

# Das KATRIN-Luftspulensystem: Messungen des Feldverlaufs und Überwachung mit einem Sensorsystem

Diplomarbeit  
von

Jan Peter Hergenhan

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

Referent: Prof. Dr. G. Drexlin  
Korreferent: Prof. Dr. G. Quast

Bearbeitungszeit: 15. November 2009 – 14. November 2010



# Erklärung

Hiermit versichere ich, diese Arbeit selbstständig angefertigt, alle benutzten Hilfsmittel vollständig angegeben und alles kenntlich gemacht zu haben, was aus Arbeiten anderer unverändert oder mit Abänderung übernommen wurde.

Jan Hergenhan, Karlsruhe, November 2010



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Neutrinos und ihre Eigenschaften</b>	<b>1</b>
1.1. Postulat und Nachweis . . . . .	1
1.2. Neutrinos im Standardmodell . . . . .	2
1.3. Neutrinooszillationen . . . . .	3
1.3.1. Atmosphärische Neutrinos . . . . .	4
1.3.2. Solare Neutrinos . . . . .	4
1.3.3. Reaktorneutrinos . . . . .	5
1.3.4. Beschleunigerneutrinos . . . . .	6
1.3.5. Zusammenfassung . . . . .	6
1.4. Methoden zur Neutrinomassenbestimmung . . . . .	6
1.4.1. Kosmologie . . . . .	6
1.4.2. Neutrinoloser doppelter $\beta$ -Zerfall . . . . .	8
1.4.3. Kinematik des $\beta$ -Zerfalls . . . . .	9
<b>2. Das KATRIN-Experiment</b>	<b>11</b>
2.1. Der $\beta$ -Zerfall von Tritium . . . . .	11
2.2. MAC-E-Filter . . . . .	12
2.3. Aufbau des KATRIN-Experiments . . . . .	14
2.3.1. Fensterlose gasförmige Tritiumquelle . . . . .	15
2.3.2. Transportstrecke . . . . .	15
2.3.3. Die Spektrometer . . . . .	16
2.3.4. Detektor . . . . .	18
<b>3. Das Luftspulensystem am KATRIN-Hauptspektrometer</b>	<b>21</b>
3.1. Aufbau des Luftspulensystems . . . . .	21
3.1.1. LFCS . . . . .	23
3.1.2. EMCS . . . . .	24
3.2. Aufgaben des Luftspulensystems . . . . .	26
3.2.1. Formen des magnetischen Flussschlauchs . . . . .	26
3.2.2. Transmissionsbedingung . . . . .	26
3.3. Inbetriebnahme und Steuerung . . . . .	29
3.4. Messung und Monitoring des Magnetfeldes . . . . .	32
3.4.1. Aufgaben und Zielsetzung . . . . .	32
3.4.2. Anforderungen . . . . .	33
3.5. Magnetfeldberechnungen . . . . .	33
3.6. Strategien zur Magnetfeldbestimmung im Hauptspektrometer durch Monitoring . . . . .	35
3.6.1. Karlsruher Strategie . . . . .	36
3.6.2. Fuldaer Strategie . . . . .	36

<b>4. Magnetfeldmessungen nach Inbetriebnahme des Luftspulensystems</b>	<b>39</b>
4.1. Equipment und Methoden . . . . .	39
4.1.1. Magnetfeldsensor . . . . .	39
4.1.2. Positionierung und Ausrichtung des Sensors . . . . .	41
4.2. Messung des Luftspulenfeldes in der Hauptspektrometerhalle . . . . .	41
4.2.1. Bereich der Vorspektrometer-Plattform . . . . .	41
4.2.2. Parallel zum Luftspulensystem im Untergeschoss . . . . .	44
4.3. Messung des Luftspulenfeldes im Hauptspektrometer . . . . .	46
4.3.1. Sensorpositionierung und -ausrichtung im Hauptspektrometer . . . . .	48
4.3.2. Ablauf der Messung . . . . .	48
4.3.3. Umrechnung der Koordinaten . . . . .	49
4.3.4. Ergebnisse und Vergleich mit Simulationsrechnungen . . . . .	50
4.4. Implikationen für die KATRIN-Messungen . . . . .	51
<b>5. Das Sensorsystem zur Überwachung des Magnetfeldes am Hauptspektrometer</b>	<b>55</b>
5.1. Auswirkungen nicht-axialsymmetrischer Magnetfelder . . . . .	55
5.1.1. Störquellen . . . . .	56
5.2. Motivation des Sensorsystems . . . . .	58
5.3. Aufbau des Sensorsystems . . . . .	59
5.4. Mögliche Positionen für die Fluxgate-Magnetometer . . . . .	60
5.5. Messung der Ausrichtung der Fluxgate-Magnetometer mit Neigungssensoren	62
5.5.1. Kalibration der Neigungssensoren . . . . .	64
5.5.2. Erste Messung mit kombiniertem System . . . . .	67
5.5.3. Konzepte zur Bestimmung der Verdrehung um die y-Achse . . . . .	70
<b>6. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>73</b>
<b>Anhang</b>	<b>75</b>
A. Technische Details der verwendeten Geräte . . . . .	75
A.1. Magnetometer . . . . .	75
A.2. Equipment für die Magnetfeldmessung . . . . .	77
A.3. Neigungssensor . . . . .	77
B. Verkabelung des EMCS . . . . .	79
C. Tabellarische Darstellung der Messwerte . . . . .	82
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>83</b>

# Tabellenverzeichnis

1.1. Werte der Neutrinooszillationsparameter . . . . .	6
3.1. Zuordnung der LFCS-Spulen zu den Ringen der Trägerstruktur und Anzahl der Kabelwindungen . . . . .	23
3.2. Das Erdmagnetfeld am Hauptspektrometer im November 2010 . . . . .	25
3.3. Das Erdmagnetfeld am Hauptspektrometer in KATRIN-Koordinaten . . . . .	25
5.1. Zusammenfassung der Störquellen . . . . .	58
A.1. Technische Daten des Bartington Mag-03MSB . . . . .	76
A.2. Technische Daten des VTI SCA121T-D05 . . . . .	78
C.3. Messwerte der Orthogonalitäts- und Genauigkeitsmessung des Neigungssen- sors . . . . .	82



# Abbildungsverzeichnis

1.1.	Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	2
1.2.	Fluss der solaren Neutrinos nach dem SSM . . . . .	5
1.3.	Abhängigkeit der Masseneigenwerte vom kleinsten Eigenwert . . . . .	7
1.4.	Beitrag der Neutrinos zur Materiedichte im Universum . . . . .	8
1.5.	Energiespektren des Doppelbetazerfalls . . . . .	9
2.1.	Energiespektrum der Elektronen aus dem Tritium- $\beta$ -Zerfall . . . . .	13
2.2.	Funktionsweise des MAC-E-Filters . . . . .	13
2.3.	Überblick des experimentellen Aufbaus . . . . .	15
2.4.	Fensterlose gasförmige Tritiumquelle (WGTS) . . . . .	15
2.5.	Transportstrecke . . . . .	16
2.6.	Testaufbau des Vorspektrometers . . . . .	17
2.7.	Graphische Darstellung des Hauptspektrometers mit Luftspulensystem . . .	18
2.8.	Skizze des Fokalebenenendetektors (FPD) . . . . .	19
3.1.	Foto des Luftspulensystems . . . . .	22
3.2.	Cosinus-Spule . . . . .	24
3.3.	Schema zweier vertikaler Leiterschleifen . . . . .	25
3.4.	Magnetischer Flussschlauch ohne Korrekturen . . . . .	27
3.5.	Magnetischer Flussschlauch mit Korrektur durch EMCS . . . . .	27
3.6.	Magnetischer Flussschlauch mit Korrektur durch EMCS und LFCS . . . . .	28
3.7.	Skizzen zur Konfiguration des elektrischen Potentials und des Magnetfelds im Hauptspektrometer . . . . .	29
3.8.	Homogenität des Magnetfelds des LFCS in der Analysierebene . . . . .	29
3.9.	Beispiel für Verformung der Aluminiumringe (Spule LFCS12) . . . . .	30
3.10.	Foto der LFCS-Kabel mit Abstandshaltern . . . . .	30
3.11.	Foto von Spule LFCS14 im Bereich des Betonsockels . . . . .	31
3.12.	Foto der Umgehung des EMCS-Kabels . . . . .	31
3.13.	Langzeitmessung: Magnetfeldkomponenten . . . . .	34
3.14.	Langzeitmessung: y-Komponente des Magnetfelds und Luftdruck . . . . .	34
3.15.	Skizze zum Gesetz von Biot-Savart . . . . .	35
3.16.	Mobile Sensor Unit (MobSU) . . . . .	38
4.1.	Plan der KATRIN-Hauptspektrometerhalle . . . . .	40
4.2.	Aufbau des Fluxgate-Magnetometers . . . . .	40
4.3.	Foto vom Aufbau einer Magnetfeldmessung . . . . .	42
4.4.	Schema des Positionsgitters . . . . .	42
4.5.	Plot der Messdaten in 3D (VS-Plattform) . . . . .	43
4.6.	Histogramme zur Auswertung der Messung auf der Vorspektrometerplattform	44
4.7.	Plot der Messdaten in 3D (Untergeschoss) . . . . .	45
4.8.	Histogramme zur Auswertung der Messung im Untergeschoss (a) . . . . .	45
4.9.	Histogramme zur Auswertung der Messung im Untergeschoss (b) . . . . .	46

4.10. Gegenüberstellung von gemessenen und berechneten Magnetfeldwerten . . .	47
4.11. Trägerkonstruktion . . . . .	49
4.12. Homogenität der Erdmagnetfeldkompensation . . . . .	50
4.13. Histogramme zur Auswertung der Messung im Hauptspektrometer . . . . .	51
4.14. Plot des Magnetfelds der Luftspulenkomponenten . . . . .	52
5.1. Driftbewegungen geladener Teilchen . . . . .	56
5.2. Auswirkung der Umfahrung des Betonsockels von Spule LFCS14 . . . . .	57
5.3. Inhomogenität des EMCS-X-Systems . . . . .	57
5.4. Inhomogenität des EMCS-Y-Systems . . . . .	58
5.5. Das Untergrundfeld im Bereich unterhalb der Vorspektrometerplattform . .	59
5.6. Einfluss von Positionierungs- und Ausrichtungsfehler der Magnetfeldsensoren	61
5.7. Magnetfeldkarte der Hauptspektrometerhalle . . . . .	61
5.8. Foto des Auflagepunktes . . . . .	63
5.9. Prinzipskizze des Neigungssensors . . . . .	64
5.10. Kalibration des Neigungssensors - Equipment . . . . .	65
5.11. Ausgangsspannung über Winkel . . . . .	66
5.12. Fit des ratiometrischen Verhaltens des Neigungssensors . . . . .	67
5.13. Aufbau der Messung mit Magnetometer und Neigungssensor . . . . .	68
5.14. Winkelabweichung zwischen $\vec{B}_n$ und $\vec{B}_{avg}$ . . . . .	69
5.15. Histogramme zur Auswertung der Messung mit der Helmholtzspule . . . . .	70
5.16. Prinzipskizze der Ausrichtungsmessung mit Laser und Spiegel . . . . .	71
A.1. Bartington Mag-03MS Sensor . . . . .	75
A.2. Foto des Equipments zur Magnetfeldmessung . . . . .	76
A.3. VTI SCA121T . . . . .	77
A.4. Definition der Messachsen des Neigungssensors . . . . .	78
B.5. Verbindung der EMCS-Kabel am nördlichen Endring . . . . .	79
B.6. Verbindung der EMCS-X-Kabel am südlichen Endring . . . . .	80
B.7. Verbindung der EMCS-Y-Kabel am südlichen Endring . . . . .	81

# 1. Neutrinos und ihre Eigenschaften

## 1.1. Postulat und Nachweis

Das Neutrino wurde 1930 von W. Pauli [Pau30] postuliert, um die Erhaltung von Energie und Drehimpuls im radioaktiven  $\beta$ -Zerfall zu retten. Vor Paulis Postulat wurde davon ausgegangen, dass es sich beim  $\beta$ -Zerfall

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.1)$$

um einen Zwei-Körper-Prozess handelt. Da die beim Zerfall freiwerdende Energie nur auf das Elektron übertragen werden konnte, wurde ein diskretes Energiespektrum erwartet. Erste Untersuchungen durch J. Chadwick [Cha14] zeigten jedoch ein kontinuierliches Spektrum. Dies stand im Widerspruch mit den Erhaltungssätzen der Energie, des Drehimpulses und der quantenmechanischen Spinstatistik. Paulis Idee sollte diesen Widerspruch lösen. Das von ihm *Neutron* genannte elektrisch neutrale Teilchen mit Spin  $\frac{\hbar}{2}$  würde beim  $\beta$ -Zerfall erzeugt und sollte eine mit dem Elektron vergleichbaren Masse haben. Dabei trägt es die Energie weg, die dem Elektron zur Endpunktsenergie  $E_0$  fehlt, ebenso wie den Drehimpuls. Ein experimenteller Nachweis gelang jedoch auf Grund des extrem niedrigen Wirkungsquerschnitt der Neutrinos mit Materie zunächst nicht.

Im Jahre 1934 stellte E. Fermi seine Theorie zum  $\beta$ -Zerfall auf [Fer34]. Das von Pauli postulierte Teilchen spielte dabei eine entscheidende Rolle. Fermi benannte es *Neutrino*, da das Neutron, wie es heute bekannt ist, bereits zwei Jahre zuvor von Chadwick [Cha32] gefunden wurde. Weitere Details zu Fermis Theorie finden sich in Abschnitt 2.1.

Der Nachweis des Neutrinos gelang erst 26 Jahre nach Paulis Postulat. Im Jahre 1956 wiesen C. Cowan und F. Reines [RC53] mit ihrem "Poltergeist"-Experiment über den inversen  $\beta$ -Zerfall

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (1.2)$$

das Neutrino erstmals direkt nach. Als Neutrinoquelle diente der Reaktor des benachbarten Savannah-River-Kernkraftwerks. Die Spaltprodukte im Reaktorkern sind durch den hohen Neutronenüberschuss starke  $\beta^-$ -Strahler. Der Detektor bestand aus einer wässrigen Cadmium-Chlorid-Lösung zwischen zwei Szintillationszählern. Die Reaktion findet an einem Proton der wässrigen Lösung statt. Das entstehende Positron annihiliert direkt mit einem Elektron zu zwei monochromatischen Photonen mit  $E = 0,511$  MeV. Das Neutron dagegen wird erst durch das Wasser moderiert, ehe es von einem Cadmiumatom

Familie	1	2	3
Quarks	u	c	t
	d	s	b
Leptonen	$e^-$	$\mu^-$	$\tau^-$
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$

Abbildung 1.1.: Standardmodell der Teilchenphysik.

eingefangen werden kann. Der angeregte Kern geht unter Photonemission in den Grundzustand über. Die Signatur für die Reaktion 1.2 sind daher zwei um wenige Mikrosekunden getrennte Gammasignale. Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion 1.2 wurde mit  $\sigma = (1,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-43} \text{ cm}^2$  angegeben [Sch97], welcher mit Fermis Theorie im Einklang steht.

Nur wenige Jahre nach dieser Entdeckung wurde durch Lederman, Schwartz und Steinberger das Myonenneutrino  $\nu_\mu$  nachgewiesen [D+62]. Das Bild wird vervollständigt durch den direkten Nachweis des Taunenneutrinos  $\nu_\tau$  durch das DONUT-Experiment am Fermilab [K+01].

Die Anzahl der Neutrino-Generationen kann experimentell aus der Zerfallsbreite  $\Gamma_Z$  des  $Z^0$ -Bosons bestimmt werden. Diese setzt sich zusammen aus den partiellen Zerfallsbreiten  $\Gamma_q$ ,  $\Gamma_l$  und  $\Gamma_\nu$  für Zerfälle in die unterschiedlichen fermionischen Teilchen (Quarks, geladene Leptonen, Neutrinos).  $\Gamma_Z$ ,  $\Gamma_q$  und  $\Gamma_l$  können gemessen werden. Aus dem Vergleich des fehlenden Beitrags  $\Gamma_\nu$  mit dem theoretisch berechneten Wert lässt sich die Anzahl der Neutrino-Generationen berechnen. Da die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  gleich der Masse des  $Z_0$ -Bosons  $m_{Z_0} = 91,2 \text{ GeV}$  ist, können auf diese Weise nur Neutrinos mit  $m_\nu < \frac{1}{2}m_{Z_0}$  gezählt werden. Experimente am LEP ergaben eine Anzahl der Teilchengenerationen von  $N = 2,92 \pm 0,05$  [Par10]. Das Standardmodell der Teilchenphysik war somit vollständig <sup>1</sup>.

## 1.2. Neutrinos im Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die fermionischen Elementarteilchen und die bosonischen Austauscheteilchen der fundamentalen Wechselwirkungen. Fermionen des Standardmodells sind Spin  $\frac{1}{2}$ -Teilchen und können in drei Familien angeordnet werden (siehe Abbildung 1.1). Jede dieser Familien enthält acht Teilchen: zwei Quarks, zwei Leptonen und deren entsprechende Antiteilchen.

Die Quarks haben eine Ladung von  $Q = +\frac{2}{3}e$  ( $u, c, t$ ) bzw.  $Q = -\frac{1}{3}e$  ( $d, s, b$ ) und kommen in drei Farbzuständen vor. Sie unterliegen allen im Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen: der elektromagnetischen, der schwachen und der starken Wechselwirkung<sup>2</sup>. Sie sind jedoch die einzigen Teilchen des Standardmodells, die der starken Wechselwirkung unterliegen, deren Austauscheteilchen die Gluonen  $g_1 \dots g_8$  sind. Das so genannte *Confinement* verbietet, dass die Quarks in ungebundenen Zuständen vorkommen.

Jede Leptonfamilie besteht aus einem geladenen Teilchen mit  $Q = -e$  und dem dazugehörigen ungeladenen Neutrino. Die geladenen Teilchen unterliegen sowohl der elektromagnetischen als auch der schwachen Wechselwirkung mit den Photonen  $\gamma$  bzw. den  $W^\pm$ - und

<sup>1</sup>abgesehen vom Higgs-Boson, das Gegenstand aktueller Forschung am Large Hadron Collider (LHC) und am Tevatron ist

<sup>2</sup>Die Gravitation wird nicht vom Standardmodell beschrieben.

$Z^0$ -Bosonen als Austauscheteilchen. Die Neutrinos dagegen unterliegen nur der schwachen Wechselwirkung. Dies ist auch der Grund, weshalb ihr Nachweis sich so schwierig gestaltet.

Neutrinos sind im Standardmodell rein linkshändig und masselos. Dies geht aus dem Experiment von M. Goldhaber [GG58] hervor, bei dem die Helizität  $h$  des Neutrinos untersucht wurde. Die Helizität ist die Projektion des Spins eines Teilchens auf die Impulsrichtung. Im Rahmen der experimentellen Genauigkeit wurde festgestellt, dass Neutrinos eine Helizität von  $h = -1$  aufweisen und somit rein linkshändig sind. Dies impliziert, dass die Neutrinos mit Lichtgeschwindigkeit propagieren und somit keine Ruhemasse besitzen.

### 1.3. Neutrinooszillationen

Mit der Entdeckung der Neutrinooszillationen konnte widerlegt werden, dass Neutrinos masselos sind. Die Neutrinooszillation ist ein quantenmechanischer Propagationseffekt. Er setzt voraus, dass die Flavour-Eigenzustände  $|\nu_\alpha\rangle$  ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ) der Neutrinos eine Superposition der Masseneigenzustände  $|\nu_i\rangle$  ( $i = 1, 2, 3$ ) sind. Wird ein Neutrino in einem Prozess der schwachen Wechselwirkung erzeugt, so propagieren seine Masseneigenzustände  $|\nu_i\rangle$  mit unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten. Dies führt zu einer periodischen Flavour-Oszillation. Am einfachsten ist dieses Verhalten an einer Zwei-Neutrino-Mischung zu verdeutlichen. Dabei ergibt sich die Oszillationswahrscheinlichkeit  $P$ , dass das Neutrino mit der Energie  $E_\nu$  über eine Wegstrecke  $L$  den Flavour wechselt, zu

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta_{ij}) \cdot \sin^2\left(\frac{1}{4} \cdot \Delta m_{ij}^2 \cdot \frac{L}{E_\nu}\right). \quad (1.3)$$

Der Parameter  $\Delta m_{ij}^2 = |m_i^2 - m_j^2|$  bezeichnet dabei die Differenz der Massenquadrate und  $\theta_{ij}$  beschreibt den Mischungswinkel zwischen  $|\nu_\alpha\rangle$  und  $|\nu_\beta\rangle$ . Somit ergeben sich zwei weitere Voraussetzungen für die Neutrinooszillation: a) Neutrinos müssen eine unterschiedliche Masse aufweisen und b) der Mischungswinkel muss ungleich Null sein, da sonst die Oszillationswahrscheinlichkeit gleich Null ist.

Die Massen- und die Flavourzustände sind über die PMNS<sup>3</sup>-Matrix miteinander verknüpft:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.4)$$

Diese kann durch drei Mischungswinkel ( $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ ) und eine Phase  $\varphi$  parametrisiert werden. Letztere ist nur dann von Null verschieden, wenn die Neutrinooszillation die CP-Symmetrie verletzt, was bisher nicht beobachtet wurde. Sollten Neutrinos Majoranateilchen<sup>4</sup> sein, kommen zur Parametrisierung noch die beiden Majoranaphasen  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  hinzu.

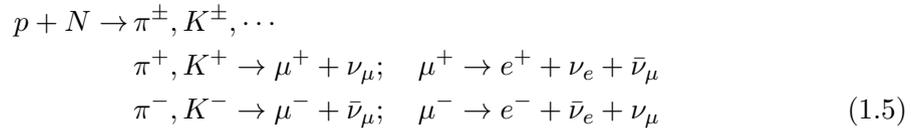
Neutrinooszillationsexperimente sind damit sensitiv auf die Parameter  $\Delta m_{ij}^2$  und  $\theta_{ij}$ . Es werden Neutrinos aus verschiedenen Quellen und mit unterschiedlichen Flavours untersucht um die Parameter  $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}, \Delta m_{12}^2$  und  $\Delta m_{23}^2$  zu bestimmen. Die Neutrinoquellen und die Experimente werden im Folgenden vorgestellt.

<sup>3</sup>Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata

<sup>4</sup>Das Neutrino wäre dann sein eigenes Antiteilchen.

### 1.3.1. Atmosphärische Neutrinos

Die erste Evidenz für Neutrinooszillationen wurde 1998 bei der Untersuchung von atmosphärischen Neutrinos durch das Super-Kamiokande-Experiment [F<sup>+</sup>98] entdeckt. Atmosphärische Neutrinos entstehen in Luftschauern, die durch kosmische Strahlung verursacht werden. Die hochenergetischen Teilchen aus dem Weltall (vorwiegend Protonen) treffen in der Erdatmosphäre auf Gasmoleküle. Die dabei entstehenden Teilchenkaskaden enthalten unter anderem Kaonen ( $K^\pm$ ) und Pionen ( $\pi^\pm$ ). Bei deren Zerfall in leichtere Teilchen entstehen neben Elektronen und Myonen auch Neutrinos mit einer Energie in der Größenordnung von GeV [Sch97].



Die Neutrinos werden beim Super-Kamiokande-Experiment mit einem 50 kt-Wasser-Cherenkov-Detektor detektiert. Dieser kann sowohl  $\nu_e$  von  $\nu_\mu$  unterscheiden als auch die Flugrichtung der Neutrinos auflösen. Diese hängt direkt mit der Flugstrecke der Neutrinos zusammen. Sie ist maximal ( $L_{\max} = 12000$  km) für Neutrinos, die die Erde durchqueren (*up-going*) und minimal ( $L_{\min} = 20$  km) für Neutrinos, die den Detektor auf direktem Weg erreichen (*down-going*). Ab einer bestimmten Flugstrecke weicht die Rate der  $\nu_\mu$  signifikant von Simulationsrechnungen ab. Der Grund dafür ist, dass bei dieser Flugstrecke das erste Oszillationsmaximum ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ) liegt. Wird die Oszillation in die Simulationen miteinbezogen, so ergibt sich über den kompletten Bereich eine gute Übereinstimmung.

### 1.3.2. Solare Neutrinos

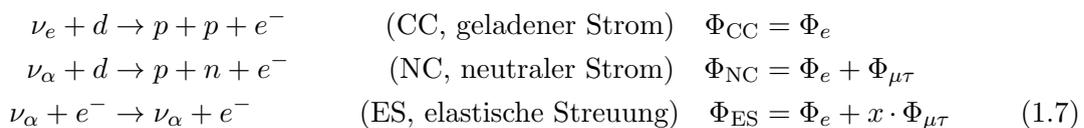
Eine weitere wichtige Neutrinoquelle zum Studium der Oszillationseffekte stellt die Sonne dar. Durch Kernfusionsprozesse im Inneren wird eine Vielzahl von Neutrinos mit unterschiedlichen Energien produziert. Der dominierende Prozess ist dabei die *pp*-Kette:

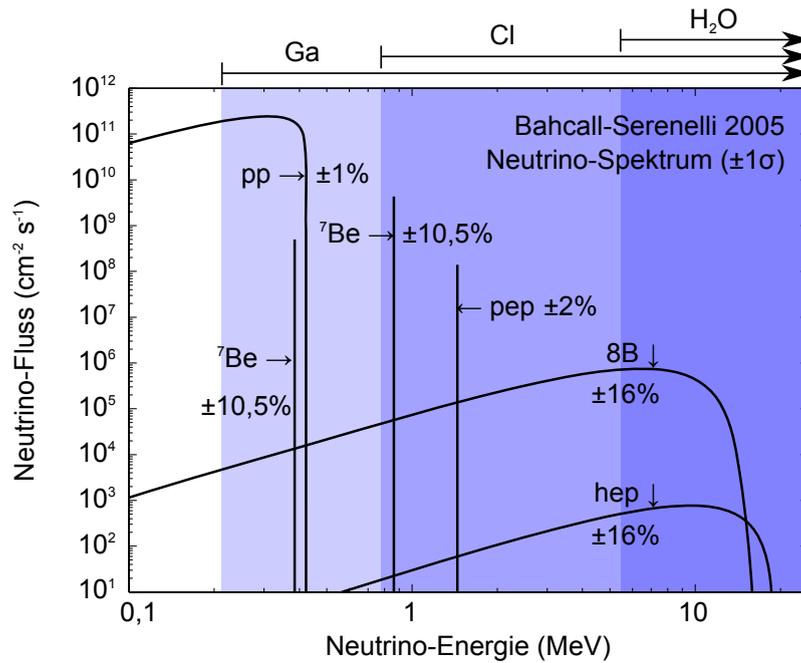


Die dabei entstehenden Neutrinos tragen im Mittel eine Energie von  $2 \cdot \langle E_\nu \rangle = 0,59$  MeV. In Abbildung 1.2 ist der solare Neutrinofluss der verschiedenen Prozesse nach dem Standardsonnenmodell (engl. *Standard Solar Model*, SSM) gezeigt. Die Neutrinos aus der *pp*-Kette stellen dabei den größten Anteil dar.

Die ersten Experimente zur Untersuchung des solaren Neutrinoflusses (Cl-37 (Homestake) [DMW89], GALLEX/GNO [H<sup>+</sup>99], SAGE [A<sup>+</sup>02] und Kamiokande [H<sup>+</sup>91]) fanden Werte, die um den Faktor zwei bis drei zu klein waren. Dieser zu kleine solare Neutrinofluss wurde lange Zeit als *solares Neutrino* bezeichnet.

Das SNO-Experiment [A<sup>+</sup>08] konnte erstmals dieses Problem lösen. Zur Untersuchung der Neutrinos wurde ein 1 kt-D<sub>2</sub>O-Cherenkov-Detektor eingesetzt. Der Vorteil des Deuterons  $d$  liegt in der Möglichkeit, auch die Flüsse von  $\nu_\mu$  und  $\nu_\tau$  über sogenannte neutrale Ströme messen zu können. Insgesamt werden drei Reaktionen untersucht, die unterschiedliche Sensitivitäten auf die drei Neutrino flavours haben:





**Abbildung 1.2.: Fluss der solaren Neutrinos nach dem SSM** auf der Erde über der Energie. Die eingefärbten Bereiche stellen den Energiebereich der unterschiedlichen Detektortechniken dar (nach [BSB05]).

So konnte gezeigt werden, dass nur ein Anteil von

$$\frac{\Phi_{CC}}{\Phi_{NC}} = 0,301 \pm 0,033 \quad (1.8)$$

der detektierten Neutrinos ihrem ursprünglichen Flavourzustand entsprachen. Etwa zwei Drittel der  $\nu_e$  wurden auf dem Weg durch die Sonnenmaterie zur Erde in  $\nu_\mu$  oder  $\nu_\tau$  umgewandelt. Der Gesamtfluss  $\Phi_{NC}$  aller Neutrino Flavours stimmt sehr gut mit dem SSM überein.

### 1.3.3. Reaktor-neutrinos

Neutrinos, die in Kernreaktoren erzeugt werden, spielten nicht nur bei der Entdeckung der Neutrinos eine grundlegende Rolle, sondern wurden seitdem auch in zahlreichen weiteren Experimenten genutzt. Bei der Untersuchung dieser Neutrinos ist vorteilhaft, dass die Parameter  $L$  und  $E_\nu$  für einen Reaktorkern genau bekannt sind, ebenso wie die Rate. Die Erzeugung erfolgt über den  $\beta$ -Zerfall von Neutronen, die in den Spaltprodukten im Überschuss vorliegen. Pro Spaltreaktion werden im Mittel sechs  $\bar{\nu}_e$  erzeugt. Sie haben eine Energie zwischen 1 MeV und 10 MeV.

Das KamLAND-Experiment [A<sup>+</sup>05b] nutzt für Oszillationsstudien den Neutrinofluss aller Kernkraftwerke in Japan und Korea. Diese befinden sich in einem durchschnittlichen Abstand von  $L = 180$  km. Die Rate der Neutrinos ist somit bekannt. Untersucht wird, wie viele  $\bar{\nu}_e$  auf der Strecke  $L$  in einen anderen Flavour-Zustand (vorzugsweise  $\bar{\nu}_\mu$ ) umgewandelt wurden (*disappearance*-Kanal). Das Experiment ist somit sensitiv auf den Mischungswinkel  $\theta_{12}$  und die quadratische Massendifferenz  $\Delta m_{12}^2$  und konnte mit bisher unerreichter Präzision den oszillatorischen Charakter von  $P$  in  $L/E$  nachweisen.

Das Double-CHOOZ-Experiment [A<sup>+</sup>06] untersucht ebenfalls den disappearance-Kanal  $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ . Durch einen Abstand  $d = 1$  km zwischen dem Kernreaktor Chooz und dem Detektor ist das Experiment sensitiv auf den bisher unbestimmten Mischungswinkel  $\theta_{13}$ .

**Tabelle 1.1.: Werte der Neutrinooszillationsparameter** (nach [Par10]).

Parameter	Wert
$\Delta m_{12}^2$	$(7,59 \pm 0,20) \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$
$\Delta m_{23}^2$	$(2,43 \pm 0,13) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$
$\sin^2(2\theta_{12})$	$0,87 \pm 0,03$
$\sin^2(2\theta_{23})$	$> 0,92$
$\sin^2(2\theta_{13})$	$< 0,15$

Zur Minimierung der systematischen Fehler wird ein zweiter Detektor in einer Entfernung von nur 0,3 km zum Reaktor aufgebaut. Dieser untersucht den Fluss und das Spektrum der  $\bar{\nu}_e$ .

### 1.3.4. Beschleunigeneutrinos

Das Zwei-Detektor-Prinzip wird auch bei Long-Baseline-Experimenten mit Beschleunigeneutrinos eingesetzt. Die Myonneutrinos werden dabei aus einem Pionstrahl erzeugt, der über ein magnetisches Horn auf die Detektoren gerichtet werden kann. Beim Zerfall der Pionen

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.9)$$

erhalten die Neutrinos ( $E_\nu \approx 30 \text{ GeV}$ ) die Flugrichtung bei. Die Aufgabe des nahen Detektors ist es, den Fluss und die Energie der  $\nu_\mu$  zu bestimmen, der ferne Detektor untersucht die Oszillationsrate. Er hat einen Abstand in der Größenordnung von 700 km.

Je nach Experiment werden unterschiedliche Kanäle untersucht: Das MINOS-Experiment [M<sup>+</sup>06a] bestimmt über den  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ -disappearance-Kanal den Mischungswinkel  $\theta_{23}$ , das CNGS/OPERA-Experiment [A<sup>+</sup>10] sucht nach Tauneutrinos im  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -appearance-Kanal zur Bestätigung dieser Flavour-Oszillation.

### 1.3.5. Zusammenfassung

Die oben gezeigten Neutrinoquellen und -experimente stellen nur einen Überblick dar. Zur Bestimmung sämtlicher Oszillationsparameter ist eine Vielzahl unterschiedlicher Experimente notwendig. Die aktuellen Werte der Parameter sind in Tabelle 1.1 zusammengestellt.

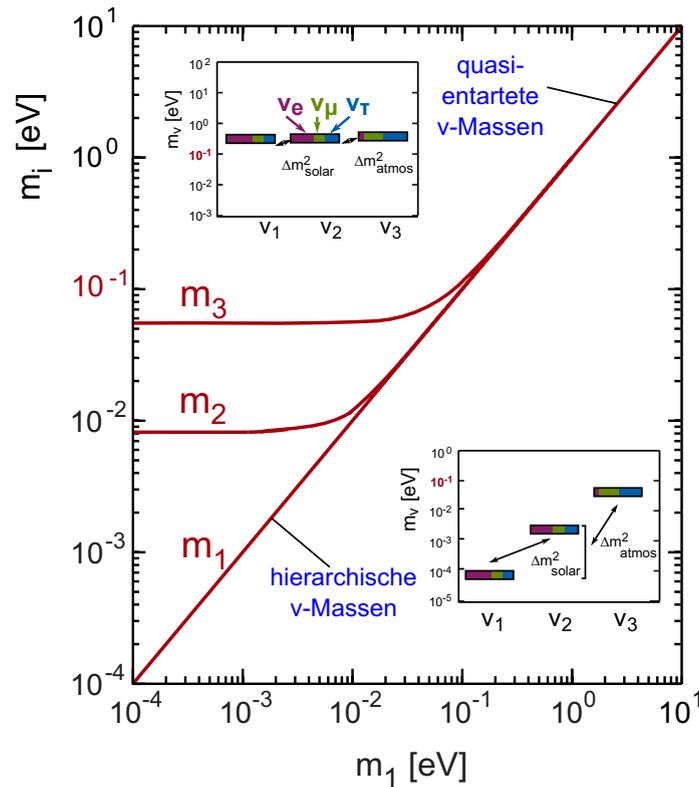
Das Phänomen der Neutrinooszillation hat gezeigt, dass die Neutrinos nicht masselos sind. Allerdings bleiben einige unbeantwortete Fragen. So gibt die Neutrinooszillation nur Aufschluss auf die quadratischen Massendifferenzen  $\Delta m_{ij}^2$ , nicht aber auf die absolute Skala. Es kann lediglich eine Untergrenze von  $m_\nu > \sqrt{\Delta m_{23}^2} = 0,05 \text{ eV}$  angegeben werden. Zudem bleibt die Frage der Hierarchie. So sind sowohl eine normale Hierarchie ( $m_1 < m_2 < m_3$ ) eine invertierte Hierarchie ( $m_1 > m_2 > m_3$ ) als auch der Grenzfall von quasientarteten Neutrinomassen ( $m_1 \approx m_2 \approx m_3$ ) denkbar (siehe auch Abbildung 1.3).

Diese Fragen können nur durch die Messung der Neutrinomasse selbst beantwortet werden. Der folgende Abschnitt zeigt die derzeit verfolgten experimentellen Ansätze und deren Ergebnisse.

## 1.4. Methoden zur Neutrinomassenbestimmung

### 1.4.1. Kosmologie

Die Neutrinos sind die häufigsten Fermionen im Universum. Sie entstanden etwa 0,1 s nach dem Urknall aus dem primordialen Plasma, bestehend aus  $\gamma$ ,  $e^\pm$ ,  $\nu_\alpha$ ,  $\bar{\nu}_\alpha$ ,  $p$ ,  $n$  [Sch97]. Die

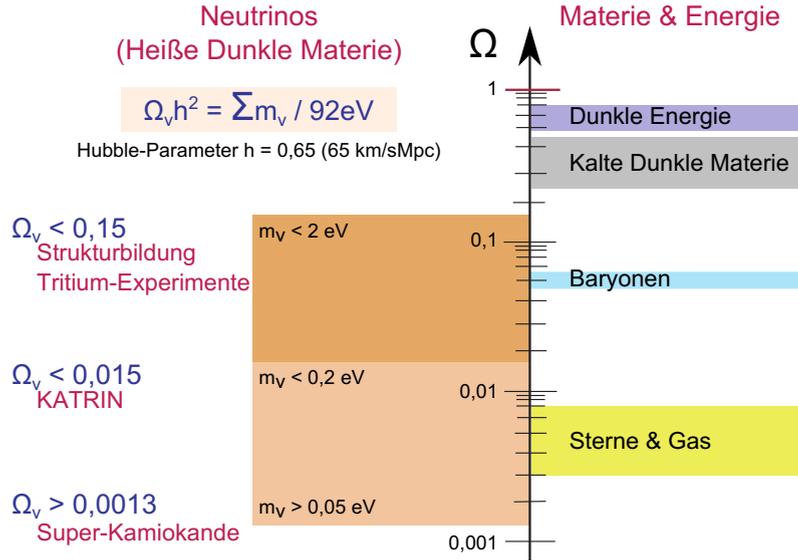


**Abbildung 1.3.: Abhängigkeit der Masseneigenwerte vom kleinsten Eigenwert.** Die Eigenwerte  $m_i$  sind über dem Eigenwert von  $m_1$  aufgetragen. Je nach Größe von  $m_1$  sind die Neutrinomassen hierarchisch oder quasientartet (nach [KAT04]).

Neutrinos befanden sich über die schwache Wechselwirkung in einem thermodynamischen Gleichgewicht mit den anderen Teilchen bis zum Zeitpunkt der Entkopplung  $t_{\text{Entk}}$ . Dies bezeichnet den Zeitpunkt, bei dem die Wechselwirkungsrate  $\Gamma_\nu$  kleiner wurde als die Expansionsrate  $H(t)$  des Universums. Auf Grund der hohen Temperaturen von  $k_B T_{\text{Entk}} \approx 2 \text{ MeV}$  waren die Neutrinos zu diesem Zeitpunkt noch relativistisch. Durch die weitere Expansion des Universums und die damit verbundene Rotverschiebung haben sie heute eine Dichte von  $N_\nu = 112 \text{ cm}^{-3}$  pro  $\nu$ -Flavour und eine Temperatur von  $T = 1,95 \text{ K}$ . Diese entspricht einer mittleren Energie von  $\langle E_\nu \rangle = 5 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$ . Die kosmologischen Neutrinos haben daher einen extrem niedrigen Wirkungsquerschnitt mit Materie von  $\sigma \approx 10^{-54} \text{ cm}^2$ . Aus diesem Grund wird es in absehbarer Zeit keine Experimente der erforderlichen Sensitivität zur Untersuchung des kosmologischen Neutrinohintergrunds geben, obwohl  $\beta$ -instabile Targets wie  ${}^3\text{H}$  eine sehr interessante Perspektive für einen zukünftigen Nachweis bieten.

Die relativistischen Neutrinos spielen als Heiße Dunkle Materie in der Frühphase des Universums eine spezifische Rolle bei der Strukturbildung. Durch ihren niedrigen Wirkungsquerschnitt strömen sie ungehindert aus Bereichen erhöhter Dichte aus, die durch Kalte Dunkle Materie und baryonische Materie gebildet wurden. Durch diesen Dichtenausgleich wirken die Neutrinos der Verklumpung der Materie durch die Gravitation und somit der Strukturbildung entgegen.

Die Daten zur Untersuchung der Strukturbildung können demzufolge zusammen mit weiteren Daten aus der Untersuchung des Kosmischen Mikrowellenhintergrunds (CMB) und des Lyman- $\alpha$ -Walds genutzt werden, um eine Obergrenze für die Neutrinomasse festzulegen. Dabei muss hervorgehoben werden, dass die einzelnen Werte stark modellabhängig sind und sich teilweise gegenseitig ausschließen. Zudem kann so nur die Summe der Neu-



**Abbildung 1.4.: Beitrag der Neutrinos zur Materiedichte im Universum.** Durch Untersuchung der Strukturbildung und durch vorangegangene Tritiumexperimente kann eine Obergrenze auf die Neutrinomasse angegeben werden, die Untergrenze ergibt sich aus den Parametern der Neutrinooszillation. Der kosmologisch relevante Bereich liegt oberhalb von etwa 0,1 eV (nach [Thü07]).

trinomassen bestimmt werden. In [Han05] ergaben die Berechnungen folgenden Wert:

$$\sum_{\alpha} m_{\nu_{\alpha}} = 1,01 \text{ eV} \quad (1.10)$$

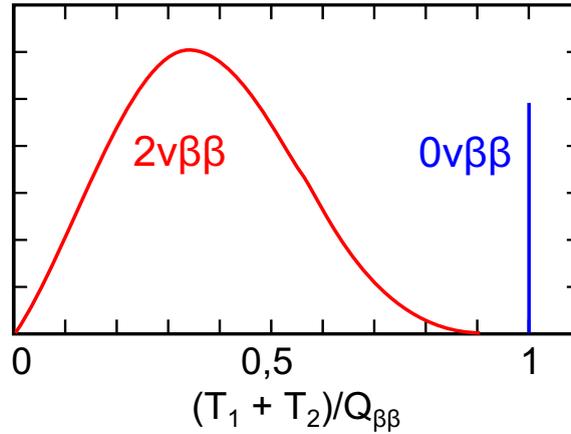
Der entsprechende Beitrag der Neutrinos zur Materiedichte im Universum ist in Abbildung 1.4 gezeigt. Dieser ist auf die kritische Energiedichte eines flachen Universums ( $\Omega = 1$ ) normiert. Dominiert wird die Energiedichte durch die Dunkle Energie und die Kalte Dunkle Materie. Die bekannte baryonische Materie spielt nur eine untergeordnete Rolle. Der Beitrag der Neutrinos ist auf der linken Seite abgebildet und kann derzeit nur eingegrenzt werden. Kosmologisch relevant sind die Neutrinos erst bei einer Masse  $> 0,1 \text{ eV}$ . Das KATRIN-Experiment kann also mit seiner Sensitivität von  $0,2 \text{ eV}$  die Relevanz der Neutrinos auf die Strukturbildung überprüfen.

#### 1.4.2. Neutrinoloser doppelter $\beta$ -Zerfall

Der doppelte  $\beta$ -Zerfall ( $2\nu\beta\beta$ ) ist ein Prozess der schwachen Wechselwirkung in zweiter Ordnung. Er ist nur bei Kernen mit gerader Protonen- und Neutronenzahl beobachtbar, wenn der einfache  $\beta$ -Zerfall energetisch verboten ist. Beim  $\beta^{-}\beta^{-}$  ( $\beta^{+}\beta^{+}$ )-Zerfall entstehen zwei  $e^{-}$  ( $e^{+}$ ) und zwei  $\bar{\nu}_e$  ( $\nu_e$ ).

Sollten Neutrinos Majoranateilchen sein, so besteht die Möglichkeit, dass ein am ersten  $\beta$ -Zerfallsvertex emittiertes linkshändiges Neutrino am zweiten Vertex als rechtshändiges Neutrino wieder absorbiert wird und somit in der Summe nur die beiden Elektronen entstehen (neutrinoloser doppelter  $\beta$ -Zerfall,  $0\nu\beta\beta$ ). Damit es zur Absorption am zweiten Vertex kommt, muss das Neutrino zuvor seine Helizität wechseln. Dies ist nur möglich, falls dieses eine Masse hat und sich somit nicht mit Lichtgeschwindigkeit bewegt. Eine Beobachtung des  $0\nu\beta\beta$  impliziert also, dass Neutrinos eine Masse haben, Majoranateilchen sind und beim Zerfallsprozess die Leptonenzahlerhaltung verletzen.

Da sich beim  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall die freiwerdende Energie nur auf die beiden Elektronen verteilen kann, ergibt sich im Summenenergiespektrum eine monoenergetische Linie (siehe Abbildung 1.5). Beim  $2\nu\beta\beta$ -Zerfall ist das Spektrum dagegen kontinuierlich.



**Abbildung 1.5.: Energiespektren des Doppelbetazerfalls.** In rot ist das Energiespektrum der beiden Elektronen beim neutrinobehafteten Doppelbetazerfall gezeigt (nach [A<sup>+</sup>09]). Die freiwerdende Energie  $Q_{\beta\beta}$  verteilt sich auf insgesamt vier Teilchen (zwei Elektronen, zwei Neutrinos). Das Spektrum ist daher kontinuierlich. Das Energiespektrum der beiden Elektronen beim neutrinolosen Doppelbetazerfall (blau) ist dagegen diskret, da  $Q_{\beta\beta}$  nur auf die beiden Elektronen übergehen kann.

$0\nu\beta\beta$ -Zerfallsexperimente sind sensitiv auf die Majoranamasse  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ , die eine kohärente Summe der Masseneigenzustände darstellt [Par10].

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle^2 = \left| \sum_i U_{ei}^2 m_{\nu_i} \right|^2 \quad (1.11)$$

Da die Matrixelemente  $U_{ei}$  in der Regel komplex sind, kann es zur teilweisen gegenseitigen Auslöschung der einzelnen Terme in der Summe kommen. Dies hat zur Folge, dass die gemessene Majoranamasse möglicherweise kleiner ist als die Masseneigenwerte selbst.

Die Observable der  $0\nu\beta\beta$ -Zerfallsexperimente ist die gemessene Halbwertszeit. Diese ist neben dem Phasenraum und der Majoranamasse auch abhängig vom Kernmatrixelement. Dessen theoretischen Berechnungen weichen je nach Quelle um einen Faktor drei voneinander ab. Daher sind diese Messwerte ebenfalls stark modellabhängig.

Das Experiment mit der bisher besten Sensitivität stellt das Heidelberg-Moskau-Experiment dar. Dort wurde eine Obergrenze für die Majoranamasse von  $\langle m_{\beta\beta} \rangle < 0,35$  eV gefunden [KK<sup>+</sup>01]. Eine Untergruppe dieses Experiments behauptete später, eine Evidenz des  $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls mit  $\langle m_{\beta\beta} \rangle = 0,32 \pm 0,03$  eV gefunden zu haben [KKK06]. Diese wird jedoch kontrovers diskutiert und kann nur durch weitere Experimente mit besserer Sensitivität (GERDA [S<sup>+</sup>05], Majorana [E<sup>+</sup>09], CUORE [A<sup>+</sup>04], NEMO [A<sup>+</sup>05c], EXO [A<sup>+</sup>05a]) bestätigt oder widerlegt werden.

### 1.4.3. Kinematik des $\beta$ -Zerfalls

Der  $\beta$ -Zerfall ist ein Drei-Körper-Prozess, bei dem die freiwerdende Energie statistisch auf die emittierten Teilchen ( $e^-$  und  $\bar{\nu}_e$  bzw.  $e^+$  und  $\nu_e$ ) verteilt wird. Das Energiespektrum des Elektrons kann durch Fermis Theorie des  $\beta$ -Zerfalls vorhergesagt werden (siehe Abschnitt 2.1). Zur Bestimmung der Neutrinomasse wird die Form des Energiespektrums analysiert. Im Bereich des Endpunkts ergeben sich vom Quadrat der Neutrinomasse  $m_{\nu_e}^2$  abhängige Unterschiede. Bei der Analyse der Energie der Elektronen werden verschiedene Ansätze verfolgt:

- **Mikrokalorimeter:** Bei diesem Ansatz wird z.B. der  $\beta$ -Zerfall von  $^{187}\text{Re}$  untersucht. Dieser zeichnet sich durch seinen niedrigen Endpunkt von  $E_0 = 2,47$  keV aus. Dem

gegenüber steht allerdings eine extrem lange Halbwertszeit von  $t_{1/2} = 4,32 \cdot 10^{10}$  a. Die Rhenium-Kristalle dienen gleichzeitig als Quelle und als Detektor. Beim  $\beta$ -Zerfall eines  $^{187}\text{Re}$ -Kerns wird die Energie des emittierten Elektrons im Kristall gespeichert und führt zu einer Temperaturerhöhung im mK-Bereich. Mit dieser Methode kann das vollständige Energiespektrum differenziell aufgenommen werden. Das auf diesem Prinzip basierende MARE-Experiment [M<sup>+</sup>06b] ist derzeit im Aufbau. In der zweiten Phase soll dieses Experiment eine Sensitivität von 0,2 eV erreichen.

- **Elektromagnetische Filter:** Die Elektronen aus dem Tritium- $\beta$ -Zerfall werden durch Magnetfelder in ein Spektrometer mit elektrostatischem Gegenpotential  $U_0$  geführt. Dort werden alle Elektronen mit einer Energie  $E_e < e \cdot U_0$  gefiltert und alle Elektronen mit  $E_e > e \cdot U_0$  werden gezählt. So kann ein integrales Spektrum aufgenommen werden. Auf Basis dieser Methode erzielten die beiden Experimente in Mainz [K<sup>+</sup>05] und Troitsk [Lob02] die derzeitige Obergrenze der Neutrinomasse  $m_{\nu_e} < 2$  eV [Par10]. Das KATRIN-Experiment stellt ein Experiment der nächsten Generation dar. Es hat gegenüber den Vorgängerexperimenten eine um den Faktor 100 verbesserte Sensitivität auf die Messgröße  $m_{\nu_e}^2$  und kann somit die Obergrenze der Elektronantineutrinomasse um eine Größenordnung auf 0,2 eV verbessern. Dem Aufbau und der Funktionsweise dieses Experiments ist das folgende Kapitel gewidmet.

## 2. Das KATRIN-Experiment

Das **K**arlsruhe **TR**itium **N**eutrino (KATRIN)-Experiment [KAT04] ist ein Tritium- $\beta$ -Zerfalls-Experiment der nächsten Generation mit dem Ziel der Bestimmung der Masse des Elektronantineutrions  $\bar{\nu}_e$  mit einer Sensitivität von  $0,2 \text{ eV}$  (90 % C.L.). Die hochpräzise Untersuchung des Energiespektrums der Elektronen im Endpunktbereich erlaubt es, die Neutrinomasse modellunabhängig zu bestimmen, da dieses Prinzip nur auf kinematischen Messgrößen und den Erhaltungssätzen für Energie und Impuls beruht. Die Sensitivität des KATRIN-Experiments auf die Observable  $m_{\bar{\nu}_e}^2$  ist gegenüber den Vorgängerexperimenten in Mainz [K<sup>+</sup>05] und Troitsk [Lob02] um einen Faktor 100 verbessert. Die dafür erforderliche Energieauflösung und Statistik sowie die niedrige Untergrundrate liegen am Rande des derzeit technisch Realisierbaren.

In diesem Kapitel wird zunächst die dem Energiespektrum der Elektronen zu Grunde liegende Theorie der schwachen Wechselwirkung von E. Fermi erläutert (Abschnitt 2.1). Im Anschluss wird das Prinzip des MAC-E-Filters erklärt, das eine hohe Energieauflösung bei gleichzeitig hoher Luminosität ermöglicht (Abschnitt 2.2). Schließlich werden die Komponenten des KATRIN-Experiments im einzelnen erklärt (Abschnitt 2.3).

### 2.1. Der $\beta$ -Zerfall von Tritium

Beim KATRIN-Experiment wird das Spektrum der Elektronen aus dem  $\beta$ -Zerfall des Tritiums untersucht.



Dabei wandelt sich in einem Prozess der schwachen Wechselwirkung ein Neutron des Tritiumkerns in ein Proton um, wobei ein Elektron und ein Elektronantineutrino emittiert werden. Aus dem Tritiumatom wird so ein  ${}^3\text{He}^+$ -Atom. Die bei dem Prozess freiwerdende Energie von  $E_0 = 18,59 \text{ keV}$  verteilt sich statistisch auf Elektron und Neutrino. Das kontinuierliche Energiespektrum des Elektrons kann mit Fermis Theorie zum  $\beta$ -Zerfall berechnet werden [Fer34]:

$$\frac{dN}{dE} = C \cdot F(Z, E) p(E + m_e c^2) (E_0 - E) \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_{\bar{\nu}_e}^2 c^4} \Theta(E_0 - E - m_{\bar{\nu}_e}) \quad (2.2)$$

$$\text{mit } C = \frac{G_F^2}{2\pi^3} \cos^2(\theta_C) |\mathcal{M}|^2 \quad (2.3)$$

und den folgenden Koeffizienten und Parametern:

- $G_F$ : Fermi-Kopplungskonstante
- $\theta_C$ : Cabibbo-Winkel
- $\mathcal{M}$ : Kernmatrixelement
- $F(Z, E)$ : Fermi-Funktion (mit  $Z$  des Tochterkerns)
- $p$ : Impuls des Elektrons
- $m_e$ : Masse des Elektrons
- $E$ : Energie des Elektrons
- $E_0$ : Maximalenergie des Elektrons für  $m_{\bar{\nu}_e} = 0$  (Endpunktsenergie)
- $m_{\bar{\nu}_e}$ : Masse des Elektronantineutrinos
- $\Theta(E_0 - E - m_{\bar{\nu}_e})$ : Stufenfunktion, welche die Energieerhaltung garantiert

Aus Gleichung 2.3 ist erkennbar, dass die Masse des Elektronantineutrinos  $m_{\bar{\nu}_e}$  (im Quadrat) als kinematischer Parameter in das Spektrum eingeht. Somit ist mit dem  $\beta$ -Zerfall eine modellunabhängige Bestimmung der Neutrinomasse möglich. Der Einfluss der Neutrinomasse auf die Form des Energiespektrums der Elektronen ist nur in einem sehr kleinen Intervall unterhalb der Endpunktsenergie  $E_0$  sichtbar. In Abbildung 2.1 ist dies beispielhaft für  $m_{\bar{\nu}_e} = 0 \text{ eV}$  und  $m_{\bar{\nu}_e} = 1 \text{ eV}$  gezeigt. Nur ein Anteil von  $2 \cdot 10^{-13}$  aller emittierten Elektronen fallen in diesen Bereich, die übrigen Elektronen tragen keine verwertbare Information über die Neutrinomasse. Aus diesem Grund stellt das KATRIN-Experiment hohe Anforderungen an die Luminosität der Tritiumquelle und die Energieauflösung des Spektrometers. Im Folgenden werden die Vorteile von Tritium als  $\beta$ -Quelle zusammengefasst:

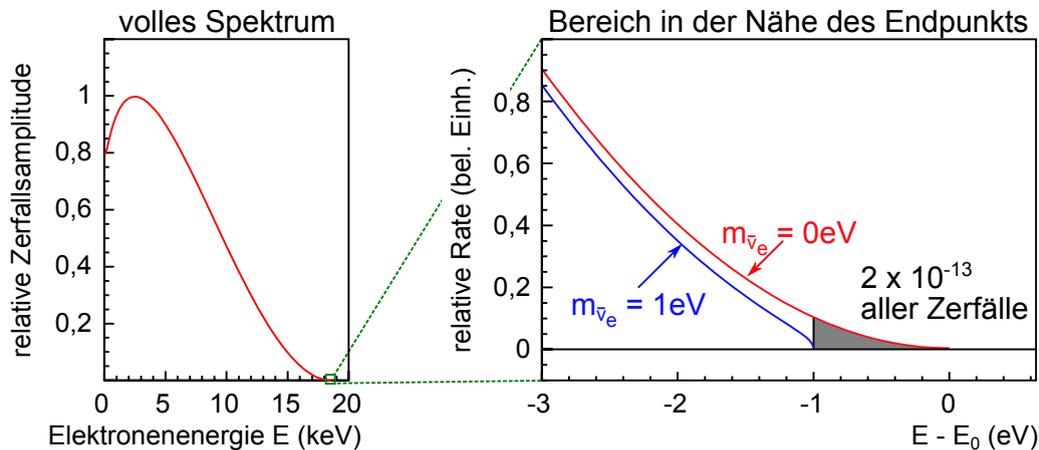
- Tritium hat mit  $E_0 = 18,59 \text{ keV}$  [NFB<sup>+</sup>06] die zweitniedrigste Endpunktsenergie aller  $\beta$ -aktiven Isotope. Daraus ergibt sich ein vergleichsweise großer Anteil von Elektronen mit einer Energie nahe an der Endpunktsenergie.
- Die Halbwertszeit von Tritium beträgt  $t_{1/2} = 12,3 \text{ a}$ . Im Vergleich zu  $^{187}\text{Re}$ , dem Isotop mit der niedrigsten Endpunktsenergie, mit einer Halbwertszeit von  $t_{1/2} = 4,35 \cdot 10^{10} \text{ a}$  ergibt sich eine um den Faktor  $10^8$  höhere Zerfallsaktivität.
- Der  $\beta$ -Zerfall des Tritiums in  $^3\text{He}^+$  ist ein übererlaubter Übergang. Daraus ergibt sich ein energieunabhängiges Kernmatrixelement  $|\mathcal{M}|^2 = 5,55$  [RK88]. Zudem haben beide Atome eine einfach berechenbare Elektronenkonfiguration.

## 2.2. MAC-E-Filter

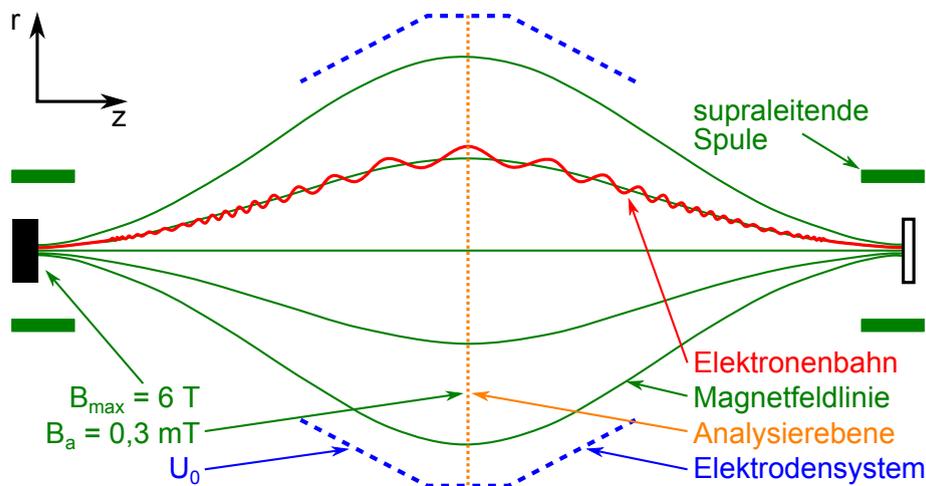
Für die Energieanalyse der  $\beta$ -Zerfallselektronen wird beim KATRIN-Experiment die so genannte MAC-E-Filter<sup>1</sup>-Technik angewandt. Diese verbindet eine hohe Luminosität mit einer hohen Energieauflösung, was für das KATRIN-Experiment von großer Bedeutung ist. Der MAC-E-Filter wurde erstmals in [BPT80] vorgeschlagen und von den Experimenten in Mainz und Troitsk erfolgreich eingesetzt.

Der allgemeine Aufbau ist in Abbildung 2.2 schematisch gezeigt. Zwei supraleitende Spulen bauen ein inhomogenes axialsymmetrisches Magnetfeld auf. Die  $\beta$ -Elektronen, die von der Quelle (links) in den spektrometerseitigen Halbraum emittiert werden, bewegen sich auf Zyklotronbahnen entlang der Magnetfeldlinien in Richtung Spektrometer. Die Raumwinkelakzeptanz liegt somit bei  $2\pi$ . Die isotrop emittierten Elektronen haben unterschiedliche

<sup>1</sup>Magnetic Adiabatic Collimation with Electrostatic Filter



**Abbildung 2.1.:** Energiespektrum der Elektronen aus dem Tritium- $\beta$ -Zerfall. Links ist das volle Spektrum gezeigt, während rechts ein Ausschnitt dieses Spektrums im Bereich der Endpunktsenergie von  $E_0 = 18,59$  keV zu sehen ist. Die rote Kurve stellt das Spektrum der Elektronen bei einer Neutrinomasse von  $m_{\bar{\nu}_e} = 0$  eV dar, die blaue Kurve das Spektrum mit  $m_{\bar{\nu}_e} = 1$  eV. Der Anteil der Elektronen mit einer Energie  $E > E_0 - 1$  eV beträgt  $2 \cdot 10^{-13}$  (nach [KAT04]).



**Abbildung 2.2.:** Funktionsweise des MAC-E-Filters. Die von der Quelle (links) emittierten Elektronen werden durch das Magnetfeld der supraleitenden Spulen in das Spektrometer geführt und dort über das vom Elektrodensystem aufgebaute Retardierungspotenzial  $U_0$  gefiltert. Der Magnetfeldgradient bewirkt eine adiabatische Transformation von Zyklotronenergie  $E_{\perp}$  in Longitudinalenergie  $E_{\parallel}$ . Dies ist notwendig, da mit dem Retardierungspotenzial nur  $E_{\parallel}$  untersucht werden kann. Hinter der Analysierebene werden die Elektronen auf den Detektor (rechts) beschleunigt und dort gezählt.

Anteile an Zyklotronenergie  $E_{\perp}$  und Longitudinalenergie  $E_{\parallel}$ . Die kinetische Energie der Elektronen wird im Spektrometer in der Analysierebene mit einem axialsymmetrischen elektrischen Potenzial untersucht. Dieses ist nur auf die Longitudinalenergie sensitiv, daher muss eine adiabatische Transformation von  $E_{\perp}$  zu  $E_{\parallel}$  erfolgen, um tatsächlich die Gesamtenergie der Elektronen bestimmen zu können. Dies wird über das bei nicht-relativistischer und adiabatischer Bewegung konstante magnetische Moment  $\mu$  des Elektrons erreicht. Dieses verknüpft die Zyklotronenergie mit dem äußeren Magnetfeld:

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} = \text{const.} \quad (2.4)$$

Das Magnetfeld  $B$  sinkt auf dem Weg vom Solenoiden zur Analysierebene ab. In gleichem Maße vollzieht sich die Transformation von  $E_{\perp}$  zu  $E_{\parallel}$ . Die Elektronen werden je nach Energie durch das elektrische Potenzial reflektiert oder transmittiert. Die transmittierten Elektronen werden hinter der Analysierebene durch das elektrische Potenzial wieder beschleunigt und durch das ansteigende Magnetfeld werden ihre Bahnen wieder enger zusammengeführt. Der Detektor am Ende des Aufbaus (in der Abbildung rechts) zählt schließlich die transmittierten Elektronen.

Beim MAC-E-Filter handelt es sich damit um einen integrierenden Hochpassfilter. Seine Energieauflösung  $\Delta E$  wird über das Verhältnis von minimalem zu maximalem Magnetfeld definiert. Beim KATRIN-Experiment soll als Referenzwert ein Verhältnis von  $1/20000$  erreicht werden, um bei der Endpunktsenergie von  $E_0 = 18,6 \text{ keV}$  eine Energieauflösung von  $\Delta E = 0,93 \text{ eV}$  zu erreichen.

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{B_A}{B_{\max}} = \frac{0,3 \text{ mT}}{6 \text{ T}} = \frac{1}{20000} \quad (2.5)$$

Die Tritium-Quelle des KATRIN-Experiments wird nicht mit dem maximalen Magnetfeld von  $B_{\max} = 6 \text{ T}$  betrieben sondern nur mit  $B_S = 3,6 \text{ T}$ . Dadurch wird der vom MAC-E-Filter akzeptierte Startwinkel der Elektronen auf

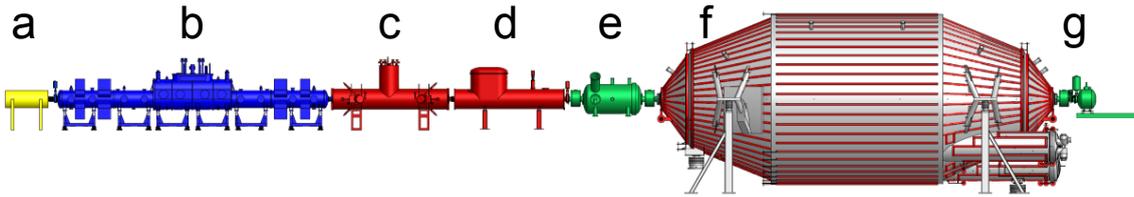
$$\theta_{\max} = \arcsin \left( \sqrt{\frac{B_S}{B_{\max}}} \right) = 50,77^\circ \quad (2.6)$$

reduziert<sup>2</sup>. Elektronen mit einem großen Startwinkel haben auf Grund der erhöhten Wegstrecke zum Detektor eine erhöhte Wahrscheinlichkeit, durch Stöße mit anderen Teilchen ihre Energie zu ändern und somit das Spektrum zu verfälschen. Sie werden am Ort des maximalen Magnetfelds durch den magnetischen Spiegeleffekt reflektiert und erreichen somit den Detektor nicht.

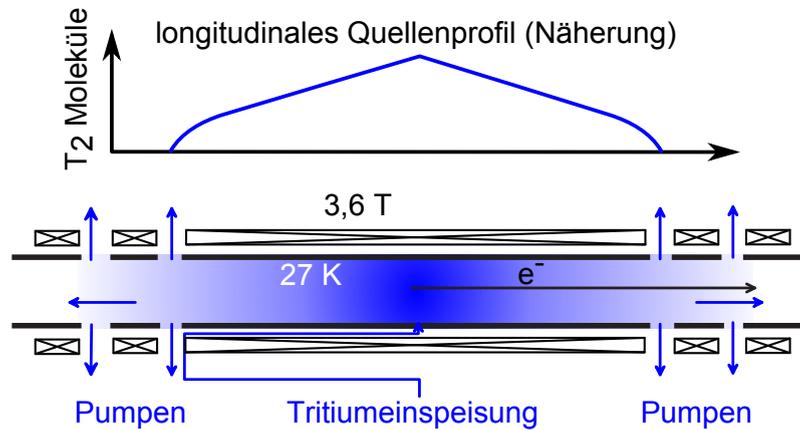
### 2.3. Aufbau des KATRIN-Experiments

In Abbildung 2.3 ist der etwa 70 m lange Aufbau des KATRIN-Experiments gezeigt. Er beginnt bei der fensterlosen gasförmigen Tritiumquelle (**b**) in der die Elektronen durch den  $\beta$ -Zerfall des Tritiums erzeugt werden. Daran schließt sich an die Transportstrecke, bestehend aus der differentiellen (**c**) und kryogenen (**d**) Pumpstrecke, die beide der Reduktion des Tritiumpartialdrucks im Strahlrohr dienen. Im folgenden Vorspektrometer (**e**) findet eine Vor-Filterung der Elektronen statt, bevor deren Energie im Hauptspektrometer (**f**) analysiert wird. Der Detektor (**g**) zum Zählen der Elektronen schließt den Aufbau zur einen Seite ab. Auf der Gegenseite befindet sich die rear-section (**a**), die der Überwachung und der Kalibration des Experiments dient.

<sup>2</sup> $\theta$  ist definiert als der Winkel zwischen den magnetischen Feldlinien und dem Impuls des Elektrons.



**Abbildung 2.3.:** Überblick des experimentellen Aufbaus. **a:** rear section, **b:** fensterlose gasförmige Tritiumquelle (*windowless gaseous tritium source, WGTS*), **c:** differenzielle Pumpstrecke (*differential pumping section, DPS*), **d:** kryogene Pumpstrecke (*cryogenic pumping section, CPS*), **e:** Vorspektrometer, **f:** Hauptspektrometer, **g:** Detektor



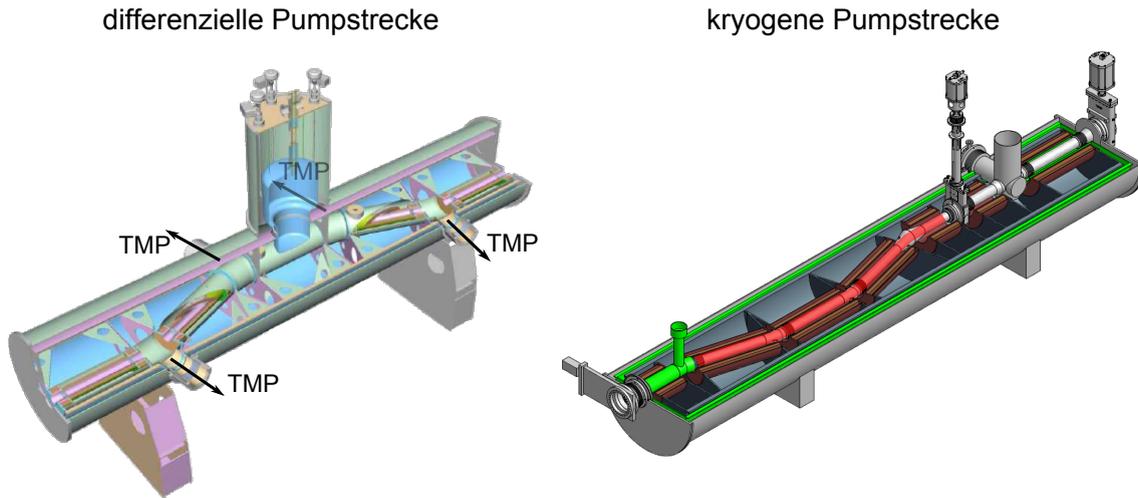
**Abbildung 2.4.:** Fensterlose gasförmige Tritiumquelle (WGTS). Durch die Einspeisung des gasförmigen Tritiums in der Mitte der Quelle und durch anschließende Diffusion der Tritiummoleküle zu den Enden hin, entsteht in der WGTS ein Dichtegradient (**oben**). An den Enden der WGTS wird das Tritium abgepumpt und nach der Reinigung dem Tritiumkreislauf wieder zugeführt (nach [KAT04]).

### 2.3.1. Fensterlose gasförmige Tritiumquelle

Die WGTS (siehe Abbildung 2.4) besteht aus einem 10 m langen Edelstahlrohr mit einem Innendurchmesser von 90 mm. Sie wird bei einer Temperatur von 27 K betrieben, die mit einem Zwei-Phasen-Neon-Kühlsystem konstant gehalten wird. Das gasförmige Tritium mit einer Isotopenreinheit  $> 95\%$  wird mit einem Druck von  $3,4 \cdot 10^{-3}$  mbar in der Mitte des Rohrs eingespeist. Die Moleküle diffundieren innerhalb von etwa 1 s in beide Richtungen zu den Enden der Quelle. Aus der Anzahl der Moleküle, die pro Sekunde eingespeist werden und der Zerfallswahrscheinlichkeit ergibt sich eine Aktivität der Quelle von  $9,5 \cdot 10^{10}$  Bq. Diese wird mit der rear section permanent überwacht. Die Elektronen werden durch das Magnetfeld von  $B_S = 3,6$  T zur Transportstrecke geführt. Dieses Magnetfeld definiert zusammen mit der genutzten Querschnittsfläche von  $A_S = 53$  cm<sup>2</sup> die Größe des magnetischen Flussschlauchs von 191 T cm<sup>2</sup>. An den Enden der WGTS wird das Tritium abgepumpt, gereinigt und dem Tritium-Kreislauf wieder zugeführt. Auf diese Weise können pro Tag 40 g Tritium durch die Quelle gepumpt werden. Die Säulendichte der WGTS  $\rho d = 5 \cdot 10^{17}$  T<sub>2</sub>/cm<sup>2</sup> muss auf 0,1 % stabil sein. Dafür muss die Temperatur auf  $\Delta T \leq 30$  mK konstant und der Einlassdruck auf 0,1 % stabilisiert sein.

### 2.3.2. Transportstrecke

Die Aufgabe der Transportstrecke ist es, die Elektronen aus der Quelle zu den Spektrometern zu führen und dabei das Tritium, das nicht bereits im WGTS-Kryostaten abgepumpt wurde, aus dem Strahlrohr zu entfernen. Tritiummoleküle, die das Hauptspektrometer erreichen, können dort zerfallen und tragen so zum Untergrund bei. Aus der geforderten



**Abbildung 2.5.: Transportstrecke.** links: In der differentiellen Pumpstrecke (DPS) wird durch das Abpumpen des Tritiums mittels Turbomolekularpumpen (TMP) der Tritiumpartialdruck um den Faktor  $10^5$  gesenkt (nach [KAT04]). rechts: Die weitere Reduktion um den Faktor  $10^7$  wird in der kryogenen Pumpstrecke (CPS) durch die Adsorption von Tritium mittels Argon-Schnee (rot eingefärbter Bereich) erreicht (nach [Mül07]).

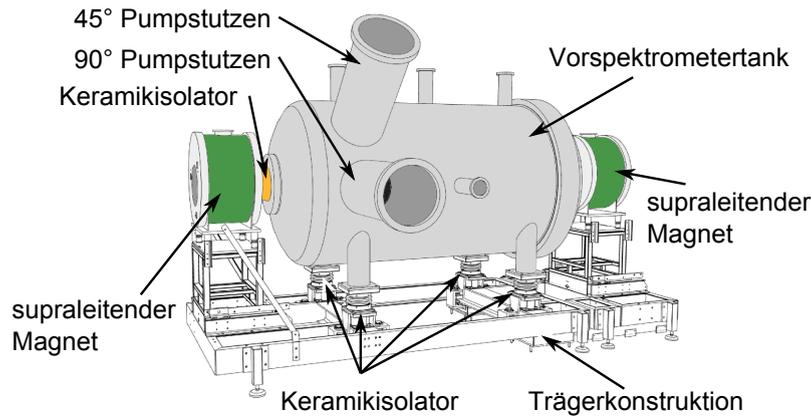
Untergrundrate des Hauptspektrometers von  $< 10^{-3}$  Ereignisse/s ergibt sich ein maximal erlaubter Tritiumpartialdruck von  $< 10^{-20}$  mbar. Zwischen der Quelle und den Spektrometern muss also eine Reduktion des Partialdrucks um mindestens 12 Größenordnungen stattfinden.

Den ersten Teil der Transportstrecke stellt die differenzielle Pumpstrecke (DPS) dar (siehe Abbildung 2.5 links). Dort wird mit Turbomolekularpumpen an vier Stellen das Tritium abgepumpt und dem Querkreislauf wieder zugeführt. Daraus ergibt sich eine Reduktion des Partialdrucks um den Faktor  $10^5$ . Das Strahlrohr besteht in der DPS aus fünf Abschnitten, die im Winkel von  $20^\circ$  zueinander stehen. Dadurch soll einerseits ungeladenen Teilchen der direkte Zugang zu den Spektrometern verwehrt werden und andererseits die Pumpleistung erhöht werden.

Die kryogene Pumpstrecke (CPS) stellt den zweiten Teil der Transportstrecke dar (siehe Abbildung 2.5 rechts). Der Großteil des verbleibenden Tritiums wird hier an den mittels flüssigen Heliums auf  $T = 3 - 5$  K gekühlten Wänden des Strahlrohrs festgefroren. Eine Schicht aus Argon-Schnee an den Wänden verstärkt diesen Effekt. Dieser muss alle 60 Tage ausgetauscht werden, da sonst ein zu großer Teil des adsorbierten Tritiums wieder desorbiert und somit die Pumpleistung nachlässt. Mit dieser Methode wird der Tritiumpartialdruck um den Faktor  $10^7$  reduziert, wie durch das TRAP-Experiment [KBB<sup>+</sup>08] gezeigt werden konnte.

### 2.3.3. Die Spektrometer

Die Energieanalyse der Elektronen findet in den beiden Spektrometern nach dem MAC-E-Filter-Prinzip statt (siehe Abschnitt 2.2). Das erste der beiden Spektrometer, das Vorspektrometer, wird bei den Tritium-Messungen als Vor-Filter eingesetzt. Mit einem elektrischen Potenzial, das vom Betrag her kleiner ist als das des Hauptspektrometers, reduziert es den Fluss der  $\beta$ -Elektronen um den Faktor  $10^8$ . Elektronen, die auf Grund ihrer niedrigen Energie keine verwertbare Information über die Neutrinomasse tragen, werden dadurch bereits im Vorspektrometer reflektiert. Mit dieser Vorselektion soll der Untergrund im Hauptspektrometer verringert werden, der ansonsten durch Stöße von Elektronen an Restgasmolekülen erzeugt werden kann.

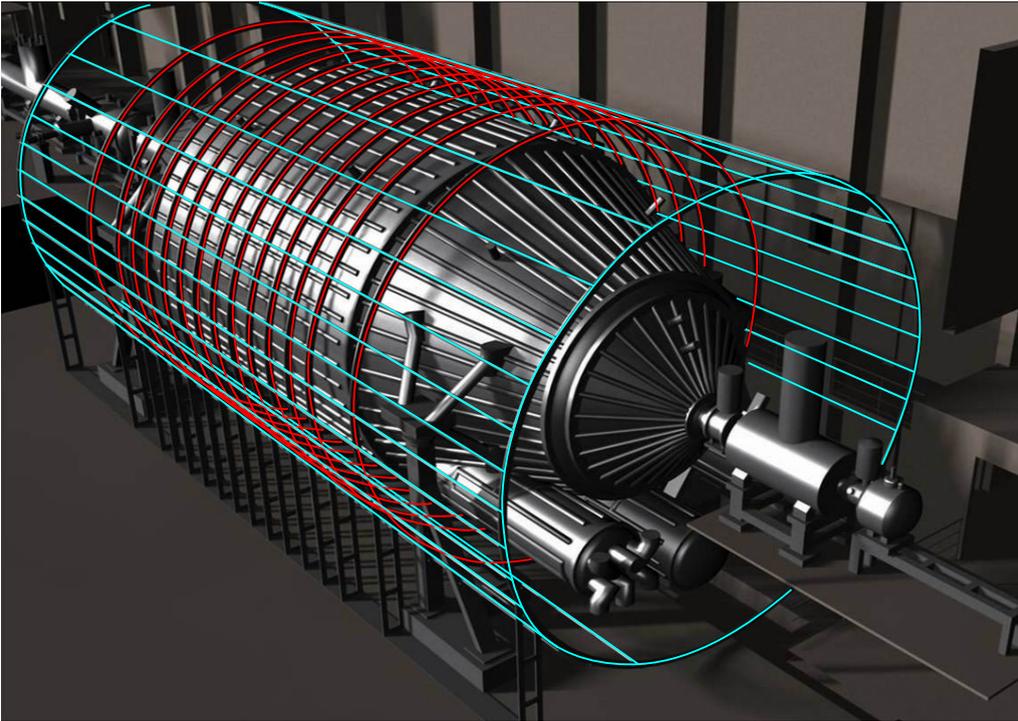


**Abbildung 2.6.: Testaufbau des Vorspektrometers.** Der Vorspektrometertank ist auf einer Trägerkonstruktion aus Edelstahl montiert und mit Keramikisolation gegenüber seiner Umgebung isoliert. Das Magnetfeld der supraleitenden Spulen beträgt maximal 4,5 T. In den Pumpstutzen sind eine Getterpumpe und eine Turbomolekularpumpe angebracht (aus [Frä10]).

Vor seinem Einsatz im finalen Aufbau wird das Vorspektrometer als Prototyp für das Hauptspektrometer eingesetzt. Im sogenannten Testaufbau (siehe Abbildung 2.6) mit Elektronenkanone und eigenem Detektor werden sowohl Komponenten als auch spezielle Techniken getestet und weiterentwickelt, die später am Hauptspektrometer zum Einsatz kommen sollen. Dazu zählt vor allem das neuartige elektromagnetische Design, bei dem der Vakuumrezipient selbst auf Hochspannung liegt und die Feinformung des elektrischen Potentials über ein inneres Elektrodenystem erfolgt. Aber auch das Vakuumsystem, das Detektorkonzept und das Datenerfassungssystem werden hier zunächst getestet.

An das Vorspektrometer schließt sich das Hauptspektrometer an, in dem die finale Filterung der Elektronen mit höchster Präzision stattfindet (siehe Abbildung 2.7). Die zwischen den beiden Spektrometern noch in [KAT04] vorgesehene Transportstrecke konnte durch zwischenzeitliche Optimierung der magnetischen Parameter eingespart werden und wird durch eine einzelne supraleitende Spule mit einem Magnetfeld von 4,5 T ersetzt. Der Durchmesser des Hauptspektrometertanks von 9,9 m ergibt sich aus der Größe des transportierten Flussschlauchs von  $191 \text{ T cm}^2$  und dem gewünschten Magnetfeldgradienten, bzw. dem minimalen Magnetfeld in der Analysierebene von  $B_{\min} = B_A = 0,3 \text{ mT}$ . Die Länge des Hauptspektrometertanks von 23,6 m wird durch das für die adiabatische Kollimation erforderliche langsame Absinken des Magnetfelds vorgegeben. Die Energieauflösung des Hauptspektrometers beträgt damit  $\Delta E = 0,93 \text{ eV}$  bei  $18,6 \text{ keV}$ . Das Elektrodenystem, das neben der Feinformung des elektrischen Potentials auch zur Untergrundabschirmung dient, besteht am Hauptspektrometer aus zwei Lagen dünner Drähte, die auf einem negativeren Potential (100 V und 200 V) liegen als der Tank selbst. Der Flussschlauch kann so auch elektrostatisch gegen niederenergetische Elektronen abgeschirmt werden, die durch kosmische Strahlung oder natürliche Radioaktivität an der Tankwand erzeugt werden. Um das Hauptspektrometer wurde ein Luftspulensystem gebaut, mit dem das Erdmagnetfeld innerhalb des Spektrometervolumens kompensiert wird und eine weitere Feinformung des Magnetfelds vorgenommen werden kann. Eine detaillierte Beschreibung des Luftspulensystems findet sich in Kapitel 3.

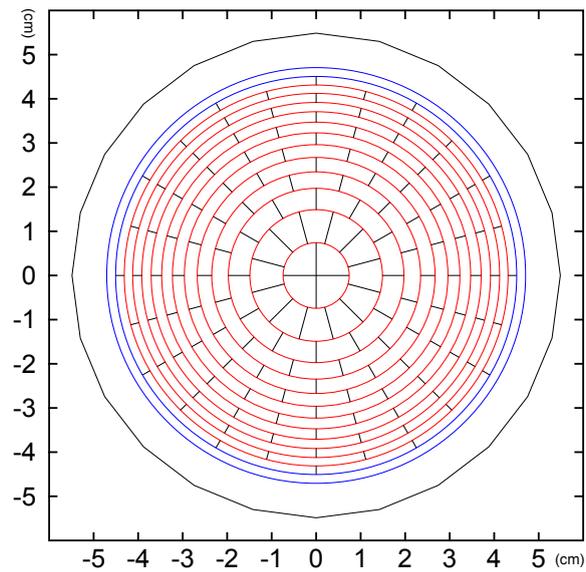
Zur Überwachung der Hochspannung wird parallel zur Strahlachse das Monitor-Spektrometer aufgebaut. Dafür wird das modifizierte Spektrometer des Mainzer Neutrinomassenexperiments verwendet. Es ist während der Tritiummessungen an die Hochspannung des Hauptspektrometertanks angeschlossen und überprüft diese mittels monoenergetischer Elektronenquellen (AmCo, CKrS) im ppm-Bereich. Details zum Aufbau und der Funktionsweise finden sich in [Gou10].



**Abbildung 2.7.:** Graphische Darstellung des Hauptpektrometers mit Luftspulensystem von der Nordostseite. Der Tank hat eine Länge von 23,6 m und einen Durchmesser von 9,9 m. Das Luftspulensystem wurde zur besseren Übersicht farbig markiert. Dabei heben die roten Linien die Ringspulen des LFCS für die Feinjustierung des Magnetfelds hervor, die blauen Linien die Leiterschleifen des EMCS zur Erdmagnetfeldkompensation. Das sich an das Hauptpektrometer anschließende Detektorsystem ist rechts zu sehen.

#### 2.3.4. Detektor

Die Elektronen, die durch das Hauptpektrometer transmittiert werden, werden vom Detektor gezählt. Zuvor wird der Elektronenstrahl aus dem Hauptpektrometer vom Pinchmagnet, dem mit  $B_{\max} = 6$  T stärksten Magnet des KATRIN-Experiments, zusammengedrückt und vom Detektormagnet auf den Detektor geführt. Der Detektor ist eine monolithische PIN-Diode aus Silizium, die aus 148 flächengleichen Pixeln besteht (siehe Abbildung 2.8). Durch die Segmentierung können die entsprechenden Teilflächen des Flusschlauchs in der Analysierebene separat untersucht werden. Dadurch wird eine Verbreiterung der Energieauflösung vermieden, die durch intrinsische Inhomogenitäten des elektrischen Potentials und des Magnetfelds in der Analysierebene verursacht werden. Da die eigentliche Energieanalyse der  $\beta$ -Elektronen bereits im Hauptpektrometer erfolgt, ist für den Detektor eine Energieauflösung von 1 keV Halbwertsbreite ausreichend. Eine verbesserte Untergrunddiskriminierung kann durch eine Nachbeschleunigung der Elektronen erreicht werden. Mit einer Beschleunigungsspannung von bis zu 30 keV kann der Peak der Signalelektronen in einen Bereich mit niedrigerem intrinsischen Detektoruntergrund verschoben werden.



**Abbildung 2.8.:** Skizze des Fokalebeneendetektors (FPD). Die 148 Pixel sind angeordnet in zwölf Ringen der gleichen Fläche, jeweils unterteilt in zwölf Abschnitte. Der Durchmesser des Detektors beträgt 90 mm (nach [S<sup>+</sup>07]).



## 3. Das Luftspulensystem am KATRIN-Hauptspektrometer

Die Elektronen aus dem  $\beta$ -Zerfall werden beim KATRIN-Experiment mit Hilfe von supraleitenden Spulen vollständig adiabatisch von der Quelle zum Detektor geführt. Für die Energieanalyse im Hauptspektrometer ist ein spezifischer Magnetfeldgradient notwendig, um die Transversalenergie der Elektronen adiabatisch in Longitudinalenergie zu transformieren. Entscheidend für die Energieauflösung bzw. die Transmissionscharakteristik des Spektrometers ist das Verhältnis von maximaler zu minimaler Magnetfeldstärke. In der Transportstrecke wird durch supraleitende Spulen ein Feld von 5,6 T erzeugt, in der Analysierebene beträgt die Feldstärke 0,3 mT. In diesem Bereich kann der Einfluss von äußeren Quellen auf das Magnetfeld nicht mehr ignoriert werden. Das Erdmagnetfeld ( $\approx 48 \mu\text{T}$ ) trägt zum Gesamtfeld in der Analysierebene zu 16 % bei und verändert somit merklich die Teilchenbahnen. Um diese Einflüsse zu kompensieren und um dem magnetischen Flusschlauch eine exakte Form geben zu können, wurde um das Hauptspektrometer ein externes Luftspulensystem aufgebaut. Dessen Aufbau und Aufgaben werden in den Abschnitten 3.1 und 3.2 dieses Kapitels dargelegt. In Abschnitt 3.3 werden die verschiedenen Komplikationen während des Aufbaus und deren Lösungen gezeigt. Abschnitt 3.4 motiviert die Messung und Überwachung des Luftspulenmagnetfeldes und dient als Einleitung für die folgenden Kapitel 4 und 5, in denen über die Messung referiert wird. Zur Beurteilung der dort erzielten Messwerte werden zunächst Magnetfeldsimulationen benötigt, die in Abschnitt 3.5 kurz erläutert werden. In Abschnitt 3.6 werden die unterschiedlichen Strategien der Magnetfeldüberwachung diskutiert.

### 3.1. Aufbau des Luftspulensystems

Das KATRIN-Luftspulensystem setzt sich aus zwei unabhängigen Spulensystemen zusammen: Dem *Low Field Coil System* (LFCS) und dem *Earth Magnetic Field Compensation System* (EMCS). Die Kabel der beiden Spulensysteme werden von einer gemeinsamen Trägerstruktur getragen. Diese besteht aus insgesamt 25 Ringen, die die Geometrie vorgeben. Jeder Ring besteht aus zwölf gebogenen Aluminiumprofilen und hat einen Außendurchmesser von 12,6 m. Auf jeden Ring wurde ein 5 mm dickes und 205 mm breites Aluminiumblech aufgeschweißt, welches die Kabel der LFCS-Spulen trägt. Die Kabel der EMCS-Spulen werden in Rohren geführt, die an den Ringen befestigt sind. Die Ringe verteilen sich in regelmäßigen Abständen auf eine Strecke von 23,4 m und umschließen den Hauptspektrometertank.



**Abbildung 3.1.:** Foto des Luftspulensystems. Das Bild zeigt das Hauptspektrometer und das Luftspulensystem von der Westseite in Blickrichtung entlang der Strahlachse, aufgenommen aus dem Untergeschoss. Zu sehen sind die Aluminiumringe, welche die LFCS-Kabel tragen und die Rohre, in denen die EMCS-Kabel geführt werden. Im Vordergrund ist die Beschriftung der EMCS-Leiterschleifen zu sehen.

Die Trägerstruktur ist auf beiden Seiten fest mit den Stützen der Hauptspektrometerhalle verbunden. Auf den umlaufenden Verbindungen wurden Stege montiert um einen beidseitigen Zugang zum Hauptspektrometertank zu gewähren. Zusätzlich gibt es auf beiden Seiten außerhalb der Ringe jeweils zwei seitwärts bewegliche Bogenleitern. Über diese kann der gesamte obere Spektrometerbereich erreicht werden.

Die Kabel, die sowohl für das LFCS und das EMCS verwendet wurden, bestehen aus Aluminium, umhüllt von PE-Isolation. Es sind Einzelleiterkabel mit einem Leiterquerschnitt von  $70 \text{ mm}^2$ , die auch für Freilandleitungen verwendet werden. Aluminium hat gegenüber Kupfer den Vorteil des deutlich geringeren Gewichts, so dass ein Meter Kabel nur etwa  $0,26 \text{ kg}$  wiegt. Kritisch sind bei Aluminium allerdings die Verbindungsstellen zwischen den Kabelsegmenten: Durch Korrosion entstehendes Aluminiumoxid ist ein Isolator und erhöht somit den Widerstand des Kabels möglicherweise so weit, dass die Spannung der Netzgeräte nicht ausreicht, um die geforderte Stromstärke zu liefern. Durch Widerstandsmessungen konnte jedoch belegt werden, dass die Verbindungsstellen in einem einwandfreien Zustand sind. Diese Kontrollmessungen müssen in regelmäßigen Abständen wiederholt werden.

### 3.1.1. LFCS

Für das LFCS wurden 15 der 25 Aluminiumringe mit Kabeln belegt. Dabei befindet sich die erste Spule (LFCS1) auf Ring 5, die Spulen LFCS2 bis LFCS13 auf den Ringen 7 bis 18 und Spule LFCS14 wurde aus mechanischen Gründen auf die beiden Ringe 20 und 21 verteilt (vgl. Tabelle 3.1). Die 14 Spulen sind koaxial entlang der z-Achse des KATRIN-Experiments aufgereiht und beeinflussen so die z-Komponente des Magnetfelds.

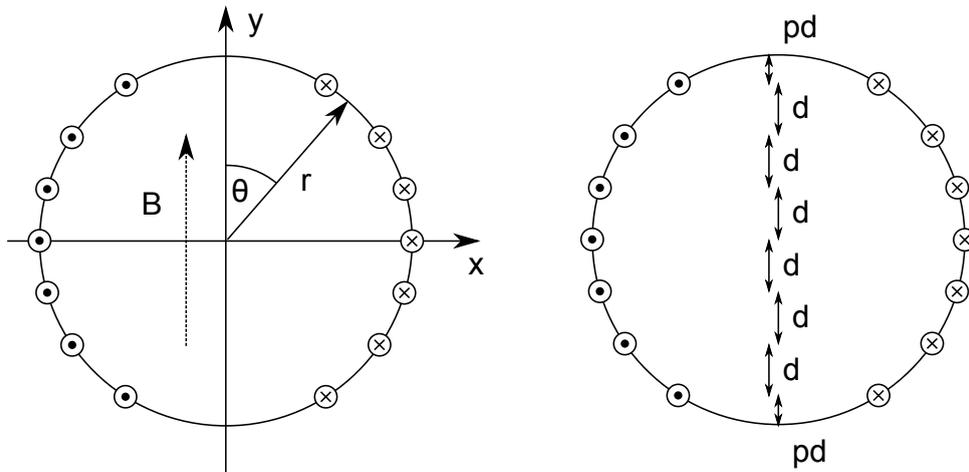
Jede Spule wird mit einem eigenen Netzgerät betrieben, so dass im Hauptspektrometer verschiedene Magnetfeldprofile erzeugt werden können. Dadurch kann die Form des Flussschlauchs an unterschiedliche Anforderungen angepasst werden. In der Analysierebene kann somit in Verbindung mit dem Magnetfeld der supraleitenden Spulen ein Magnetfeld von bis zu  $1,1 \text{ mT}$  erreicht werden.

Die Anzahl der Kabelwindungen ergibt sich einerseits aus der Präferenz, möglichst flexible Magnetfeldprofile einstellen zu können, und andererseits aus einer Kostenoptimierung von notwendiger Hardware und zu erwartendem Stromverbrauch.

Den Spulen LFCS1 und LFCS14 kommt eine besondere Bedeutung zu: In der Testphase des Hauptspektrometers muss das noch nicht vollständig aufgebaute Supraleitersystem nachgestellt werden. Aus diesem Grund müssen die Spulen am Anfang und am Ende des Luftspulensystems über mehr Windungen verfügen um ein stärkeres Magnetfeld aufbauen zu können als die anderen Spulen. In der späteren Messphase wird LFCS14 dagegen benötigt, um das Magnetfeld des Pinchmagneten abzuschwächen. Dieser ist mit  $6 \text{ T}$  deutlich stärker als der Magnet zwischen dem Vor- und Hauptspektrometer ( $4,5 \text{ T}$ ), und würde ohne entsprechende Kompensation die Analysierebene in Richtung Quelle verschieben. Das LFCS14-Modul wird im laufenden Messbetrieb daher mit entgegengesetzter Polung betrieben.

**Tabelle 3.1.: Zuordnung der LFCS-Spulen zu den Ringen der Trägerstruktur und Anzahl der Kabelwindungen.**

Spule (LFCS)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
Ring	5	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	20+21
Windungen	14	14	8	8	8	8	8	8	8	8	8	14	14	28



**Abbildung 3.2.: Cosinus-Spule.** Vereinfachte Darstellung der Spule für die vertikale Kompensation mit nur sieben statt zehn Leiterschleifen. **links:** Durch die  $\cos\theta$ -Stromdichteverteilung wird ein homogenes Magnetfeld in y-Richtung aufgebaut. **rechts:** Abstand der Leiterschleifen und Definition des Endparameters.

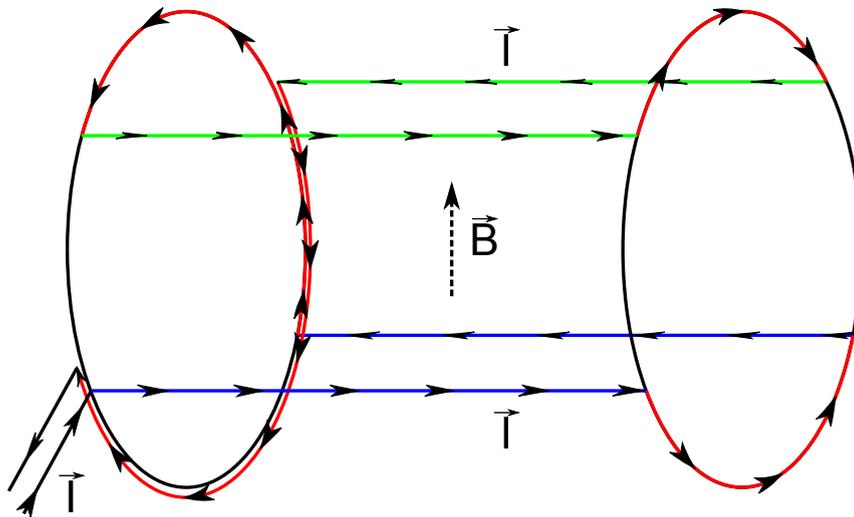
### 3.1.2. EMCS

Das EMCS dient zur Kompensation der vertikalen und horizontalen Komponente des Erdmagnetfelds. Dies erfolgt durch zwei um  $90^\circ$  zueinander gedrehte, unabhängige Cosinus-Spulensysteme. Die Subsysteme umfassen das EMCS-X für die horizontale Korrektur und das EMCS-Y für die vertikale Korrektur. Das Konzept der Cosinus-Spule wurde in [Cla38] und in [EO66] entwickelt und besagt, dass eine Stromdichteverteilung auf einer Kugeloberfläche proportional zu  $\cos\theta$  ein homogenes Magnetfeld innerhalb des Kugelvolumens erzeugt (siehe Abbildung 3.2, links). Mit dieser Anordnung ist es möglich, ein sehr homogenes Magnetfeld aufzubauen, das dem Betrage nach gleich dem Erdmagnetfeld, diesem aber entgegengesetzt gerichtet ist.

Dieses Prinzip lässt sich auf ein Ellipsoid bzw. einen unendlich langen Zylinder verallgemeinern. Eine möglichst gute Annäherung an die  $\cos\theta$ -Stromdichteverteilung wird erreicht, indem die Leiterschleifen auf den Schnittpunkten von äquidistanten Linien mit einem Kreis platziert werden (siehe Abbildung 3.2, rechts). Der Abstand zwischen der obersten Linie und dem obersten Punkt des Kreises wird als Endparameter  $p$  bezeichnet. Er wird in Einheiten des Abstands zwischen den Linien  $d$  gemessen. Der Endparameter wird so optimiert, dass das vom EMCS erzeugte Magnetfeld die bestmögliche Homogenität erreicht. Simulationen ergaben ein Minimum der Inhomogenität bei  $p \approx 0,6$ . Weitere Details zum Magnetfeld des EMCS und dessen Inhomogenitäten finden sich in [G<sup>+</sup>09] und in [Rei09].

Jedes EMCS-Teilsystem besteht aus lediglich einem Kabel. Dieses wird an den entsprechenden Positionen in Rohren geführt, die an den Aluminium-Ringen befestigt wurden. Zudem wird das Kabel über die Endringe geführt, wodurch die Verbindung der einzelnen Leiterschleifen entsteht. In Abbildung 3.3 ist dieses mit zwei vertikalen Leiterschleifen angedeutet. Das vollständige Verkabelungsschema findet sich in Anhang B.

Das zu kompensierende Erdmagnetfeld wird am Ort des Hauptspektrometers ( $49^\circ 6' N$   $8^\circ 26' O$ , 115 m über NN) vom *International Geographic Reference Field* (IGRF11) für November 2010 mit einer Gesamtstärke von  $48,2405 \mu T$  angegeben [Geo]. Die Komponenten dieses Magnetfeldes sind in Tabelle 3.2 angegeben. Die Strahlachse des KATRIN-Experiments (z-Richtung) weist gegenüber der geographischen Nordrichtung einen Winkel von  $15,7^\circ$  auf. Somit hat das Erdmagnetfeld in KATRIN-Koordinaten die in Tabelle 3.3 gezeigten Werte.



**Abbildung 3.3.:** Schema zweier vertikaler Leiterschleifen. In grün und blau sind die jeweiligen Leiterschleifen dargestellt, in rot die Verkabelung über die Endringe. Die Pfeile zeigen die Stromrichtung an.

**Tabelle 3.2.:** Das Erdmagnetfeld am Hauptspektrometer im November 2010 (aus [Geo]).

Komponente	Wert	Säkularvariation
Totalintensität	48,2405 $\mu\text{T}$	24,9 nT/a
Deklination	1°21'	7,9'/a
Inklination	64°49'	-0,2'/a
Horizontalintensität	20,5280 $\mu\text{T}$	12,6 nT/a
Nord-Komponente	20,5223 $\mu\text{T}$	11,4 nT/a
Ost-Komponente	0,4836 $\mu\text{T}$	47,4 nT/a
Vertikal Komponente	43,6549 $\mu\text{T}$	21,5 nT/a

**Tabelle 3.3.:** Das Erdmagnetfeld am Hauptspektrometer in KATRIN-Koordinaten.

Komponente	Wert
z (entlang der Strahlachse)	19,6258 $\mu\text{T}$
y (senkrecht nach oben)	-43,6549 $\mu\text{T}$
x (nach links, von Quelle gesehen)	6,0189 $\mu\text{T}$

Das EMCS-Y-Subsystem besteht aus 16 horizontalen Leiterschleifen. Diese werden mit einem Strom von  $\approx 50$  A betrieben. Das Gegenfeld zur Kompensation der x-Komponente beträgt nur ein Viertel des Gegenfelds zur Kompensation der y-Komponente. Für das EMCS-X genügen dagegen zehn vertikale Leiterschleifen mit einem Strom von etwa 15 A. Zwar wird das Magnetfeld durch die geringere Anzahl an Leiterschleifen inhomogener, aber durch das schwächere Feld fallen die Inhomogenitäten im Vergleich zum Gesamtfeld weniger ins Gewicht.

## 3.2. Aufgaben des Luftspulensystems

Für eine maximale Untergrundunterdrückung und optimierte Transmissionseigenschaften muss das Magnetfeld am KATRIN-Hauptspektrometer verschiedene Anforderungen erfüllen. Es muss den Flusschlauch im Hauptspektrometertank halten und soll gleichzeitig verhindern, dass Elektronen vorzeitig durch das elektrische Retardierungspotenzial reflektiert werden.

### 3.2.1. Formen des magnetischen Flusschlauchs

Zunächst müssen im Rahmen der Feinformung des magnetischen Führungsfeldes die radialen Dimensionen des Flusschlauchs so angepasst werden, dass dieser vollständig in den Hauptspektrometertank passt. Ein wesentlicher Anteil des Magnetfelds im Hauptspektrometer wird durch das Streufeld der supraleitenden Spulen zwischen Vor- und Hauptspektrometer und zwischen Hauptspektrometer und Detektor aufgebaut. Dieses ist aber im zentralen Bereich zu schwach, so dass der  $191 \text{ T cm}^2$  große Flusschlauch die Dimensionen des Hauptspektrometertanks übersteigt. Durch das Erdmagnetfeld ergibt sich eine weitere Verschiebung des Flusschlauchs (vgl. Abbildung 3.4). Dies führt dazu, dass Elektronen, die sich auf äußeren Bahnen bewegen, zwangsläufig mit der Wand des Hauptspektrometers oder dem Elektrodensystem kollidieren und dort absorbiert werden. Des Weiteren werden Elektronen, die durch Höhenstrahlung oder natürliche Radioaktivität aus der Edelstahlwand des Hauptspektrometers herausgelöst werden, direkt auf den Detektor geführt und erhöhen somit den Untergrund.

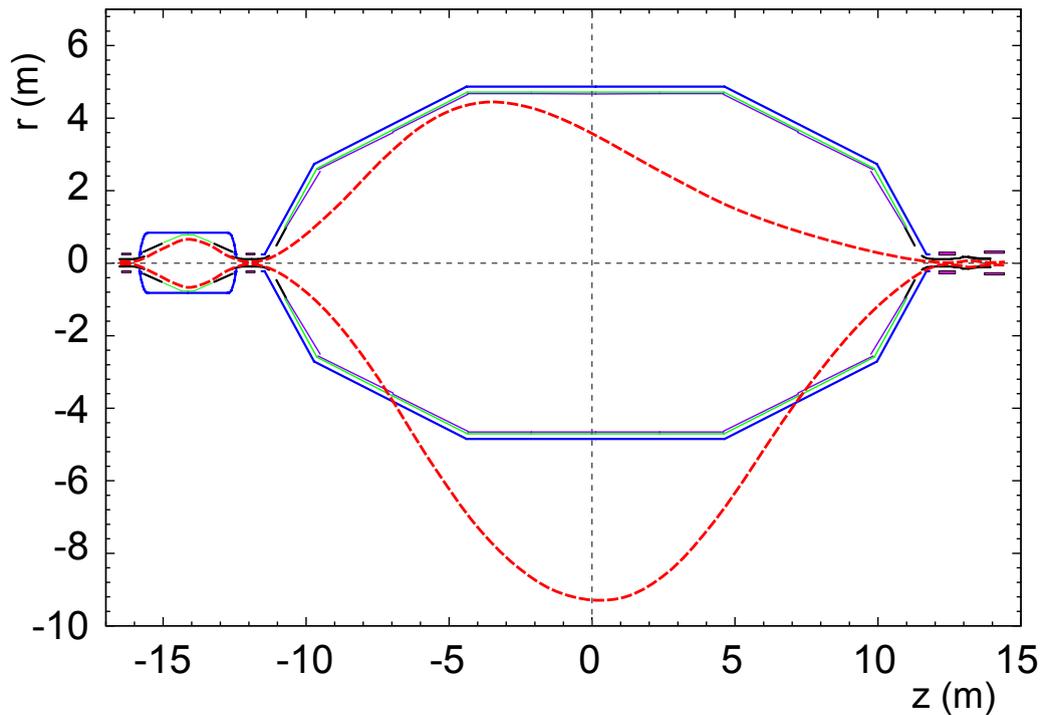
Durch das EMCS erhält der Flusschlauch wieder eine axialsymmetrische Form (vgl. Abbildung 3.5). Die eigentliche Kompression übernimmt dann das LFCS, so dass der Flusschlauch durch die Korrekturen über das Luftspulensystem seine erforderliche Form erlangt (siehe Abbildung 3.6).

### 3.2.2. Transmissionsbedingung

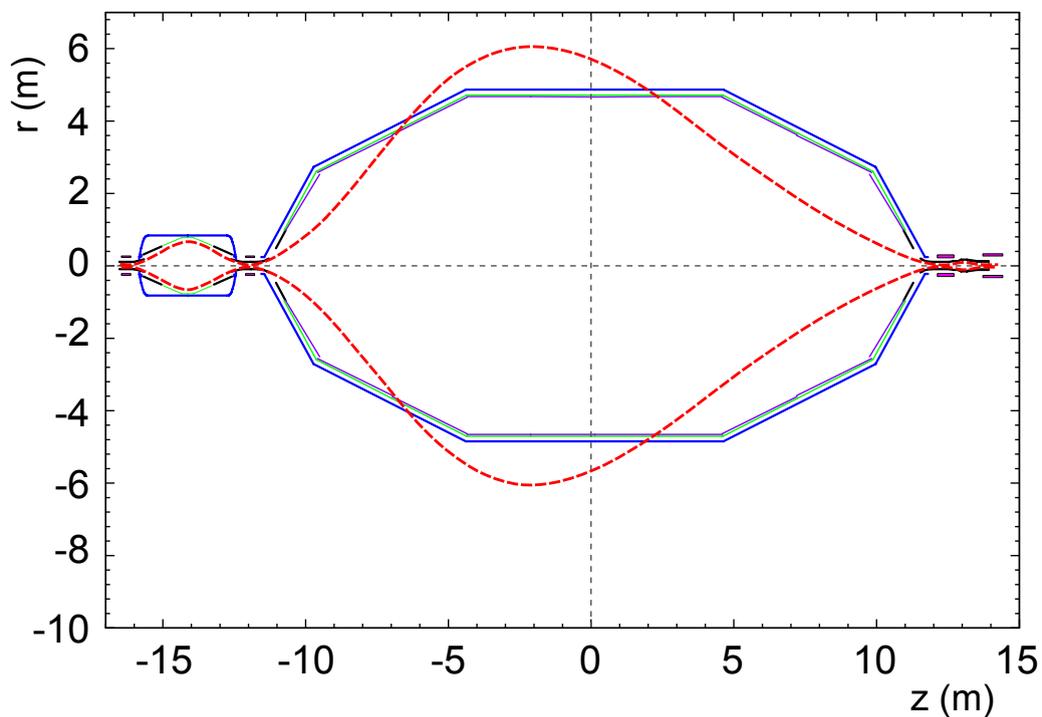
Damit die Transmissionsfunktion nur vom maximalen Magnetfeld des Pinchmagneten und dem minimalen Magnetfeld in der Analysierebene bestimmt wird, muss die Transmissionsbedingung erfüllt sein. Die Transmissionsenergie  $E_T$  eines Elektrons bei einem festen Startwinkel ist definiert als die Startenergie  $E_S$ , bei der die Longitudinalenergie  $E_{\parallel}$  in der Analysierebene gleich Null wird. Die Transmissionsbedingung lautet:

- Elektronen mit  $E_S < E_T$  werden reflektiert.
- Elektronen mit  $E_S > E_T$  werden transmittiert.
- Elektronen mit  $E_S = E_T$  haben in der Analysierebene eine Longitudinalenergie von  $E_{\parallel} = 0$  und überall sonst  $E_{\parallel} > 0$

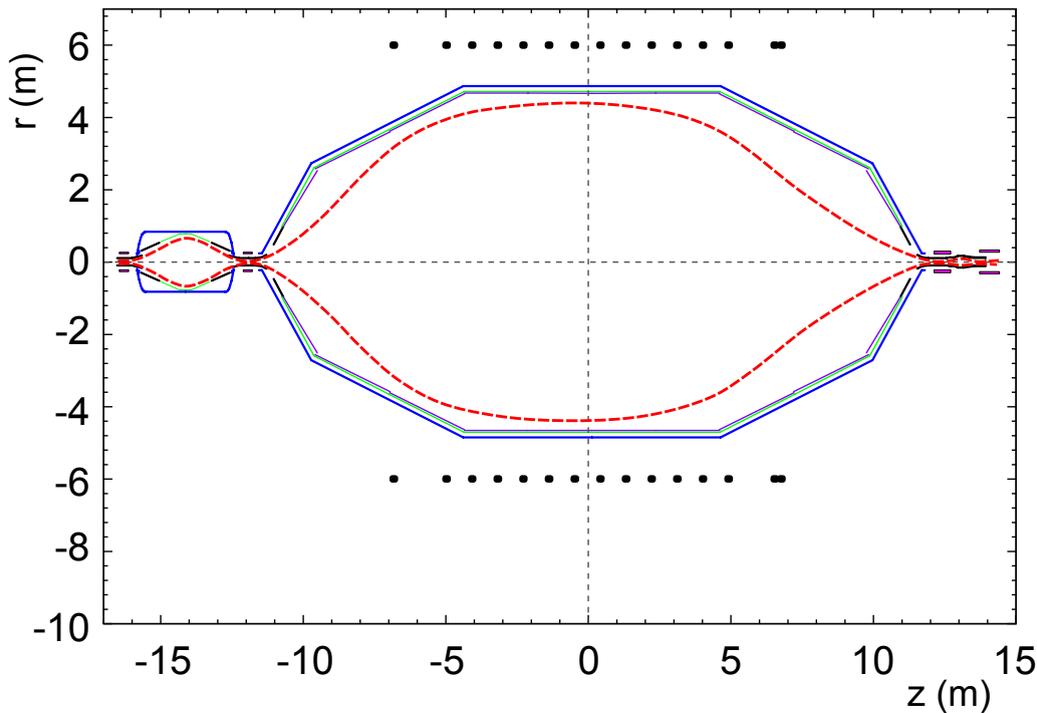
Um zu vermeiden, dass außer in der Analysierebene weitere Umkehrpunkte mit  $E_{\parallel} = 0$  auftreten, müssen das Magnetfeld und das elektrische Potenzial aufeinander abgestimmt werden. Das elektrische Potential wird vom inneren Elektrodensystem vorgegeben und hat



**Abbildung 3.4.: Magnetischer Flussschlauch ohne Korrekturen.** In blau sind die Wände des Vor- und Hauptspektrometers angedeutet, in grün und violett das Elektrodensystem. Die rosa Balken stellen die supraleitenden Magnete dar. Die rote, gestrichelte Linie zeigt den äußeren Verlauf des magnetischen Flussschlauchs mit einer Größe von  $191 \text{ T cm}^2$ . Das Magnetfeld setzt sich zusammen aus dem Erdmagnetfeld und dem Streufeld der supraleitenden Spulen (nach [G<sup>+</sup>09]).



**Abbildung 3.5.: Magnetischer Flussschlauch mit Korrektur durch EMCS.** Durch die Erdmagnetfeldkompensation nimmt der Flussschlauch eine axialsymmetrische Form an. Allerdings ist er danach immer noch zu groß, so dass Elektronen mit der Tankwand kollidieren können (nach [G<sup>+</sup>09]).



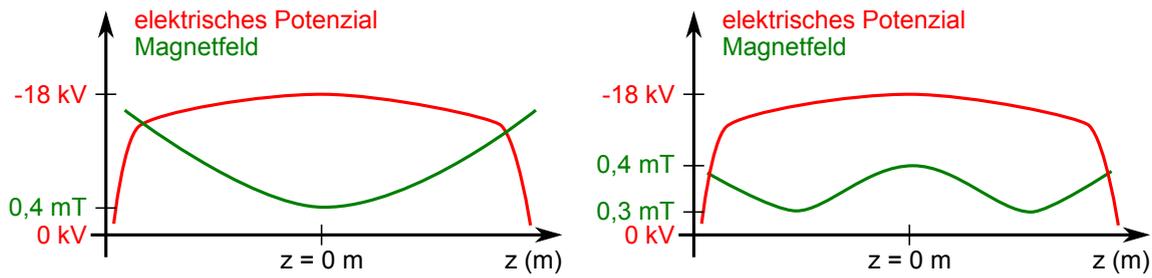
**Abbildung 3.6.:** Magnetischer Flussschlauch mit Korrektur durch EMCS und LFCS. Der Flussschlauch wird durch die Feinkorrektur auf die gewünschte Größe geformt. Die schwarzen Punkte deuten das LFCS an (nach [G<sup>+</sup>09]).

über den Bereich des Hauptspektrometers einen homogenen Verlauf. Daher ist es notwendig, allein über das Magnetfeld das Einhalten der Transmissionsbedingung sicherzustellen. Dazu lassen sich mit dem LFCS verschiedene Magnetfeldprofile einstellen:

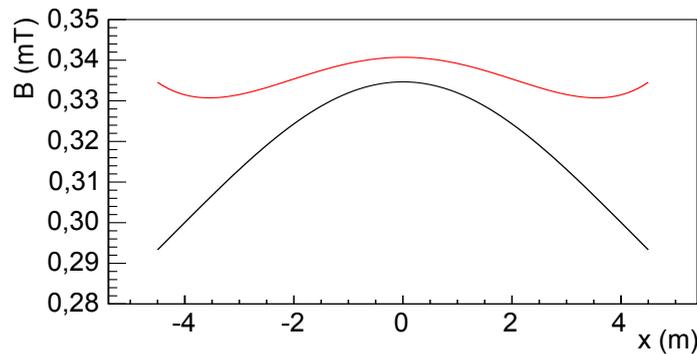
1. Das Magnetfeld besitzt sein globales Minimum in der Analysierebene (Abbildung 3.7 links). Dadurch wird die Zyklotronenergie  $E_{\perp}$  der Elektronen kontinuierlich in Longitudinalenergie umgewandelt. Ein ungewollter, geringfügiger Abfall des elektrischen Potentials kann dazu führen, dass die Elektronen zu früh reflektiert werden, obwohl die Startenergie größer ist als die Transmissionsenergie. Dies verletzt die Transmissionsbedingung.
2. Das Magnetfeld hat in der Analysierebene ein lokales Maximum und davor und dahinter jeweils ein lokales Minimum (Abbildung 3.7 rechts). Dadurch kann das Einhalten der Transmissionsbedingung garantiert werden. Das Minimum der Longitudinalenergie der Elektronen mit  $E_S \geq E_T$  wird erst in der Analysierebene erreicht. Allerdings können in dieser Konfiguration geladene Teilchen durch den magnetischen Spiegeleffekt in den lokalen Minima gespeichert werden, wodurch die Untergrundrate erhöht wird.

Ein weiterer Vorteil des zwei-Minima-Profiles ist die erhöhte Homogenität des Magnetfelds in der Analysierebene (siehe Abbildung 3.8). Das elektrische Potenzial ist nicht über die gesamte Fläche des Flussschlauchs in der Analysierebene homogen. Da der Detektor segmentiert ist, werden bei der Analyse des Spektrums die Teilflächen des Flussschlauchs separat analysiert. Durch ein homogenes Magnetfeld sollen weitere Schwankungen innerhalb einer Teilfläche vermieden werden.

Welche der beiden Konfigurationen letztendlich verwendet wird, hängt von den Ergebnissen von Messungen [Rei12] und Simulationen [Wan09] ab. Letztere haben gezeigt, dass 90 %



**Abbildung 3.7.:** Skizzen zur Konfiguration des elektrischen Potentials und des Magnetfelds im Hauptspektrometer. Das elektrische Potential ist in rot, das Magnetfeld in grün dargestellt. **links:** Konfiguration mit einem globalen Minimum der Magnetfeldstärke in der Analysierebene ( $z = 0$ ). **rechts:** Konfiguration mit zwei lokalen Minima vor und hinter der Analysierebene (nach [G<sup>+</sup>09]).



**Abbildung 3.8.:** Homogenität des Magnetfelds des LFCS in der Analysierebene. Zu sehen ist die Magnetfeldstärke in der Analysierebene bei  $z = 0$  m entlang der x-Achse. schwarz: ein globales Magnetfeldminimum, rot: zwei lokale Magnetfeldminima (nach [G<sup>+</sup>09])

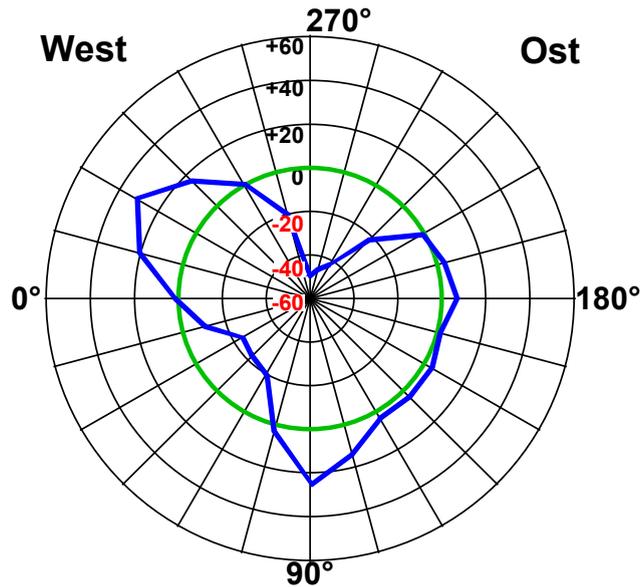
der Teilchen, die in einem Magnetfeld mit zwei lokalen Minima gespeichert werden, auch in einem Magnetfeld mit einem globalen Minimum gespeichert werden. Somit überwiegen zumindest von theoretischer Seite die Vorteile der zwei lokalen Minima.

Auch die Magnetfeldstärke in der Analysierebene ist noch nicht genau festgelegt. Die untere Grenze ist durch die Größe des magnetischen Flusschlauchs vorgegeben, der die Tankwände nicht berühren darf. Dafür ist ein Magnetfeld von 0,35 mT notwendig. Das maximale Magnetfeld von 0,6 mT ist durch die supraleitenden Spulen und die Anzahl der Windungen des LFCS begrenzt. Innerhalb dieser beiden Grenzen muss ein Kompromiss gefunden werden zwischen besserer Energieauflösung durch ein schwächeres Magnetfeld und einer besseren Untergrundabschirmung durch ein stärkeres Magnetfeld.

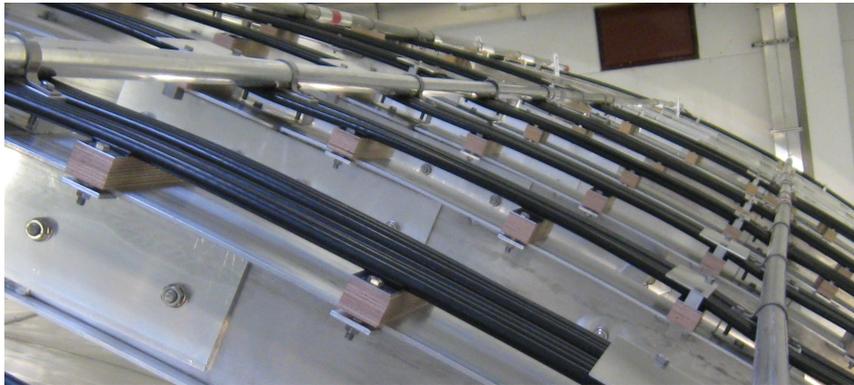
Die Abschirmung gegen Untergrundelektronen ist eine weitere wichtige Aufgabe des Magnetfeldes. Dafür wird ein perfekt axialsymmetrisches Magnetfeld benötigt. Abweichungen von der Axialsymmetrie bewirken zusätzliche Kräfte, die es Teilchen außerhalb des Flusschlauchs erlauben, durch Driftbewegungen in diesen einzudringen. Gründe für derartige Abweichungen und genauere Erklärungen zu den diesbezüglichen Konsequenzen werden in Abschnitt 5.1 aufgeführt.

### 3.3. Inbetriebnahme und Steuerung

Noch vor der Verlegung der LFCS-Spulenkabell wurde bei der Justage festgestellt, dass die Aluminiumringe keine perfekte Kreisform haben. Durch das Eigengewicht der Ringe entsteht im unteren und oberen Bereich ein Durchhang von wenigen Zentimetern (siehe Abbildung 3.9). Diese Abweichung von der idealen Kreisform wirkt sich direkt auf die



**Abbildung 3.9.:** Beispiel für Verformung der Aluminiumringe (Spule LFCS12). Gezeigt ist die Verformung bei verschiedenen Winkeln. Die Blickrichtung ist entlang der positiven z-Achse. Der grüne Kreis stellt die Sollgröße von 6,155 m dar. Die Abweichung von diesem Wert in Millimetern wird durch die blaue Linie angezeigt (nach [Ing09]).



**Abbildung 3.10.:** Foto der LFCS-Kabel mit Abstandshaltern.

Form der Luftspulen aus, da die Kabel überall auf den Ringen aufliegen. Dadurch kommt es zu einer merklichen Störung der Axialsymmetrie des Magnetfeldes. Um diese so weit wie möglich zu reduzieren, wurden die negativen Abweichungen mit zusätzlichen Abstandshaltern ausgeglichen. Diese haben definierte Höhen von jeweils 1 cm, 2 cm, 3 cm oder 4 cm und wurden in einem Abstand von etwa 30 cm an den Aluminiumringen montiert (siehe Abbildung 3.10).

Die Tankstützen stellten eine weitere Herausforderung beim Aufbau des Luftspulensystems dar. So musste die Doppelspule LFCS14 im unteren Bereich näher zusammengerrückt werden (siehe Abbildung 3.11). Auch dies hat einen Einfluss auf die Axialsymmetrie des Magnetfeldes, der mit wachsendem Abstand geringer wird. In der Analysierebene beträgt die Abweichung etwa  $0,2 \mu\text{T}$ .

Auch für das Kompensationssystem waren konstruktionsbedingte Umgehungen notwendig. Die Kabel der Ebenen 1 und 3 des EMCS-Y kollidieren ohne Umgehung mit den Betonsockeln bzw. den Tankstützen. Simulationen in [Rei10b] ergaben für die Umgehung an der Innenseite des Hindernisses die geringsten Magnetfeldabweichungen vom Sollwert. Die technische Umsetzung ist in Abbildung 3.12 zu sehen.



**Abbildung 3.11.:** Foto von Spule LFCS14 im Bereich des Betonsockels. Auf Grund des Betonsockels konnte der Aluminiumring nicht in seiner ursprünglichen Form fortgeführt werden. Unterhalb der LFCS-Spule ist die Umgehung des untersten EMCS-Y-Kabels um den Betonsockel zu erkennen.



**Abbildung 3.12.:** Foto der Umgehung des EMCS-Kabels. Zu sehen ist der detektorseitige Sockel auf der Ostseite und das Kabel der EMCS-Y-Ebene 3.

Beim ersten Betrieb der Spule LFCS1 fiel eine spürbare Temperaturerhöhung des Kabels auf. Dabei wurde zu Testzwecken der maximal mögliche Strom von 100 A eingestellt, was deutlich über dem üblichen Betriebsstrom liegt. Die Temperaturerhöhung führt zu einer Ausdehnung des Kabels, wodurch ein weiterer Durchhang entstehen könnte. Allerdings ist das Kabel durch Kabelkämme so fixiert, dass dieses nicht durchrutschen kann. Der Einfluss dieser Beobachtung auf das Magnetfeld muss noch untersucht werden.

Beim Test der Verbindungsstellen der Aluminiumkabel wurden keine Probleme festgestellt. Die Überprüfung bestand aus einer Widerstandsmessung der Kabel. Die Unterschiede in den Widerstandswerten ergaben sich aus den unterschiedlichen Längen der Kabel, abhängig von der Anzahl der Windungen und der Position des zugehörigen Netzgerätes.

Jede Luftspule wird mit einem separaten Netzteil (PSU) betrieben. Die PSUs haben, abhängig von der zugehörigen Spule, unterschiedliche Maximalspannungen und -ströme. Die Netzgeräte befinden sich auf der Westseite des Untergeschosses der Hauptspektrometerhalle. Die Steuerung der Netzgeräte erfolgt über ein Web Interface, das auf einem auf dem ZEUS-Server laufenden LabVIEW-Programm basiert. Dort können die gewünschten Ströme eingestellt werden. Über Digital-Analog-Wandler werden Werte an den Netzgeräten eingestellt. Ein Analog-Digital-Wandler gibt dann die Daten des jeweiligen Netzgerätes (Strom und Spannung) zurück an das Web Interface. Derzeit wird eine Kalibration der Netzgeräte durchgeführt. Diese dient einerseits dazu, den gewünschten Wert möglichst exakt am Netzgerät einzustellen und andererseits dazu, den tatsächlichen Strom auslesen zu können.

## 3.4. Messung und Monitoring des Magnetfeldes

### 3.4.1. Aufgaben und Zielsetzung

Nach dem Aufbau des Systems war es eine wesentliche erste Aufgabe, seine Funktionsweise zu verifizieren. Dazu wurde an verschiedenen Stellen das vom Luftspulensystem aufgebaute Magnetfeld gemessen (siehe Kapitel 4). Um die reinen Magnetfeldwerte zu erhalten, müssen an einer Position immer zwei Messungen durchgeführt werden, deren Ergebnisse voneinander subtrahiert werden: eine Messung des Untergrundfeldes (Erdmagnetfeld, magnetische Materialien) und eine Messung bei aktiviertem Luftspulensystem. Diese Messwerte wurden mit von Magnetfeldsimulationen berechneten Werten verglichen. Im Falle, dass die gemessenen Werte signifikant von den berechneten Werten abweichen, gibt es drei mögliche Ursachen:

1. Die berechneten Werte sind falsch, weil im Rahmen der Simulation falsche oder lückenhafte Parameter verwendet wurden.
2. Bei der Magnetfeldmessung sind Fehler aufgetreten, z.B. durch eine falsche Positionierung oder Ausrichtung des Sensors oder durch defektes Equipment.
3. In der Zeit zwischen den Messungen hat sich das Untergrundfeld verändert, weil magnetische Materialien ummagnetisiert wurden oder magnetische Teile in der Nähe des Messortes bewegt wurden.

Die Aufgabe des Monitorings ist die permanente Überwachung des Magnetfeldes über einen längeren Zeitraum. Dazu wird das Magnetfeld in regelmäßigen Abständen gemessen und mit Referenzwerten verglichen. Sollten die Abweichungen eine bestimmte Toleranz überschreiten, muss den Ursachen auf den Grund gegangen werden. Dabei sind Schwankungen im gemessenen Magnetfeld nicht nur auf Schwankungen des vom Luftspulensystem aufgebauten Magnetfeldes zurückzuführen. Zu den offensichtlichen Änderungen im Untergrundfeld (siehe Punkt 3) können auch quasistochastische Prozesse wie das Öffnen und Schließen von Stahltüren hinzukommen.

### 3.4.2. Anforderungen

Um Änderungen in den gemessenen Monitor-Werten auch eindeutig auf spezielle Magnetfeldänderungen zurückführen zu können, müssen die Rahmenbedingungen bei jeder Messung gleich sein. Dazu wird eine stabile Stromversorgung genau so wie eine unveränderliche Positionierung und Ausrichtung des Sensors benötigt. Details zur Positionierung und Ausrichtung des Sensors bei den Magnetfeldmessungen finden sich in Abschnitt 4.1.2. Beim Monitoring-System kann die exakte Positionierung nicht immer gewährleistet werden. Dieser Sachverhalt wird in den Abschnitten 5.3 und 5.5 genauer beschrieben.

Auch die Temperatur könnte einen Einfluss auf die Messung der Magnetfeldwerte haben. Um diese Einflüsse zu untersuchen wurde eine Langzeitmessung über 24 Stunden in Verbindung mit einem Datenlogger für Temperatur, Luftdruck und Erschütterungen durchgeführt. Dabei wurden die Magnetfeldwerte alle 30 Sekunden aufgezeichnet, der Datenlogger nahm alle 15 Sekunden Daten auf. Die Ergebnisse zeigen durchaus Schwankungen im gemessenen Magnetfeld (siehe Abbildung 3.13). Die Differenz zwischen Minimum und Maximum liegt allerdings mit  $0,15 \mu\text{T}$  am Rande der Sensorgenauigkeit von  $0,1 \mu\text{T}$ .

Eine Temperaturabhängigkeit konnte bei dieser Messung nicht festgestellt werden. Dagegen zeigte eine ältere Langzeitmessung ohne Datenlogger ein oszillierendes Verhalten der Magnetfeldwerte. Dieses war vergleichbar mit der Oszillation der Temperatur bei der Messung mit Datenlogger. Diese kommt durch die temperaturgesteuerte Klimaanlage zustande, die zumindest in der Nacht in regelmäßigen Abständen anspringt. Die Änderung der Magnetfeldwerte könnte daher einer Temperaturabhängigkeit des Analog-Digital-Wandlers zugeschrieben werden, da dieser sich während der Messung in der Nähe eines Lüftungsschachts befand. Dies wurde bei der letzten Messung vermieden. Für den Magnetfeldsensor selbst wird im Datenblatt (siehe Anhang A.1) nur eine geringe Temperaturabhängigkeit von  $0,6 \text{ nT}/^\circ\text{C}$  auf den Offset bzw.  $200 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$  auf den Skalenfaktor angegeben.

Die einzige Größe, die qualitativ einen ähnlichen Verlauf wie die Magnetfeldwerte hat, ist der Luftdruck (siehe Abbildung 3.14). Der Korrelationskoeffizient zwischen dem Luftdruck und der x-Komponente des Magnetfelds beträgt  $0,801$ , bei der y- bzw. z-Komponente liegt der Wert bei  $0,946$  bzw.  $0,820$ . Allerdings besteht zwischen Luftdruck und Magnetfeld kein bekannter physikalischer Zusammenhang. Auch der Sensor oder der Analog-Digital-Wandler sollten durch den Luftdruck nicht beeinflusst werden. Es ist daher zu vermuten, dass die Schwankungen im Magnetfeld rein zufälliger Natur sind. Eventuell ist es notwendig, diese Messung über einen längeren Zeitraum zu wiederholen.

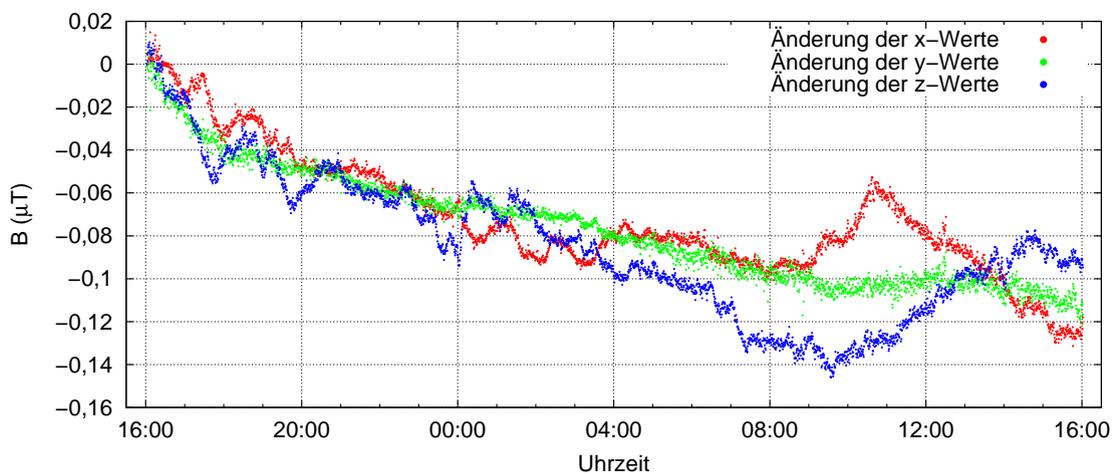
## 3.5. Magnetfeldberechnungen

Die Berechnung des Magnetfelds spielt sowohl bei der Überprüfung als auch bei der Überwachung des Systems eine große Rolle um Vergleichswerte zu den Messungen zu schaffen. Die hierfür verwendeten Programme wurden von Dr. Ferenc Glück [Glü06] entwickelt und im Rahmen von [Lei10] weiterentwickelt.

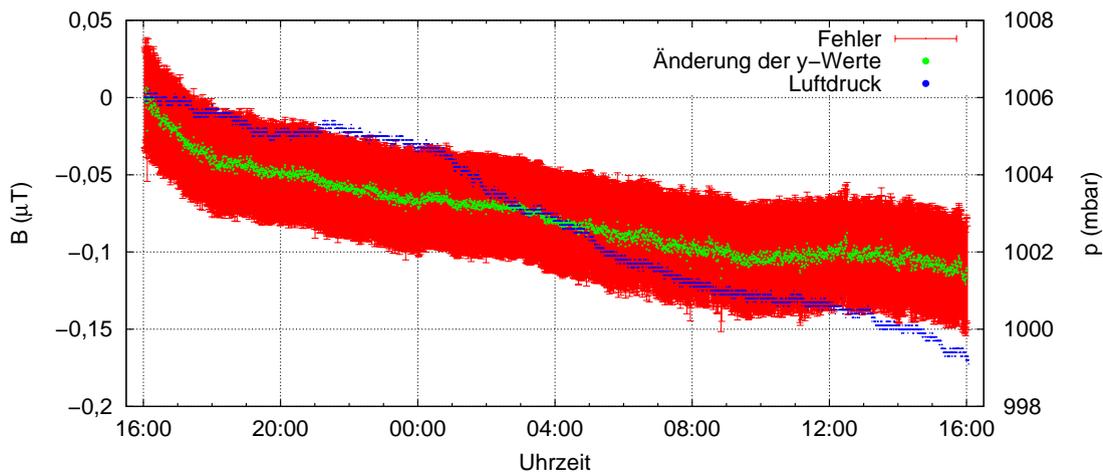
Für die Berechnung des Luftspulenfeldes wurde die Klasse `BiotSavart` verwendet, da diese die Möglichkeit bietet, das Magnetfeld von Spulen mit komplexer Geometrie zu berechnen. Dies war notwendig, um die Abweichungen der Luftspulen von der Kreisform (siehe Abschnitt 3.3) in die Berechnungen miteinfließen zu lassen.

Das Magnetfeld eines stromdurchflossenen Leiters wird durch das Gesetz von Biot-Savart beschrieben (siehe Abbildung 3.15): Das Liniensegment  $d\vec{l}$  eines unendlich langen vom Strom  $I$  durchflossenen Leiters erzeugt am Ort  $\vec{r}$  das Magnetfeld

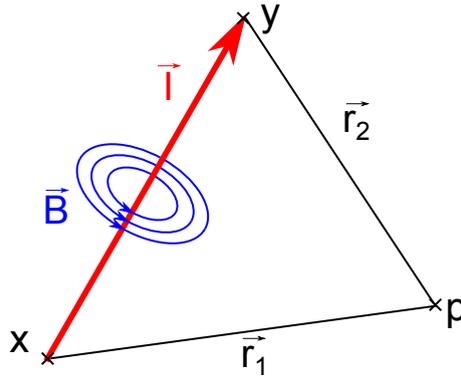
$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{r^2}. \quad (3.1)$$



**Abbildung 3.13.: Langzeitmessung: Magnetfeldkomponenten.** Geplottet wurden die Abweichungen des jeweiligen Messwerts vom Startwert über der Uhrzeit. Die x-Komponente ist in rot gezeichnet, die y-Komponente in grün und die z-Komponente in blau.



**Abbildung 3.14.: Langzeitmessung: y-Komponente des Magnetfelds und Luftdruck.** Die Messwerte sind in grün dargestellt, deren Fehler in rot und der Luftdruck in blau. Die Fehler des gemessenen Magnetfelds sind in der selben Größenordnung wie die Schwankungen im Magnetfeld. Der Korrelationskoeffizient zwischen dem Luftdruck und der y-Komponente des Magnetfelds beträgt 0,946.



**Abbildung 3.15.:** Skizze zum Gesetz von Biot-Savart. Der rote Pfeil symbolisiert den stromdurchflossenen Leiter der Länge  $l$ . Berechnet wird das Magnetfeld am Ort  $p$ .

Die Integration dieser Formel erfolgt mit einer Näherung, da die Liniensegmente eine endliche Ausdehnung haben. Je kleiner die Liniensegmente  $dl$ , desto höher ist die Genauigkeit. Allerdings bedeutet eine erhöhte Anzahl an Liniensegmenten eine längere Berechnungszeit.

$$\vec{B}_i = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot d\vec{L} \times \vec{I} \quad \text{mit} \quad (3.2)$$

$$d\vec{L} = \left( \frac{\hat{r}_1 + \hat{r}_2}{R+l} - \frac{\hat{r}_1 + \hat{r}_2}{R-l} \right), \quad (3.3)$$

$$R = |\vec{r}_1| + |\vec{r}_2|, \quad l = |\vec{r}_2 - \vec{r}_1| \quad \text{und} \quad \hat{r}_i = \frac{\vec{r}_i}{|\vec{r}_i|} \quad (3.4)$$

Auf Grund des Superpositionsprinzips können anschließend die Magnetfelder der einzelnen Liniensegmente zum Gesamtfeld  $\vec{B}_{\text{Ges}}$  aufsummiert werden.

$$\vec{B}_{\text{Ges}} = \sum_{i=1}^N \vec{B}_i \quad (3.5)$$

Die Diskretisierung der Spulen erfolgt mit einem Polygonizer, der aus einer Funktion des Radius über den Winkel  $r(\phi)$  die Start- und Endpositionen der Liniensegmente mit der vorgegebenen Länge berechnet. Für die Simulationen in dieser Arbeit wurde eine Länge von  $l = 1,25$  mm gewählt. Die Funktion  $r(\phi)$  ist im Falle einer kreisförmigen Spule konstant, bei Abweichungen von der Kreisform wird ein Polynomfit über die radialen Abweichungen durchgeführt. Die Anfangs- und Endpositionen werden zusammen mit dem Strom in den Liniensegmenten in die Input-Dateien geschrieben.

Zur Verfeinerung der Simulation wurden manuell diverse Anpassungen vorgenommen. Darunter fallen die Umgehungen der Tankstützen von LFCS14 (Abbildung 3.11) und von EMCS-Y (Abbildung 3.12) sowie die Verkabelung des EMCS über die Endringe ([Rei10b]). Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen werden in Kapitel 4 den Magnetfeldmessungen gegenübergestellt.

### 3.6. Strategien zur Magnetfeldbestimmung im Hauptspektrometer durch Monitoring

Ein grundlegendes Ziel des Monitorings ist es, das Magnetfeld im Hauptspektrometer zu bestimmen, ohne Messungen im Inneren des Tankvolumens durchführen zu müssen. Die Berechnung eines Magnetfelds spielt dabei eine große Rolle. Es existieren zwei unterschiedliche Ansätze, die im Folgenden erläutert werden.

### 3.6.1. Karlsruher Strategie

Das am KIT entwickelte System basiert auf einer Magnetfeldsimulation, deren Ergebnisse permanent mit Messungen durch Magnetfeldsensoren verglichen werden. Für die Simulation ist eine genaue Beschreibung sämtlicher Magnetfeldquellen in und um den Aufbau des Experiments notwendig. Die Quellen lassen sich in sechs Gruppen einteilen [Wan09]:

1. Die supraleitenden Spulen im Aufbau entlang der Strahlachse. Dabei haben der Detektormagnet, der Pinchmagnet und die beiden Magnete des Vorspektrometers einen größeren Einfluss auf das Magnetfeld im Hauptspektrometer als die Magnete der Tritiumquelle oder der Transportstrecke.
2. Das Luftspulensystem mit seinen Komponenten LFCS und EMCS.
3. Das Monitorspektrometer in einer separaten Halle. Dieses hat mit seinen beiden supraleitenden Spulen vor allem einen Einfluss auf die Axialsymmetrie des Magnetfeldes, da es abseits der Strahlachse steht.
4. Das Erdmagnetfeld.
5. Die magnetischen Materialien in der Hauptspektrometerhalle.
6. (evtl. temporäre) Magnetfeldquellen wie Änderungen im Erdmagnetfeld durch Sonnenaktivität, andere Experimente in der näheren Umgebung und bislang unbekannte Quellen

Die Quellen in Gruppe 1, 2 und 3 lassen sich sehr genau beschreiben. Aus den technischen Daten der jeweiligen Bauteile sind die mechanischen Eigenschaften wie Position, Ausrichtung und Größe bekannt und der Strom in den Spulen kann genau gemessen werden. Zudem sollen die Streufelder der supraleitenden Spulen mit einem beweglichen 3D-Magnetfeldmesstisch vermessen werden. Ein größeres Problem stellen die magnetischen Materialien und das Erdmagnetfeld dar. Während letzteres durch geographische Modelle (IGRF) mit sehr guter Näherung beschrieben werden kann, muss die Magnetisierung der magnetischen Materialien durch großflächige Messungen und dazugehörigen Simulationsrechnungen bestimmt werden. Zudem kann sich die Magnetisierung durch den Einfluss von starken Magnetfeldern (erste Aktivierung der supraleitenden Spulen) ändern. Daher erscheint es notwendig, die Messungen in bestimmten zeitlichen Abständen zu wiederholen.

Nach der Bestimmung der Quellen kann die Simulation mit den Input-Parametern ausgestattet werden. Darauf folgen die Überprüfung und die Optimierung der Simulation. Dazu werden die Magnetfeldwerte an ausgewählten und vor allem zugänglichen Positionen in verschiedenen Bereichen des Aufbaus berechnet und mit den Messwerten verglichen. Zeigen die Werte eine gute Übereinstimmung an allen Stellen, so kann angenommen werden, dass die Simulation das reale Magnetfeld reproduzieren kann. Der Input-Datensatz kann dann zur Berechnung des Magnetfeldes an jeder beliebigen Stelle innerhalb und außerhalb des Hauptspektrometers verwendet werden.

Für die Sensoren zur Messung des Magnetfelds gelten je nach Einsatzgebiet unterschiedliche Anforderungen. Während die Sensoren für die supraleitenden Magnete für hohe Feldstärken geeignet sein müssen, sollen die Sensoren in der Analysierebene sensitiv auf kleinste Magnetfeldänderungen sein und auch deren Richtung auflösen können. Der Aufbau dieser hochgenauen Magnetfeldsensoren war wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit und wird in Kapitel 5 detailliert beschrieben.

### 3.6.2. Fuldaer Strategie

Neben dem in Karlsruhe entwickelten Sensorsystem, wird auch von der Hochschule Fulda ein System zur Bestimmung des Magnetfeldes im Hauptspektrometertank entwickelt, das einen anderen Ansatz verfolgt [O<sup>+</sup>09].

Dieser Ansatz basiert darauf, dass das zu berechnende Magnetfeld  $\vec{B}$  sich in einem Volumen  $G$  mit Oberfläche  $\Gamma$  befindet. Dieses Volumen ist beim KATRIN-Experiment ein Zylinder, der das Hauptspektrometer umschließt und innerhalb der LFCS-Spulen liegt. Innerhalb des Volumens fließen keine Ströme und das elektrische Feld kann als zeitlich konstant angenommen werden. Somit ist das Magnetfeld rotationsfrei (Ampère'sches Gesetz).

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \left( \vec{j} + \epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) = 0 \quad (3.6)$$

Für die Rotation eines skalaren Potentials gilt immer  $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} V(x, y, z)) = 0$ , weshalb  $V$  als magnetisches Potential

$$\vec{B} = \vec{\nabla} V(x, y, z) \quad (3.7)$$

identifiziert werden kann. Mit dem Gauß'schen Gesetz für Magnetfelder  $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$  erfüllt  $V$  somit auch die Laplace-Gleichung

$$\Delta V(x, y, z) = 0. \quad (3.8)$$

Das Magnetfeld wird nun auf einem Gitter auf der Oberfläche  $\Gamma$  des Volumens  $G$  gemessen. Um aus den gemessenen Magnetfeldwerten das Potential  $V$  zu bestimmen, werden die für die Oberfläche geltenden Randbedingungen verwendet

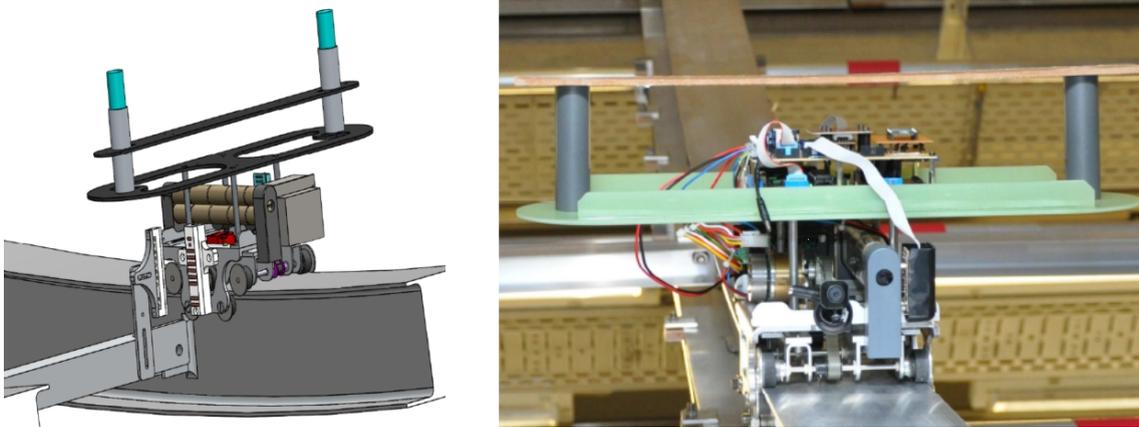
$$\frac{\partial V}{\partial x} = B_x; \quad \frac{\partial V}{\partial y} = B_y; \quad \frac{\partial V}{\partial z} = B_z, \quad (3.9)$$

so dass, die Magnetfeldwerte integriert werden müssen. Um das Potential im Inneren des Volumens  $G$  zu bestimmen, wird ein numerisches Verfahren angewandt, das in mehreren Iterationsschritten versucht, die richtigen Werte an jedem Gitterpunkt zu finden (Relaxationsverfahren). Das Magnetfeld  $\vec{B}$  an den Gitterpunkten ergibt sich dann aus der jeweiligen Ableitung des Potentials  $V$ .

Die Messung an der Oberfläche des Zylinders soll mit Robotern (*Mobile Sensor Unit*, kurz MobSU) durchgeführt werden, die auf der Innenseite der Aluminiumringe des Luftspulensystems entlangfahren (siehe Abbildung 3.16). Auf jedem Wagen befinden sich zwei Magnetfeldsensoren im Abstand von 45 cm, was auch der Breite des Gitters entspricht. Die Magnetfeldmessungen werden im Abstand von 3° Azimutwinkel durchgeführt, so dass bei einem Umlauf 120 Messwerte pro Sensor akkumuliert werden. Mit diesem Verfahren wird vermieden, dass eine größere Anzahl von Sensoren am Tank angebracht werden muss.

Die Häufigkeitsintervalle derartiger Vermessungen der Oberfläche, steht noch nicht fest. Allerdings werden die MobSUs nicht ununterbrochen fahren und messen können, weshalb ein permanentes Monitoring mit diesem System nicht möglich ist. Dieses System stellt jedoch die einzige Möglichkeit dar um großflächige Magnetfeldmessungen oberhalb der Strahlachse durchzuführen. Außerdem ist die Fuldaer Methode unabhängig von zusätzlichen oder falsch beschriebenen Magnetfeldquellen, da das Magnetfeld direkt aus den Messwerten berechnet wird.

Durch den komplementären Einsatz beider Sensorsysteme können die Nachteile des einen Systems durch das andere System ausgeglichen werden. So kann das Magnetfeld im Hauptspektrometer permanent und mit der geforderten Präzision bestimmt werden.



**Abbildung 3.16.:** Mobile Sensor Unit (MobSU). links: Vereinfachte Darstellung einer MobSU an der Dockingstation, an der die Daten übertragen und der Akku geladen werden. rechts: Foto einer MobSU während der Fahrt auf einem Aluminiumring des Luftspulensystems.

## 4. Magnetfeldmessungen nach Inbetriebnahme des Luftspulensystems

Das im vorangegangenen Kapitel vorgestellte Luftspulensystem wurde nach seinem Aufbau mit drei Messungen in großflächigen Bereichen innerhalb und außerhalb des Hauptspektrometers überprüft (siehe Abbildung 4.1). Die Ergebnisse und der Vergleich der Messdaten mit Simulationsrechnungen werden in diesem Kapitel dargelegt. In Abschnitt 4.1 werden zunächst die verwendeten Geräte und das Messverfahren näher erläutert. Abschnitt 4.2 behandelt die beiden Messungen in der Hauptspektrometerhalle, die als erste Testmessungen mit dem neuen Luftspulensystem zu verstehen sind. Die Messungen im Hauptspektrometer dagegen hatten zum Ziel, hochpräzise Magnetfeldwerte in der Nähe der Analysierebene und der Strahlachse zu gewinnen. Durch die speziellen Anforderungen unterscheidet sich das Messverfahren und der Ablauf stark von denen der vorangegangenen Messungen. Diese werden ebenso wie die Ergebnisse der Messung und deren Vergleich mit Simulationsrechnungen in Abschnitt 4.3 beschrieben. Abschnitt 4.4 zeigt abschließend die Implikationen der Messungen für die KATRIN-Messung.

### 4.1. Equipment und Methoden

#### 4.1.1. Magnetfeldsensor

Der zum Messen des Magnetfelds verwendete Sensor ist ein dreiachsiges Fluxgate-Magnetometer [Pri79] mit einem Messbereich bis 1 mT und einer Genauigkeit von  $0,1 \mu\text{T}$ . Weitere technische Details finden sich in Anhang A.1.

Die Funktionsweise ist in Abbildung 4.2 angedeutet: Zwei ferromagnetische Kerne sind jeweils von einer gegenläufigen Spule umgeben. Diese primären Spulen werden mit Wechselspannung betrieben, so dass sie die Kerne in Sättigung treiben. Die beiden Spulen sind wiederum umgeben von einer sekundären Spule, deren Spannung permanent gemessen wird. Liegt kein äußeres Magnetfeld vor, neutralisieren sich die Magnetfelder der beiden Eisenkerne zu jeder Zeit. Ein äußeres Magnetfeld parallel zu den primären Spulen bewirkt jedoch, dass ein Kern früher seine Sättigungsmagnetisierung erreicht als der andere. Dadurch ergeben sich Unterschiede in den Magnetfeldern der primären Spulen, die dazu führen, dass in der sekundären Spule eine Spannung induziert wird. Um diese Spannung in einen Magnetfeldwert umzuwandeln, wird eine dritte Spule benutzt, die um die sekundäre Spule gewickelt ist. Deren Magnetfeld wird mit einem Gleichstrom so geregelt, dass die Spannung der sekundären Spule gleich Null wird. Dies ist gleichbedeutend mit einer

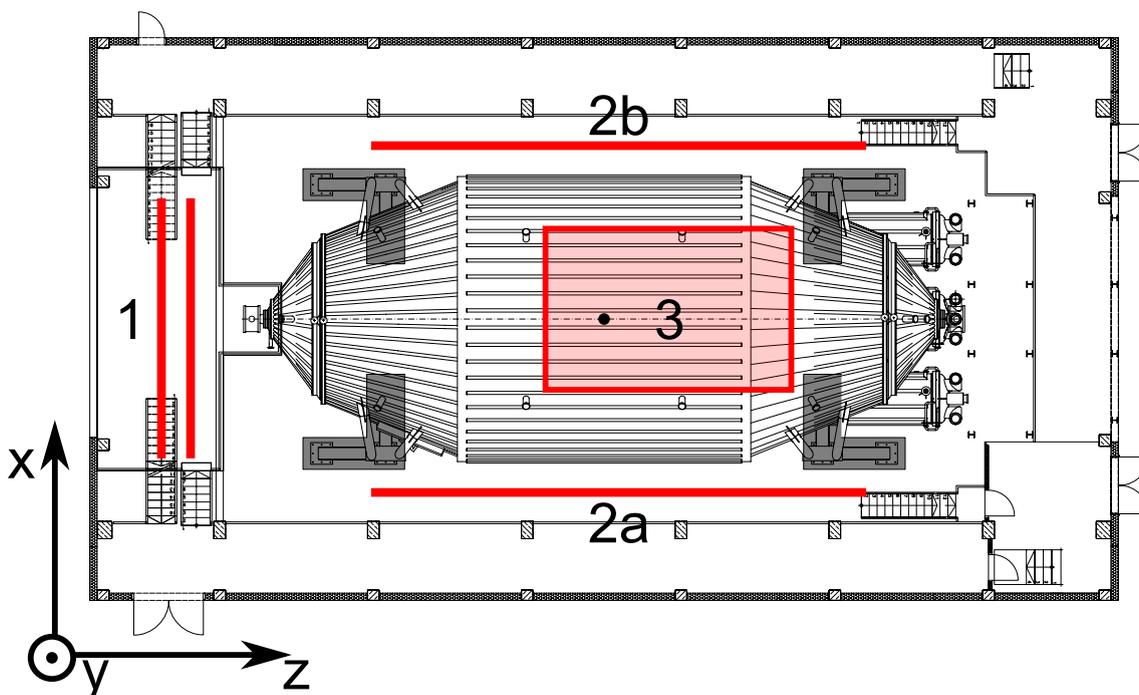


Abbildung 4.1.: Plan der KATRIN-Hauptspektrometerhalle. In rot sind die Bereiche markiert, in denen die Messungen des Luftspulensfeldes durchgeführt wurden: **1**: auf der Vorspektrometerplattform, **2a & 2b**: im Untergeschoss, **3**: in einem Teil des Tankvolumens.

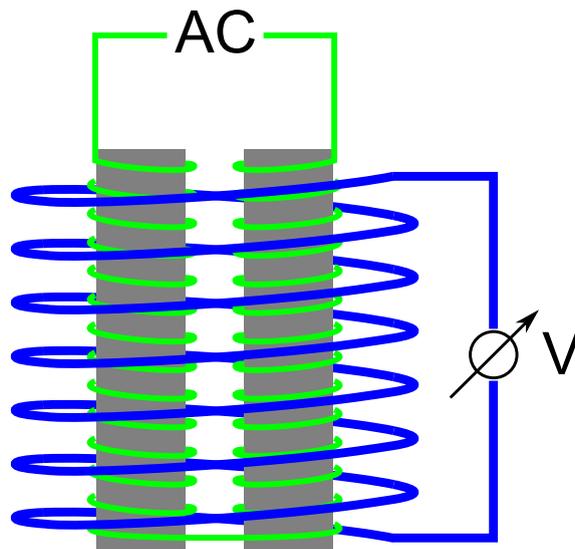


Abbildung 4.2.: Aufbau des Fluxgate-Magnetometers. Die beiden Eisenkerne sind in grau dargestellt. Diese werden von den primären Spulen (grün) wechselseitig magnetisiert. In der sekundären Spule (blau) wird dann eine Spannung induziert, wenn ein äußeres Magnetfeld die Magnetisierung eines Eisenkerns begünstigt. Die Kompensationsspule ist zwecks Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet.

Kompensation des Magnetfelds der Primärspulen durch die dritte Spule. Deren Magnetfeld entspricht dann gerade dem äußeren Magnetfeld. Zwischen dem Spulenstrom und dem erzeugten Magnetfeld besteht ein linearer Zusammenhang. Bei bekannter Windungsanzahl  $n$  und Länge  $l$  der Spule lässt sich somit aus dem Strom das Magnetfeld berechnen.

$$B = \mu_r \cdot \mu_0 \cdot I \cdot \frac{n}{l} \quad (4.1)$$

Das Auslesen der Sensordaten erfolgt über einen Analog-Digital-Wandler und ein LabVIEW-Programm (siehe Anhang A.2).

#### 4.1.2. Positionierung und Ausrichtung des Sensors

Die Positionierung und Ausrichtung des Sensors an den Koordinaten der Hauptspektrometerhalle erfolgt über ein am Boden markiertes Liniennetz. Dieses orientiert sich an Vermessungspunkten, die auf dem Hallenboden angebracht wurden. Um die Linien ohne Abweichungen markieren zu können, wurde ein selbstnivellierender Rotationslaser verwendet. Damit konnte eine Genauigkeit von etwa 3 mm erreicht werden. Im Untergeschoss der Hauptspektrometerhalle war dieses Liniennetz schon teilweise von der Vermessung der magnetischen Materialien [Rei09] vorhanden. Dieses wurde angebracht, bevor die Präzisionsvermessung der Halle stattfand. Bei einem nachträglichen Vergleich der Positionen ergab sich eine maximale Abweichung von 5 mm.

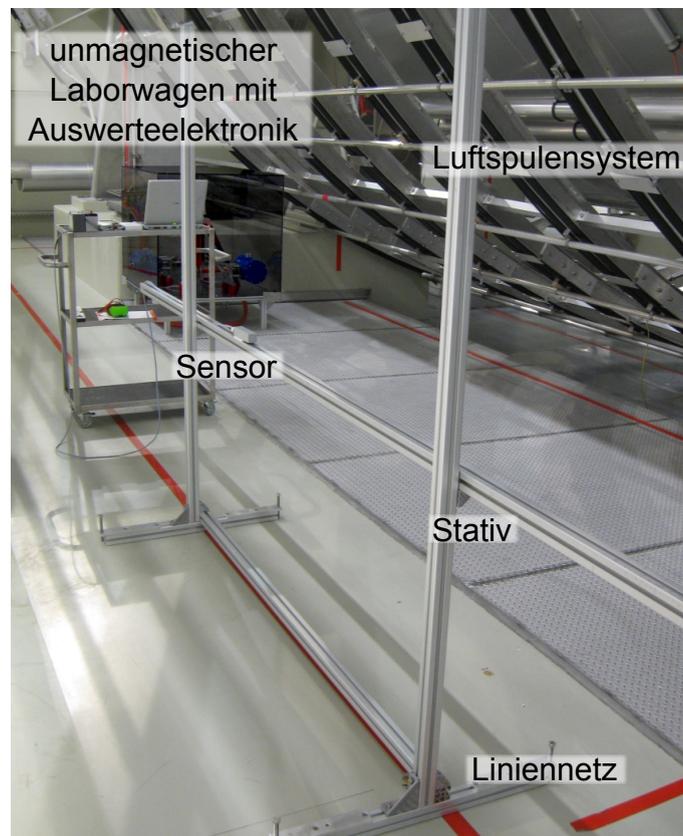
Der Sensor wird mit einem Stativ aus Aluminiumprofilen in Position gebracht (siehe Abbildung 4.3). Er ist über einen beweglichen Schlitten richtungstreu mit dem Stativ verbunden. Mit dem Stativ kann ein Bereich von 3,5 m in der Breite und 2 m in der Höhe abgedeckt werden. Üblicherweise sitzen die Messpunkte auf einem quadratischen Gitter mit einem Abstand von 50 cm zwischen den Gitterpunkten (siehe Abbildung 4.4). Nach jeder Positions- und Höhenänderung wird das Stativ am Liniennetz mit einem Lot ausgerichtet. Dabei kann eine Genauigkeit von etwa 5 mm erreicht werden, was einem Winkelfehler von  $0,1^\circ$  entspricht. Der Hersteller gibt auf den Sensor den gleichen Winkelfehler an. Die horizontale Neigung wird mit einer Wasserwaage kontrolliert.

## 4.2. Messung des Luftspulenfeldes in der Hauptspektrometerhalle

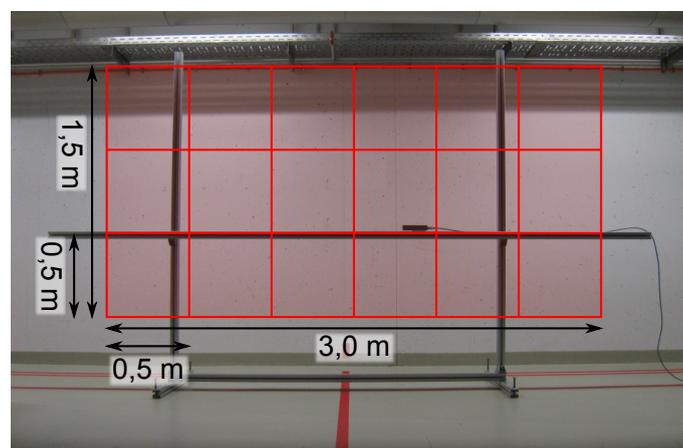
Mit dieser Methode wurde das Magnetfeld der LFCS-Spulen in drei Bereichen der Hauptspektrometerhalle gemessen. Um nur das vom Luftspulensystem aufgebaute Magnetfeld zu bestimmen, müssen an jeder Position zwei Messungen durchgeführt werden: Die erste Messung erfolgt mit ausgeschalteten Luftspulen, um das Untergrundfeld der jeweiligen Position zu bestimmen. Deren Ergebnisse werden von den Messungen mit eingeschalteten Luftspulen subtrahiert. Ziel dieser Messungen war, vor allem den qualitativen Verlauf des Luftspulenfeldes mit hoher Genauigkeit zu bestimmen. Die Messungen werden mit Simulationsrechnungen verglichen. Diese sollen das gemessene Magnetfeld möglichst genau reproduzieren.

### 4.2.1. Bereich der Vorspektrometer-Plattform

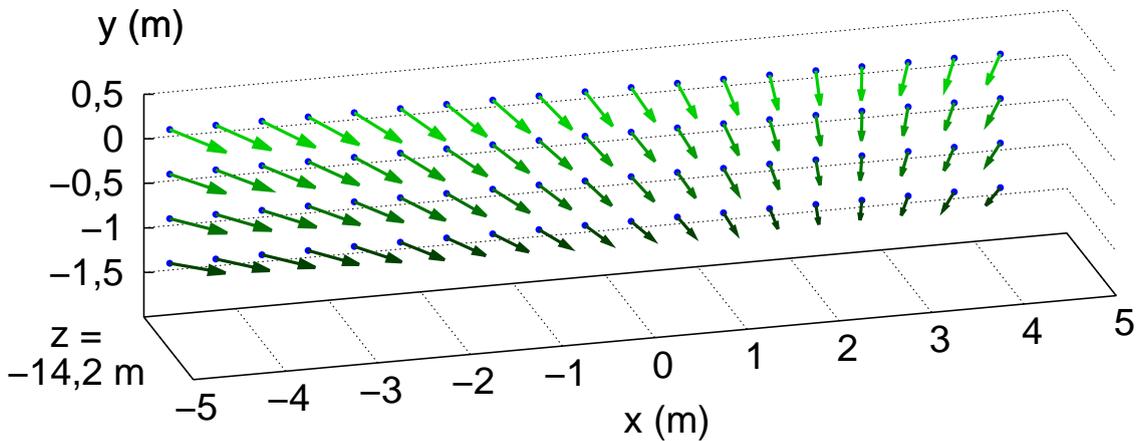
Die erste Messung nach Fertigstellung des Luftspulensystems erfolgte im Bereich der Vorspektrometer-Plattform. Dieser Bereich befindet sich innerhalb einer gedachten Verlängerung der LFCS-Spulen hin zur Quelle. Es ist zu erwarten, dass die Feldlinien in diesem Bereich nahezu parallel zur z-Achse sind, aber noch erkennbar auf diese zulaufen. Mit



**Abbildung 4.3.:** Foto vom Aufbau einer Magnetfeldmessung. Die auf dem Laborwagen befindlichen Geräte werden in Anhang A.2 gezeigt und detailliert erklärt.



**Abbildung 4.4.:** Schema des Positionsgitters. Das Bild zeigt das Stativ zur Positionierung des Sensors. Die Messungen werden üblicherweise in Höhen von 0,5 m, 1,0 m, 1,5 m und 2,0 m über dem Boden durchgeführt. Der horizontale Abstand der Messpunkte beträgt 0,5 m.



**Abbildung 4.5.: Plot der Messdaten in 3D (VS-Plattform).** Die Messpunkte (blau) liegen bei  $z = -14,2$  m. Die Grüntöne (Messwerte) heben zur besseren Übersichtlichkeit die unterschiedlichen  $y$ -Werte der Messpunkte hervor.

dieser Messung lässt sich sehr gut die Stärke des Magnetfelds überprüfen. Dafür können einerseits die Beträge der gemessenen Magnetfeldvektoren betrachtet werden, andererseits auch deren Richtung. Je schwächer das Magnetfeld, desto größer ist der Winkel zwischen den Vektoren und der  $z$ -Achse.

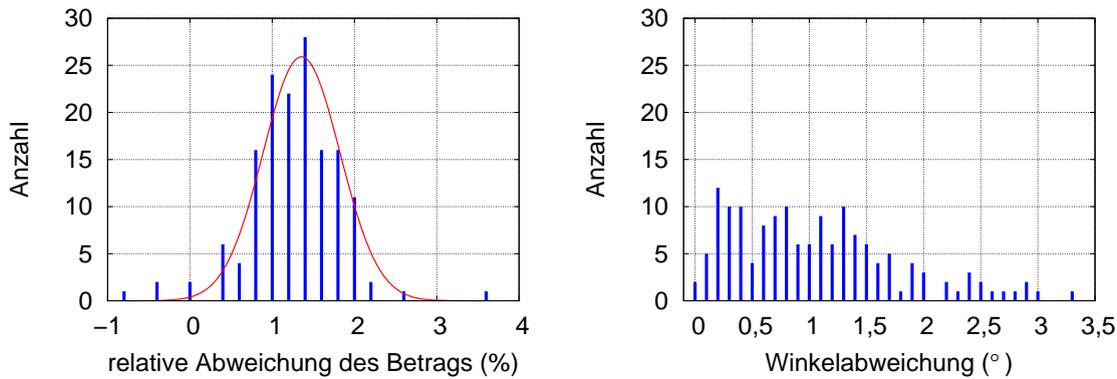
Das Stativ wurde parallel zur  $x$ -Achse aufgestellt. Gemessen wurde im Intervall von  $-4,8$  m bis  $4,2$  m in  $x$ -Richtung, und von  $-1,308$  m bis  $0,192$  m in  $y$ -Richtung im Bereich bei  $z = -14,2$  m und  $z = -15,2$  m. Daraus ergeben sich 152 Messpunkte. Die Netzgeräte der LFCS-Spulen wurden manuell auf jeweils 50 A eingestellt.

Abbildung 4.5 zeigt exemplarisch die Messdaten bei  $z = -14,2$  m. Qualitativ haben die Feldlinien den erwarteten Verlauf. Die Magnetfeldvektoren zeigen alle zur  $z$ -Achse hin und der Betrag des Magnetfelds nimmt mit wachsendem Abstand von der Strahlachse ab. Für eine quantitative Analyse wurden die gemessenen Magnetfeldwerte mit Simulationen verglichen. In der Simulationsrechnung wurde für alle LFCS-Spulen ein Strom von 50 A vorgegeben.

In Abbildung 4.6 sind links die relativen Abweichungen der Beträge gezeigt (Gleichung 4.2). Die Abweichungen sind mit durchschnittlich 1,2 % in einem durch die Genauigkeit der erwarteten Rate. Da an nahezu allen Messpunkten der Betrag des gemessenen Magnetfelds größer ist als der des berechneten, lässt sich darauf schließen, dass die in der Simulation verwendeten Ströme zu niedrig waren. Eine Berechnung mit etwas erhöhten Spulenströmen (50,4 A) zeigte eine bessere Übereinstimmung der  $z$ -Komponente. Dieser Stromwert liegt noch innerhalb der Ablesegenauigkeit der Netzgeräte von  $(50 \pm 0,5)$  A.

$$\Delta \left| \vec{B} \right| = \frac{\left| \vec{B}_{\text{Mess}} \right| - \left| \vec{B}_{\text{Sim}} \right|}{\left| \vec{B}_{\text{Mess}} \right|} \quad (4.2)$$

Eine weitere Auffälligkeit stellt die durchgehend negative Abweichung der  $x$ -Komponente der Messpunkte bei  $z = -15,2$  m dar. An diesen Messpunkten konnten nicht beide Messungen (mit und ohne Luftspulenfeld) am gleichen Tag durchgeführt werden. Der wahrscheinlichste Grund für die Abweichungen ist eine Veränderung des Untergrundfeldes zwischen



**Abbildung 4.6.:** Histogramme zur Auswertung der Messung auf der Vorspektrometerplattform. Vergleich von Messwerten und Simulationsrechnung. **links:** Der relative Fehler des Betrags. Die in rot geplottete Gauss-Kurve hat folgende Parameter:  $\sigma = 0,47$ ,  $\mu = 1,36$ . **rechts:** Die Winkelabweichung zwischen gemessenem und berechnetem Magnetfeldvektor.

beiden Messungen. Eine Ursache dafür könnte die Montage der Turbomolekularpumpen der DPS sein, die im gleichen Zeitraum stattfand. Der Abstand zwischen Lagerstelle und Vorspektrometerplattform ist nicht sehr groß ( $< 4$  m), so dass es durchaus zu einer Beeinflussung der Messung durch die magnetisierten Pumpen gekommen sein kann. Dies würde auch die mit durchschnittlich  $1^\circ$  recht großen Winkelabweichungen erklären (Abbildung 4.6, rechts). Die beiden Messungen bei  $z = -14,2$  m wurden jeweils am selben Tag aufgenommen. Sie zeigen außer der zu kleinen z-Komponente keine weiteren Auffälligkeiten.

#### 4.2.2. Parallel zum Luftspulensystem im Untergeschoss

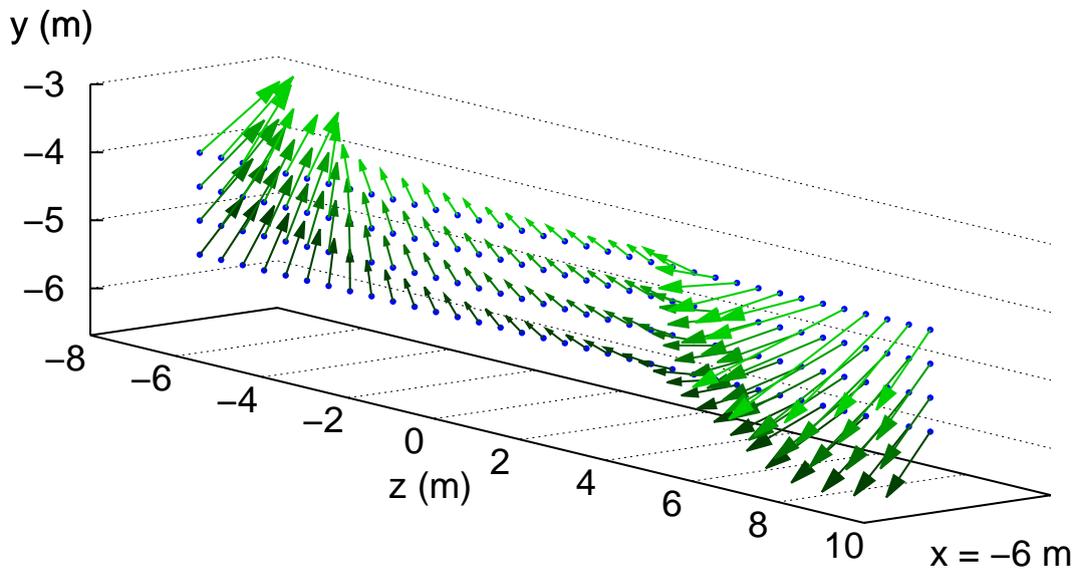
Eine weitere Messung des LFCS-Spulenfeldes wurde im Untergeschoss parallel zur z-Achse durchgeführt. Hier lag der Fokus auf dem Nahfeld der Luftspule. Diese Messung macht es möglich, den Einfluss der in Abschnitt 3.3 angesprochenen Verrückung von Spule LFCS14 zu beobachten.

Mit dem parallel zur z-Achse aufgestellten Stativ wurden bei  $x = -6$  m und  $x = 6$  m im Bereich von  $-8$  m bis  $9$  m in z-Richtung und von  $-5,74$  m bis  $4,24$  m in y-Richtung insgesamt 280 Messwerte aufgenommen. Bei dieser Messung konnten die Luftspulen bereits über das Web Interface bedient werden. Für jede LFCS-Spule wurde ein Strom von  $50$  A vorgegeben.

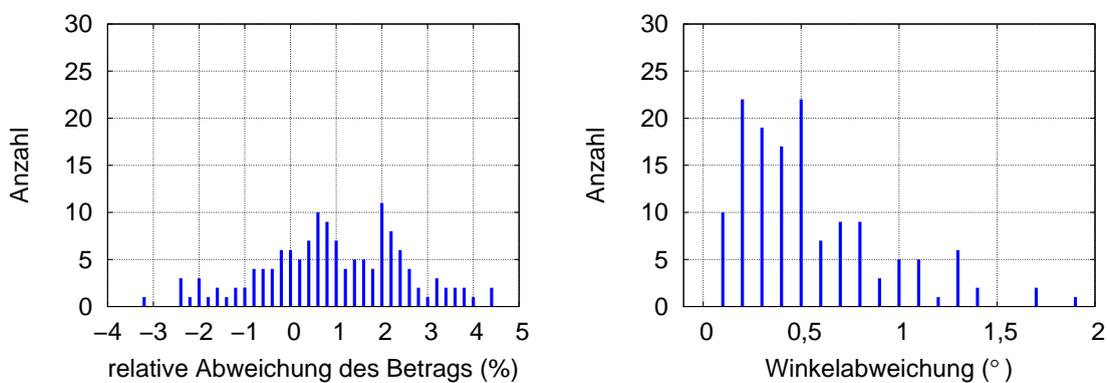
Abbildung 4.7 zeigt die Messwerte bei  $x = -6$  m. Besonders deutlich ist der Einfluss der Spulen mit mehr als acht Windungen (LFCS1, 2, 12, 13 und 14) zu sehen, die sich jeweils am Rand des Messbereichs befinden. Dort sind die Beträge des Magnetfelds größer als in der Nähe der Analysierebene, wo das Magnetfeld recht homogen ist. Für eine eingehende Analyse werden die gemessenen Magnetfeldwerte wiederum mit Simulationsrechnungen verglichen.

In den Abbildungen 4.8 und 4.9 sind die jeweils die Abweichungen der Beträge und der Winkel getrennt nach Messpunkten bei  $x = -6$  m und  $x = +6$  m gezeigt. Winkelabweichungen bis  $1^\circ$  sowie Betragsabweichungen bis  $\pm 1,5\%$  liegen in einem akzeptablen Rahmen. Allerdings gehen die Abweichungen einiger Messwerte über diesen Bereich hinaus. Die Messpositionen mit erhöhten Abweichung lassen sich in zwei charakteristische Bereiche einteilen:

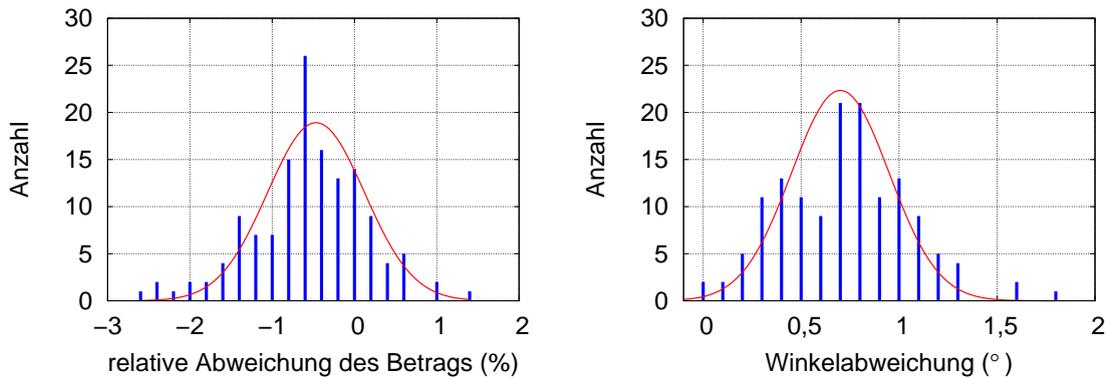
1. Ein Teil der Messpunkte liegt im Bereich des Nah- und des Streufeldes der Luftspulen mit höherer Windungsanzahl, also bei  $-8 \text{ m} < z < -5 \text{ m}$  und  $5 \text{ m} < z < 9 \text{ m}$ .



**Abbildung 4.7.:** Plot der Messdaten in 3D (Untergeschoss). Die Messpunkte (blau) liegen bei  $x = -6$  m. Die Grüntöne (Messwerte) heben zur besseren Übersichtlichkeit die unterschiedlichen  $y$ -Werte der Messpunkte hervor.



**Abbildung 4.8.:** Histogramme zur Auswertung der Messung im Untergeschoss (a). Vergleich von Messwerten und Simulationsrechnung,  $x = -6$  m. **links:** Der relative Fehler des Betrags. **rechts:** Die Winkelabweichung zwischen gemessenem und berechnetem Magnetfeldvektor.



**Abbildung 4.9.: Histogramme zur Auswertung der Messung im Untergeschoss (b).** Vergleich von Messwerten und Simulationsrechnung,  $x = 6$  m. **links:** Der relative Fehler des Betrags. Die in rot geplottete Gauss-Kurve hat folgende Parameter:  $\sigma = 0,59$ ,  $\mu = -0,47$ . **rechts:** Die Winkelabweichung zwischen gemessenem und berechnetem Magnetfeldvektor. Die Parameter der Gauss-Kurve sind:  $\sigma = 0,25$ ,  $\mu = -0,7$

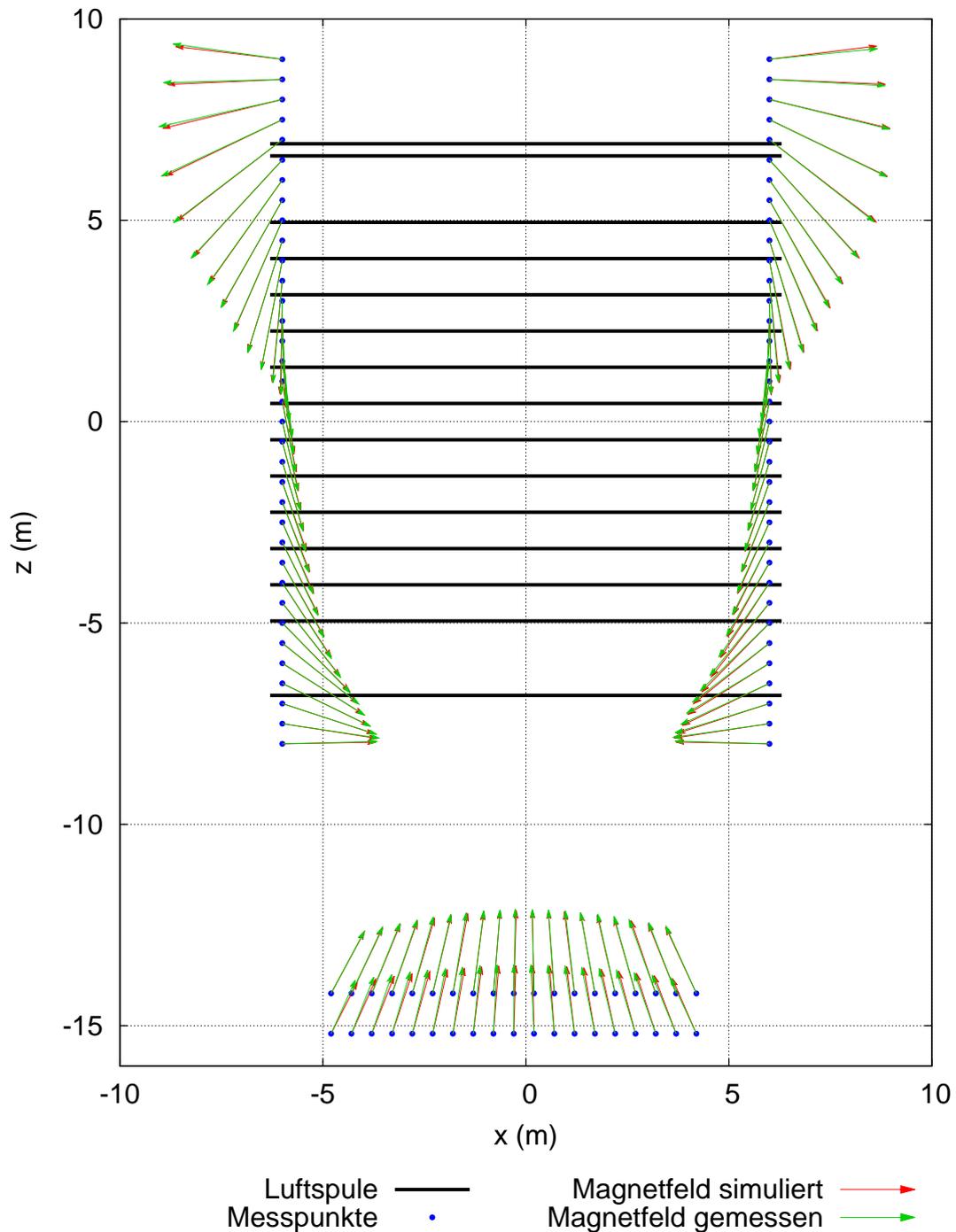
Hier sind die Magnetfeldgradienten vergleichsweise groß. Dies führt dazu, dass Positionsungenauigkeiten in diesem Bereich einen erhöhten Einfluss auf die Genauigkeit des Messwertes haben.

2. Der andere Teil der Messpunkte liegt im Bereich von 0 m bis 2,5 m. Dies entspricht dem Nahfeld von Spule LFCS9. Für die Abweichungen in diesem Bereich wird die fehlende Kalibration der Digital-Analog-Wandler der Netzgeräte verantwortlich gemacht. Durch technische Probleme mit der Kalibrations-Software konnte diese nicht vor dem Einsatz der Netzgeräte durchgeführt werden. Daher wurde statt des Sollstroms von 50 A für die Simulationsrechnungen die Stromwerte der Anzeige der Netzgeräte verwendet. Deren Ablesegenauigkeit beträgt  $\pm 0,5$  A.

Die Messungen in diesem Abschnitt zeigen also qualitativ eine gute Übereinstimmung mit der Simulationsrechnung 4.10. Das bedeutet, dass das Luftspulensystem wie erwartet funktioniert. Es konnten keine Störungen oder größere Ungenauigkeiten festgestellt werden, die nicht erklärt werden können. Auch die Steuerung des Luftspulensystems über das Web Interface funktioniert, abgesehen von der noch fehlenden Kalibration, problemlos. Die Gründe für die Abweichungen zwischen Messung und Simulationsrechnungen liegen vor allem in Ungenauigkeiten bei der Positionierung des Sensors und in der Bestimmung der tatsächlichen Spulenströme. Durch die derzeit stattfindende Kalibration der Netzgeräte bzw. deren Steuergeräte wird eine deutliche Verbesserung der Übereinstimmung zwischen Mess- und Simulationswerten erwartet. Eine Verbesserung des Sensor-Positionierungsverfahrens ist ohne größeren technischen Aufwand nicht realisierbar. Bei den Messungen im Hauptspektrometertank kam ein anderes Konzept mit erheblich höherer Präzision zum Einsatz, welches im folgenden Abschnitt erläutert wird. Dieses ist für die Messungen außerhalb des Tanks auf Grund des hohen Aufwands und der Kosten allerdings keine Alternative. Zudem muss festgehalten werden, dass der Magnetfeldverlauf des Luftspulensystems außerhalb des Hauptspektrometers für die Messung der Neutrinomasse nicht relevant ist. Aus den Ergebnissen der Messungen wurden jedoch Erkenntnisse gewonnen, wie die Simulationsprogramme für zukünftige Berechnungen noch verbessert werden können und welche Fehler bei zukünftigen Messungen vermieden werden können.

### 4.3. Messung des Luftspulensfeldes im Hauptspektrometer

Mit den beiden vorangegangenen Messungen konnte nur das Feld außerhalb des Luftspulensystem bestimmt werden. Der interessanteste Ort für eine Messung des Luftspulensfeldes



**Abbildung 4.10.: Gegenüberstellung von gemessenen und berechneten Magnetfeldwerten.** Dargestellt sind ausgewählte Magnetfeldwerte aus den in Abschnitt 4.2 durchgeführten Messungen in der  $xz$ -Ebene. Das LFCS ist mit schwarzen Linien angedeutet, die blauen Punkte stellen die Positionen dar. Die Punkte im unteren Bereich entsprechen den Messungen auf der Vorspektrometerplattform bei  $y = 0,192$  m, die Punkte in der Nähe der Luftspule den Messungen im Untergeschoss bei  $y = -5,74$  m. Die gemessenen Magnetfeldwerte werden durch die grünen Pfeile dargestellt, die Werte aus den Simulationsrechnungen durch die roten Pfeile.

liegt naturgemäß im Hauptspektrometer, weil nur dort überprüft werden kann, ob das Magnetfeld die in Abschnitt 3.2 erläuterten Anforderungen erfüllt. Das Innere des Hauptspektrometers unterliegt strengen Reinraumbedingungen, weshalb sich diese Messung in Vorbereitung und Ablauf stark von den bisherigen Messungen unterscheidet.

#### 4.3.1. Sensorpositionierung und -ausrichtung im Hauptspektrometer

Der Zugang zum Hauptspektrometer erfolgt über das Interventionssystem, das als mobiles Gerüst für den Einbau der Drahtelektrode konstruiert wurde. Damit war es möglich, den Sensor in einem großflächigen Bereich in Höhe der Strahlachse bei  $y = 0$  m zu platzieren. Bei vorangegangenen Messungen [Rei09] im Hauptspektrometer wurde die Position des Sensors mittels Photogrammetrie bestimmt. Dazu wurden die mit einem Lasertracker genau vermessenen Haltebolzen für das Elektrodensystem als Referenzpunkte benutzt. Die Genauigkeit dieses Verfahrens liegt bei etwa 5 cm. Mit dieser Methode war es nicht möglich, die Ausrichtung des Sensors zuverlässig zu bestimmen.

Um bei dieser Messung auch die Richtungsinformationen des Sensors zu erhalten, wurde wie schon bei der Vermessung der Bolzen ein Lasertracker des Geodätischen Instituts am KIT benutzt (siehe [Jur09]). Dieser wurde am Nord-Stutzen des Hauptspektrometertanks befestigt und konnte durch diesen die Reflektorkugeln im Inneren des Hauptspektrometers anpeilen. Die Orientierung erfolgte über die Haltebolzen. Der Magnetfeldsensor wurde auf einer Trägerkonstruktion aus Aluminium montiert, an der vier Aufnahmen für Reflektorkugeln befestigt waren (siehe Abbildung 4.11 links). Im Anschluss an die Messungen im Tank wurde die Position und Ausrichtung des Sensors relativ zu den vier Reflektorkugeln bestimmt. Aus den Positionsdaten der Reflektorkugeln ließen sich die Positionen und Ausrichtungen des Sensors während der Messung rekonstruieren.

Diese Messmethode unterscheidet sich in der Genauigkeit von Positionierung und Ausrichtung des Sensors grundlegend von den vorangegangenen Magnetfeldmessungen. Die Positionen der Reflektorkugeln werden mit einer Genauigkeit von 0,04 mm angegeben [Jur10]. Bei einer Entfernung zwischen den Kugeln von 30 cm ergibt sich daraus ein Winkelfehler für die Ausrichtung des Sensors von  $0,02^\circ$ .

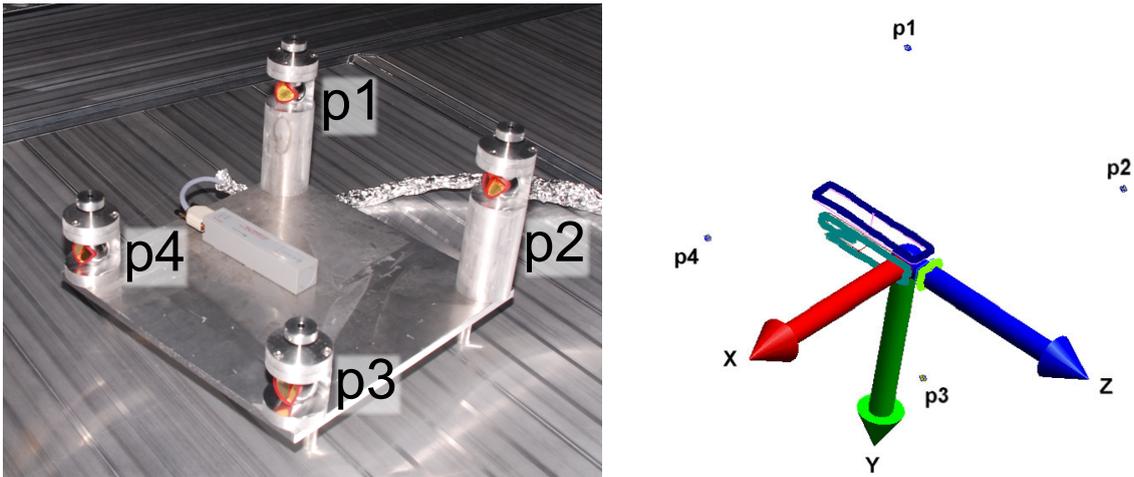
#### 4.3.2. Ablauf der Messung

Für das Auslesen der Sensordaten wurden ein reinraumgeeigneter Tablet-PC und das bekannte LabVIEW-Programm verwendet. Die Steuerung der Luftspulen erfolgte aus dem dem Hauptspektrometer vorgelagerten Reinraum über das Web Interface.

Das Magnetfeld wurde an insgesamt 46 Positionen innerhalb des Hauptspektrometers gemessen. Diese erstrecken sich über einen Bereich von  $-2,013$  m bis  $6,428$  m in z-Richtung und von  $-2,448$  m bis  $3,127$  m in x-Richtung. Die y-Richtung war durch die Höhe der Plattform des Interventionssystems vorgegeben, und lag zwischen  $-0,436$  m und  $-0,382$  m. Nach der Platzierung der Trägerkonstruktion wurden die Positionen der Reflektorkugeln bestimmt, zeitgleich fand die Messung des Magnetfelds statt.

Zunächst wurde das Untergrundfeld der Position gemessen. Anschließend wurde bei Messpunkten auf der Strahlachse jede LFCS-Spule nacheinander auf 30 A bzw. 60 A eingestellt und deren Magnetfeld gemessen. Bei Messpunkten abseits der Strahlachse wurde nur das Feld der Spule gemessen, die der Position des Sensors am nächsten war. Zudem wurden bei allen Positionen alle LFCS-Spulen mit 30 A bzw. 60 A gleichzeitig, das EMCS-Y mit 50 A und das EMCS-X mit 15 A betrieben. Vor dem Positionswechsel wurde noch einmal das Untergrundfeld bestimmt. Insgesamt wurden 614 Magnetfeldwerte gemessen.

Im Gegensatz zu den Messungen außerhalb des Hauptspektrometers wurden bei dieser Messung die Spulenströme ständig verändert. Nach dem Einstellen der Sollströme im Web



**Abbildung 4.11.: Trägerkonstruktion.** links: Das Foto zeigt die Konstruktion während der Messung mit montierten Sensor und Reflektorkugeln. rechts: Ausrichtung des Sensors auf der Trägerkonstruktion mit den Vektoren der Sensorbasis (aus [Jur10]).

Interface vergehen einige Sekunden, bis die Netzgeräte auf den entsprechenden Wert eingestellt werden. Normalerweise zeigt das Web Interface danach die Ströme und Spannungen der Netzgeräte an. Allerdings funktionierte diese Funktion während dieser Messung nicht. Da es keine Möglichkeit gab, die Netzgeräte vom Reinraum aus zu beobachten, wurde zwischen Einstellen der Ströme und Messen des Magnetfelds circa zehn Sekunden gewartet. Diese Zeitspanne wurde als ausreichend betrachtet, da der Einstellvorgang etwa sieben Sekunden benötigt. Zudem wurde immer, wenn eine Messung offensichtlich zu früh erfolgte, die Messung wiederholt und der vorhergehende Messwert verworfen.

### 4.3.3. Umrechnung der Koordinaten

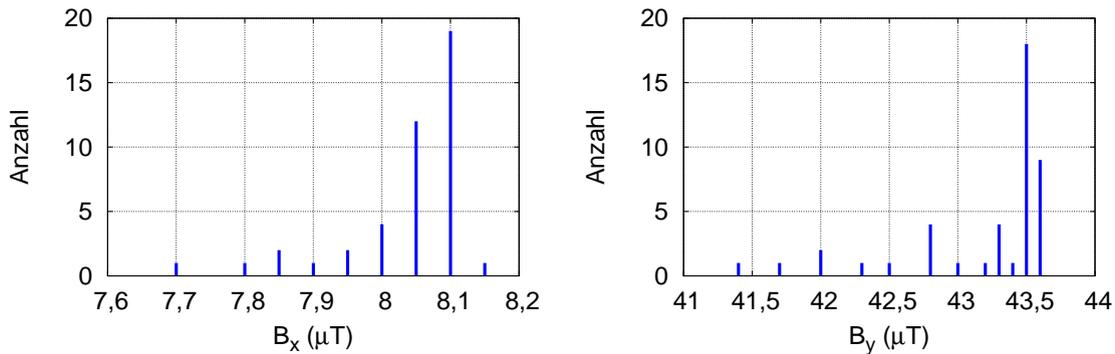
Die gemessenen Magnetfeldvektoren müssen vor der Auswertung vom Sensor-Koordinatensystem in das Koordinatensystem des KATRIN-Experiments transformiert werden. Dazu wird ein Basiswechsel durchgeführt. Die Basis des Sensor-Koordinatensystems wurde in [Jur10] bestimmt: Aus der Position und der Ausrichtung des Sensors relativ zu den Reflektorkugeln und deren Positionen selbst wurden für jede Messposition die Vektoren  $\vec{X}_{100}$ ,  $\vec{Y}_{100}$  und  $\vec{Z}_{100}$  berechnet. Diese zeigen jeweils entlang der entsprechenden Sensorachse und haben eine Länge von 100 mm (siehe Abbildung 4.11 rechts). Angegeben sind sie in der KATRIN-Basis. Damit lässt sich die Transformationsmatrix  $T$  aufstellen:

$$\text{Sensorbasis: } \left\{ \frac{\vec{X}_{100}}{100 \text{ mm}} = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{pmatrix}, \quad \frac{\vec{Y}_{100}}{100 \text{ mm}} = \begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \\ y_3 \end{pmatrix}, \quad \frac{\vec{Z}_{100}}{100 \text{ mm}} = \begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \\ z_3 \end{pmatrix} \right\} \quad (4.3)$$

$$\text{KATRIN-Basis: } \left\{ \vec{x} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{y} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{z} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right\} \quad (4.4)$$

$$\text{Transformationsmatrix: } T = \begin{pmatrix} x_1 & y_1 & z_1 \\ x_2 & y_2 & z_2 \\ x_3 & y_3 & z_3 \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

Mit einem C++-Programm wird für jede der 46 Positionen eine Transformationsmatrix aufgestellt. Dazu werden die Vektoren der Sensorbasis eingelesen. Anschließend werden die



**Abbildung 4.12.: Homogenität der Erdmagnetfeldkompensation.** Die Histogramme zeigen die gemessenen Magnetfeldwerte des EMCS. **links:** Die x-Komponente des EMCS-X. **rechts:** Die y-Komponente des EMCS-Y.

Messwerte des Sensors eingelesen und die Magnetfeldvektoren werden mit der entsprechenden Transformationsmatrix multipliziert. Nach der Transformation werden alle Vektoren, die mit der gleichen Magnetfeldkonfigurationen gemessen wurden, in eine eigene Datei gespeichert. Zusätzlich wird von allen Vektoren das Untergrundfeld abgezogen.

#### 4.3.4. Ergebnisse und Vergleich mit Simulationsrechnungen

Nach dem Ausschluss der Wiederholungsmessungen auf Grund von fehlerhaften Spulenströmen blieben trotzdem einige fehlerhafte Messwerte übrig. Darunter fallen zwei Messungen des EMCS-X-Feldes, bei denen offensichtlich noch das Netzgerät des EMCS-Y angeschaltet war, drei Messungen des LFCS-Gesamtfeldes, die bei noch nicht vollständig aufgebautem Magnetfeld erfolgten und drei weitere Messungen nicht eindeutig zuordnungsfähigen Fehlerursachen. Diese acht Messwerte wurden verworfen.

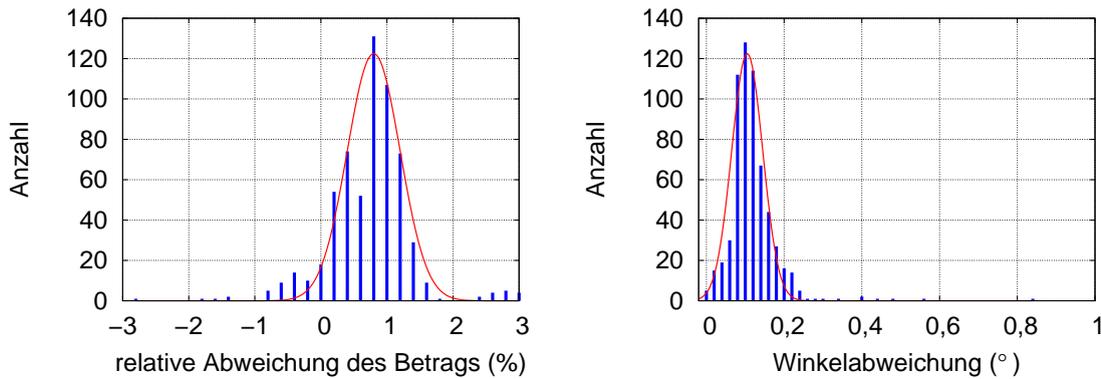
Nach der Messung wurden die Sollströme über das Web Interface vorgegeben und die Istströme an den Netzgeräten abgelesen. Diese haben eine Ablesegenauigkeit von  $\pm 0,5$  A und stellten die Grundlage für die Simulationsrechnungen dar.

Abbildung 4.12 dient der Untersuchung der Homogenität des Erdmagnetfeldkompensationssystems. Das Histogramm links zeigt die x-Komponente des EMCS-X, das rechte Histogramm die y-Komponente des EMCS-Y. Die meisten Magnetfeldwerte des EMCS-X liegen bei etwa  $8,1 \mu\text{T}$ . Diese Werte wurden an Positionen in der Nähe der Analysierebene gemessen. Dies impliziert eine hohe Homogenität der Erdmagnetfeldkompensation in diesem Bereich. Die Messung zeigt zudem, dass das Magnetfeld des EMCS-X nicht in die korrekte Richtung zeigt. Dies kann durch Umpolen des Netzgeräts behoben werden.

Die Messwerte bei Positionen mit  $z > 5$  m waren etwas niedriger als die Werte in der Analysierebene. Dort wirkt sich bereits aus, dass die EMCS Spulen keine Kugelform haben und es somit zu Abweichungen von der für die Homogenität erforderlichen  $\cos\theta$ -Stromdichteverteilung kommt. Allerdings ist während des regulären Messbetriebs in diesem Bereich das Gesamtfeld größer als in der Analysierebene, so dass die Inhomogenitäten hier weniger ins Gewicht fallen.

Ein ähnliches Bild zeigen die Magnetfeldwerte des EMCS-Y. Während die Messwerte mit etwa  $43,5 \mu\text{T}$  von Positionen in der Nähe der Analysierebene entstammen, wurden die niedrigeren Magnetfeldwerte bei Positionen mit  $z > 5$  m gemessen. Das Gegenfeld zeigt in die richtige Richtung.

Die Axialsymmetrie des Magnetfeldes der LFCS-Spulen ließ sich bei dieser Messung nicht überprüfen. Durch die Plattform des Interventionssystems war die Messung auf eine Ebe-



**Abbildung 4.13.: Histogramme zur Auswertung der Messung im Hauptspektrometer.** Vergleich von Messwerten und Simulationsrechnung. **links:** Der relative Fehler des Betrags. Die in rot geplottete Gauss-Kurve hat folgende Parameter:  $\sigma = 0,4$ ,  $\mu = 0,8$ . **rechts:** Die Winkelabweichung zwischen gemessenem und berechnetem Magnetfeldvektor. Die Parameter der Gauss-Kurve sind:  $\sigma = 0,04$ ,  $\mu = 0,105$

ne begrenzt. Zudem gab es mangels Orientierung keine Möglichkeit, den Sensor an zwei Positionen mit dem gleichen  $|x|$  zu platzieren. Die Auswertung des LFCS-Magnetfeldes erfolgt daher über den Vergleich mit den Simulationsrechnungen.

In Abbildung 4.13 sind die Abweichungen der Beträge und der Winkel gezeigt. Die Histogramme beinhalten alle Messwerte unabhängig von Magnetfeldkonfiguration oder Messposition. Insgesamt ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Magnetfeldwerten zu beobachten. Der größte Teil der Beträge weicht um weniger als  $\pm 1\%$  ab. Allerdings verzeichnen einige Messwerte deutlich größere Abweichungen.

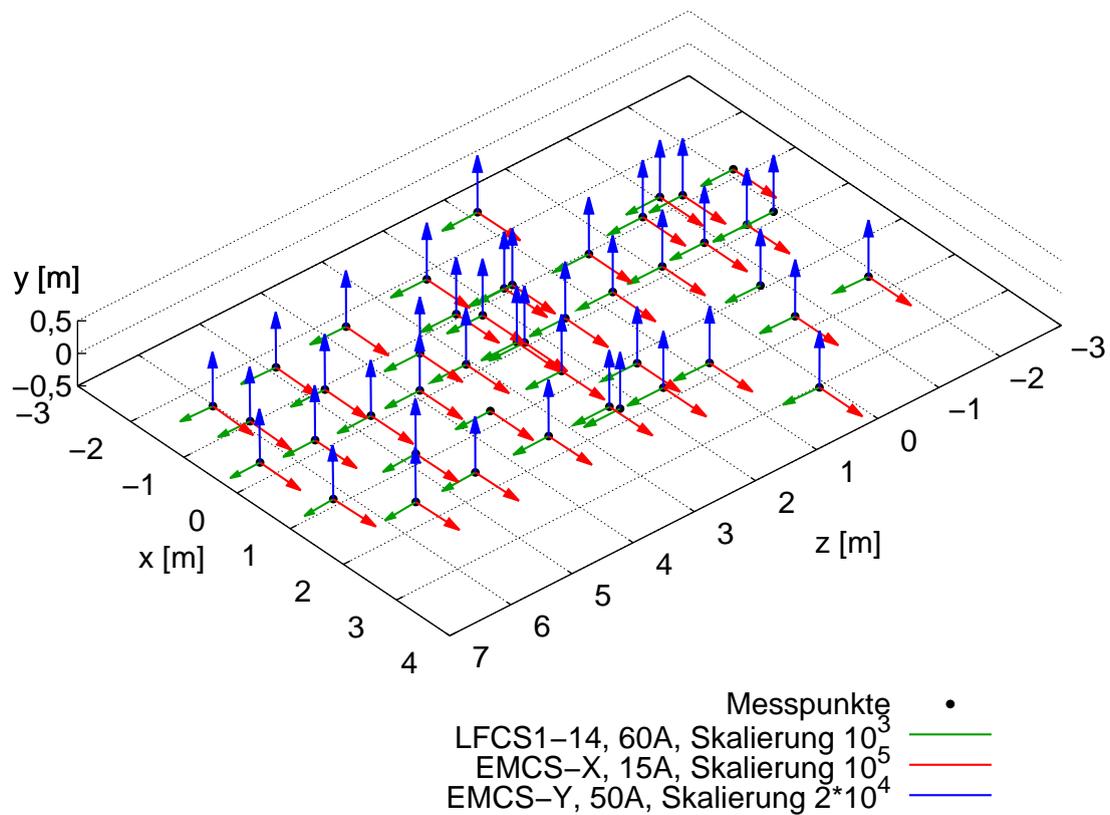
In Abbildung 4.13 links fällt die Anhäufung von Betragsabweichungen oberhalb von  $2\%$  auf. Diese Messungen wurden alle bei der gleichen Magnetfeldkonfiguration durchgeführt (Spule LFCS8 einzeln mit 30 A Sollstrom). Die großen Abweichungen lassen sich wieder den nicht kalibrierten Netzgeräten zuschreiben. Eine Berechnung des Magnetfelds mit einem um 1 A erhöhten Spulenstrom zeigte eine deutlich bessere Übereinstimmung mit den Messwerten.

Die Winkel der gemessenen und berechneten Magnetfeldvektoren stimmen ebenfalls sehr gut überein. Die Abweichungen liegen mit durchschnittlich  $0,15^\circ$  in der Größenordnung des Orthogonalitätsfehlers der Sensoren. Durch genauere Kenntnis der tatsächlichen Spulenströme könnten hier eine noch bessere Übereinstimmung erzielt werden. Messwerte mit größeren Winkelabweichungen müssen einer zu früh durchgeführten Messung zugeschrieben werden, ebenso wie die negativen Abweichungen der Magnetfeldbeträge.

#### 4.4. Implikationen für die KATRIN-Messungen

Die Magnetfeldmessungen in der Hauptspektrometerrhalle und insbesondere im Hauptspektrometer selbst haben gezeigt, dass die Funktionsweise der Luftspulen sehr gut verstanden ist. Die Messwerte haben bei allen drei Messungen den qualitativ richtigen Verlauf. Bei den Messungen des Außenfeldes kam es durch verschiedene äußere Umstände zu erhöhten Abweichungen zwischen den gemessenen und berechneten Magnetfeldwerten. Das Außenfeld der Luftspule ist für die KATRIN-Messungen nicht von Belang und stellt vor allem eine einfache Möglichkeit dar, Messungen mit dem Luftspulensystem durchzuführen.

Von großer Bedeutung sind die Magnetfeldmessungen im Hauptspektrometertank. Damit konnte erstmals das Magnetfeld des Luftspulensystems an dem Ort überprüft werden, an



**Abbildung 4.14.:** Plot des Magnetfelds der Luftspulenkomponenten innerhalb des Hauptspektrometers. Die Magnetfelder wurden für die Darstellung unterschiedlich skaliert (siehe Legende). Fehlerhafte Messwerte (siehe Text) wurden nicht geplottet.

dem es seine Aufgaben erfüllen soll. Es zeigte sich, dass die Erdmagnetfeldkompensationssysteme im Bereich  $-4\text{ m} < z < 4\text{ m}$  ein sehr homogenes Gegenfeld aufbauen. Das schwächere Gegenfeld in den Bereichen davor und dahinter fällt nicht so sehr ins Gewicht, da dort das Gesamtmagnetfeld wegen der Nähe zu den supraleitenden Spulen größer ist.

Dank der hohen Messpräzision durch den Lasertracker können die Werte der Hauptspektrometermessung als Referenzwerte für die Simulationsrechnungen dienen. Hierbei ist das Ziel, das Magnetfeld möglichst exakt reproduzieren zu können. Dabei geht es nicht nur um das exakte Verständnis des Systems sondern auch um das Magnetfeld-Sensorsystem, bei dem die Magnetfeldberechnungen eine große Rolle spielen.

Derzeit werden die Netzgeräte der Luftspulen kalibriert, so dass sowohl das Einstellen als auch die Abfrage der Spulenströme mit höherer Genauigkeit möglich ist. Dadurch sollten die Abweichungen zwischen gemessenem und berechnetem Magnetfeld bei zukünftigen Messungen deutlich verringert werden können.



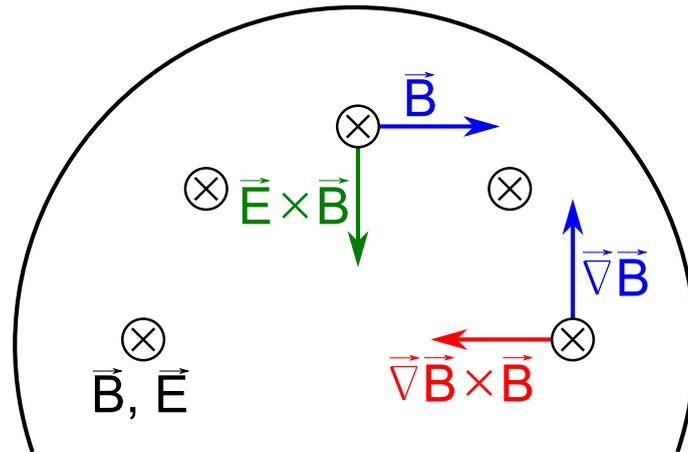
## 5. Das Sensorsystem zur Überwachung des Magnetfeldes am Hauptspektrometer

Während der Tritiummessungen muss das Magnetfeld im Hauptspektrometer jederzeit die in Abschnitt 3.2 vorgestellten Anforderungen erfüllen. Dazu zählt neben dem Erfüllen der Transmissionsbedingung vor allem die Untergrundunterdrückung durch die bestmögliche Axialsymmetrie. Die Auswirkungen eines nicht-axialsymmetrischen Magnetfelds und die Ursachen dafür werden in Abschnitt 5.1 gezeigt. Um das Einhalten der Vorgaben überprüfen zu können, muss das Magnetfeld innerhalb des Hauptspektrometers bestimmt werden. Die Vorgehensweise dazu wird in Abschnitt 5.2 näher beschrieben. Die verschiedenen Strategien zur Magnetfeldbestimmung im Hauptspektrometer wurden bereits in Abschnitt 3.6 gezeigt. In diesem Kapitel wird die am KIT entwickelte Strategie dargelegt. Abschnitt 5.3 behandelt zunächst den grundlegenden Aufbau des Systems. Der weitere Verlauf des Kapitels ist den hochgenauen Fluxgate-Magnetometern gewidmet. Zunächst wird in Abschnitt 5.4 das Einsatzgebiet dieser Sensoren vorgestellt, bevor in Abschnitt 5.5 detailliert die dringend notwendige präzise Ausrichtungsmessung dieser Sensoren behandelt wird.

### 5.1. Auswirkungen nicht-axialsymmetrischer Magnetfelder

Geladene Teilchen, die von außen in den magnetischen Flusschlauch eindringen und somit auf den Detektor geleitet werden, stellen eine ernstzunehmende Untergrundquelle dar. Je stärker das Magnetfeld ist, desto besser werden diese Teilchen abgelenkt. Somit stellt das Hauptspektrometer hinsichtlich der Untergrundabschirmung einen sehr sensiblen Bereich des Experiments dar. Die Teilchen (vorwiegend Elektronen) werden an der Tankwand durch kosmische Höhenstrahlung oder natürliche Radioaktivität erzeugt. Einen ersten Schritt, diese Teilchen abzuschirmen, stellt das Elektrodensystem im Hauptspektrometer dar. Dieses bremst die geladenen Teilchen durch ein gegenüber der Tankwand erhöhtes elektrisches Potenzial ab und schirmt so den Flusschlauch ab. Eine weitere und noch stärkere Untergrundreduktion wird durch das Magnetfeld am Hauptspektrometer erzielt: Bei der Bewegung senkrecht zu den Magnetfeldlinien werden geladene Teilchen durch die Lorentzkraft abgelenkt. Sie können somit nicht in den Flusschlauch eindringen sondern werden an die Tankwand zurückreflektiert und dort absorbiert.

Ein größeres Problem stellen gespeicherte Teilchen dar. Diese sind auf Grund des magnetischen Spiegeleffekts gefangen und können für eine Zeit von  $\mathcal{O}(10 \text{ min})$  im Hauptspektro-



**Abbildung 5.1.: Driftbewegungen geladener Teilchen.** Der große Kreis stellt das Hauptspektrometer dar, die Blickrichtung ist entlang der positiven z-Achse. Die elektrischen und magnetischen Feldlinien verlaufen entlang der Blickrichtung. Durch eine Magnetfeldkomponente oder einen Magnetfeldgradienten in azimuthaler Richtung kommt es zu einer Driftbewegung in radialer Richtung.

metervolumen verbleiben. Durch Abweichungen des Magnetfelds von der Axialsymmetrie ( $\vec{B}(r) \neq \text{const.}$ ) ergeben sich für die Teilchen Driftgeschwindigkeiten in radialer Richtung. Dies kann mit der Bewegungsgleichung für geladene Teilchen in elektrischen und magnetischen Feldern (Gleichung 5.1) gezeigt werden (siehe auch [Thü02]).

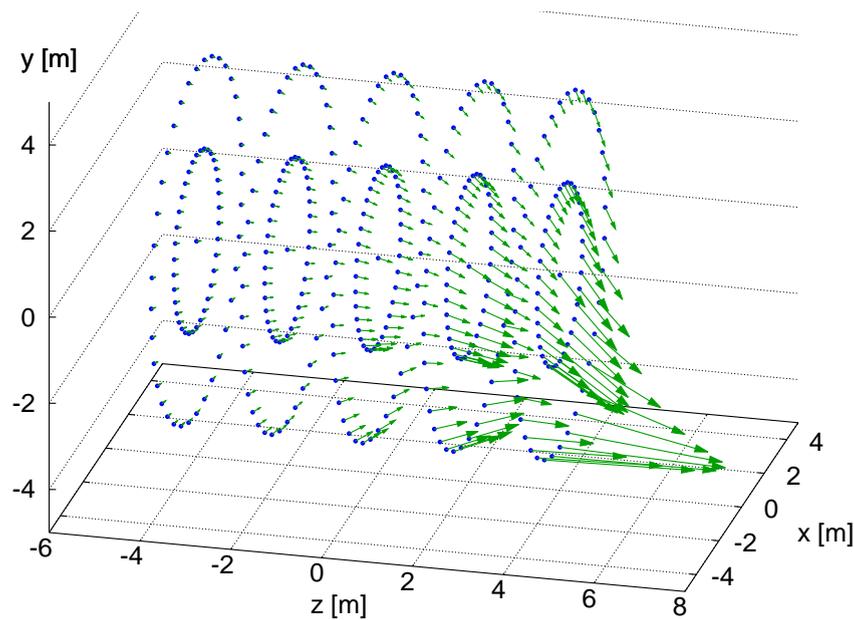
$$m\ddot{\vec{r}} = \frac{q\vec{r}}{c} \times \vec{B}(\vec{r}, t) + q\vec{E}(\vec{r}, t) \quad (5.1)$$

Die Bahnberechnung wird mit der adiabatischen Näherung durchgeführt. Diese geht von einer Bewegung auf einer Zyklotronbahn aus. Um die senkrechte Bewegung darzustellen, werden Korrekturen der perfekten Zyklotronbewegung vorgenommen. In der ersten Ordnung dieser Näherung ergeben sich für die senkrechte Geschwindigkeitskomponente der Teilchen Terme proportional zu  $\vec{E} \times \vec{B}$  bzw.  $\vec{\nabla} \vec{B} \times \vec{B}$ . Eine Magnetfeldkomponente oder ein Magnetfeldgradient in azimuthaler Richtung führt daher zu einer Bewegung der Teilchen in radialer Richtung und somit zum Eindringen in den Flusschlauch (siehe Abbildung 5.1). Bei einem axialsymmetrischen Magnetfeld sind beide Terme gleich Null und es kommt nur zu einer Bewegung in azimuthaler Richtung. Dies wäre gleichbedeutend mit einer optimalen Abschirmung gegen Untergrund von gespeicherten Teilchen.

### 5.1.1. Störquellen

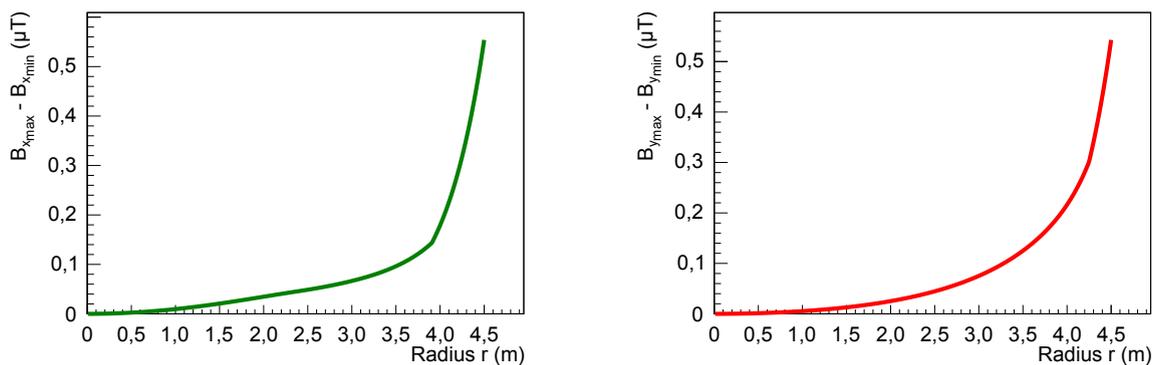
Eine möglichst geringe Abweichung von der Axialsymmetrie des Magnetfelds ist also erstrebenswert. Jedoch gibt es im Setup des KATRIN-Experiments diverse Störquellen:

- Schon in Abschnitt 3.3 wurden die Verformungen der LFCS-Ringe gezeigt. Eine erste Maßnahme dagegen war das Anbringen der Abstandshalter. Damit konnten allerdings nur negative Abweichungen vom Sollradius korrigiert werden. Eine Restverformung der LFCS-Spulen bleibt also. Eine weitere Störquelle stellt die Umgehung des Betonssockels von Spule LFCS14 dar (siehe Abbildung 3.11). Deren Auswirkung ist in Abbildung 5.2 gezeigt. Der Einfluss dieser Störung nimmt mit wachsendem Abstand von der Spule ab. Allerdings beträgt der Unterschied in der Analysierebene immer noch bis zu  $0,2 \mu\text{T}$ .

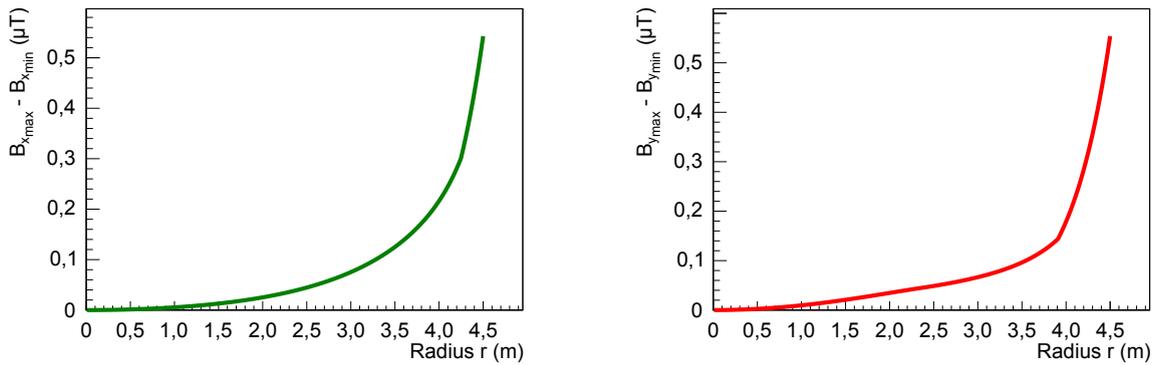


**Abbildung 5.2.: Auswirkung der Umfahrung des Betonsockels von Spule LFCS14.** Die Positionen (blau), für die die Berechnungen durchgeführt wurden, liegen auf Ringen mit Radius 2 m bzw. 4 m und z-Positionen von  $-4$  m,  $-2$  m,  $0$  m,  $2$  m und  $4$  m. Die grünen Pfeile stellen die Differenz des Magnetfeldes von LFCS14 mit Ringverformungen und Umgehung des Sockels zu LFCS14 nur mit Ringverformungen dar.

- Auch das EMCS trägt zur Störung der Axialsymmetrie bei. Das Erdmagnetfeldkompensationssystem verbessert die Axialsymmetrie des Magnetfelds zwar deutlich. Doch durch die Abweichung von der technisch nicht umsetzbaren kontinuierlichen Kugelspule ist das Magnetfeld nicht perfekt homogen. Zudem produzieren beide Spulen auch ein geringes Magnetfeld in der jeweils orthogonalen Komponente. In den Abbildungen 5.3 und 5.4 sind die Inhomogenitäten der beiden Kompensationssysteme in den beiden Richtungen gezeigt. Dabei zeigt sich, dass bis zu einem Radius von  $4$  m die Differenz zwischen dem maximalem und minimalem Magnetfeld nur  $0,2 \mu\text{T}$  beträgt. In den Außenbereichen des Flussschlauchs wächst die Differenz auf  $0,5 \mu\text{T}$ . Diese Werte sind jedoch um zwei Größenordnungen besser als die Störung durch das Erdmagnetfeld.



**Abbildung 5.3.: Inhomogenität des EMCS-X-Systems.** links: Zu sehen ist die Differenz des maximalen und minimalen Magnetfelds in x-Richtung des horizontalen Erdmagnetfeldkompensationssystems bei  $15$  A in einem Kreisbogen von  $180^\circ$  in der Analysierebene über den Radius. rechts: Wie links, jedoch für die vertikale Komponente.



**Abbildung 5.4.: Inhomogenität des EMCS-Y-Systems.** links: Erklärung wie oben, hier für das vertikale Kompensationssystem. rechts: Wie links, jedoch für die y-Komponente des Magnetfeldes.

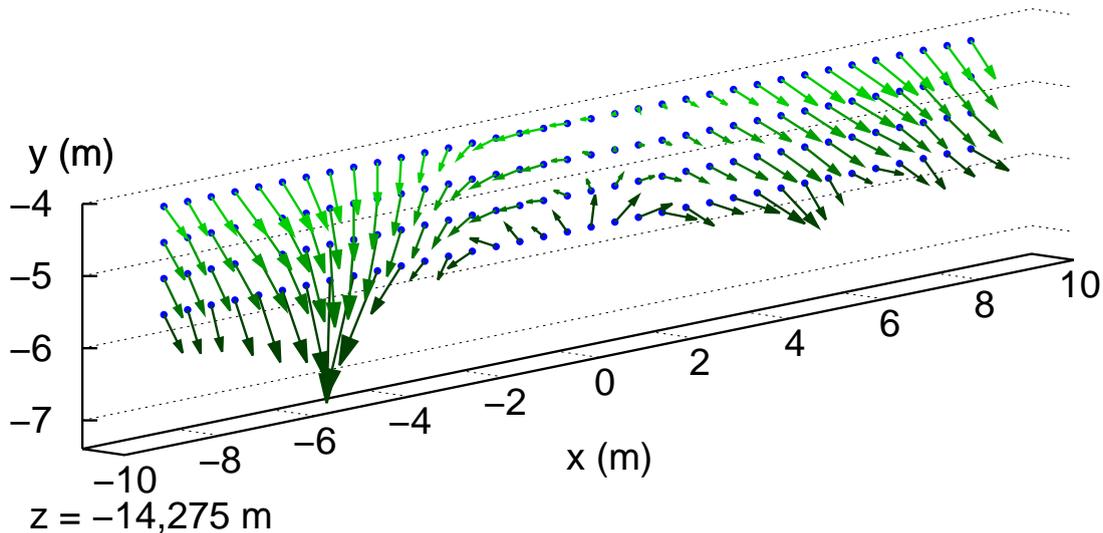
**Tabelle 5.1.: Zusammenfassung der Störquellen** und ihrer Auswirkungen auf die Axialsymmetrie des Magnetfeldes in der Analysierebene.

Störquelle	Einfluss auf die Axialsymmetrie ( $\mu\text{T}$ )
Verformung der LFCS-Spulen	0,5
EMCS	0,2 - 0,5
DPS & CPS	0,1
Monitorspektrometer	0,3
magnetische Materialien	0,3 - 2

- In der Transportstrecke des KATRIN-Experiments werden die Elektronen durch Schikanen geführt, um ungeladenen Teilchen keinen direkten Weg in die Spektrometer zu gewähren. Dazu werden die supraleitenden Spulen ebenfalls gewinkelt angebracht. Durch die asymmetrische Ausrichtung der Spulen kommt es zu Störungen der Axialsymmetrie im Hauptspektrometer. Diese kompensieren sich zwar größtenteils, dennoch kommt es zu einer Störung der Axialsymmetrie in der Analysierebene in der Größenordnung der Beiträge von EMCS und LFCS.
- Einen ähnlichen Fall stellt das Monitorspektrometer bzw. dessen supraleitende Spulen dar. Der Abstand und der Beitrag zu den Störungen der Axialsymmetrie ist vergleichbar mit den DPS- und CPS-Spulen.
- Den am schwierigsten zu bestimmenden Beitrag liefern die magnetischen Materialien in der Hauptspektrometerhalle. Deren Magnetfelder sind irregulär verteilt (vgl. Abbildung 5.5) und können nur durch großflächige Messungen und aufwändige Modelle in Werte gefasst werden. Außerdem ist es möglich, dass diese Felder nicht stabil sind, da sich die Magnetisierung z.B. durch die Aktivierung der supraleitenden Spulen verändern kann.

## 5.2. Motivation des Sensorsystems

Die im vorangegangenen Abschnitt gezeigten Störquellen lassen sich nicht vollständig beseitigen. Die Konsequenz ist eine permanente Abweichung von der Axialsymmetrie des Magnetfeldes. Die daraus resultierende quantitative Auswirkung auf den Untergrund kann zum jetzigen Zeitpunkt nur schwer abgeschätzt werden. In [KAT04] wird eine maximale Abweichung von  $0,5 \mu\text{T}$  angestrebt, um eine Untergrundreduktion um den Faktor  $10^5$  zu erreichen. Allerdings wurden dabei die magnetischen Materialien noch nicht berücksichtigt, die nach derzeitigem Kenntnisstand die größten Abweichungen verursachen.



**Abbildung 5.5.:** Das Untergrundfeld im Bereich unterhalb der Vorspektrometerplattform. Diese Messung wurde vor der Aktivierung der DPS-Magnete durchgeführt. Sie dient zur Untersuchung der Auswirkung der ersten Aktivierung auf die magnetischen Materialien. Dafür wird die Messung nach der Aktivierung an den selben Messpunkten wiederholt. Im Kontext dieser Arbeit soll das unregelmäßige Magnetfeld der magnetischen Materialien exemplarisch gezeigt werden. Die Messpunkte sind in blau, die Messwerte in unterschiedlichen Grüntönen, abhängig von der Höhe des Messpunkts, eingezeichnet.

Genaue Berechnungen der Untergrundrate durch die verbleibenden Abweichungen können mit Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt werden. Eine zwingende Voraussetzung hierbei ist allerdings die genaue Kenntnis des Magnetfelds im Hauptspektrometer. Während der KATRIN-Messphase können dort jedoch keine weiteren Magnetfeldmessungen durchgeführt werden, da Sensoren im Inneren des Tanks dessen Vakuumeigenschaften drastisch verschlechtern würden und somit für zusätzlichen Untergrund induzieren würden. Zudem würden sie ein potenzielles Hindernis im Flussschlauch darstellen.

Nicht nur für die Bestimmung des Untergrunds ist eine gute Kenntnis des Magnetfelds wichtig. Auch für die korrekte Bestimmung der Transmissionsfunktion muss das Magnetfeld mit einer Genauigkeit von 1% bekannt sein. Ein ungenauerer Wert führt zu einem zusätzlichen systematischen Fehler auf die Neutrinomasse.

Die Möglichkeiten zur Bestimmung des Magnetfelds im Hauptspektrometer wurden bereits in Abschnitt 3.6 gezeigt. Im Folgenden wird die Funktionsweise der Karlsruher Strategie detailliert dargelegt.

### 5.3. Aufbau des Sensorsystems

Das Karlsruher Sensorsystem besteht aus zwei Säulen: Auf der einen Seite steht eine detaillierte Magnetfeldsimulation, die auf der Basis der Daten der Magnetfeldquellen das Magnetfeld innerhalb und außerhalb des Hauptspektrometers berechnet. Auf der anderen Seite stehen Magnetfeldsensoren, die zur Aufgabe haben, dieses berechnete Magnetfeld gegenzuprüfen und verschiedene Parameter der Simulation zu überwachen. Mit dieser Methode soll die Anzahl der notwendigen Sensoren niedrig gehalten werden. Für die unterschiedlichen Aufgaben müssen die Sensoren jeweils bestimmte Bedingungen erfüllen (siehe auch [G<sup>+</sup>09] und [Wan09]):

- Die empfindlichsten Sensoren werden zur Überwachung des Magnetfelds rund um die Analysierebene eingesetzt. In diesem Bereich werden Magnetfeldstärken von  $< 1$  mT

erreicht, je nach Magnetfeldkonfiguration. Um die Abweichungen von der Axialsymmetrie ausreichend genau bestimmen zu können, ist eine Genauigkeit von  $0,1 \mu\text{T}$  notwendig. Besonderes Augenmerk muss auch auf den Orthogonalitätsfehler des Sensors gelegt werden, da die einzelnen Komponenten des Magnetfelds genau bekannt sein müssen. Dafür werden die in Abschnitt 4.1.1 vorgestellten Fluxgate-Magnetometer verwendet. Details zur Anbringung dieser Sensoren finden sich im folgenden Abschnitt.

- Im konischen Teil des Hauptspektrometers werden Magnetfelder bis  $10 \text{ mT}$  erreicht. Fluxgate-Magnetometer können hier nicht eingesetzt werden, da mit diesem Prinzip ein Magnetfeld von maximal  $1 \text{ mT}$  gemessen werden kann. Dreiachsige Hallsonden mit der geforderten Genauigkeit von  $5 \mu\text{T}$  sind allerdings sehr teuer. Eine eventuelle Alternative wird ebenfalls im folgenden Abschnitt gezeigt.
- An die Kontrollsensoren für das Monitorspektrometer werden ähnliche Forderungen gestellt. Die hier zu messenden Magnetfelder liegen in der gleichen Größenordnung wie im konischen Bereich des Hauptspektrometers.
- Die Ströme der supraleitenden Spulen können nicht permanent gemessen werden, weil nach dem Hochfahren des Spulenstroms die Netzgeräte von den Spulen getrennt werden (*persistent mode*). Die Überwachung der Spulenströme erfolgt daher indirekt über Sensoren, die permanent das Magnetfeld der Spulen messen. Diese müssen einen Messbereich bis zu mehreren Tesla und gleichzeitig eine Genauigkeit von  $5 \text{ mT}$  aufweisen. Dafür bieten sich Hallsonden an.

Die Auswirkungen von Positionierungs- und Ausrichtungsfehlern wurden in [Wan09] untersucht. Ausgangspunkt für die Berechnung war ein Magnetfeld von  $0,3 \text{ mT}$  in der Analysierebene und eine Abweichung von der Sollposition um  $5 \text{ mm}$  in  $z$ - oder  $x$ -Richtung bzw. eine Winkelungenauigkeit von  $0,1^\circ$ . Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.6 gezeigt.

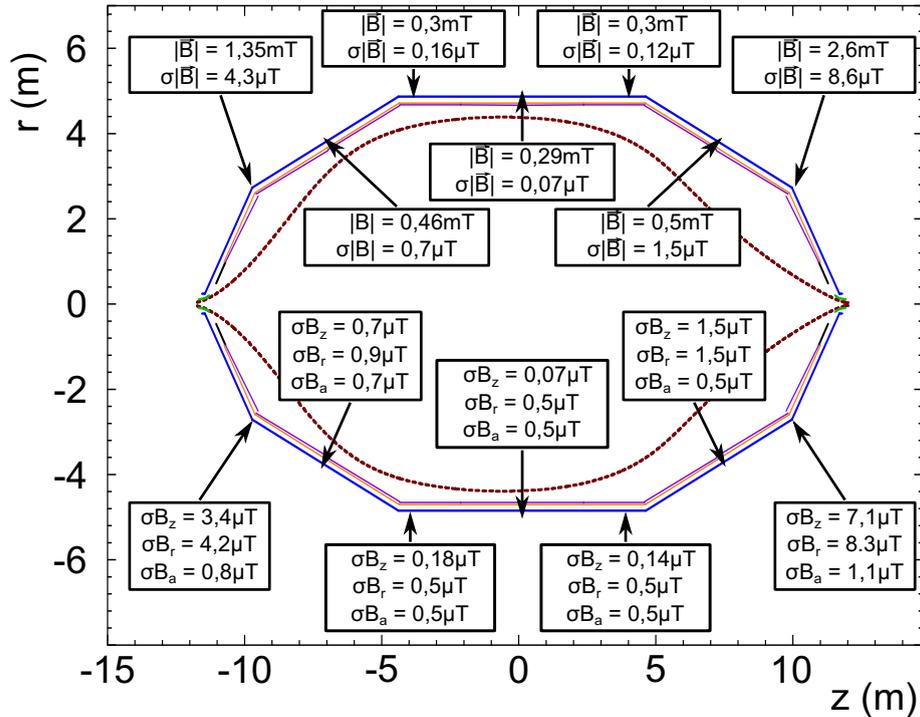
In der Analysierebene sind die Fehler auf die radiale und die azimuthale Komponente um eine Größenordnung über dem Fehler auf die  $z$ -Komponente. Da in diesem Bereich das Magnetfeld etwa parallel zur  $z$ -Achse ist, spielen hier die Ausrichtungsfehler eine größere Rolle als die Positionierungsfehler. Die genaue Ausrichtung der Sensoren ist in diesem Bereich daher besonders wichtig. Auf diesen Aspekt wird in Abschnitt 5.5 näher eingegangen.

In der Nähe der supraleitenden Magnete ist der Magnetfeldgradient deutlich größer als in der Analysierebene und das Magnetfeld ist nicht parallel zur  $z$ -Achse. Daher nimmt der Einfluss von Positionierungsfehlern hier zu. Allerdings kann in diesen Bereichen auch ein größerer Messfehler des Magnetfelds toleriert werden.

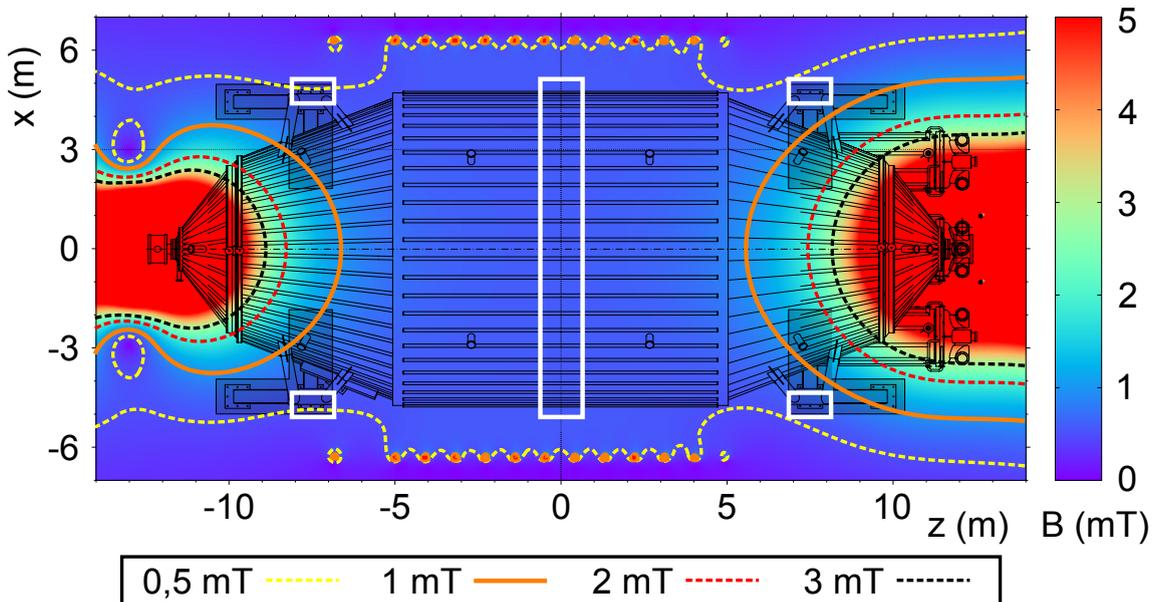
#### 5.4. Mögliche Positionen für die Fluxgate-Magnetometer

Abbildung 5.7 zeigt eine berechnete Magnetfeldkarte der Hauptspektrometerhalle in der  $xz$ -Ebene ( $y = 0 \text{ m}$ ) bei einem Feld von  $0,6 \text{ mT}$  in der Analysierebene. Dabei sind sowohl die Luftspulen als auch die supraleitenden Magnete aktiviert. Die orange Iso-Magnetfeldlinie entspricht dem maximalen Messbereich der Fluxgate-Magnetometer. Wie erwartet ist das Magnetfeld im zylindrischen Teil des Hauptspektrometers  $< 1 \text{ mT}$ . Auch der quellseitige Konus ist zu einem großen Teil für die Messung mit den Fluxgate-Magnetometern zugänglich. Im detektorseitigen Konus dagegen ist ein stärkeres Magnetfeld zu erwarten, da der Pinchmagnet eine höhere Feldstärke aufweist als der Magnet zwischen den beiden Spektrometern. Eine weitere interessante Position stellen die Auflagepunkte des Hauptspektrometertanks auf den Stützen dar. Dies wird im Folgenden dargelegt.

Die derzeitige Planung sieht vor, insgesamt zehn Fluxgate-Magnetometer am Hauptspektrometer zu platzieren. Sechs dieser Sensoren werden auf der thermischen Isolation des



**Abbildung 5.6.:** Einfluss von Positionierungs- und Ausrichtungsfehler der Magnetfeldsensoren. Die obere Hälfte zeigt den Betrag des Magnetfelds und dessen Fehler bei einer Abweichung von der Sollposition von 5 mm und einer Winkelungenauigkeit von  $0,1^\circ$ . Die untere Hälfte zeigt die Fehler der axialen, radialen und azimuthalen Magnetfeldkomponente bei den gleichen Abweichungen (nach [Wan09]).



**Abbildung 5.7.:** Magnetfeldkarte der Hauptspektrometerhalle bei einem Magnetfeld von 0,6 mT in der Analysierebene. Die berechneten Werte liegen in der  $xz$ -Ebene bei  $y = 0$  m. Die orange Linie entspricht dem maximalen Messbereich der Fluxgate-Magnetometer von 1 mT. Die weißen Kästen zeigen die Positionen, an denen auf jeden Fall Magnetometer platziert werden sollen (nach [Rei10a])

Tanks montiert und bilden einen Ring um die Analysierebene bei  $z = 0$  m. Bei Bedarf können weitere Sensoren im zylindrischen Teil des Hauptspektrometers montiert werden. Dabei sind folgende Dinge zu beachten:

- Die thermische Isolation des Hauptspektrometertanks liegt wie der Tank selbst auf Hochspannung. Um Spannungsüberschläge zu vermeiden, müssen die Sensoren ebenfalls auf das Potenzial des Tanks gelegt werden. Für das Auslesen der Sensoren gelten daher spezielle Anforderungen: Das Analog-Digital-Wandler-Array muss ebenfalls auf Hochspannung gelegt werden, die Übertragung der Daten erfolgt über Glasfaserkabel auf einen Rechner auf Erdpotenzial.
- Die Isolation ist beweglich, da sich der Tank während des Ausheizprozesses um ca. 20 cm in der Länge ausdehnt. Eine geringfügige Verschiebung der einzelnen Elemente zwischen den Ausheizphasen kann nicht ausgeschlossen werden. Damit wäre auch eine Positions- und Ausrichtungsänderung der Sensoren verbunden. In Abbildung 5.6 wurde bereits gezeigt, dass eine Positionsänderung um wenige Millimeter nur einen sehr kleinen Einfluss auf die Magnetfeldmessung hat. Die Ausrichtung der Sensoren spielt jedoch eine große Rolle. Ihre Überwachung wird im folgenden Abschnitt erläutert.
- Die Außenseite der Isolation erwärmt sich während des Ausheizprozesses, wobei Temperaturen von etwa  $40^\circ\text{C}$  erreicht werden. Der Hersteller spezifiziert für die Fluxgate-Magnetometer einen Operationsbereich bis  $70^\circ\text{C}$ . Die Sensoren sollten bei den zu erwartenden Temperaturen daher keinen Schaden nehmen. Außerdem ruht die Neutrinomassenmessung während der Ausheizphasen, so dass in diesem Zeitraum keine Magnetfeldmessungen durchgeführt werden müssen.

Jeweils einer der verbleibenden vier Sensoren soll an einem der vier Auflagepunkte des Hauptspektrometertanks montiert werden (siehe Abbildung 5.8). Die Sensoren sind dadurch fest mit dem Tank selbst verbunden und werden in ihrer Position und Ausrichtung in gleicher Weise wie der Tank durch das Ausheizen beeinflusst. Eine Überwachung dieser Werte fällt bei diesen Sensoren also weg. Sie müssen jedoch ebenfalls auf das Potenzial des Tanks gelegt werden und sind wie die Sensoren auf der Isolation Temperaturerhöhungen während des Ausheizens ausgesetzt. Diese Sensoren könnten auch als Alternative zu den Sensoren im konischen Teil dienen. Die  $z$ -Positionen sind vergleichbar. Der Nachteil ist allerdings, dass dann nur Magnetfeldmessungen in der  $xz$ -Ebene möglich wären.

Generell ist zu beachten, dass an den vorgesehenen Positionen das Magnetfeld den Messbereich der Sensoren übersteigt, wenn die Luftspulen für Untergrunduntersuchungen mit maximalem Feld betrieben werden. Dabei werden auch im zylindrischen Teil des Hauptspektrometers Magnetfelder von bis zu 1,1 mT erreicht. Die Sensoren werden dadurch keinen Schaden nehmen, der Hersteller gibt an, dass erst Magnetfelder in der Größenordnung von 100 mT einen dauerhaften Einfluss auf den Offset haben [Bar]. Messungen mit diesen Sensoren ergeben dann jedoch falsche Magnetfeldwerte.

### 5.5. Messung der Ausrichtung der Fluxgate-Magnetometer mit Neigungssensoren

Die Magnetometer an den Auflagepunkten sind fest mit dem Hauptspektrometertank verbunden. Hier sollte eine einmalige Ausrichtung bzw. Messung der Ausrichtung genügen. Eventuell muss die Ausrichtung in bestimmten zeitlichen Abständen kontrolliert werden, z.B. nach den Ausheizphasen. Dies sollte ohne größere Probleme zu bewerkstelligen sein, da die Sensoren über ein fahrbares Gerüst gut erreichbar sind.



**Abbildung 5.8.:** Foto des Auflagepunktes des Hauptspektrometertanks auf den Stützen. Siehe auch Abbildung 3.1 oben mittig.

Eine genaue Ausrichtung der Magnetometer, die auf der Isolation des Hauptspektrometertanks befestigt werden, erscheint nicht sinnvoll, da durch Bewegungen der Isolation die Ausrichtung sich jederzeit unbemerkt ändern könnte. Dies würde bei unverändertem Magnetfeld zu falschen Messwerten führen. Daher soll die Ausrichtung der Sensoren permanent gemessen werden. Dabei ist eine Genauigkeit von  $\pm 0,1^\circ$  erforderlich um innerhalb des Orthogonalitätsfehlers der Magnetometer zu bleiben.

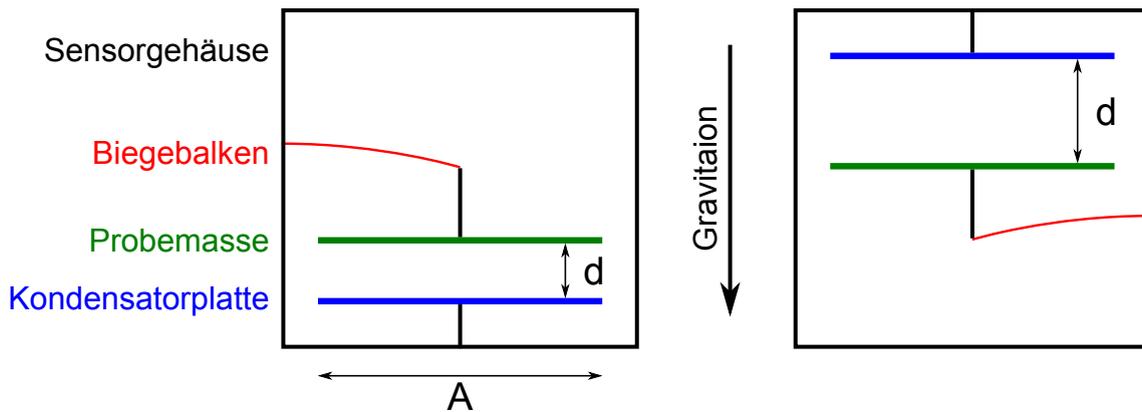
Zu diesem Zweck werden Neigungssensoren eingesetzt, die starr mit den Magnetometern verbunden sind. Die verwendeten Sensoren können Neigungen um zwei zur Gravitation orthogonale Achsen messen. In den Koordinaten des KATRIN-Experiments sind das die x- und die z-Achse. Da eine Rotation um eine Drehachse parallel zur Gravitation keinen Einfluss auf den Sensor hat, können Neigungen um die y-Achse mit diesem Prinzip nicht gemessen werden. Abschnitt 5.5.3 behandelt dieses Problem ausführlicher.

Der Sensor ist ein mikroelektromechanisches Bauteil aus Silizium [VTIb]. Es besteht aus dem Sensorgehäuse und zwei gegeneinander elektrisch isolierten Kondensatorplatten mit Fläche  $A$  (siehe Abbildung 5.9). Die eine Kondensatorplatte ist fest mit dem Gehäuse verbunden, die andere über einen Biegebalken. Die aufgehängte Kondensatorplatte dient zugleich als Probemasse  $m$ . Sie wird durch Neigen des Sensors um den Winkel  $\alpha$  entsprechend Gleichung 5.2 ausgelenkt. Dadurch verändert sich der Abstand der Kondensatorplatten und somit auch dessen Kapazität (Gleichung 5.3). Diese Änderung wird vom Sensor in ein Spannungssignal umgewandelt. Die Ausgangsspannung über den Neigungswinkel aufgetragen ergibt daher einen sinusförmigen Verlauf.

$$d = d_0 - \sin \alpha \cdot \frac{m \cdot g}{D_{\text{Feder}}} \quad (5.2)$$

$$C = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \frac{A}{d} \quad (5.3)$$

Eine weitere Eigenschaft des Sensors ist sein ratiometrisches Ausgangssignal. Dies bedeutet, dass die Sensitivität und der Offset des Sensors proportional zur Versorgungsspannung sind. Der Sensor wandelt also die Versorgungsspannung nicht zuerst in eine interne Betriebsspannung um. Für die Winkelmessung muss daher sowohl das Ausgangssignal des Sensors als auch die Versorgungsspannung gemessen werden. Wird für beide Messungen die selbe Referenzspannung verwendet, so werden Fehler, die durch Variation dieser Referenzspannung entstehen, automatisch kompensiert [VTIa]. Bei der Kalibration des Sensors muss dieser Eigenschaft natürlich Rechnung getragen werden. Weitere technische Details des Sensors werden in Anhang A.3 gezeigt.



**Abbildung 5.9.:** Prinzipskizze des Neigungssensors. Die Probemasse (grün) lenkt den mit dem Sensorgehäuse (schwarz) verbundenen Biegebalken (rot) aus, bis sich ein Gleichgewicht zwischen Gravitationskraft und Federkraft einstellt. Gleichzeitig dient die Probemasse als zweite Kondensatorplatte. Je nach Neigung des Sensors ändert sich der Abstand zwischen Probemasse und Kondensatorplatte (blau) und somit die Kapazität des Kondensators. Der Sensor wandelt so die Beschleunigung der Probemasse durch die Neigung in eine elektrische Spannung um.

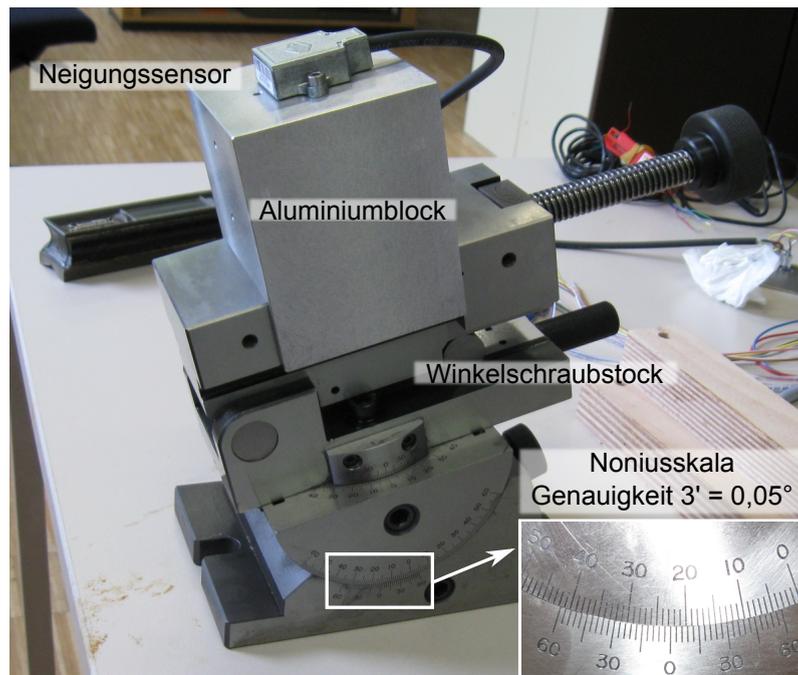
### 5.5.1. Kalibration der Neigungssensoren

Um die Signale der Sensoren korrekt interpretieren zu können, müssen diese kalibriert werden. Dabei wird in zwei Schritten vorgegangen. Im ersten Schritt werden der Offset und die Sensitivität des Sensors bei verschiedenen Versorgungsspannungen ermittelt. Im zweiten Schritt wird die Abhängigkeit dieser beiden Werte von der Versorgungsspannung errechnet. Da der Sensor die x- und die z-Achse mit zwei unabhängigen Einheiten misst, müssen beide Achsen jeweils auf diese Weise kalibriert werden.

Das Spannungssignal des Sensors wird über einen Analog-Digital-Wandler mit einem LabVIEW-Programm ausgelesen. Zudem wird die Versorgungsspannung gemessen. Diese wird möglichst nahe am Sensor abgegriffen um eine Verfälschung durch den Kabelwiderstand zu vermeiden. Die Stromversorgung erfolgt während der Testmessungen über einen 12 V-Bleiakku. Der Sensor hat seinen Arbeitsbereich zwischen 4,75 V und 5,25 V, daher wird zwischen dem Sensor und dem Akku ein 5 V-Spannungswandler geschaltet. Für die Kalibration stand zudem ein Netzgerät zur Verfügung, so dass weitere Versorgungsspannungen gewählt werden konnten.

Das Neigen des Sensors um einen bestimmten Winkel erfolgt mit einem Winkelschraubstock (siehe Abbildung 5.10). Dieser kann über eine Noniusskala mit einer Genauigkeit von  $0,05^\circ$  eingestellt werden. Der Sensor wird auf einen rechtwinklig gefrästen Aluminiumblock aufgeschraubt, der dann in den Schraubstock eingespannt wird. Bei einer Überprüfung der Oberflächen des Aluminiumblocks mit einem Winkelmesser wurde festgestellt, dass diese innerhalb der Messgenauigkeit von  $1' = 1/60^\circ$  exakt rechtwinklig zueinander sind. Durch Drehen des Blocks um  $90^\circ$  kann entweder eine Neigung um die x- oder um die z-Achse eingestellt werden.

Der Winkelschraubstock lässt sich in einem Bereich von  $0^\circ$  bis maximal  $47^\circ$  einstellen. Um Messwerte im negativen Winkelbereich aufnehmen zu können, muss der Aluminiumblock mit dem Sensor um  $180^\circ$  um die zur Messebene senkrechte Achse gedreht werden. Um sicherzustellen, dass bei beiden Messreihen der Winkel  $0^\circ$  übereinstimmt, wird zu Beginn jeder Messreihe die Oberfläche des Aluminiumblocks mit einer Maschinenwaage (Genauigkeit  $< 0,01^\circ$ ) durch Verstellen des Winkelschraubstocks ausgerichtet. Der danach am Schraubstock abzulesende Winkel entspricht einer Neigung von  $0^\circ$ .



**Abbildung 5.10.: Kalibration des Neigungssensors - Equipment.** Der Winkelschraubstock kann über eine Noniusskala mit einer Genauigkeit von  $3' = 0,05^\circ$  eingestellt werden. Der Neigungssensor ist mit Schrauben an einem gefrähten Aluminiumblock befestigt, der in den Schraubstock eingespannt wird.

Im Anschluss daran wird im Winkelbereich von  $0^\circ$  bis  $+45^\circ$  in  $5^\circ$ -Schritten die Ausgangsspannung des Sensors aufgenommen. Nach dem Drehen und einem erneuten Ausrichten des Aluminiumblocks werden die Werte zwischen  $0^\circ$  bis  $-45^\circ$  aufgenommen.

Für eine Erweiterung des Messbereichs musste der Aufbau etwas modifiziert werden. Dabei ist anzumerken, dass die so gewonnenen Daten nicht in die Kalibration eingehen. Einerseits wird der Winkelbereich von  $-45^\circ$  bis  $+45^\circ$  für die Ausrichtungsmessung der Magnetometer ausreichend sein. Andererseits wird durch die Erweiterung keine Verbesserung der gesuchten Parameter erzielt. Sie dient vor allem dazu, den vollen Messbereich des Sensors zu überprüfen.

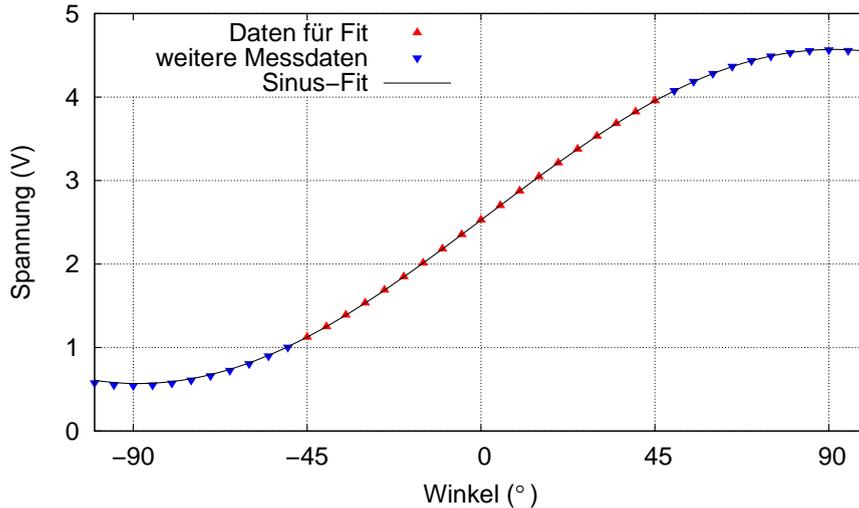
Die erste Modifikation bestand darin, den Schraubstock selbst zu kippen, so dass die Einstellung von  $0^\circ$  einem Winkel von etwa  $20^\circ$  entsprach. Eine Referenz zu den vorherigen Messwerten wurde dadurch hergestellt, dass der Sensor über den Schraubstock so eingestellt wurde, dass seine Ausgangsspannung der eines bereits gemessenen Winkels entsprach. So konnte der Messbereich um  $25^\circ$  erweitert werden. Die Messwerte von  $70^\circ$  bis  $100^\circ$  wurden mit um  $90^\circ$  um die Messachse gedreht und auf den Schraubstock gelegten Aluminiumblock erzielt.

Die Messdaten für die x-Achse des Sensors bei einer Versorgungsspannung von  $5,03\text{ V}$  sind in Abbildung 5.11 gezeigt. Aufgetragen ist die gemessene Spannung über dem Winkel. An die Messwerte zwischen  $-45^\circ$  und  $+45^\circ$  wurde eine Sinuskurve angefitet:

$$U(\alpha) = S \cdot \sin\left((\alpha - \alpha_0) \cdot \frac{\pi}{180^\circ}\right) + U_0 \quad (5.4)$$

Der Fit wurde nach drei Parametern durchgeführt:

- Die Sensitivität  $S$  des Sensors.



**Abbildung 5.11.:** Ausgangsspannung über Winkel bei 5,03 V Versorgungsspannung (x-Achse des Sensors). Die Ausgangsspannung wurde im Bereich zwischen  $\pm 100^\circ$  gemessen (blau). Für den Sinusfit (schwarz) wurden nur die Daten zwischen  $\pm 45^\circ$  (rot) verwendet, da dies der Winkelbereich ist, in dem die Sensoren eingesetzt werden.

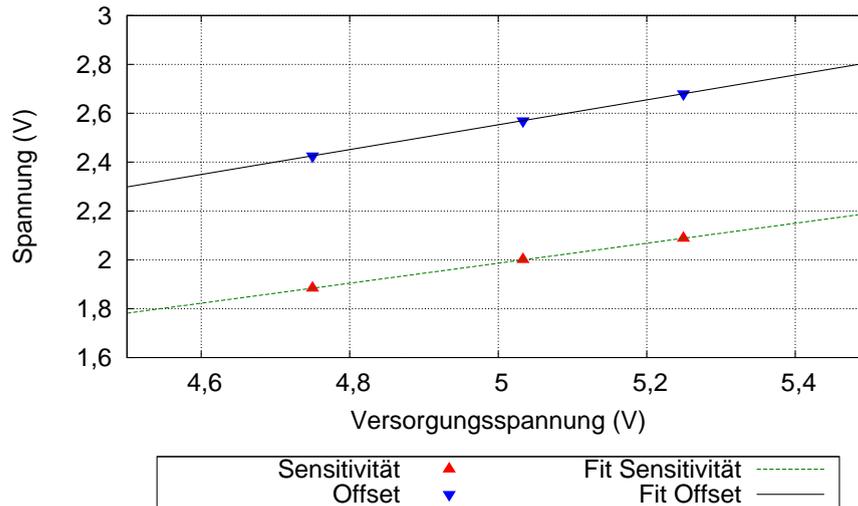
- Der Offset  $U_0$  des Sensors. Er gibt die Ausgangsspannung des Sensors bei einer Neigung von  $0^\circ$  an.
- Der Winkel  $\alpha_0$ . Dieser gibt die intrinsische Verkippung des Sensorelements gegenüber der Auflagefläche des Sensors an. Dieser spielt für die Kalibration des Sensors keine weitere Rolle, muss beim Fit aber berücksichtigt werden.

Die Messung des Ausgangssignals und der Fit der Parameter wurden mit Versorgungsspannungen von 4,75 V und 5,25 V wiederholt. Mit den Ergebnissen wurde ein linearer Fit durchgeführt um die Funktion der Sensitivität und des Offsets von der Versorgungsspannung  $U_{\text{Vers}}$  zu berechnen (siehe Abbildung 5.12). Die Funktionen  $S(U_{\text{Vers}})$  und  $U_0(U_{\text{Vers}})$  dienen dazu, die Sensitivität und den Offset des Sensors aus der aktuellen Versorgungsspannung berechnen zu können.

Das Auslesen der Spannungen und die Berechnung des Winkels erfolgt mit einem LabVIEW-Programm. Dieses berechnet mit Gleichung 5.5 aus Ausgangsspannung  $U$  und Versorgungsspannung  $U_{\text{Vers}}$  den Winkel des Neigungssensors.  $\alpha_0$  bezeichnet wieder der intrinsischen Verkippung des Sensorelements und der Auflagefläche des Sensors. Um diese herauszufinden, wird der Winkelschraubstock zuerst so eingestellt, dass die Ausgangsspannung des Sensors gerade dem Offset entspricht. Der Sensor zeigt also  $0^\circ$  an. Danach wird die Oberfläche des Blocks mit der Wasserwaage ausgerichtet.  $\alpha_0$  ist dann gerade die Differenz der jeweils am Schraubstock abzulesenden Werte. Diese Verschiebung kann ebenfalls im LabVIEW-Programm angegeben werden, so dass der ausgegebene Winkel der Neigung der Oberfläche entspricht.

$$\alpha(U_{\text{Vers}}) = \arcsin\left(\frac{U - U_0(U_{\text{Vers}})}{S(U_{\text{Vers}})}\right) \cdot \frac{180^\circ}{\pi} (+\alpha_0) \quad (5.5)$$

Nach der Kalibration wurde die Orthogonalität der Sensorelemente getestet. Dabei wurde ausgenutzt, dass der Aluminiumblock im Rahmen der Messgenauigkeit exakt rechtwinklig ist. Dies bedeutet, dass eine Drehung um  $180^\circ$  lediglich die Vorzeichen der zuvor gemessenen Winkel vertauscht, die Werte aber nicht ändert. Das gleiche gilt bei einer Drehung



**Abbildung 5.12.: Fit des ratiometrischen Verhaltens des Neigungssensors.** Zwischen der Versorgungsspannung und der Ausgangsspannung des Sensors besteht ein linearer Zusammenhang. Deshalb werden die aus den Sinus-Fits ermittelten Sensitivitäts- und Offsetdaten (rot bzw. blau) über der Versorgungsspannung gefittet (grün bzw. schwarz). Hier sind die Werte der x-Achse des Sensors gezeigt.

um  $90^\circ$ , nur dass die zuvor gemessenen Werte dann von der jeweils anderen Sensorachse gemessen werden. Dies ist in folgender Gleichung veranschaulicht:

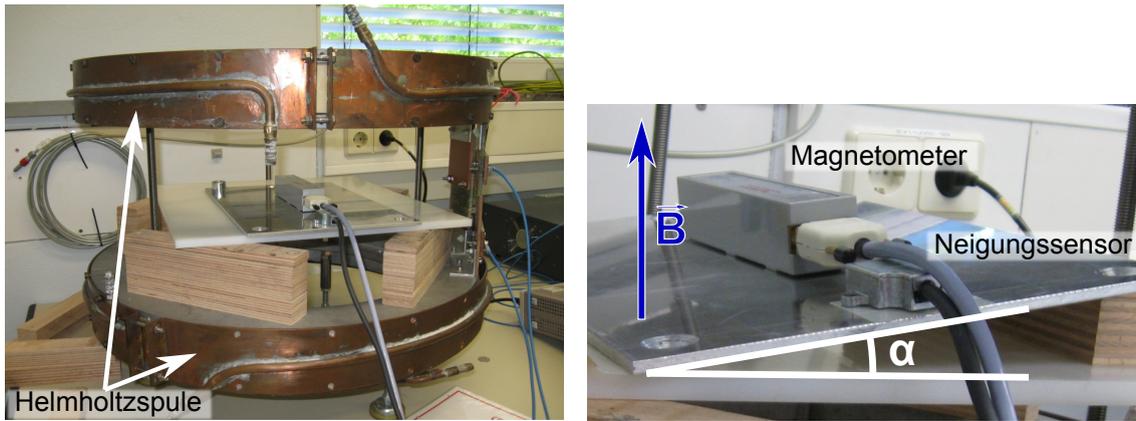
$$(x_{\text{out}}, z_{\text{out}}) = (\alpha_x, \alpha_z) \xrightarrow{\text{Drehung}} (-\alpha_z, \alpha_x) \xrightarrow{\text{Drehung}} (-\alpha_x, -\alpha_z) \xrightarrow{\text{Drehung}} (\alpha_z, -\alpha_x)$$

Zunächst wurde die Verkippung des Sensors gegenüber der Oberfläche  $\alpha_{0,x}$  und  $\alpha_{0,z}$ , wie oben gezeigt, bestimmt. Anschließend wurde der Aluminiumblock um einen bestimmten Winkel  $\alpha_x$  geneigt. Nach jeder Messung der Neigungswinkel erfolgte eine Drehung um  $90^\circ$ . Im Bereich von  $0^\circ \leq \alpha_x \leq 45^\circ$  wurden auf diese Weise bei 18 verschiedenen Neigungswinkeln die jeweils vier Messwerte für  $\alpha_x$  aufgenommen (siehe Anhang C). Zur Auswertung wurden jeweils die Beträge der Messwerte verglichen. Die Differenz von minimalem und maximalem  $|\alpha_x|$  war bei allen eingestellten Neigungswinkeln  $< 0,06^\circ$ . Dies spricht für eine sehr gute Orthogonalität der beiden Messachsen des Sensors zueinander.

Auch die Abweichungen vom Sollwert konnten mit diesen Messwerten berechnet werden. Im Bereich von  $0^\circ$  bis  $30^\circ$  waren die Abweichungen beider Messachsen innerhalb von  $\pm 0,05^\circ$ . Somit unterschreitet der Neigungssensor in einem ausreichend großen Messbereich den Orthogonalitätsfehler des Magnetometers von  $\pm 0,1^\circ$  und erreicht die geforderte Genauigkeit.

### 5.5.2. Erste Messung mit kombiniertem System

Die Aufgabe der Neigungssensoren ist die Ausrichtungsmessung der Magnetometer. Die Daten des Neigungssensors werden dazu verwendet, die Abweichung der Messachsen des Magnetometers relativ zu einem Referenzsystem zu bestimmen. Die gemessenen Magnetfeldwerte können dann wie in Abschnitt 4.3.3 in das Referenzsystem transformiert werden. Das Referenzsystem entspricht beim Einsatz am Hauptspektrometertank gerade dem KATRIN-Koordinatensystem. Um zu zeigen, dass dieses Konzept funktioniert, wurde eine erste Testmessung mit dem kombinierten System aus Magnetfeld- und Neigungssensor durchgeführt.



**Abbildung 5.13.: Aufbau der Messung mit Magnetometer und Neigungssensor.** **links:** Die Helmholzspule ( $r = 25$  cm) wird mit einem Strom von 1 A betrieben. Das Magnetometer und der Sensor sind gemeinsam auf einer Aluminiumplatte befestigt. Die Aluminiumplatte wird etwa in der Mitte der Helmholzspule platziert. **rechts:** Die Aluminiumplatte wird um den Winkel  $\alpha$  geneigt. Dieser wird mit dem Neigungssensor bestimmt. Mit dem geneigten Magnetometer wird das Magnetfeld  $\vec{B}$  der Helmholzspule gemessen.

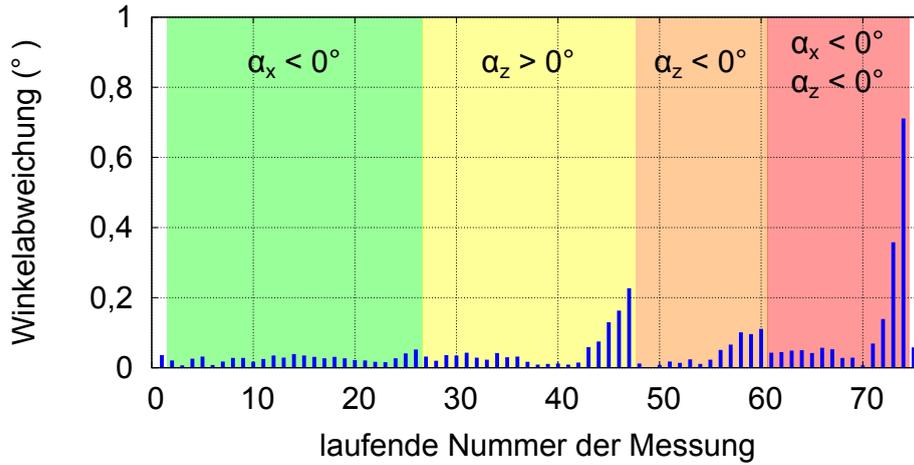
Bei dieser Messung wird ein im Referenzsystem konstantes Magnetfeld mit dem Magnetometer gemessen, wobei die Achsen des Magnetometers relativ zum Referenzsystem immer unterschiedlich ausgerichtet sind. Mit den Daten des Neigungssensors wird die Lage der Magnetometerachsen im Referenzsystem berechnet. So können die im Magnetometersystem gemessenen Magnetfeldvektoren in das Referenzsystem transformiert werden. Nach der Transformation sollten alle gemessenen Magnetfeldvektoren exakt übereinstimmen. Das Referenzsystem bilden bei dieser Messung die beiden Messachsen des Neigungssensors bei  $0^\circ$  und eine dazu senkrechte Achse. Da eine Drehung um letztere nicht gemessen werden kann, muss eine solche Drehung vermieden werden.

Für die Messung wird ein homogenes und zeitlich konstantes Magnetfeld benötigt. Dafür wird eine Helmholzspule [Dem09] mit einem Radius von 25 cm verwendet (siehe Abbildung 5.13, links). Deren Magnetfeld kann in einem Volumen von 10 cm in Höhe und Radius rund um den Mittelpunkt als konstant betrachtet werden. In diesem Volumen wurde das Magnetometer während der Messung bewegt. Simulationsrechnungen ergaben in diesem Volumen eine maximale Abweichung vom Magnetfeldwert am Mittelpunkt von 0,3 %, was für diese Messung ausreichend ist.

Das Magnetometer und der Neigungssensor wurden auf einer Aluminiumplatte befestigt (siehe Abbildung 5.13, rechts). Diese Platte wird normalerweise für Magnetfeldmessungen in schwer zugänglichen Bereichen verwendet und hat daher Gewinde um das Magnetometer anzuschrauben. Der Neigungssensor wurde dagegen nur mit doppelseitigem Klebeband befestigt. Für diese Testmessung konnten die daraus resultierenden Fehler toleriert werden, da deren Ziel allein die Bestätigung des Konzepts war. Für den Einsatz des kombinierten Systems am Hauptspektrometertank wird eine stabile Verbindung zwischen den beiden Sensoren verwendet.

Auf eine Bestimmung des Winkels zwischen Neigungssensor und Aluminiumplatte konnte verzichtet werden. Dieser stellt lediglich einen zusätzlichen Offset in der Neigung der Magnetometerachsen dar, der aber bei allen Messungen gleich ist. Er spielt daher beim Vergleich der Magnetfeldvektoren keine Rolle.

Der Wert des Referenzmagnetfelds konnte bei der Messung nicht bestimmt werden, da es nicht möglich war, den Neigungssensor auf exakt  $\alpha_x = 0^\circ$  und  $\alpha_z = 0^\circ$  auszurichten. Als Referenzwert dient der Mittelwert  $\vec{B}_{\text{avg}}$  aller transformierten Magnetfeldvektoren  $\vec{B}_n$ .



**Abbildung 5.14.: Winkelabweichung zwischen  $\vec{B}_n$  und  $\vec{B}_{\text{avg}}$ .** Die mit unterschiedlichen Farben hinterlegten Bereiche zeigen an, um welche Achse die Aluminiumplatte geneigt wurde. Die Neigungswinkel lagen zwischen  $0^\circ$  am linken Rand jedes Bereichs und  $\approx |15^\circ|$  am rechten Rand.

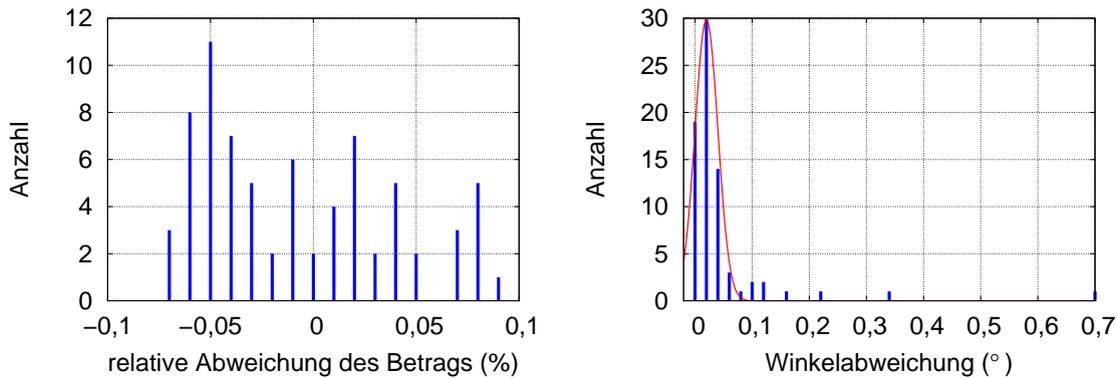
$$\vec{B}_{\text{avg}} = \frac{1}{n} \cdot \sum_n \vec{B}_n \quad (5.6)$$

In Abbildung 5.14 sind die Winkelabweichungen zwischen den transformierten Magnetfeldvektoren  $\vec{B}_n$  und  $\vec{B}_{\text{avg}}$  aufgetragen. Die unterschiedlich eingefärbten Bereiche zeigen an, um welche Achse die Aluminiumplatte geneigt wurde. Der Neigungswinkel wurde dabei von Messung zu Messung betragsmäßig größer gewählt. Bei der jeweils letzten Messung wurde eine maximale Neigung von  $\approx 15^\circ$  erreicht.

Im Idealfall sollten alle Vektoren  $\vec{B}_n$  übereinstimmen. Auf Grund von Messfehlern konnte dies nicht erreicht werden. Diese Messfehler werden durch die Winkelabweichung veranschaulicht. Je kleiner die Abweichungen, desto besser konnte das Referenzmagnetfeld reproduziert werden. Die Beträge der Vektoren ändern sich durch die Transformation nicht. Ihre gute Übereinstimmung (siehe Abbildung 5.15 links) verdeutlicht nochmals die Homogenität des Magnetfelds.

Bei Neigungen mit negativem  $\alpha_x$  sind die Winkelabweichungen aller Vektoren  $\vec{B}_n$  mit weniger als  $0,1^\circ$  im geforderten Bereich, also innerhalb des Orthogonalitätsfehlers des Magnetometers. Dagegen sind bei Neigungen mit positivem und negativem  $\alpha_z$  sowie bei einer Kombination von  $\alpha_x < 0^\circ$  und  $\alpha_z < 0^\circ$  die Abweichungen hin zu großen Winkeln deutlich größer.

Dieses eigenartige Verhalten ist auf den ungünstigen Messaufbau zurückzuführen. Wie schon erwähnt, wurde der Neigungssensor nur mit doppelseitigem Klebeband auf der Aluminiumplatte befestigt. Durch das unflexible Kabel des Sensors wurde beim Anheben der Platte zum Einstellen der jeweiligen Neigungswinkel eine Kraft auf den Sensor ausgeübt, so dass es zu minimalen Verformungen des Klebebands kam. Dies war vor allem bei großen Auslenkungen der Fall. Dadurch war einerseits der Winkel zwischen Neigungssensor und Aluminiumplatte nicht konstant, andererseits kam es vermutlich auch zu einer nicht messbaren Drehung um die y-Achse. Die daraus resultierenden Messfehler auf den Neigungswinkel liegen bei maximal  $0,5^\circ$ . Dies konnte über eine Berechnung mit modifizierten Winkelwerten herausgefunden werden. Damit können die teilweise großen Winkelabweichungen erklärt werden.



**Abbildung 5.15.: Histogramme zur Auswertung der Messung mit der Helmholtzspule.** Vergleich der einzelnen gedrehten Magnetfeldvektoren  $\vec{B}_n$  mit dem Mittelwert der gedrehten Magnetfeldvektoren  $\vec{B}_{\text{avg}}$ . **links:** Der relative Fehler des Betrags. **rechts:** Die Winkelabweichung zwischen  $\vec{B}_n$  und  $\vec{B}_{\text{avg}}$ . Die in rot geplottete Gauss-Kurve hat folgende Parameter:  $\sigma = 0,02$ ,  $\mu = 0,02$ .

Es sollte an dieser Stelle wiederholt werden, dass mit dieser Messung lediglich gezeigt werden sollte, dass das Konzept der Ausrichtungsmessung mit anschließender Koordinatentransformation funktioniert. Wie das Histogramm rechts in Abbildung 5.15 zeigt, ist die Übereinstimmung der Magnetfeldvektoren sehr gut. Einzig die durch Messfehler beeinflussten Werte stechen deutlich hervor.

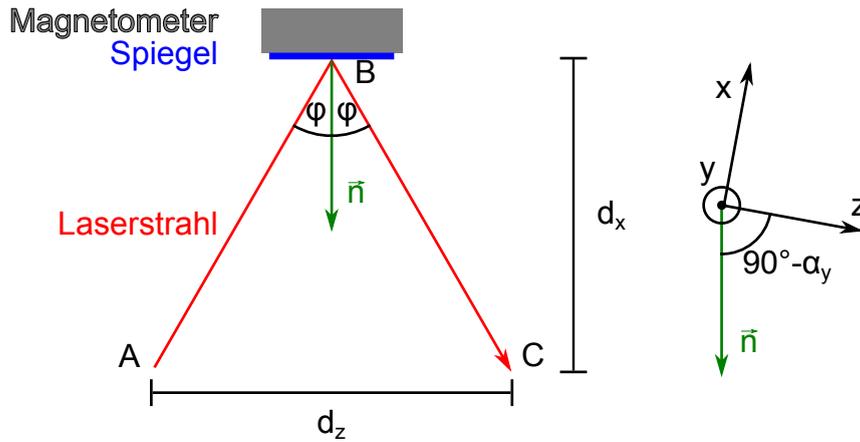
Die Messung zeigt also, dass dieses Konzept prinzipiell funktioniert. Es wurde aber auch deutlich, dass in Zukunft einige Punkte beachtet werden müssen:

- Der Winkel zwischen Magnetometer und Neigungssensor muss über den Verlauf der Messung konstant sein. Dies wird dadurch erreicht, dass beide Sensoren auf einer stabilen Konstruktion aufgeschraubt werden. Beim Einsatz am Hauptspektrometertank muss zudem dieser Winkel bekannt sein, da dann das Referenzsystem dem Koordinatensystem des KATRIN-Experiments entspricht. Der Winkel kann, wie am Ende von Abschnitt 5.5.1 gezeigt, gemessen werden.
- Eine Drehung um die y-Achse ist mit dem Neigungssensor nicht messbar. Schon Drehungen um Winkel  $< 1^\circ$  haben schwerwiegende Auswirkung auf die Reproduzierbarkeit bzw. die Genauigkeit der Magnetfeldmessung. Daher müssen diese Drehungen entweder vermieden oder besser noch gemessen werden. Im folgenden Abschnitt werden Möglichkeiten diskutiert, wie dies erreicht werden kann.

### 5.5.3. Konzepte zur Bestimmung der Verdrehung um die y-Achse

Für die Messung der Drehung ist eine Referenz notwendig. Beim Neigungssensor stellt die Gravitationskraft diese Referenz dar: Durch eine Drehung um eine zur Gravitationskraft senkrechten Achse wird eine Feder ausgelenkt. Diese wird vom Sensor in ein Spannungssignal übersetzt. Eine Drehung um eine Achse parallel zur Gravitationskraft bewirkt dagegen keine Änderung der Auslenkung und somit ist eine Messung unmöglich. Diese Achse entspricht der y-Achse des KATRIN-Koordinatensystems.

Die erste Frage ist daher, ob neben der Gravitationskraft eine Referenz gefunden werden kann. Die einfachste Möglichkeit stellt das Koordinatensystem selbst dar. Ähnlich wie bei der Messung im Hauptspektrometertank kann über eine Positionsbestimmung von zwei Punkten am Magnetometer dessen Ausrichtung errechnet werden. Allerdings ist ohne Lasertracker die geforderte Genauigkeit von  $< 0,1^\circ$  nur schwer zu erreichen. Bei einem Abstand der beiden Punkte von 30 cm muss die Position mit einer Genauigkeit von  $\pm 0,25$  mm bekannt sein.



**Abbildung 5.16.:** Prinzipskizze der Ausrichtungsmessung mit Laser und Spiegel. Der Laserstrahl startet am Punkt A, wird am Spiegel im Punkt B reflektiert und trifft im Punkt C auf die Wand der Hauptspektrometerhalle. Das Lot entspricht gerade dem Normalenvektor der Spiegelebene  $\vec{n}$ . Der Winkel zwischen  $\vec{n}$  und der z-Achse abgezogen von  $90^\circ$  ist dann gerade der gesuchte Winkel  $\alpha_y$ .

Statt die Position direkt zu messen, könnte alternativ ein Laserstrahl benutzt werden, der von einem bekannten Punkt aus auf einen am Magnetometer befestigten Spiegel trifft und von dort reflektiert wird (siehe Abbildung 5.16). Der Laser wird dazu auf einen Theodoliten aufgesetzt, mit dem der Spiegel angepeilt werden kann. Aus den Koordinaten von Ausgangs-, Reflexions- und Endpunkt (A, B und C) lässt sich die Ausrichtung des Spiegels bestimmen: Der Normalenvektor der Spiegelebene  $\vec{n}$  entspricht gerade dem Lot der Reflexion. Der Winkel zwischen  $\vec{n}$  und der z-Achse abgezogen von  $90^\circ$  ist der gesuchte Winkel  $\alpha_y$ .

$$\vec{n} = \frac{\vec{BA}}{|\vec{BA}|} + \frac{\vec{BC}}{|\vec{BC}|} \quad (5.7)$$

$$\alpha_y = 90^\circ - \arccos\left(\frac{\vec{n} \cdot \hat{e}_z}{|\vec{n}|}\right) \cdot \frac{180^\circ}{\pi} \quad (5.8)$$

Die Genauigkeit dieses Verfahrens hängt von der Positionsgenauigkeit der Punkte A, B und C ab, sowie von deren Abstand zueinander ab. Dabei spielt der horizontale Abstand  $d_x$  der Punkte A und C zum Punkt B eine weitaus größere Rolle als der z-Abstand  $d_z$  der Punkte A und C. Bei  $d_x = 6$  m müssen die z-Koordinaten der Punkte A, B und C auf 3 mm genau sein, um die geforderte Genauigkeit von  $0,1^\circ$  zu erreichen.

Während das Erreichen dieser Positionsgenauigkeit schon eine gewisse Herausforderung darstellt, unterliegt dieses Konzept weiteren Einschränkungen. Für die Durchführung der Messung ist eine direkte Sichtlinie zwischen Laser und Spiegel erforderlich. Durch die Ausmaße des Hauptspektromertanks relativ zur Halle kann ein Großteil der Oberfläche oberhalb der Strahlachse nicht mit dem Theodoliten eingesehen werden. Daher wäre es nicht möglich, die Ausrichtung von Magnetometern in diesem Bereich mit dieser Methode zu messen. Zudem schränkt das Luftspulensystem die Sicht auf die am Tank platzierten Magnetometer erheblich ein.

Der größte Nachteil dieses Konzepts ist sicherlich, dass die Messungen nicht permanent durchgeführt werden können. Eine Verbesserung könnte durch fest installierte Laser erzielt werden. Diese können einerseits in geringen zeitlichen Abständen eingeschaltet werden und können an für den Theodoliten unzugänglichen Positionen aufgebaut werden. Allerdings

ist fraglich, wie dann die Positionen des Reflexions- und des Endpunkts kontrolliert werden können.

In welcher Form die Messung von  $\alpha_y$  durchgeführt wird, ist daher noch nicht definiert. Eine weiterführende Untersuchung der Bewegungen der Magnetometer am Hauptspektrometertank soll Aufschluss darüber geben, in welchem Rahmen Abweichungen zu erwarten sind. Daraus lassen sich neue Erkenntnisse gewinnen, wie oft die Messung der Winkelabweichung durchgeführt werden muss. Aus dieser Vorgabe ergibt sich schließlich, ob eine manuelle Messung in bestimmten zeitlichen Abständen ausreichend ist, oder ob eine permanente Messung notwendig ist.

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

Seit Pauli's Postulat sind Neutrinos Gegenstand intensiver Forschung. Mit der Entdeckung der Neutrinooszillationen konnte gezeigt werden, dass Neutrinos eine Ruhemasse besitzen. Aus den Oszillationsparametern können allerdings, bis auf eine Untergrenze von 0,05 eV, keine weiteren Informationen über die absoluten Neutrinomassen gewonnen werden. In der Kosmologie spielen die Neutrinos eine Rolle als Heiße Dunkle Materie, die das Klumpen von Materie beeinflusst. Aus dem Einfluss der Neutrinos auf die Strukturbildung im frühen Universum lässt sich eine Obergrenze für die Neutrinomasse von 2 eV ableiten. Da dieser Wert modellabhängig ist, besteht großes Interesse an einer modellunabhängigen Bestimmung der Neutrinomasse.

Das KATRIN-Experiment untersucht zu diesem Zweck mit hoher Präzision die Kinematik des Tritium- $\beta$ -Zerfalls. Es hat gegenüber den Vorgängerexperimenten in Mainz und Troitsk eine um den Faktor 100 verbesserte Sensitivität auf die Observable  $m_{\bar{\nu}_e}^2$  und hat somit das Potenzial, die derzeitige Obergrenze der Neutrinomasse um eine Größenordnung auf 0,2 eV zu senken oder eine Masse des Elektronantineutrinos von  $m_{\bar{\nu}_e} = 0,35$  eV mit  $5\sigma$  C.L. zu entdecken. Dies erfordert sowohl eine hohe Energieauflösung des Spektrometers als auch eine hohe Luminosität der Quelle. Gleichzeitig muss eine Untergrundrate von  $< 10$  mHz erreicht werden. Die Weiterentwicklung bestehender Technologien aus verschiedenen Bereichen ist dafür unerlässlich.

Die Energieanalyse der  $\beta$ -Elektronen erfolgt in den Spektrometern über das MAC-E-Filter-Prinzip. Für die hohe Energieauflösung von  $\Delta E = 0,93$  eV ist ein Absenken des Magnetfelds um den Faktor 20000 erforderlich. Um bei einem Magnetfeld von  $B_A = 0,3$  mT den Einfluss des Erdmagnetfelds auf den Flusschlauch zu kompensieren und um weitere Feinformungen des Magnetfelds vorzunehmen zu können, wurde um das Hauptspektrometer ein Luftspulensystem aufgebaut.

Nach dessen Fertigstellung war es eine wesentliche Aufgabe dieser Arbeit, die Funktion des Luftspulensystems zu überprüfen. Erste Testmessungen auf der Vorspektrometerplattform und im Untergeschoss zeigten, dass das erzeugte Magnetfeld qualitativ gut mit den Erwartungen übereinstimmt. Bereits während des Aufbaus wurden Maßnahmen zum Ausgleich mechanischer Toleranzen ergriffen. Mittels genauerer Analysen über den Vergleich der Messwerte mit Simulationsrechnungen konnten weitere Möglichkeiten zur Optimierung des Systems gefunden werden. Dazu zählt vor allem die Kalibration der Steuergeräte der Netzgeräte, die eine präzise Steuerung der Spulenströme über das Web Interface ermöglichen soll.

Die Messung des Luftspulenfeldes im Hauptspektrometer konnte dank des eingesetzten Lasertrackers mit sehr hoher Präzision durchgeführt werden. Bei dieser Messung wurde erstmals das Erdmagnetfeldkompensationssystem des Hauptspektrometers experimentell überprüft. Die Messwerte und die Simulationsrechnungen stimmen sehr gut überein. So konnte nachgewiesen werden, dass das Erzeugen eines homogenen Magnetfelds selbst über ein großes Volumen technisch realisierbar ist. Auch die Magnetfeldmesswerte der Spulen zur Feinkorrektur zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit der Erwartung. Die Winkelabweichungen zwischen Mess- und Simulationswerten liegen in der Größenordnung des eingesetzten Magnetfeldsensors von  $\pm 0,1^\circ$ . Die Reproduktion des Magnetfeldes mit Simulationsrechnungen, die zum Verständnis der Funktionsweise des Systems erheblich beiträgt, konnte also erfolgreich durchgeführt werden.

Diese Reproduktion des Magnetfelds spielt auch für das Magnetfeld-Sensorsystem eine entscheidende Rolle. Da während der Tritiummessungen keine Magnetfeldmessungen innerhalb des Hauptspektrometers durchgeführt werden können, müssen andere Konzepte zur Bestimmung des Magnetfelds angewandt werden. Das derzeit am KIT im Aufbau befindliche Monitoring-System besteht aus zwei Komponenten: Simulationsrechnungen reproduzieren sämtliche Quellen, die das Magnetfeld im Hauptspektrometer erzeugen. Dieses berechnete Magnetfeld wird schließlich mit Magnetfeldsensoren an ausgewählten Positionen permanent überwacht. So kann der Einfluss von Störungen der Axialsymmetrie auf zusätzlichen Untergrund sowie der Einfluss von Inhomogenitäten des Magnetfelds auf die Transmissionfunktion bestimmt werden.

An die Positionierung und Ausrichtung der Magnetometer in der Analysierebene werden höchste Anforderungen gestellt. Um die hohe Winkelauflösung der Magnetometer voll nutzen zu können, muss deren Ausrichtung auf  $\pm 0,1^\circ$  genau bestimmt werden. Zu diesem Zweck werden zweiachsige Neigungssensoren eingesetzt, die im Rahmen dieser Arbeit getestet und kalibriert wurden. Die Messungen im Anschluss an die Kalibration ergaben, dass die Neigungssensoren in einem ausreichend großen Winkelbereich die geforderte Genauigkeit erreichen. Durch eine erste Testmessung des kombinierten Systems bestehend aus Magnetometer und Neigungssensor konnte verifiziert werden, dass dieses Konzept funktioniert.

Die nächsten Aufgaben bestehen darin, die Auswerteelektronik der Magnetometer am Hauptspektrometer zu installieren und zu testen. Des Weiteren wird überprüft, in welchen Größenordnungen die Bewegungen der auf der Isolation des Hauptspektrometers montierten Magnetometer in einem bestimmten Zeitraum liegen. Dies soll Aufschluss darüber geben, ob das vorgestellte Konzept zur Messung der mit den Neigungssensoren nicht messbaren Drehung der Magnetometer um y-Achse angewandt werden kann. Anschließend kann der weitere Ausbau des Monitoring-Systems mit den Sensoren zur Überwachung des Monitor-spektrometers und der supraleitenden Spulen sowie des Magnetfelds im konischen Bereich des Hauptspektrometers stattfinden.

Mit dem vollständigen Magnetfeld-Monitoring-System wird schließlich die Reproduzierbarkeit des Magnetfelds durch die Simulationen an allen relevanten Stellen überprüft. Nach der Bestätigung der Simulation kann der verwendete Datensatz zur Berechnung des Magnetfelds an jeder beliebigen Stelle im Hauptspektrometer verwendet werden. So wird das Magnetfeld jeder Teilfläche der Analysierebene, die auf einen Pixel des Detektors abgebildet wird, mit einer Genauigkeit von besser als 1 % bestimmt, um die gewünschte Energieauflösung zu erreichen. Dieser wichtige Parameter ist eine wichtige Voraussetzung um mit dem KATRIN-Experiment eine bisher unerreichte Sensitivität für die Neutrinomasse zu realisieren.

# Anhang

## A. Technische Details der verwendeten Geräte

### A.1. Magnetometer

Die Magnetfeldmessungen in dieser Arbeit wurden mit einem *Mag-03MSB1000 Three Axis Magnetic Field Sensor* der Firma Bartington Instruments durchgeführt. Das Funktionsprinzip wird in Abschnitt 4.1.1 erklärt. Der Messbereich des Sensors beträgt 1 mT, das Ausgangssignal ist eine Spannung zwischen  $\pm 10$  V. Weitere technische Daten finden sich in Tabelle A.1. Abbildung A.1 zeigt eine technische Zeichnung des Sensors und seiner Anschlüsse.

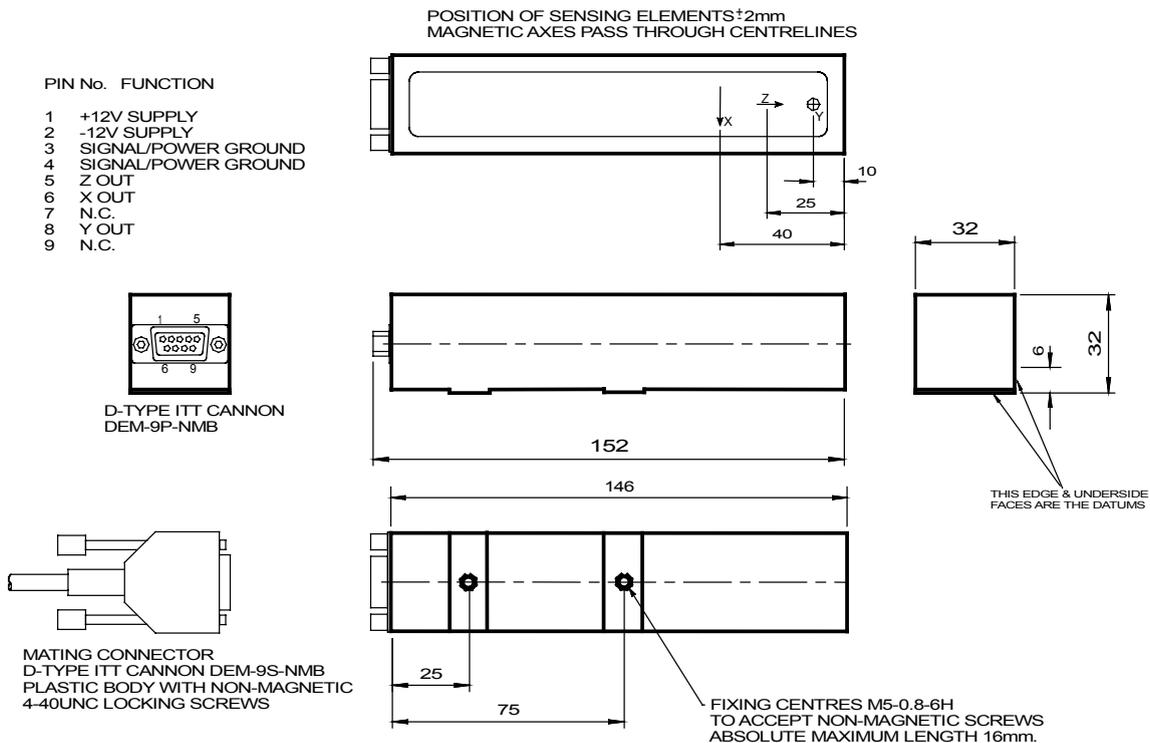


Abbildung A.1.: Bartington Mag-03MS Sensor. Die technische Zeichnung ist dem Handbuch des Sensors [Bar] entnommen.

Tabelle A.1.: Technische Daten des Bartington Mag-03MSB (aus [Bar]).

Parameter	Wert
Gehäuse	verstärktes Epoxidharz
Größe	32 mm × 32 mm × 152 mm
Befestigung	2 × M5-Gewinde
Anschluss	ITT Cannon DEM-9P-NMB
Gegenstecker	ITT Cannon DEM-9S-NMB
Arbeitstemperatur	(−40... + 70) °C
Gewicht	160 g
Messbereich	±1 mT
Sensitivität	10 mV/μT
Temperaturfehler der Sensitivität	200 ppm/°C
Offset	±50 nT
Temperaturfehler des Offsets	±0,6 nT/°C
Versorgungsspannung	±12 V bis ±17 V
Ausgangsspannung	±10 V bei ±12 V Versorgungsspannung
Ausgangsimpedanz	< 10 Ω
Linearitätsfehler	< 0,0015 %
Bandbreite	0... 3 kHz
Orthogonalitätsfehler	< 0,1°

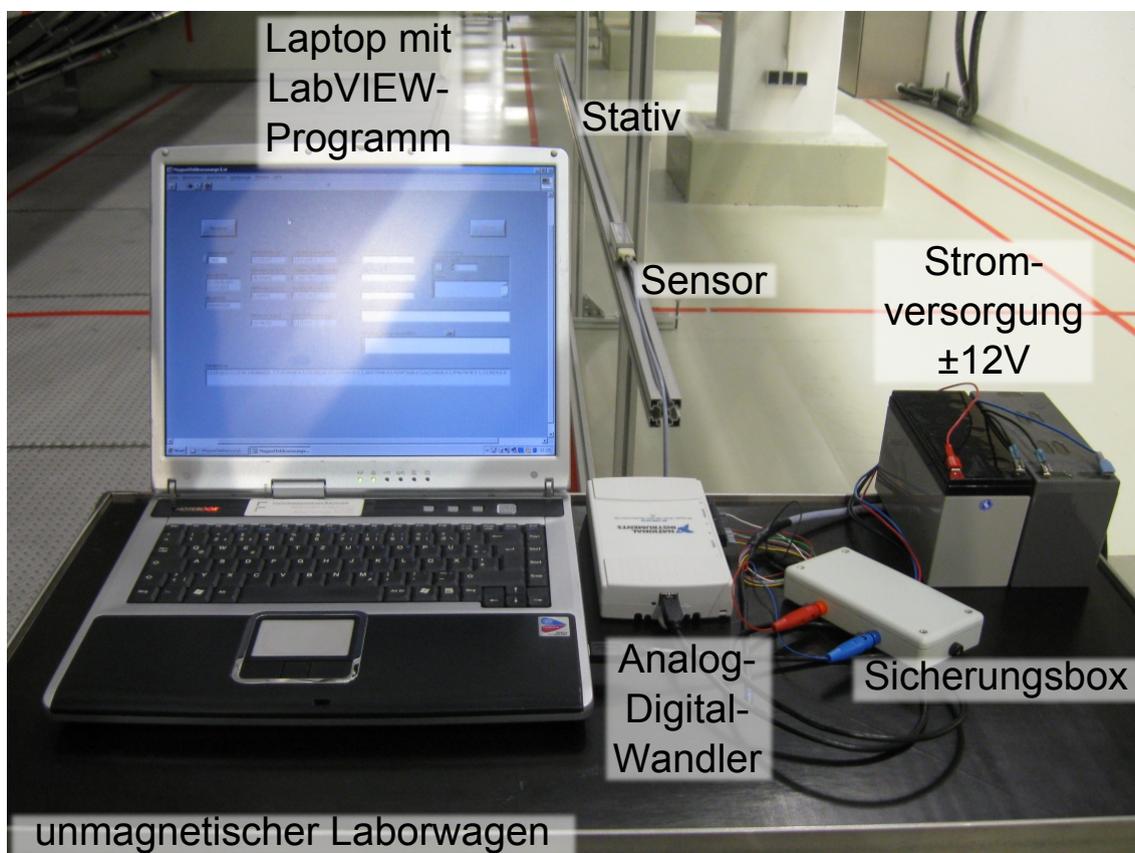


Abbildung A.2.: Foto des Equipments zur Magnetfeldmessung.

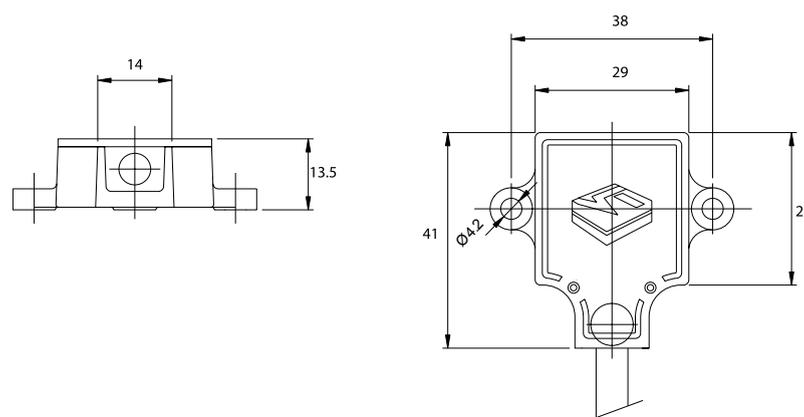
## A.2. Equipment für die Magnetfeldmessung

Abbildung A.2 zeigt den Aufbau einer Magnetfeldmessung und die dafür verwendeten Geräte:

- Im Hintergrund sind das **Stativ** aus Aluminiumprofilen und der **Sensor** zu sehen. Diese werden in Abschnitt 4.1 erklärt. Der Sensor ist über ein 4 m langes, zwölfadriges, geschirmtes Kabel mit der Stromversorgung und der Auslese-Hardware verbunden.
- Die **Stromversorgung** des Sensors erfolgt über zwei Bleiakkus mit einer Spannung von 12 V. Diese sind über die **Sicherungsbox** mit dem Sensor verbunden.
- Das Auslesen der Ausgangsspannungen des Sensors erfolgt über einen **Analog-Digital-Wandler** des Typs *NI USB-6210* der Firma National Instruments. Dieser hat einen Messbereich von  $\pm 10$  V und eine Auflösung von 16 Bit. Bei jeder Messung werden pro Sekunde 1000 Werte pro Sensorachse ausgelesen. Das **LabVIEW-Programm** zur Steuerung und zum Auslesen der Messwerte errechnet daraus den Mittelwert und die Standardabweichung. Damit wird die Genauigkeit der Messungen erhöht, da über das Rauschen des ADCs und über Schwankungen des Magnetfelds, z.B. durch elektromagnetische Wellen aus Stromleitungen, gemittelt wird. Die Standardabweichung gibt den Fehler der Messwerte an.
- Für erhöhte Mobilität wird das Equipment auf einem **unmagnetischen Laborwagen** aufgebaut.

## A.3. Neigungssensor

Der Neigungssensor *SCA121T-D05* der Firma VTI Technologies verfügt über zwei orthogonale Messachsen mit einem Messbereich von  $\pm 90^\circ$ . Deren Funktionsweise wird in Abschnitt 5.5 erklärt. Die Spannungsversorgung erfolgt bei den Testmessungen über einen 12 V-Bleiakku (siehe A.2). Über einen *7805CT*-Spannungswandler wird die Batteriespannung in den Arbeitsbereich des Neigungssensors von  $U_{\text{Vers}} = (5 \pm 0,25)$  V heruntergeregelt. Das Auslesen der Ausgangsspannungen im Bereich von  $0 \text{ V} \dots U_{\text{Vers}}$  erfolgt über den Analog-Digital-Wandler, der auch bei den Magnetfeldmessungen eingesetzt wird. Weitere technische Daten finden sich in Tabelle A.2. In Abbildung A.3 ist eine technische Zeichnung des Sensors gezeigt. Die Definition der Messachsen und des Vorzeichens des Neigungswinkels ist in Abbildung A.4 zu sehen.



**Abbildung A.3.:** VTI SCA121T. Die technische Zeichnung ist dem Datenblatt des Sensors entnommen.

## X-axis

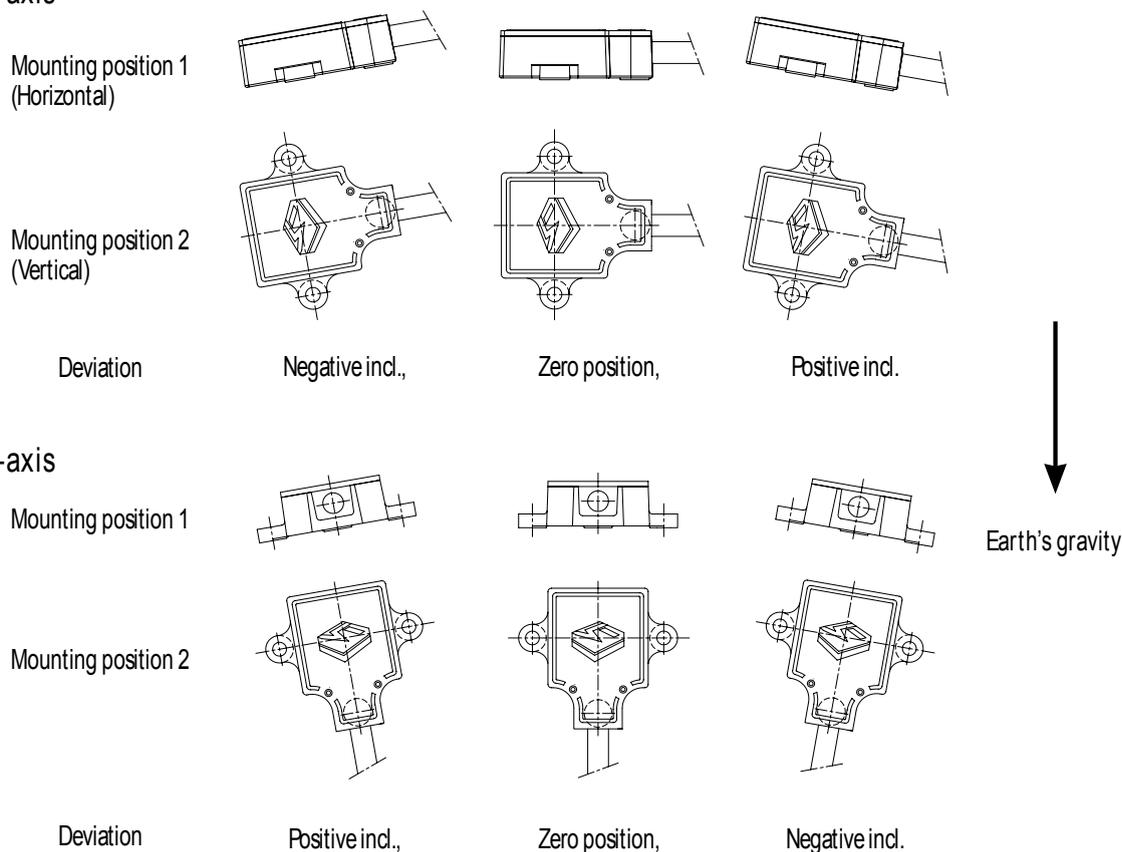


Abbildung A.4.: Definition der Messachsen des Neigungssensors (aus [VTIa]).

Tabelle A.2.: Technische Daten des VTI SCA121T-D05 (aus [VTIa]).

Parameter	Wert
Gehäuse	passivierter Zink-Gusskörper
Größe	41 mm × 38 mm × 13,5 mm
Befestigung	2 × M4-Schrauben
Gewicht	≈ 60 g
Messbereich	±90°
Versorgungsspannung	(5 ± 0,25) V
Stromverbrauch	5 mA
Messachsen	2
Offset	$U_{\text{vers}}/2$
Sensitivität	2 V/g
	35 mV/° (@Offset Pos.)
Kalibrationsfehler der Sensitivität	±1,5 %
Temperaturfehler der Sensitivität ((0...70) °C)	-0,8...0,3 %
Nullpunktfehler des Offsets	1°
Temperaturfehler des Offsets ((0...70) °C)	±0,5°
Frequenzgang (-3 dB)	(8...28) Hz
Querempfindlichkeit	maximal 4 %
ratiometrischer Fehler	±2 %
Erschütterungsfestigkeit	> 20000 g

## B. Verkabelung des EMCS

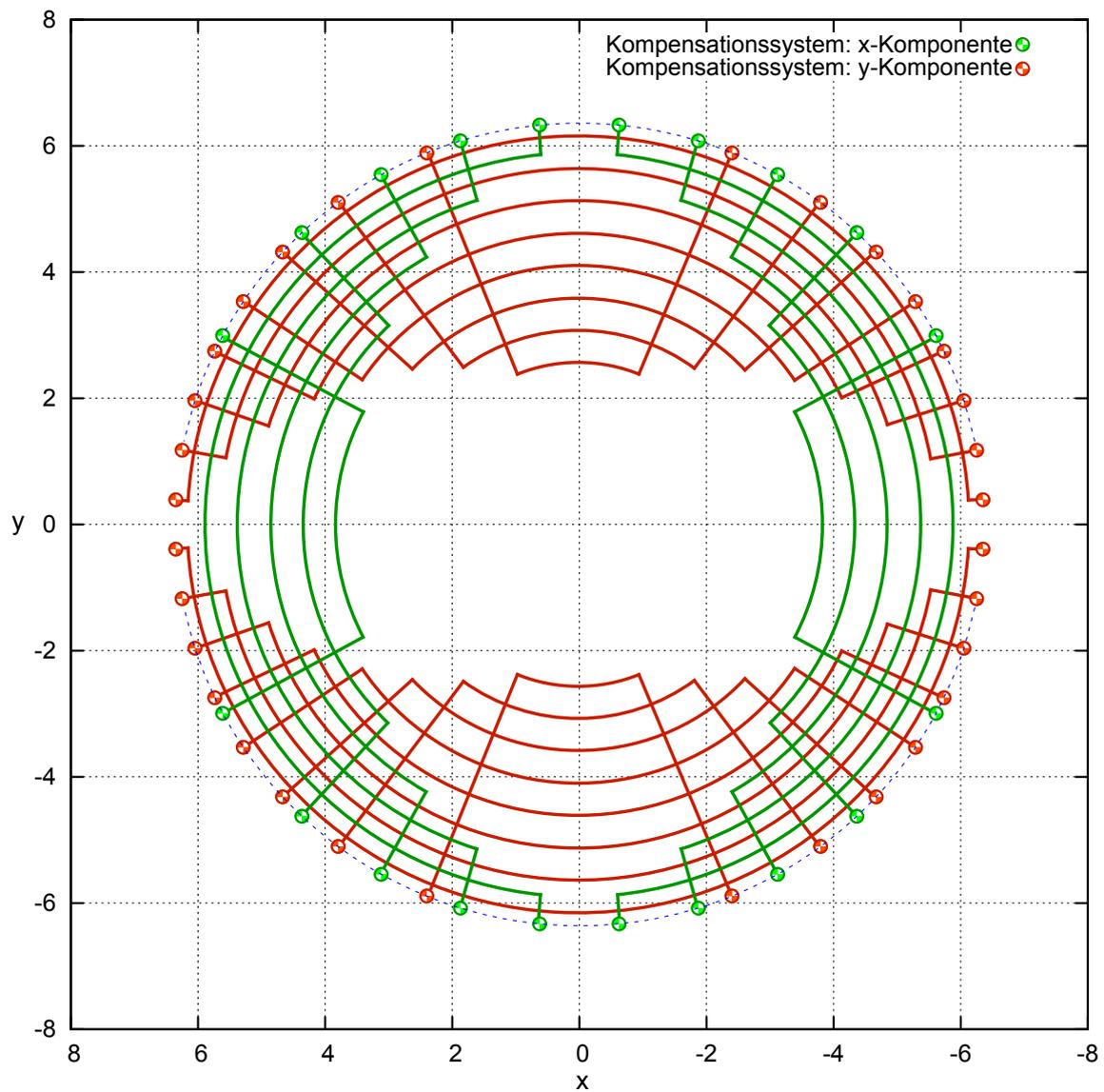


Abbildung B.5.: Verbindung der EMCS-Kabel am nördlichen Endring (aus [Rei10b]).

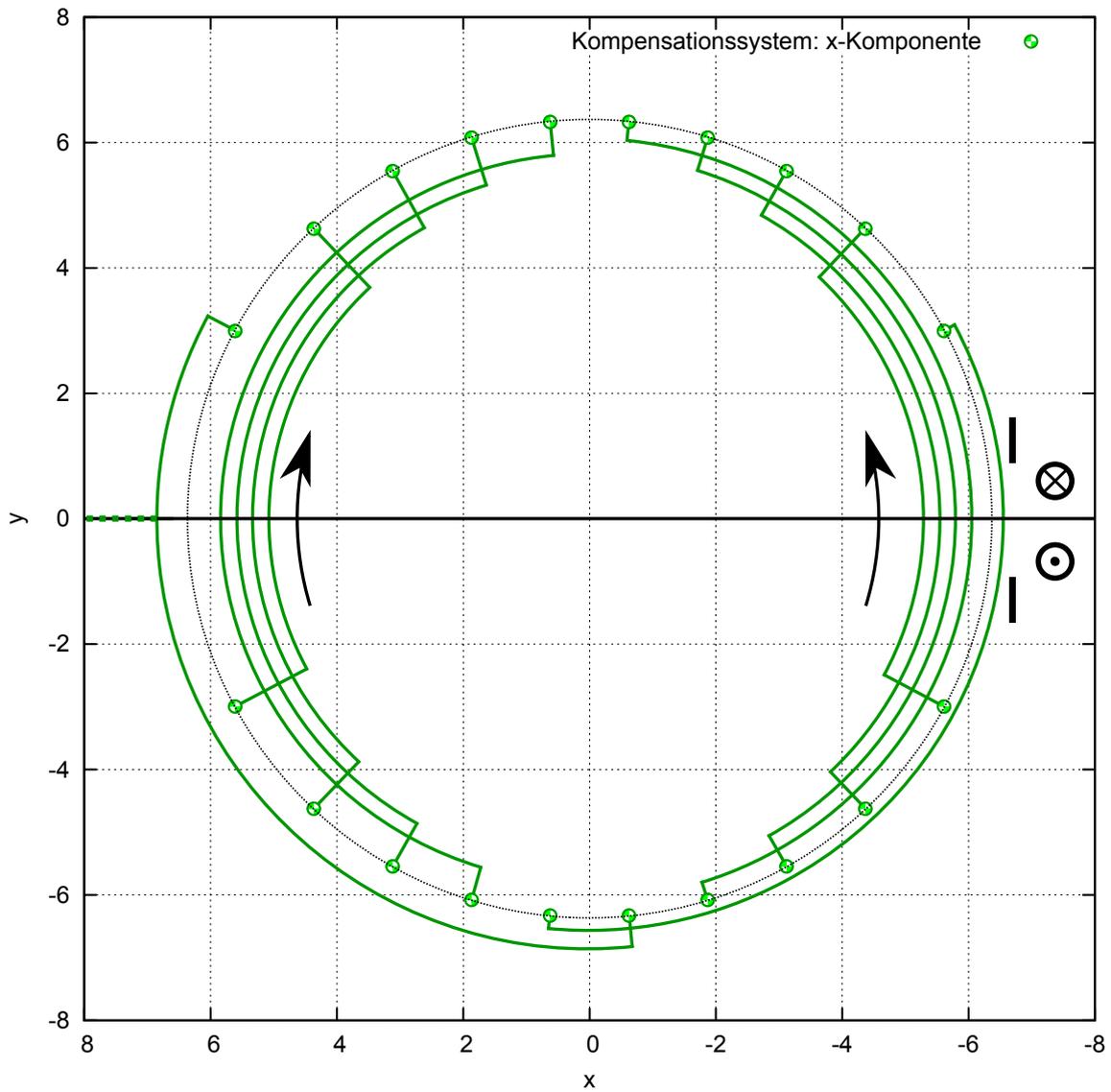


Abbildung B.6.: Verbindung der EMCS-X-Kabel am südlichen Endring. Die schwarzen Pfeile geben die Stromrichtung an (aus [Rei10b]).

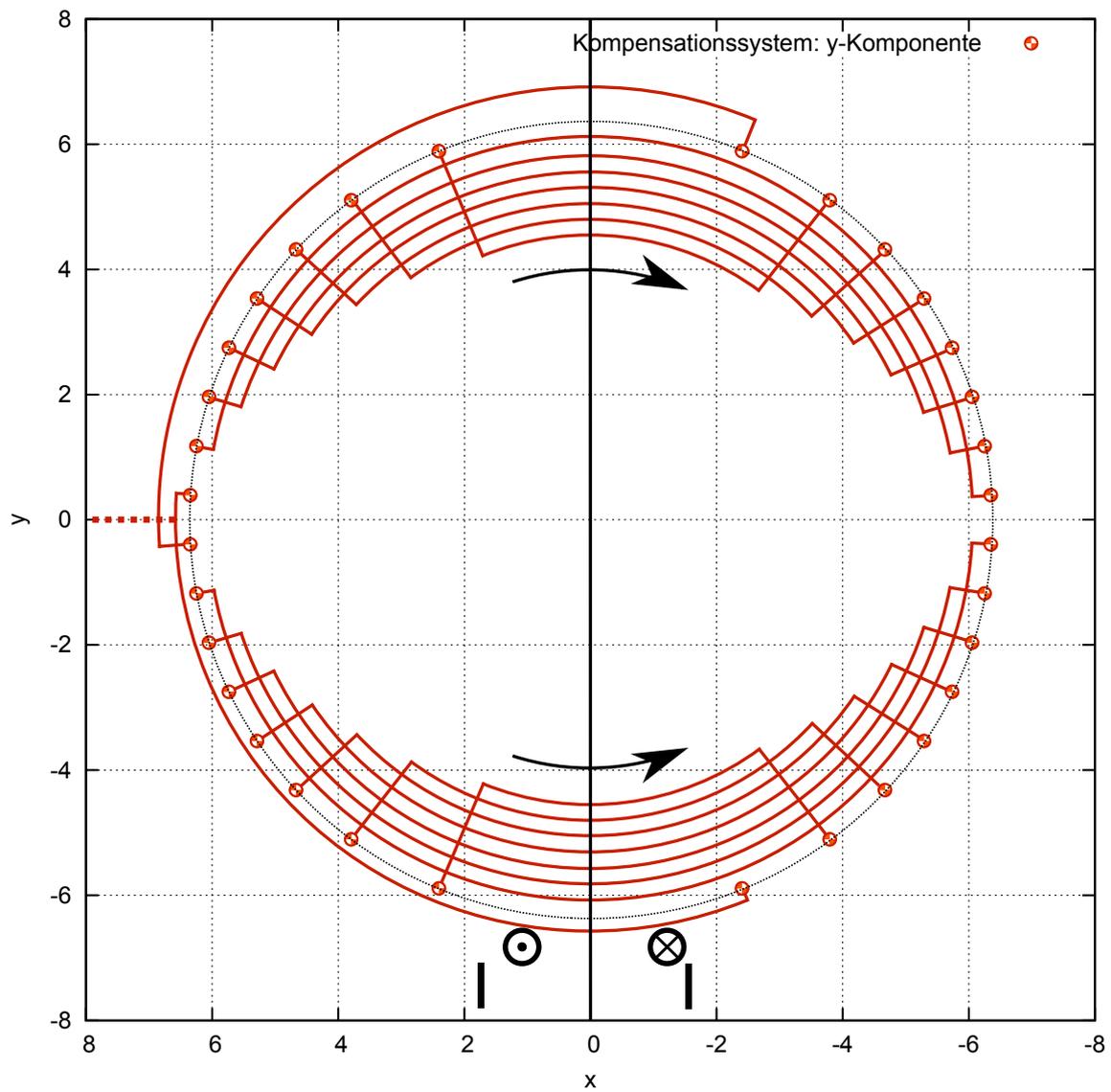


Abbildung B.7.: Verbindung der EMCS-Y-Kabel am südlichen Endring. Die schwarzen Pfeile geben die Stromrichtung an (aus [Rei10b]).

## C. Tabellarische Darstellung der Messwerte

**Tabelle C.3.: Messwerte der Orthogonalitäts- und Genauigkeitsmessung des Neigungssensors.** Der eingestellte Sollwinkel wurde nacheinander mit der x- und der z-Achse des Sensors gemessen ( $x_{\text{out}}$  und  $z_{\text{out}}$ ). Die negativen Werte ( $-x_{\text{out}}$  und  $-z_{\text{out}}$ ) wurden nach einer Drehung des Aluminiumblocks bzw. des Sensors um  $180^\circ$  aufgenommen. Die mit ♠ gekennzeichnete Spalte enthält die dem Betrag nach größte Abweichung eines Messwerts vom Sollwert (in  $^\circ$ ) mit entsprechendem Vorzeichen. Daraus lässt sich die Genauigkeit des Neigungssensors ablesen. In der mit ♣ gekennzeichneten Spalte ist die Differenz zwischen dem dem Betrag nach größten und dem dem Betrag nach kleinsten Messwert eingetragen (in  $^\circ$ ). Anhand dieser Werte wurde die Aussage über die gute Orthogonalität der beiden Sensorachsen getroffen.

Sollwert ( $^\circ$ )	$-x_{\text{out}}$ ( $^\circ$ )	$z_{\text{out}}$ ( $^\circ$ )	$x_{\text{out}}$ ( $^\circ$ )	$-z_{\text{out}}$ ( $^\circ$ )	♠	♣
0	-0,0088	-0,0077	0,0099	-0,0237	-0,0237	0,0314
1	-1,0183	0,9949	1,0155	-1,0348	-0,0348	0,0400
2	-2,0238	2,0113	2,0307	-2,0403	-0,0403	0,0290
3	-2,9897	2,9802	2,9997	-3,0279	-0,0279	0,0477
4	-4,0189	3,9884	4,0144	-4,0408	-0,0408	0,0524
5	-5,0040	4,9929	5,0187	-5,0266	-0,0266	0,0337
6	-6,0246	6,0002	6,0232	-6,0338	-0,0338	0,0336
7	-7,0128	6,9876	7,0160	-7,0359	-0,0359	0,0483
8	-8,0132	7,9857	8,0180	-8,0252	-0,0252	0,0395
9	-8,9960	8,9859	9,0058	-9,0203	-0,0203	0,0344
10	-10,0230	9,9925	10,0139	-10,0248	-0,0248	0,0323
15	-15,0293	15,0097	15,0340	-15,0423	-0,0423	0,0326
20	-20,0146	20,0059	20,0315	-20,0140	-0,0315	0,0256
25	-24,9729	24,9840	25,0039	-24,9761	0,0271	0,0310
30	-30,0044	30,0170	30,0371	-29,9886	-0,0371	0,0485
35	-35,0139	35,0195	35,0552	-34,9985	-0,0552	0,0566
40	-40,0550	40,0583	40,0849	-40,0295	-0,0849	0,0555
45	-45,1422	45,1215	45,1559	-45,1155	-0,1559	0,0404

# Literaturverzeichnis

- [A<sup>+</sup>02] J. Abdurashitov *et al.*: *Measurement of the Solar Neutrino Capture Rate by the Russian-American Gallium Solar Neutrino Experiment During One Half of the 22-Year Cycle of Solar Activity.* Journal of Experimental and Theoretical Physics, 95:181–193, 2002.
- [A<sup>+</sup>04] C. Arnaboldi *et al.*: *CUORE: a cryogenic underground observatory for rare events.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 518(3):775 – 798, 2004.
- [A<sup>+</sup>05a] D. Akimov *et al.*: *EXO: An advanced Enriched Xenon double-beta decay Observatory.* Nucl. Phys. Proc. Suppl., 1380:224–226, 2005.
- [A<sup>+</sup>05b] T. Araki *et al.*: *Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND: Evidence of Spectral Distortion.* Phys. Rev. Lett., 94(8):081801, Mar 2005.
- [A<sup>+</sup>05c] R. Arnold *et al.*: *First Results of the Search for Neutrinoless Double-Beta Decay with the NEMO 3 Detector.* Phys. Rev. Lett., 95(18):182302, Oct 2005.
- [A<sup>+</sup>06] F. Ardellier *et al.*: *Double Chooz: A Search for the Neutrino Mixing Angle  $\theta_{13}$ .* arXiv:hep-ex/0606025v4, 2006.
- [A<sup>+</sup>08] B. Aharmim *et al.*: *Independent Measurement of the Total Active  $^8\text{B}$  Solar Neutrino Flux Using an Array of  $^3\text{He}$  Proportional Counters at the Sudbury Neutrino Observatory.* Phys. Rev. Lett., 101(11):111301, Sep 2008.
- [A<sup>+</sup>09] J. Argyriades *et al.*: *Measurement of the double- $\beta$  decay half-life of  $^{150}\text{Nd}$  and search for neutrinoless decay modes with the NEMO-3 detector.* Phys. Rev. C, 80(3):032501, Sep 2009.
- [A<sup>+</sup>10] N. Agafonova *et al.*: *Observation of a first  $\nu_\tau$  candidate in the OPERA experiment in the CNGS beam.* arXiv:1006.1623v1 [hep-ex], 2010.
- [Bar] Bartington Instruments: *Operation Manual for Mag-03 Three-Axis Magnetic Field Sensors.*
- [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.
- [BSB05] J. N. Bahcall, A. M. Serenelli und S. Basu: *New Solar Opacities, Abundances, Helioseismology, and Neutrino Fluxes.* The Astrophysical Journal Letters, 621(1):L85, 2005.
- [Cha14] J. Chadwick. *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, 16, 1914.
- [Cha32] J. Chadwick: *Possible Existence of a Neutron.* Nature, 1932.

- [Cla38] J. W. Clark: *A New Method for Obtaining a Uniform Magnetic Field*. Review of Science Instruments, 9:320–322, 1938.
- [D<sup>+</sup>62] G. Danby *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 9, 1962.
- [Dem09] W. Demtröder: *Experimentalphysik 2 : Elektrizität und Optik*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 5. Auflage, 2009.
- [DMW89] R. Davis, A. K. Mann und L. Wolfenstein: *Solar Neutrinos*. Annual Review of Nuclear and Particle Science, 39(1):467–506, 1989.
- [E<sup>+</sup>09] S. R. Elliott *et al.*: *The MAJORANA Project*. Journal of Physics: Conference Series, 173(1):012007, 2009.
- [EO66] J. E. Everett und J. E. Osemeikhian: *Spherical coils for uniform magnetic fields*. Journal of Scientific Instruments, 43(7):470, 1966.
- [F<sup>+</sup>98] Y. Fukuda *et al.*: *Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos*. Phys. Rev. Lett., 81(8):1562–1567, Aug 1998.
- [Fer34] E. Fermi: *Versuch einer Theorie der  $\beta$ -Strahlen. I*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 88:161–177, 1934.
- [Frä10] F. Fränkle: *Background Investigations for the KATRIN Pre-Spectrometer*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Juli 2010.
- [G<sup>+</sup>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>.
- [Geo] GeoForschungsZentrum Potsdam: *IGRF-Deklinationsrechner*. <http://www-app3.gfz-potsdam.de/Declinationcalc/declinationcalc.html>.
- [GG58] M. Goldhaber, L. Grodzins und A. W. Sunyar: *Helicity of Neutrinos*. Phys. Rev., 109(3):1015–1017, Feb 1958.
- [Glü06] F. Glück: *C-Programs for electromagnetic design*, 2006. <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/34401>.
- [Gou10] J. Goullon: *Installation and commissioning of the monitor spectrometer of KATRIN*. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), November 2010.
- [H<sup>+</sup>91] K. S. Hirata *et al.*: *Real-time, directional measurement of  $^8\text{B}$  solar neutrinos in the Kamiokande II detector*. Phys. Rev. D, 44(8):2241–2260, Oct 1991.
- [H<sup>+</sup>99] W. Hampel *et al.*: *GALLEX solar neutrino observations: results for GALLEX IV*. Physics Letters B, 447(1-2):127 – 133, 1999.
- [Han05] S. Hannestad: *Neutrino mass bounds from cosmology*. Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 145:313 – 318, 2005.
- [Ing09] Ingenieurbüro Bahlinger, Bretten: *KATRIN-Prüfung Luftspuleninnenradius*, 2009.
- [Jur09] M. Juretzko: *Positioning of the Electrode Modules of the KATRIN Experiment by Using a Laser Tracker*. Grün, A. / Kahmen, H. (eds.), Optical 3-D Measurement Techniques IX, 2, Juli 2009.
- [Jur10] M. Juretzko: *Kurzbericht Magnetometereinmessung*, August 2010.
- [K<sup>+</sup>01] K. Kodama *et al.*: *Observation of tau neutrino interactions*. Physics Letters B, 504(3):218 – 224, 2001.

- [K<sup>+</sup>05] Ch. Kraus *et al.*: *Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium  $\beta$  decay*. The European Physical Journal C - Particles and Fields, 40:447–468, 2005.
- [KAT04] KATRIN Collaboration: *KATRIN Design Report*, 2004.
- [KBB<sup>+</sup>08] O. Kazachenko, B. Bornschein, L. Bornschein, F. Eichelhardt, N. Kernert und H. Neumann: *TRAP—a cryo-pump for pumping tritium on pre-condensed argon*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 587(1):136 – 144, 2008.
- [KK<sup>+</sup>01] H. V. Klapdor-Kleingrothaus *et al.*: *Latest results from the HEIDELBERG-MOSCOW double beta decay experiment*. The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei, 12:147–154, 2001.
- [KKK06] H. V. Klapdor-Kleingrothaus und I. V. Krivosheina: *The Evidence for the Observation of  $0\nu\beta\beta$  Decay: The Identification of  $0\nu\beta\beta$  Events from the Full Spectra*. Modern Physics Letters A, 21(20):1547–1566, 2006.
- [Lei10] B. Leiber: *Non-axially symmetric field and trajectory calculations for the KATRIN-experiment*. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), April 2010.
- [Lob02] V. M. Lobashev: *Study of the tritium beta-spectrum in experiment 'Troitsk  $\nu$ -mass'*. Prog. Part. Nucl. Phys., 48:123–131, 2002.
- [M<sup>+</sup>06a] D. G. Michael *et al.*: *Observation of Muon Neutrino Disappearance with the MINOS Detectors in the NuMI Neutrino Beam*. Phys. Rev. Lett., 97(19):191801, Nov 2006.
- [M<sup>+</sup>06b] A. Monfardini *et al.*: *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.
- [Mül07] K. Müller: *320-DWG-011-10 (CPS Overview)*, 2007. <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d429808/320-DWG-011-10%20%28CPS%20overview%29.pdf>.
- [NFB<sup>+</sup>06] Sz. Nagy, T. Fritioff, M. Björkhage, I. Bergström und R. Schuch: *On the  $Q$ -value of the tritium  $\beta$ -decay*. EPL (Europhysics Letters), 74(3):404, 2006.
- [O<sup>+</sup>09] A. Osipowicz *et al.*: *Design Document: A wireless magnetic sensor grid for the KATRIN mainspectrometer*, Oktober 2009. <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d576084/Wireless%20magnetic%20sensor%20grid.pdf>.
- [Par10] Particle Data Group: *Review of Particle Physics*. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 37(7A):075021, 2010.
- [Pau30] W. Pauli: *Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereins-Tagung zu Tübingen*, 1930.
- [Pri79] F. Primdahl: *The fluxgate magnetometer*. Journal of Physics E: Scientific Instruments, 12(4):241, 1979.
- [RC53] F. Reines und C. L. Cowan: *Detection of the Free Neutrino*. Phys. Rev., 92(3):830–831, Nov 1953.
- [Rei09] J. Reich: *Magnetfeldmessungen und Designarbeiten für das EMCS Luftspulensystem am KATRIN Hauptspektrometer*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH), September 2009.

- [Rei10a] J. Reich. persönlicher Schriftverkehr, 2010.
- [Rei10b] J. Reich: *Simulationen für das EMCS am KATRIN Hauptspektrometer*, April 2010. <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d642305/Simulationen-EMCS%20Verkabelung.pdf>.
- [Rei12] J. Reich. Doktorarbeit, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), in Vorbereitung, 2012.
- [RK88] R. G. H. Robertson und D. A. Knapp: *DIRECT MEASUREMENTS OF NEUTRINO MASS*. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci, 38:185–215, 1988.
- [S<sup>+</sup>05] S. Schönert *et al.*: *The GERmanium Detector Array (Gerda) for the search of neutrinoless  $\beta\beta$  decays of  $^{76}\text{Ge}$  at LNGS*. Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 145:242 – 245, 2005.
- [S<sup>+</sup>07] M. Steidl *et al.*: *Technical Description of the Focal Plane Detector V1.4*, 2007. [http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d366494/FPD\\_description\\_ver1.4.pdf](http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d366494/FPD_description_ver1.4.pdf).
- [Sch97] N. Schmitz: *Neutrino Physik*. Teubner Verlag, Juni 1997.
- [Thü02] T. Thümmel: *Entwicklung von Methoden zur Untergrundreduzierung am Mainzer Tritium- $\beta$ -Spektrometer*. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg Universität, Mainz, Januar 2002.
- [Thü07] T. Thümmel: *Präzisionsüberwachung und Kalibration der Hochspannung für das KATRIN-Experiment*. Dissertation, Westfälischen Wilhelms-Universität Münster, 2007.
- [VTIa] VTI Technologies: *SCA121T Dual Axis Inclinometer Modules Data Sheet*.
- [VTIb] VTI Technologies: *Technology for Motion and Pressure*. <http://www.vti.fi/en/products/technology/>.
- [Wan09] N. Wandkowsky: *Design and Background Simulations for the KATRIN Main Spectrometer and Air Coil System*. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Oktober 2009.

# Danksagung

Zum Schluss möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Besonderer Dank gilt den Personen in der nachfolgend aufgeführten, sicherlich unvollständigen Liste. **Danke,**

- Prof. Dr. Guido Drexlin für die interessante und anspruchsvolle Aufgabenstellung und seine Motivationsfähigkeit,
- Prof. Dr. Günther Quast für die Übernahme des Korreferats,
- Jan Reich für die hervorragende Betreuung, das Korrekturlesen dieser Arbeit und die unterhaltsamen Gespräche auf dem langen Weg zwischen Büro und Hauptspektrometerhalle,
- Dr. Udo Schmitt für das kurzfristige aber dennoch gründliche Korrekturlesen dieser Arbeit,
- Dr. Sascha Wüstling für seine Hilfe bei Fragen der Datenerfassung und -verarbeitung sowie als Retter in der Not bei der kurzfristigen Reparatur des Sensorkabels,
- den Ingenieuren und technischen Mitarbeitern, insbesondere Rainer Gumbsheimer und Steffen Lichter für ihre Unterstützung bei technischen Fragen,
- Dr. Manfred Juretzko für seine Unterstützung bei den Messungen im Hauptspektrometer,
- den Mitarbeitern der Elektronik- und Mechanik-Werkstätten für die Fertigung zahlreicher Komponenten,
- Johannes Goullon, Stefan Groh, Alexander Windberger, Stefan Görhardt und Hendrik Schilling für die (ent)spannenden Mittagspausen an der Dart-Scheibe,
- Martin Babutzka, Armen Beglarian, Bastian Beskers, Tobias Bode, Dr. Lutz Bornschein, Thomas Csabo, Dr. Florian Fränkle, Dr. Ferenc Glück, Robin Gröble, Benjamin Leiber, Susanne Mertens, Sonja Pawlowski, Dr. Klaus Schlösser, Johannes Schwarz, Dr. Thomas Thümmeler, Nancy Wandkowsky, Dr. Joachim Wolf und allen anderen namentlich nicht genannten Kollegen, meinen Freunden, Mitstudenten und den Bewohnern "vom besten Stock vom besten Wohnheim von der ganzen Welt", die geholfen haben, meine Zeit während des Studiums und der Diplomarbeit angenehmer und produktiver zu gestalten.

Ganz besonders bedanken möchte ich mich bei meiner Familie, insbesondere meinen Eltern und meinem Bruder, die mich während des gesamten Studiums perfekt unterstützt haben.