10^{-06}$	$1,09 \cdot 10^{-07}$	$3,219 \cdot 10^{-06}$	$6,67 \cdot 10^{-08}$	$-3,434 \cdot 10^{-05}$	$1,17 \cdot 10^{-07}$	$3,589 \cdot 10^{-05}$	$7,66 \cdot 10^{-08}$
-0,298	-0,283	3,412	$1,096 \cdot 10^{-05}$	$1,11 \cdot 10^{-07}$	$6,083 \cdot 10^{-06}$	$6,65 \cdot 10^{-08}$	$-3,660 \cdot 10^{-05}$	$1,19 \cdot 10^{-07}$	$3,869 \cdot 10^{-05}$	$7,53 \cdot 10^{-08}$
0,202	-0,283	3,412	$1,113 \cdot 10^{-05}$	$1,09 \cdot 10^{-07}$	$3,081 \cdot 10^{-06}$	$6,78 \cdot 10^{-08}$	$-4,527 \cdot 10^{-05}$	$1,29 \cdot 10^{-07}$	$4,672 \cdot 10^{-05}$	$8,18 \cdot 10^{-08}$
0,702	-0,283	3,412	$1,632 \cdot 10^{-05}$	$1,15 \cdot 10^{-07}$	$9,668 \cdot 10^{-06}$	$7,10 \cdot 10^{-08}$	$-3,109 \cdot 10^{-05}$	$1,33 \cdot 10^{-07}$	$3,643 \cdot 10^{-05}$	$5,22 \cdot 10^{-08}$
-0,770	-0,343	2,855	$-8,621 \cdot 10^{-06}$	$1,15 \cdot 10^{-07}$	$-4,441 \cdot 10^{-06}$	$6,43 \cdot 10^{-08}$	$-4,986 \cdot 10^{-05}$	$1,25 \cdot 10^{-07}$	$5,080 \cdot 10^{-05}$	$1,33 \cdot 10^{-07}$
-0,270	-0,343	2,855	$-2,648 \cdot 10^{-05}$	$1,17 \cdot 10^{-07}$	$6,911 \cdot 10^{-05}$	$5,90 \cdot 10^{-08}$	$-8,726 \cdot 10^{-05}$	$1,15 \cdot 10^{-07}$	$1,144 \cdot 10^{-04}$	$9,78 \cdot 10^{-08}$
0,230	-0,343	2,855	$3,759 \cdot 10^{-05}$	$1,15 \cdot 10^{-07}$	$8,034 \cdot 10^{-05}$	$6,53 \cdot 10^{-08}$	$-1,124 \cdot 10^{-04}$	$1,19 \cdot 10^{-07}$	$1,432 \cdot 10^{-04}$	$5,88 \cdot 10^{-08}$
0,730	-0,343	2,855	$5,021 \cdot 10^{-05}$	$1,27 \cdot 10^{-07}$	$-1,247 \cdot 10^{-05}$	$6,69 \cdot 10^{-08}$	$-3,263 \cdot 10^{-05}$	$1,24 \cdot 10^{-07}$	$6,117 \cdot 10^{-05}$	$5,26 \cdot 10^{-08}$
1,761	-1,283	0,900	$-1,140 \cdot 10^{-04}$	$4,29 \cdot 10^{-07}$	$-5,543 \cdot 10^{-05}$	$5,08 \cdot 10^{-07}$	$-8,842 \cdot 10^{-05}$	$3,15 \cdot 10^{-07}$	$1,546 \cdot 10^{-04}$	$6,32 \cdot 10^{-07}$
1,761	-1,283	1,400	$-3,811 \cdot 10^{-05}$	$2,22 \cdot 10^{-07}$	$-5,494 \cdot 10^{-05}$	$1,99 \cdot 10^{-07}$	$-9,086 \cdot 10^{-05}$	$3,00 \cdot 10^{-07}$	$1,128 \cdot 10^{-04}$	$3,62 \cdot 10^{-07}$
1,761	-1,283	1,900	$-8,019 \cdot 10^{-06}$	$1,67 \cdot 10^{-07}$	$-3,343 \cdot 10^{-05}$	$1,14 \cdot 10^{-07}$	$-9,129 \cdot 10^{-05}$	$1,93 \cdot 10^{-07}$	$9,755 \cdot 10^{-05}$	$1,94 \cdot 10^{-07}$

Tabelle wird auf der nächsten Seite fortgesetzt

x in m	y in m	z in m	B_x in T	σ_{B_x}	B_y in T	σ_{B_y}	B_z in T	σ_{B_z}	$B_{\text{Beträg}}$ in T	$\sigma_{B_{\text{Beträg}}}$
1,761	-1,283	2,400	$1,341 \cdot 10^{-05}$	$1,63 \cdot 10^{-07}$	$-1,248 \cdot 10^{-05}$	$9,07 \cdot 10^{-08}$	$-8,821 \cdot 10^{-05}$	$1,67 \cdot 10^{-07}$	$9,010 \cdot 10^{-05}$	$1,55 \cdot 10^{-07}$
1,764	-0,783	0,923	$-4,558 \cdot 10^{-05}$	$1,81 \cdot 10^{-07}$	$-9,065 \cdot 10^{-05}$	$2,65 \cdot 10^{-07}$	$-4,400 \cdot 10^{-05}$	$2,89 \cdot 10^{-07}$	$1,106 \cdot 10^{-04}$	$2,65 \cdot 10^{-07}$
1,764	-0,783	1,423	$-1,938 \cdot 10^{-05}$	$1,30 \cdot 10^{-07}$	$-5,654 \cdot 10^{-05}$	$1,73 \cdot 10^{-07}$	$-6,549 \cdot 10^{-05}$	$1,60 \cdot 10^{-07}$	$8,866 \cdot 10^{-05}$	$1,72 \cdot 10^{-07}$
1,764	-0,783	1,923	$-2,236 \cdot 10^{-06}$	$1,32 \cdot 10^{-07}$	$-3,395 \cdot 10^{-05}$	$1,58 \cdot 10^{-07}$	$-6,954 \cdot 10^{-05}$	$1,26 \cdot 10^{-07}$	$7,742 \cdot 10^{-05}$	$1,30 \cdot 10^{-07}$
1,764	-0,783	2,423	$1,082 \cdot 10^{-05}$	$1,06 \cdot 10^{-07}$	$-1,382 \cdot 10^{-05}$	$9,35 \cdot 10^{-08}$	$-6,643 \cdot 10^{-05}$	$1,07 \cdot 10^{-07}$	$6,871 \cdot 10^{-05}$	$1,08 \cdot 10^{-07}$
1,764	-0,283	0,922	$-7,436 \cdot 10^{-06}$	$1,54 \cdot 10^{-07}$	$-5,713 \cdot 10^{-05}$	$1,33 \cdot 10^{-07}$	$-3,165 \cdot 10^{-05}$	$2,28 \cdot 10^{-07}$	$6,574 \cdot 10^{-05}$	$1,65 \cdot 10^{-07}$
1,764	-0,283	1,422	$-3,698 \cdot 10^{-06}$	$1,23 \cdot 10^{-07}$	$-4,690 \cdot 10^{-05}$	$1,17 \cdot 10^{-07}$	$-4,337 \cdot 10^{-05}$	$1,43 \cdot 10^{-07}$	$6,399 \cdot 10^{-05}$	$1,17 \cdot 10^{-07}$
1,764	-0,283	1,922	$3,618 \cdot 10^{-06}$	$1,10 \cdot 10^{-07}$	$-3,259 \cdot 10^{-05}$	$1,02 \cdot 10^{-07}$	$-5,165 \cdot 10^{-05}$	$1,13 \cdot 10^{-07}$	$6,118 \cdot 10^{-05}$	$9,62 \cdot 10^{-08}$
1,764	-0,283	2,422	$9,820 \cdot 10^{-06}$	$1,06 \cdot 10^{-07}$	$-1,923 \cdot 10^{-05}$	$8,59 \cdot 10^{-08}$	$-5,047 \cdot 10^{-05}$	$9,90 \cdot 10^{-08}$	$5,490 \cdot 10^{-05}$	$9,38 \cdot 10^{-08}$

Tabelle D.2.: Daten der zweiten Magnetfeldmessreihe

x in m	y in m	z in m	B_x in T	σ_{B_x}	B_y in T	σ_{B_y}	B_z in T	σ_{B_z}	B_{Betrag} in T	$\sigma_{B_{\text{Betrag}}}$
0,000	2,610	-1,000	$2,795 \cdot 10^{-06}$	$8,71 \cdot 10^{-08}$	$-4,142 \cdot 10^{-05}$	$3,77 \cdot 10^{-08}$	$-1,657 \cdot 10^{-05}$	$6,94 \cdot 10^{-08}$	$4,470 \cdot 10^{-05}$	$3,79 \cdot 10^{-08}$
0,000	2,610	-0,500	$1,068 \cdot 10^{-05}$	$8,29 \cdot 10^{-08}$	$-3,812 \cdot 10^{-05}$	$3,57 \cdot 10^{-08}$	$-1,930 \cdot 10^{-05}$	$7,45 \cdot 10^{-08}$	$4,404 \cdot 10^{-05}$	$3,81 \cdot 10^{-08}$
0,000	2,610	0,000	$1,280 \cdot 10^{-05}$	$8,39 \cdot 10^{-08}$	$-3,844 \cdot 10^{-05}$	$3,63 \cdot 10^{-08}$	$-1,710 \cdot 10^{-05}$	$6,95 \cdot 10^{-08}$	$4,397 \cdot 10^{-05}$	$3,74 \cdot 10^{-08}$
0,000	2,610	0,500	$1,262 \cdot 10^{-05}$	$8,19 \cdot 10^{-08}$	$-3,827 \cdot 10^{-05}$	$4,33 \cdot 10^{-08}$	$-1,706 \cdot 10^{-05}$	$6,69 \cdot 10^{-08}$	$4,376 \cdot 10^{-05}$	$4,08 \cdot 10^{-08}$
0,000	2,610	1,000	$1,220 \cdot 10^{-05}$	$8,27 \cdot 10^{-08}$	$-3,741 \cdot 10^{-05}$	$4,15 \cdot 10^{-08}$	$-1,785 \cdot 10^{-05}$	$6,74 \cdot 10^{-08}$	$4,321 \cdot 10^{-05}$	$4,03 \cdot 10^{-08}$
0,000	2,610	1,500	$1,166 \cdot 10^{-05}$	$8,32 \cdot 10^{-08}$	$-3,546 \cdot 10^{-05}$	$4,26 \cdot 10^{-08}$	$-1,902 \cdot 10^{-05}$	$6,87 \cdot 10^{-08}$	$4,189 \cdot 10^{-05}$	$3,96 \cdot 10^{-08}$
0,000	2,610	2,000	$1,116 \cdot 10^{-05}$	$8,50 \cdot 10^{-08}$	$-3,256 \cdot 10^{-05}$	$4,70 \cdot 10^{-08}$	$-1,948 \cdot 10^{-05}$	$6,92 \cdot 10^{-08}$	$3,955 \cdot 10^{-05}$	$4,26 \cdot 10^{-08}$
-1,500	2,610	0,110	$1,683 \cdot 10^{-05}$	$5,11 \cdot 10^{-08}$	$-3,973 \cdot 10^{-05}$	$3,41 \cdot 10^{-08}$	$-1,530 \cdot 10^{-05}$	$8,77 \cdot 10^{-08}$	$4,578 \cdot 10^{-05}$	$3,17 \cdot 10^{-08}$
-1,000	2,610	0,110	$1,554 \cdot 10^{-05}$	$5,31 \cdot 10^{-08}$	$-3,945 \cdot 10^{-05}$	$3,16 \cdot 10^{-08}$	$-1,627 \cdot 10^{-05}$	$8,46 \cdot 10^{-08}$	$4,541 \cdot 10^{-05}$	$2,91 \cdot 10^{-08}$
-0,500	2,610	0,110	$1,410 \cdot 10^{-05}$	$5,28 \cdot 10^{-08}$	$-3,875 \cdot 10^{-05}$	$3,41 \cdot 10^{-08}$	$-1,755 \cdot 10^{-05}$	$8,72 \cdot 10^{-08}$	$4,481 \cdot 10^{-05}$	$2,98 \cdot 10^{-08}$
0,000	2,610	0,110	$1,297 \cdot 10^{-05}$	$5,34 \cdot 10^{-08}$	$-3,782 \cdot 10^{-05}$	$3,74 \cdot 10^{-08}$	$-1,822 \cdot 10^{-05}$	$8,92 \cdot 10^{-08}$	$4,394 \cdot 10^{-05}$	$3,08 \cdot 10^{-08}$
0,500	2,610	0,110	$1,288 \cdot 10^{-05}$	$4,85 \cdot 10^{-08}$	$-3,736 \cdot 10^{-05}$	$4,15 \cdot 10^{-08}$	$-1,758 \cdot 10^{-05}$	$8,20 \cdot 10^{-08}$	$4,325 \cdot 10^{-05}$	$3,19 \cdot 10^{-08}$
1,000	2,610	0,110	$1,314 \cdot 10^{-05}$	$5,02 \cdot 10^{-08}$	$-3,666 \cdot 10^{-05}$	$5,51 \cdot 10^{-08}$	$-1,767 \cdot 10^{-05}$	$7,76 \cdot 10^{-08}$	$4,277 \cdot 10^{-05}$	$3,97 \cdot 10^{-08}$
1,500	2,610	0,110	$1,347 \cdot 10^{-05}$	$5,57 \cdot 10^{-08}$	$-3,614 \cdot 10^{-05}$	$7,07 \cdot 10^{-08}$	$-1,782 \cdot 10^{-05}$	$7,04 \cdot 10^{-08}$	$4,248 \cdot 10^{-05}$	$4,59 \cdot 10^{-08}$
-1,500	2,610	0,481	$1,567 \cdot 10^{-05}$	$5,00 \cdot 10^{-08}$	$-3,990 \cdot 10^{-05}$	$3,25 \cdot 10^{-08}$	$-1,509 \cdot 10^{-05}$	$8,63 \cdot 10^{-08}$	$4,545 \cdot 10^{-05}$	$2,96 \cdot 10^{-08}$
-1,000	2,610	0,481	$1,447 \cdot 10^{-05}$	$4,75 \cdot 10^{-08}$	$-3,955 \cdot 10^{-05}$	$3,30 \cdot 10^{-08}$	$-1,610 \cdot 10^{-05}$	$8,62 \cdot 10^{-08}$	$4,509 \cdot 10^{-05}$	$3,05 \cdot 10^{-08}$
-0,500	2,610	0,481	$1,336 \cdot 10^{-05}$	$4,87 \cdot 10^{-08}$	$-3,878 \cdot 10^{-05}$	$3,42 \cdot 10^{-08}$	$-1,715 \cdot 10^{-05}$	$8,98 \cdot 10^{-08}$	$4,446 \cdot 10^{-05}$	$3,07 \cdot 10^{-08}$
0,000	2,610	0,481	$1,257 \cdot 10^{-05}$	$4,84 \cdot 10^{-08}$	$-3,814 \cdot 10^{-05}$	$3,80 \cdot 10^{-08}$	$-1,725 \cdot 10^{-05}$	$8,76 \cdot 10^{-08}$	$4,371 \cdot 10^{-05}$	$3,23 \cdot 10^{-08}$
0,500	2,610	0,481	$1,250 \cdot 10^{-05}$	$5,21 \cdot 10^{-08}$	$-3,727 \cdot 10^{-05}$	$4,34 \cdot 10^{-08}$	$-1,741 \cdot 10^{-05}$	$8,50 \cdot 10^{-08}$	$4,299 \cdot 10^{-05}$	$3,46 \cdot 10^{-08}$
1,000	2,610	0,481	$1,269 \cdot 10^{-05}$	$5,40 \cdot 10^{-08}$	$-3,641 \cdot 10^{-05}$	$5,96 \cdot 10^{-08}$	$-1,767 \cdot 10^{-05}$	$7,95 \cdot 10^{-08}$	$4,241 \cdot 10^{-05}$	$4,33 \cdot 10^{-08}$
1,500	2,610	0,481	$1,330 \cdot 10^{-05}$	$4,91 \cdot 10^{-08}$	$-3,579 \cdot 10^{-05}$	$7,13 \cdot 10^{-08}$	$-1,780 \cdot 10^{-05}$	$6,61 \cdot 10^{-08}$	$4,213 \cdot 10^{-05}$	$5,12 \cdot 10^{-08}$
-1,500	1,268	0,839	$1,038 \cdot 10^{-05}$	$6,20 \cdot 10^{-08}$	$-6,349 \cdot 10^{-05}$	$3,30 \cdot 10^{-08}$	$-1,926 \cdot 10^{-05}$	$8,45 \cdot 10^{-08}$	$6,716 \cdot 10^{-05}$	$3,13 \cdot 10^{-08}$
-1,000	1,268	0,839	$7,028 \cdot 10^{-06}$	$6,03 \cdot 10^{-08}$	$-5,634 \cdot 10^{-05}$	$3,38 \cdot 10^{-08}$	$-1,995 \cdot 10^{-05}$	$8,59 \cdot 10^{-08}$	$6,017 \cdot 10^{-05}$	$4,32 \cdot 10^{-08}$
-0,500	1,268	0,839	$6,799 \cdot 10^{-06}$	$6,26 \cdot 10^{-08}$	$-5,225 \cdot 10^{-05}$	$3,56 \cdot 10^{-08}$	$-2,112 \cdot 10^{-05}$	$9,73 \cdot 10^{-08}$	$5,677 \cdot 10^{-05}$	$5,31 \cdot 10^{-08}$
0,000	1,268	0,839	$7,285 \cdot 10^{-06}$	$6,25 \cdot 10^{-08}$	$-5,179 \cdot 10^{-05}$	$3,68 \cdot 10^{-08}$	$-2,187 \cdot 10^{-05}$	$1,13 \cdot 10^{-07}$	$5,669 \cdot 10^{-05}$	$3,43 \cdot 10^{-08}$
0,500	1,268	0,839	$5,590 \cdot 10^{-06}$	$5,08 \cdot 10^{-08}$	$-4,730 \cdot 10^{-05}$	$5,33 \cdot 10^{-08}$	$-2,389 \cdot 10^{-05}$	$1,07 \cdot 10^{-07}$	$5,329 \cdot 10^{-05}$	$3,74 \cdot 10^{-08}$
1,000	1,268	0,839	$6,193 \cdot 10^{-06}$	$4,69 \cdot 10^{-08}$	$-4,067 \cdot 10^{-05}$	$6,90 \cdot 10^{-08}$	$-2,286 \cdot 10^{-05}$	$1,00 \cdot 10^{-07}$	$4,706 \cdot 10^{-05}$	$5,90 \cdot 10^{-08}$
1,500	1,268	0,839	$9,000 \cdot 10^{-06}$	$4,68 \cdot 10^{-08}$	$-3,620 \cdot 10^{-05}$	$8,57 \cdot 10^{-08}$	$-2,261 \cdot 10^{-05}$	$1,03 \cdot 10^{-07}$	$4,362 \cdot 10^{-05}$	$7,92 \cdot 10^{-08}$
-1,500	1,268	0,201	$1,277 \cdot 10^{-05}$	$5,66 \cdot 10^{-08}$	$-5,547 \cdot 10^{-05}$	$3,64 \cdot 10^{-08}$	$-4,324 \cdot 10^{-06}$	$8,71 \cdot 10^{-08}$	$5,709 \cdot 10^{-05}$	$3,08 \cdot 10^{-08}$
-1,000	1,268	0,201	$9,122 \cdot 10^{-06}$	$5,55 \cdot 10^{-08}$	$-5,082 \cdot 10^{-05}$	$4,01 \cdot 10^{-08}$	$-5,848 \cdot 10^{-06}$	$9,00 \cdot 10^{-08}$	$5,196 \cdot 10^{-05}$	$3,85 \cdot 10^{-08}$
-0,500	1,268	0,201	$7,967 \cdot 10^{-06}$	$5,64 \cdot 10^{-08}$	$-4,988 \cdot 10^{-05}$	$4,23 \cdot 10^{-08}$	$-4,873 \cdot 10^{-06}$	$1,06 \cdot 10^{-07}$	$5,074 \cdot 10^{-05}$	$4,13 \cdot 10^{-08}$
0,000	1,268	0,201	$6,781 \cdot 10^{-06}$	$5,60 \cdot 10^{-08}$	$-3,904 \cdot 10^{-05}$	$3,10 \cdot 10^{-08}$	$-1,040 \cdot 10^{-05}$	$1,24 \cdot 10^{-07}$	$4,097 \cdot 10^{-05}$	$2,95 \cdot 10^{-08}$
0,500	1,268	0,201	$7,351 \cdot 10^{-06}$	$5,43 \cdot 10^{-08}$	$-4,008 \cdot 10^{-05}$	$5,61 \cdot 10^{-08}$	$-1,442 \cdot 10^{-05}$	$1,25 \cdot 10^{-07}$	$4,323 \cdot 10^{-05}$	$4,40 \cdot 10^{-08}$

Tabelle wird auf der nächsten Seite fortgesetzt

x in m	y in m	z in m	B_x in T	σ_{B_x}	B_y in T	σ_{B_y}	B_z in T	σ_{B_z}	$B_{\text{Beträg}}$ in T	$\sigma_{B_{\text{Beträg}}}$
1,000	1,268	0,201	$8,615 \cdot 10^{-06}$	$5,18 \cdot 10^{-08}$	$-3,804 \cdot 10^{-05}$	$7,48 \cdot 10^{-08}$	$-1,638 \cdot 10^{-05}$	$1,06 \cdot 10^{-07}$	$4,230 \cdot 10^{-05}$	$6,14 \cdot 10^{-08}$
1,500	1,268	0,201	$9,700 \cdot 10^{-06}$	$4,94 \cdot 10^{-08}$	$-3,586 \cdot 10^{-05}$	$8,78 \cdot 10^{-08}$	$-1,836 \cdot 10^{-05}$	$1,04 \cdot 10^{-07}$	$4,144 \cdot 10^{-05}$	$7,74 \cdot 10^{-08}$
-1,500	1,268	-0,201	$1,439 \cdot 10^{-05}$	$5,59 \cdot 10^{-08}$	$-4,608 \cdot 10^{-05}$	$3,83 \cdot 10^{-08}$	$-3,760 \cdot 10^{-06}$	$8,87 \cdot 10^{-08}$	$4,842 \cdot 10^{-05}$	$3,09 \cdot 10^{-08}$
-1,000	1,268	-0,201	$9,525 \cdot 10^{-06}$	$4,57 \cdot 10^{-08}$	$-4,092 \cdot 10^{-05}$	$4,15 \cdot 10^{-08}$	$-5,355 \cdot 10^{-06}$	$9,44 \cdot 10^{-08}$	$4,235 \cdot 10^{-05}$	$3,21 \cdot 10^{-08}$
-0,500	1,268	-0,201	$9,820 \cdot 10^{-06}$	$4,55 \cdot 10^{-08}$	$-3,227 \cdot 10^{-05}$	$4,66 \cdot 10^{-08}$	$-7,866 \cdot 10^{-06}$	$1,05 \cdot 10^{-07}$	$3,464 \cdot 10^{-05}$	$3,52 \cdot 10^{-08}$
0,000	1,268	-0,201	$1,244 \cdot 10^{-05}$	$5,14 \cdot 10^{-08}$	$-4,008 \cdot 10^{-05}$	$3,18 \cdot 10^{-08}$	$-1,249 \cdot 10^{-05}$	$1,31 \cdot 10^{-07}$	$4,378 \cdot 10^{-05}$	$3,02 \cdot 10^{-08}$
0,500	1,268	-0,201	$1,037 \cdot 10^{-05}$	$5,43 \cdot 10^{-08}$	$-3,758 \cdot 10^{-05}$	$6,25 \cdot 10^{-08}$	$-1,594 \cdot 10^{-05}$	$1,31 \cdot 10^{-07}$	$4,212 \cdot 10^{-05}$	$5,01 \cdot 10^{-08}$
1,000	1,268	-0,201	$1,066 \cdot 10^{-05}$	$5,26 \cdot 10^{-08}$	$-3,614 \cdot 10^{-05}$	$7,31 \cdot 10^{-08}$	$-1,639 \cdot 10^{-05}$	$1,12 \cdot 10^{-07}$	$4,109 \cdot 10^{-05}$	$5,93 \cdot 10^{-08}$
1,500	1,268	-0,201	$1,098 \cdot 10^{-05}$	$5,06 \cdot 10^{-08}$	$-3,509 \cdot 10^{-05}$	$8,86 \cdot 10^{-08}$	$-1,780 \cdot 10^{-05}$	$1,12 \cdot 10^{-07}$	$4,085 \cdot 10^{-05}$	$7,76 \cdot 10^{-08}$

Abbildungsverzeichnis

1.1. Übersicht über Neutrinoquellen	2
1.2. Zusammenfassung der Oszillationsparameter	6
1.3. Szenario der Neutrinomassenhierarchie	7
1.4. Beiträge zur Energiedichte des Universums	7
1.5. Spektrum des β -Zerfalls von Tritium	9
1.6. Energiespektrum eines doppelten β -Zerfalls	10
2.1. MAC-E-Filter	12
2.2. Übersicht über KATRIN	13
2.3. Die Tritiumquelle	13
2.4. Die Transportstrecke	14
2.5. Das Hauptspektrometer	15
2.6. Der Detektor	16
2.7. Darstellung einer Penning- und magnetischen Falle	17
2.8. Abschirmung durch Drahtelektroden	18
3.1. Skizze des Laserprinzips	20
3.2. Energieskizze des 224,3 nm Laserübergangs	21
3.3. Abbildung des He-Ag-Lasers	22
3.4. Foto der Laserbox	22
3.5. Foto des Aufbaus im Inneren der Laserbox	23
3.6. Foto der Bedienoberfläche des Interlocksystems und der magnetischen Schalter	23
3.7. Foto des Spiegels und der Diode	24
3.8. Foto des Laserpunktes zur Divergenzbestimmung	25
3.9. Messung der Pulslänge	26
3.10. Frequenzspektrum des UV-Lasers	28
3.11. Messung des Triggersignals	29
4.1. Bild des Vorspektrometer Testaufbaus	31
4.2. Draufsicht des Vorspektrometer-Elektrodensystems	32
4.3. Frontalansicht des Vorspektrometer-Elektrodensystems	33
4.4. 64 Pixel Detektor	34
4.5. Foto des Laseraufbaus am Vorspektrometer	35
4.6. Skizze des Laseraufbaus am Vorspektrometer	36
4.7. Beispielmessung zur Motivation des Triggers	36
4.8. Beispielmessung zur Verdeutlichung des Triggerfensters	37
4.9. Messung von Streulicht auf dem Detektor	38
4.10. Unterschied zwischen einem symmetrischem und asymmetrischem Magnetfeld	39
4.11. Detektorbilder bei asymmetrischem Magnetfeld	41
4.12. Energieverteilung bei asymmetrischem Magnetfeld	41
4.13. Pulsstruktur bei asymmetrischem Magnetfeld	43
4.14. Drahtabschirmung bei asymmetrischem Magnetfeld	43

4.15. Skizze der Dipoldrifts	44
4.16. Pixelverteilung am Detektor bei Dipolfeld	45
4.17. Skizze zur Pixelverteilung auf dem Detektor bei Dipoldrift	46
4.18. Langsame Elektronen bei Dipolfeld	46
4.19. Rate in Abhängigkeit der inneren Elektroden bei symmetrischem Magnetfeld	49
4.20. Pixelverteilung bei symmetrischem Magnetfeld und positiven Elektroden . .	49
4.21. Ringstruktur bei unterschiedlichen Detektorpositionen	52
4.22. Obergrenze der magnetischen Abschirmung	52
5.1. Skizze zur radialen Drift	55
5.2. Abbildung des Magnetfeldsensors	56
5.3. Darstellung der Magnetfeldmessungen zum Einfluss lokaler Quellen	57
5.4. Darstellung der Magnetfeldmessungen über dem Spektrometer	58
5.5. Darstellung des Magnetfelds des Dipolmodells	60
6.1. Darstellung der magnetischen Feldlinien bei einem asymmetrischen Magnetfeld	63
6.2. Detektorbildvergleich zwischen der Messung mit elektrischer Abschirmung und der MC-Simulation	64
6.3. Darstellung der Azimut-Startwinkelverteilung bei der MC-Simulation	65
6.4. Detektorbildvergleich zwischen der Messung ohne elektrischer Abschirmung und der MC-Simulation	65
6.5. MC-Simulation mit Erdmagnetfeld und magnetischen Materialien	67
6.6. MC-Simulation mit Dipoldrift nach oben	68
6.7. MC-Simulation mit Dipoldrift nach unten	68
6.8. MC-Simulation mit Dipoldrift nach oben und magnetischen Materialien . .	69
6.9. Darstellung der magnetischen Feldlinien bei symmetrischem Magnetfeld . .	70
6.10. Darstellung der magnetischen Feldlinien bei symmetrischem Magnetfeld mit zusätzlichen externen magnetischen Feldern	70
6.11. Radiale Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Azimutwinkels	72
6.12. Flugbahn einer nichtadiabatischen Elektronenbewegung	73
A.1. Skizze zur Herleitung der Divergenzformel	79
B.2. Übersicht über das Hochspannungssystem am Vorspektrometer	81
D.3. Magnetfeld des Reststroms in den Spulen	83

Tabellenverzeichnis

3.1. Bestimmung der Laserpunktgröße bei verschiedenen Entfernungen	25
3.2. Laserdivergenz in horizontaler und vertikaler Richtung	26
3.3. Laserenergie und Photonenzahl für verschiedene Pulslängen	27
4.1. Auswertung der Messung mit asymmetrischem Magnetfeld	40
4.2. Auswertung der Messung mit Dipolmodus	45
4.3. Auswertung der Messung mit positiven und negativen Elektroden	48
4.4. Auswertung der Messung zur magnetischen Abschirmung	51
D.1. Daten der ersten Magnetfeldmessreihe	84
D.2. Daten der zweiten Magnetfeldmessreihe	87

Literaturverzeichnis

- [A⁺08] C. Amsler *et al.*: *Review of Particle Physics*. Physics Letters B, 667(1-5):1 – 6, 2008, ISSN 0370-2693. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-4T4VKPY-2/2/2fe3ceb40a4d144f48321db99160ecb2>, Review of Particle Physics.
- [ABB⁺05] D. Akimov, G. Bower, M. Breidenbach, R. Conley, E. Conti, M. Danilov, R. DeVoe, Z. Djurcic, A. Dolgolenko, W. Fairbank, Jr., G. Gratta, C. Hall, T. Koffas, M. Moe, A. Odian, A. Piepke, C.Y. Prescott, P.C. Rowson, K. Skarpaas, P. Vogel, J L. Vuilleumier, S. Waldman, K. Wamba, J. Wodin und O. Zeldovich: *EXO: an advanced Enriched Xenon double-beta decay Observatory*. Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 138:224 – 226, 2005, ISSN 0920-5632. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVD-4F4HHFY-1Y/2/1bc6efbebd84bdecc69206934c5b5134>.
- [BBC⁺10] M. Babutzka, J. Barrett, T. J. Corona, J. Formaggio, D. Furse, F. Glück, M. Hötzel, W. Käfer, B. Leiber, S. Mertens, N. S. Oblath, P. Renschler, S. Vöcking, N. Wandkowsky und M. Zacher: *The Comprehensive Guide to Kassiopeia*. BSCW, 2010. <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d671456/Kassiopeia%20User%20Guide.pdf>.
- [Bet07] A. Bettini: *GERDA. Germanium Detector Array. Search for Neutrino-less $\beta\beta$ Decay of ^{76}Ge* . Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 168:67 – 69, 2007, ISSN 0920-5632. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVD-4NS0FPS-N/2/9255e85815c6ab96f513489b6f98b01f>, Proceedings of the Neutrino Oscillation Workshop.
- [BPT80] G Beamson, H Q Porter und D W Turner: *The collimating and magnifying properties of a superconducting field photoelectron spectrometer*. Journal of Physics E: Scientific Instruments, 13(1):64, 1980. <http://stacks.iop.org/0022-3735/13/i=1/a=018>.
- [Bru06] Jürgen Brunner: *ANTARES - Astronomie in der Tiefsee*. Sterne und Weltraum, Mai 2006. <http://www.astronomie-heute.de/artikel/835876>.
- [C⁺56] C. L. Cowan *et al.*: *Detection of the Free Neutrino: a Confirmation*. Science, 88:103–104, 1956.
- [CDH⁺94] E. Chevally, J. Durand, S. Hutchins, G. Suberlucq und M. Wurgel: *Photocathodes tested in the dc gun of the CERN photoemission laboratory*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 340(1):146 – 156, 1994, ISSN 0168-9002. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-473FKKT-V1/2/33c73bd9bef818a67e8d01c7d0fdd82f>.
- [D⁺62] G. Danby *et al.*: *Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos*. Phys. Rev. Lett., 9(1):36–44, Jul 1962. http://prl.aps.org/abstract/PRL/v9/i1/p36_1.

- [Doe10] P. Doe: *Status of the detektor task*. XIX KATRIN Collaboration Meeting, 2010. <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d663182/95-TRP-4911-S2-PDoe.pdf>.
- [Ein16] A. Einstein: *Zur Quantentheorie der Strahlung*. Mitteilungen der Physikalischen Gesellschaft Zürich, 18, 1916.
- [Fer34] E. Fermi: *An attempt of a theory of beta radiation. 1*. Z. Phys., 88:161–177, 1934.
- [Fio98] E. Fiorini: *CUORE: a cryogenic underground observatory for rare events*. Physics Reports, 307(1-4):309 – 317, 1998, ISSN 0370-1573. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVP-3VHWDK4-19/2/a08e29daeb592944bf5fe6e491f210fa>.
- [Fla04] Björn Flatt: *Voruntersuchungen zu den Spektrometern des KATRIN-Experiments*. Dissertation, Universität Mainz, 2004. https://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d279132/phd-bjoern_flatt.pdf.
- [Flo10] F. Floether: *Magnetic Dipole Models of the Magnetic Materials Field inside the KATRIN Spectrometers*. BSCW, 2010. <https://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d666171/MagneticDipoleModels.doc>.
- [Frä10] F. Fränkle: *Background Investigations of the KATRIN Pre-Spectrometer*. Dissertation, KIT, 2010. <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d649203/phd-fraenkle.pdf>.
- [Fur10] D Furse. Persönliche Mitteilung, 2010.
- [G⁺09] F. Glück *et al.*: *Design Document - Air Coil System and Magnetic Field Sensor System, Version 1*, 2009. <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d530439/Air%20Coil%20System%20and%20Magnetic%20Field%20Sensor%20System.pdf>.
- [Geo10] Deutsches GeoForschungszentrum: *Internationales geomagnetisches Referenzfeld*, 2010. <http://www-app3.gfz-potsdam.de/Declinationcalc/declinationcalc.html>.
- [Glü05a] F. Glück: *Background theory: radial motion of electrons from spectrometer electrodes into the fluxtube*. BSCW, 2005. https://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d174403/background_theory_Glueck.pdf.
- [Glü05b] F. Glück: *Steel in the KATRIN buildings and the magnetic field in the main spectrometer*. BSCW, 2005. https://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d176563/steel_buildings_Glueck.pdf.
- [Glü07] F. Glück: *Comments about the interpretation of some background experiments in Mainz*. BSCW, 2007. https://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d429768/comments_background.doc.
- [Glü09] Ferenc Glück: *Secondary electron emission in the pre-spectrometer and in the Mainz spectrometer*. BSCW, 2009. <https://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d540741/95-TRP-4652-A5-FGlueck.ppt>.
- [Gou10] J. Goullon: *Installation and commissioning of the monitor spectrometer of KATRIN*. Diplomarbeit, KIT, 2010.
- [Gör10] Stefan Görhardt: *Reduktion der durch Radon induzierten Untergrundprozesse in den KATRIN Spektrometern*. Diplomarbeit, KIT, 2010.

- [GSC80] D. Gerstenberger, R. Solanki und G. Collins: *Hollow cathode metal ion lasers*. Quantum Electronics, IEEE Journal of, 16(8):820 – 834, aug. 1980, ISSN 0018-9197. http://ieeexplore.ieee.org/xpl/freeabs_all.jsp?arnumber=1070578.
- [Hab09] F. Habermehl: *Electromagnetic measurements with the KATRIN Pre-Spectrometer*. Dissertation, KIT, 2009. http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d640281/phd_F_Habermehl.pdf.
- [Ham10] Hamamatsu: *Si Photodiode 1337-Series Datenblatt*, 2010. http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_S/S1337_series.pdf.
- [Han05] Steen Hannestad: *Neutrino mass bounds from cosmology*. Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 145:313 – 318, 2005, ISSN 0920-5632. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVD-4G3CBPY-2C/2/a3e4c3334362d0f4e56520ea60e34197>, NOW 2004.
- [Her10] J. Hergenhan: *Das KATRIN-Luftspulensystem: Messungen des Feldverlaufs und Überwachung mit einem Sensorsystem*. Diplomarbeit, KIT, 2010.
- [K⁺01] K. Kodama *et al.*: *Observation of tau neutrino interactions*. Physics Letters B, 504(3):218 – 224, 2001, ISSN 0370-2693. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-42NY3K6-15/2/6aade3e03ecc53fcbf8986e79c267b29>.
- [K⁺04] C. Kraus *et al.*: *Latest results of the Mainz Neutrino Mass Experiment*. Eur. Phys. J. C, 33:s805–s807, 2004. <http://dx.doi.org/10.1140/epjcd/s2003-03-902-9>.
- [KAT05] KATRIN Collaboration: *KATRIN Design Report 2004*, 2005. <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d132786/DesignReport2004-12Jan2005.pdf>.
- [KK⁺01] H. V. Klapdor-Kleingrothaus *et al.*: *Evidence for neutrinoless double beta decay*. Modern Physics Letters A (MPLA), 16:2409–2420, 2001. <http://ejournals.wspc.com.sg/mpla/16/1637/S0217732301005825.html>.
- [L⁺99] V. M. Lobashev *et al.*: *Direct search for mass of neutrino and anomaly in the tritium beta-spectrum*. Physics Letters B, 460(1-2):227 – 235, 1999, ISSN 0370-2693. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-3X3KCBX-15/2/9eb209e6f2dad82ada1232d12540dc50>.
- [Lam09] Melanie Lammers: *Untersuchung der Untergrundrate des KATRIN Vorspektrometers im Bereich hoher Feldstärken*. Diplomarbeit, KIT, 2009. <https://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d578755/dth-lammers.pdf>.
- [Las05] Laser 2000: *Deep Ultraviolet Laser Instruction Manual*, 2005.
- [Lei10] B. Leiber: *Non-axially symmetric field and trajectory calculations for the KATRIN-experiment*. Diplomarbeit, KIT, 2010.
- [Mai60] T. H. Mainman: *Stimulated Optical Radiation in Ruby*. Nature, 187:493 – 494, aug. 1960.
- [Maj02] Majorana Collaboration: *The Majorana Ge-76 Double-Beta Decay Project*. 2002. <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0201021>.
- [MAR06] MARE Collaboration: *The microcalorimeter arrays for a rhenium experiment (MARE): A next-generation calorimetric neutrino mass experiment*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 559(2):346 – 348,

- 2006, ISSN 0168-9002. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4HWXHC8-3/2/517cce3046104965432534fe70e5f30e>.
- [Mue07] K. Mueller: *320-DWG-011-10 (CPS Overview)*. Internes Dokument, 2007. <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d429808/320-DWG-011-10%20%28CPS%20Overview%29.pdf>.
- [Mur10] Hitoshi Murayamas: *Oscillation Parameter Plots*, 2010. <http://hitoshi.berkeley.edu/neutrino>.
- [Pau30] W. Pauli: *Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereinstagung zu Tuebingen*. 1930.
- [PBB⁺92] A. Picard, H. Backe, J. Bonn, B. Degen, R. Haid, A. Hermanni, P. Leiderer, A. Osipowicz, E. W. Otten, M. Przyrembel, M. Schrader, M. Steininger und Ch. Weinheimer: *recision measurement of the conversion electron spectrum of ^{83m}Kr with a solenoid retarding spectrometer*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 342:71–78, 1992, ISSN 0939-7922. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01294491>, 10.1007/BF01294491.
- [RB07] YA Shitov R Beuselinck, JK Sedgbeer: *SuperNEMO*. online, 2007. <http://www.imperial.ac.uk/research/hep/research/supernemo.htm>.
- [Rei09] Jan Reich: *Magnetfeldmessungen und Designarbeiten für das EMCS Luftspulensystem am KATRIN Hauptspektrometer*, 2009. <https://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d594175/dth-reich.pdf>.
- [Ren07] P. Renschler: *Inbetriebnahme und Charakterisierung von Detektorsystemen für elektromagnetische Tests von Spektrometern*. Diplomarbeit, KIT, 2007. <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d421547/dth-reenschler.pdf>.
- [S⁺04] M. Sisti *et al.*: *New limits from the Milano neutrino mass experiment with thermal microcalorimeters*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 520(1-3):125 – 131, 2004, ISSN 0168-9002. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4B832Y8-12/2/11f2a03fde55993eddba6cd31eb01bca>, Proceedings of the 10th International Workshop on Low Temperature Detectors.
- [S⁺07] M. Steidel *et al.*: *Technical Description of the Focal Plane Detector V1.4*. BSCW, 2007. <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d417895/Focal%20plane%20detector%20design%20document.pdf>.
- [Sch97] Norbert Schmitz: *Neutrino Physik*. Teubner Studienbuecher, 1997.
- [Sch04] Frank Schwamm: *Untergrunduntersuchungen für das KATRIN-Experiment*. Dissertation, KIT, 2004. https://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d145302/phd-Frank_Schwamm.pdf.
- [SNO02] SNO Collaboration: *Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*. Phys. Rev. Lett., 89(1):011301, Jun 2002.
- [SNO08] SNO Collaboration: *Independent Measurement of the Total Active ^8B Solar Neutrino Flux Using an Array of ^3He Proportional Counters at the Sudbury Neutrino Observatory*. Phys. Rev. Lett., 101(11):111301, Sep 2008.
- [Sup98] Super-Kamiokande Collaboration: *Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos*. Phys. Rev. Lett., 81(8):1562–1567, Aug 1998.

- [Sup05] Super-Kamiokande Collaboration: *Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I*. Phys. Rev. D, 71(11):112005, Jun 2005.
- [Sys10] Photon System: *Deep UV Laser Data*, 2010. <http://www.photonsystems.com/pdfs/duv-lasource-rev2.pdf>.
- [Tho10] Thorlabs: *UV Enhanced Aluminum Reflection Data*, 2010. http://www.thorlabs.com/images/TabImages/F01_reflectivitydata.xls.
- [Wan09] Nancy Wandkowsky: *Design and Background Simulations for the KATRIN Main Spectrometer and Air Coil System*. Diplomarbeit, KIT, 2009. <https://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d594423/DTh-Wandkowsky.pdf>.
- [WASZ06] S. Wüstling, T. Armbrust, M. Steidl und S. Zadorozhny: *A large, 64-pixel PIN-diode detector for low-energy beta-electrons*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 568(1):382 – 387, 2006. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4KCPT12-3/2/f22215ef0219466495f30a1e0e59f4b3>.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Ganz besonderer Dank gebührt hierbei folgenden Personen:

- Prof. Dr. Guido Drexlin für die anspruchsvolle Aufgabenstellung und die gute Betreuung während der gesamten Zeit,
- Prof. Dr. Wim de Boer für die Übernahme der Zweitkorrektur,
- Dr. Markus Steidl für die gute Betreuung während der gesamten Zeit und das Korrekturlesen dieser Arbeit,
- Dr. Florian Fränkle, Dr. Lutz Bornschein, Stefan Görhardt, Hans Skacel und Armen Beglarian für ihre Hilfe bei der Integration des Lasers in den Vorspektrometer-Testaufbau und die Unterstützung bei den durchgeführten Messungen,
- Dr. Ferenc Glück, Susanne Mertens, Nancy Wandkowsky, Benjamin Leiber und Daniel Furse für die Einführung in die KASSIOPEIA-Software, die unkomplizierte Hilfe bei C++ Problemen und die vielen interessanten Diskussionen zu den gemessenen und simulierten Ergebnissen,
- Magnus Schlösser für die Beratung und Hilfe bei dem Aufbau des Laser-Systems,
- Dr. Udo Schmitt und Martin Babutzka für die schnelle und unkomplizierte Unterstützung bei allen möglichen Hardwarefragen,
- Jan Reich und Jan Hergenhan für die Hilfe bei den Magnetfeldmessungen,
- Frederik Flöther für die Hilfe bei der Entwicklung des Modells für das magnetische Hintergrundfeld,
- Markus Beiser für die unkomplizierte Bereitstellung des Spektrometers zur Bestimmung des Energiespektrums des Lasers,
- Thomas Csabo für die Bereitstellung der gut funktionierenden PC-Infrastruktur und dem zügigen Bearbeiten von Bestellungen,
- Sämtlichen Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt für die zügige Bearbeitung der angeforderten Bauteile,
- Tim Tugendhat für die vielen physikalischen Diskussionen und das Korrekturlesen dieser Arbeit,
- Dr. Thomas Thümmer, Dr. Joachim Wolf, Dr. Strahinja Lukic, Dr. Klaus Schlösser, Johannes Goullon, Alexander Windberger, Robin Gröble, Sebastian Beskers, Johannes Schwarz, Markus Hötzel, Wolfgang Käfer, Hendrik Schilling sowie allen bereits weiter oben aufgezählten Personen für die gute Arbeitsatmosphäre und das offene Ohr bei kleineren Problemen.

Doch der größte Dank geht an meine gesamte Familie, besonders an meine Ehefrau Ellen und meine Eltern, die mich während meines gesamten Studiums sowohl finanziell als auch moralisch unterstützt haben.