

# Aufbau und Inbetriebnahme eines hochsensitiven $^3\text{He}$ -Magnetometers für ein zukünftiges Experiment zur Bestimmung eines elektrischen Dipolmoments des freien Neutrons

---



## Dissertation

zur Erlangung des Grades

„Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik  
der Johannes Gutenberg-Universität  
in Mainz

**Andreas Kraft**  
geb. in Dernbach, Westerwald

Mainz, im September 2012  
D77

Tag der mündlichen Prüfung: 20. Dezember 2012

**meiner Familie**



*So eine Arbeit wird eigentlich nie fertig, man muss sie für fertig erklären,  
wenn man nach der Zeit und den Umständen das Möglichste getan hat.*

(Johann Wolfgang von Goethe)



# Inhaltsverzeichnis

<b>Vorwort</b>	<b>1</b>
<b>1. Einleitung</b>	<b>5</b>
1.1. Elektrisches Dipolmoment des freien Neutrons . . . . .	6
1.2. Ultrakalte Neutronen . . . . .	9
<b>2. Experimente zur Bestimmung eines nEDM</b>	<b>17</b>
2.1. Ramsey-Methode der separat oszillierenden Felder . . . . .	17
2.2. Statistische Unsicherheiten bei einer nEDM-Messung . . . . .	20
2.3. Bisherige nEDM-Experimente . . . . .	22
2.4. Planungen für ein zukünftiges nEDM-Experiment . . . . .	31
<b>3. <math>^3\text{He}</math>-Polarisation, Relaxationsmechanismen und Magnetometrie</b>	<b>37</b>
3.1. Hyperpolarisation und optisches Pumpen von $^3\text{He}$ . . . . .	37
3.2. Relaxation der Polarisation, ( $T_1$ -Zeiten) . . . . .	41
3.3. Bewegung des Kernspins in einem Magnetfeld - Spinpräzession . . . . .	43
3.4. Magnetometrie mit $^3\text{He}$ . . . . .	47
<b>4. Optisch gepumpte Cs-Magnetometer</b>	<b>53</b>
4.1. Optisches Pumpen von $^{133}\text{Cs}$ . . . . .	53
4.2. Funktionsweise eines Cs-Magnetometers . . . . .	55
4.3. Aufbau eines lampengepumten Cs-Magnetometers . . . . .	59
4.4. Theoretische Beschreibung der $^3\text{He}$ -Spinpräzession im Fourierspektrum des Cs-Magnetometersignals . . . . .	60
<b>5. „Proof of Principle“ am PSI</b>	<b>63</b>
5.1. Aufbau . . . . .	64
5.2. Durchführung . . . . .	71
5.3. Resultate . . . . .	74
<b>6. <math>^3\text{He}/\text{Cs}</math>-Testanlage</b>	<b>79</b>
6.1. Testschild . . . . .	80
6.2. Abschätzung der am Ort des Cs-Magnetometers wahrnehmbaren Signalamplitude der $^3\text{He}$ -Spinpräzession . . . . .	84
6.3. Spulensystem . . . . .	87
6.4. Innerer Aufbau der $^3\text{He}/\text{Cs}$ -Testanlage . . . . .	97
6.5. $^3\text{He}$ -Spinpräzessionsmessungen . . . . .	102

<b>7. Ultrakompakter <math>^3\text{He}</math>-Polarisator</b>	<b>111</b>
7.1. Gassystem . . . . .	112
7.2. Optische Pumpzellen . . . . .	115
7.3. Optische Komponenten . . . . .	120
7.4. Kompressor . . . . .	122
7.5. Innere Halterung . . . . .	127
7.6. Magnetfeld . . . . .	128
7.7. Montage von Spule und Abschirmung . . . . .	132
7.8. Testbetrieb . . . . .	135
<b>8. Transfer vom Polarisator ins Testschild</b>	<b>141</b>
8.1. Aufbau . . . . .	141
8.2. Ergebnisse . . . . .	153
<b>9. Zusammenfassung</b>	<b>161</b>
<b>Anhang</b>	<b>163</b>
<b>A. <math>^3\text{He}/\text{Cs}</math>-Testaufbau mit lasergepumpten Cs-Magnetometern</b>	<b>163</b>
A.1. Single-Mode . . . . .	165
A.2. Master-Slave-Mode . . . . .	165
<b>B. Betriebsprogramm der Polarisatoreinheit</b>	<b>167</b>
B.1. Manueller Betrieb . . . . .	167
B.2. Automatischer Betrieb . . . . .	167
<b>C. Transferverluste in Abhängigkeit von der Adiabasie der <math>^3\text{He}</math>-Spins</b>	<b>171</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>173</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>179</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>187</b>
<b>Erklärung</b>	<b>189</b>
<b>Danksagung</b>	<b>191</b>
<b>Lebenslauf</b>	<b>193</b>

# Zusammenfassung

Die Messung eines möglichen elektrischen Dipolmoments des freien Neutrons erfordert genauestmögliche Kenntnis und Überwachung des magnetischen Feldes im Inneren der n2EDM-Spektrometerkammer. Die freie Spinpräzession von hyperpolarisiertem  $^3\text{He}$  kann verbunden mit einer Signalauslese mittels optisch gepumpter Cs-Magnetometer dazu genutzt werden, Messempfindlichkeit auf Magnetfeldschwankungen im Bereich weniger Femto-Tesla zu erhalten.

Am Institut für Physik der Universität Mainz wurde eine  $^3\text{He}/\text{Cs}$ -Testanlage aufgebaut, um die Möglichkeiten der Signalauslese der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession mittels eines lampengepumpten Cs-Magnetometers zu untersuchen.

Darüber hinaus wurde eine ultrakompakte und transportable Polarisations-einheit entwickelt und installiert, welche ermöglicht, eine  $^3\text{He}$ -Hyperpolarisation von bis zu 55 Prozent zu erreichen. Im Anschluss wird das polarisierte  $^3\text{He}$ -Gas automatisiert komprimiert und in zwei Magnetometerzellen in Sandwichanordnung innerhalb der n2EDM-Spektrometerkammer gefüllt.

In dieser Arbeit werden die Ergebnisse der ersten im Januar 2012 erfolgreich durchgeführten Messungen vorgestellt. Bei diesen Messungen wurde  $^3\text{He}$ -Gas in der ultrakompakten Polarisations-einheit hyperpolarisiert und über Führungsfelder eines Transfersystems in eine vierlagige Mumetall-Abschirmung transferiert. Im Anschluss konnte im Inneren der magnetischen Abschirmung die freie  $^3\text{He}$ -Spinpräzession mittels eines lampengepumpten Cs-Magnetometer eindeutig nachgewiesen werden.



# Abstract

The measurement of the electric dipole moment of the free neutron is directly linked to the question on the accurate determination of the magnetic field conditions inside the nEDM spectrometer. Using in-situ the spin-precession of polarized  $^3\text{He}$ , monitored by optically pumped Cs-magnetometers a sensitivity on the femto-tesla-scale can be obtained.

At the institute of physics of the University Mainz a  $^3\text{He}/\text{Cs}$ -test facility was built to investigate the readout of  $^3\text{He}$ -spin-precession with a lamp-pumped Cs-magnetometer.

Additionally, an ultra-compact and transportable polarizer unit was developed and installed in Mainz, which polarizes  $^3\text{He}$  gas up to 55 % of polarization before the compressed gas is delivered to two sandwich magnetometer cells inside the EDM chamber. This theses will present some results of the first successful test of the polarizer unit in January 2012.  $^3\text{He}$  was polarized in the ultra compact polarizer unit and transferred via guiding fields into a 4 layer mu-metal shield, where the free spin precession was detected with a lamp pumped Cs-magnetometer.



# Kapitel 1

## Einleitung

Die Suche nach einem elektrischen Dipolmoment des freien Neutrons ist eng und untrennbar verknüpft mit den Untersuchungen und dem tiefergehenden Verständnis der diskreten Symmetrien von Raum (P)<sup>1</sup>, Zeit (T)<sup>2</sup> und Ladung (C)<sup>3</sup> in unserem Universum. Alle bisher experimentell untersuchten Messgrößen legen eine Invarianz der CPT-Symmetrie nahe. Auf dem CPT-Theorem basieren alle Feldtheorien und die CPT-Erhaltung ist damit eine grundlegende Eigenschaft der von uns untersuchbaren und beobachtbaren Welt.

Eine Aufgabe der Grundlagenphysik ist es, die Erhaltung oder Verletzung der einzelnen Symmetrien genauer zu erforschen. So ist beispielsweise die Untersuchung einer möglichen CP-Verletzung von fundamentaler Bedeutung beim Verständnis der Baryonenasymmetrie des Universums. Ein nicht verschwindendes elektrisches Dipolmoment des freien Neutrons - im Folgenden kurz nEDM genannt - wäre ein eindeutiger Beweis für die Nichterhaltung der CP-Invarianz.

Alle bisherigen Beobachtungen legen den Schluss nahe, dass unser heutiges Universum vollständig aus Materie besteht. Es gibt keinerlei Hinweise dafür, dass Teile des uns bekannten Universums aus Antimaterie aufgebaut sind. Da durch den Urknall gleichviel Materie und Antimaterie entstanden sind, erfordert die beobachtete Materie-Antimaterie-Asymmetrie eine Symmetriebrechung in der Frühzeit des Universums.

Das Verhältnis aus beobachtbarer Strahlung und vorhandener Materie ist ein Maß für die sogenannte Baryonenasymmetrie. Nach [1] gilt:

$$\eta = \frac{\eta_B}{\eta_\gamma} = (6, 1 \pm 0, 3) \cdot 10^{-10} \quad , \quad (1.1)$$

dabei ist  $\eta_B$  die Anzahl der Baryonen und  $\eta_\gamma$  die Anzahl der Photonen.

1967 wurden von Sakharov [2] drei Kriterien aufgestellt, die im Fall einer solchen Baryonenasymmetrie erfüllt sein müssen:

- die Verletzung der Baryonenzahlerhaltung,
- die Verletzung von C- und CP-Symmetrie,
- das Vorhandensein eines thermischen Ungleichgewichts.

---

<sup>1</sup>P = Parität, Spiegelung eines Ereignisses unter Raumumkehr.

<sup>2</sup>T = Zeit, Spiegelung eines Ereignisses unter Zeitumkehr.

<sup>3</sup>C = Ladung, Spiegelung eines Ereignisses unter Ladungsumkehr.

Eine aus dem heutigen Standardmodell der Elementarteilchen resultierende CP-Verletzung liefert nur einen Beitrag von bis zu  $\eta_B/\eta_\gamma \approx 10^{-18}$  zum Verständnis der Baryonenasymmetrie [3]. Dies reicht bei weitem nicht aus, die tatsächlich beobachtete Baryonenasymmetrie zu erklären. Der Nachweis eines nEDM wäre eine neue Quelle für eine Verletzung der CP-Invarianz. Im Unterschied zur CP-Verletzung in der CKM-Matrix des Standardmodells wäre eine CP-Verletzung aufgrund eines nachweisbaren nEDM flavorerhaltend und somit ein Hinweis auf eine Physik jenseits des Standardmodells.

Zur Durchführung eines nEDM-Experiments benötigt man unter anderem genaue Kenntnis der vorliegenden Messbedingungen. Dabei ist es außerordentlich entscheidend die Größe des Magnetfeldes, in welchem das Experiment durchgeführt wird, mit einer Genauigkeit im unteren fT-Bereich zu bestimmen. Das in dieser Arbeit beschriebene  $^3\text{He}$ -Magnetometer ist demnach nichts anderes als ein Messgerät, um die Messumgebung eines nEDM-Experiments möglichst genau charakterisieren zu können.

Im folgenden Kapitel werden kurz die Eigenschaften eines elektrischen Dipolmoments des freien Neutrons sowie die Eigenschaften der sogenannten ultrakalten Neutronen erläutert. Diese ultrakalten Neutronen - kurz UCN<sup>4</sup> - spielen eine zentrale Rolle bei der Suche nach einem nEDM.

## 1.1. Elektrisches Dipolmoment des freien Neutrons

Der einfachste Fall für ein klassisches elektrisches Dipolmoment sind zwei Punktladungen  $Q_+$  und  $Q_-$  im Abstand  $r$  zueinander. Entspricht die Ladung der Punktladungen der Elementarladung  $e$  - also  $|Q_+| = |Q_-| = |e|$  - dann ergibt sich für das elektrische Dipolmoment:

$$\mathbf{d} = |e| \cdot \mathbf{r} \quad , \quad (1.2)$$

wobei der Ortsvektor  $\mathbf{r}$  per Definition zur positiven Ladung zeigt.

Im Falle eines Elementarteilchens mit räumlicher Ausdehnung, wie z.B. einem Neutron, ist ein elektrisches Dipolmoment vorhanden, wenn die positive und negative Ladungsverteilung nicht den gleichen Schwerpunkt besitzen<sup>5</sup>. Bezeichnet  $q_i$  eine einzelne Ladung am Punkt  $\mathbf{r}_i$ , dann gilt:

$$\mathbf{d} = \sum_i q_i \mathbf{r}_i \quad . \quad (1.3)$$

Ein Neutron erscheint nach außen hin neutral und besitzt einen Spin von  $I = 1/2$ . Im Grundzustand wird ein Neutron vollständig durch Ausrichtung des Spins und die zugehörige Quantenzahl  $m_I = \pm 1/2$  beschrieben. Dies hat zur Folge, dass ein eventuell vorhandenes elektrisches Dipolmoment nur parallel oder nur antiparallel entlang der Spinrichtung ausgerichtet sein darf. Andere Ausrichtungen würden die Einführung einer zusätzlichen Quantenzahl erfordern, um den Grundzustand eines

<sup>4</sup>UCN = Ultra Cold Neutrons.

<sup>5</sup>Bei einem Teilchen mit gleichnamiger Ladung, wie z.B. einem Elektron, muss bei einem nichtverschwindenden EDM der Ladungsschwerpunkt verschieden sein vom Massenschwerpunkt.

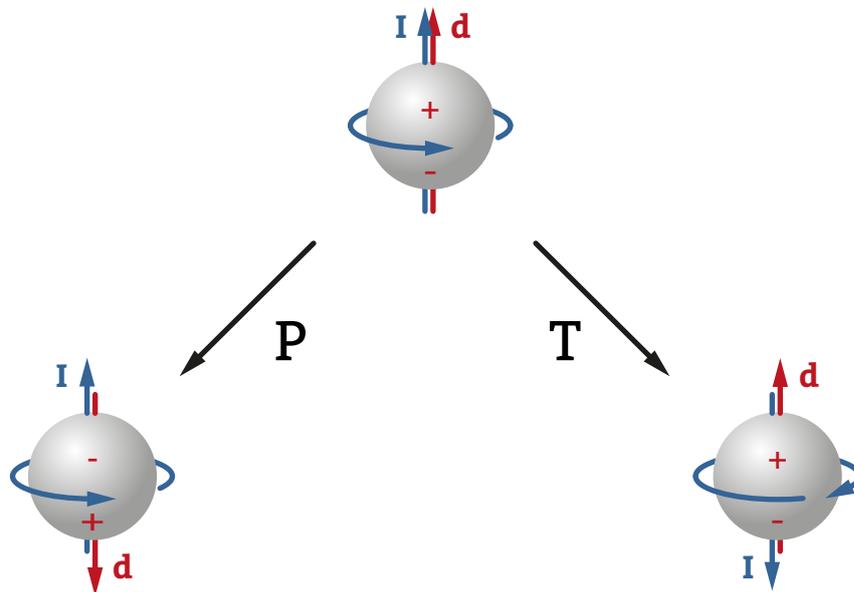
Neutrons vollständig beschreiben zu können. Demnach muss gelten:

$$\mathbf{d}_N \parallel \mathbf{I} . \quad (1.4)$$

Nach [4] ergibt sich der feldabhängige Teil des Hamiltonians eines Neutrons in einem Magnetfeld  $\mathbf{B}$  und einem elektrischen Feld  $\mathbf{E}$  zu:

$$H = -\frac{\mu_N}{I} \mathbf{I} \cdot \mathbf{B} - \frac{d_N}{I} \mathbf{I} \cdot \mathbf{E} , \quad (1.5)$$

dabei ist  $\mu_N$  der Betrag des magnetischen Dipolmoments und  $d_N$  der Betrag des gesuchten elektrischen Dipolmoments. Beide Dipolmomente sind gemeinsam an den Spin  $\mathbf{I}$  gekoppelt.



**Abbildung 1.1.:** Wirkung des Paritätsoperators ( $P(\mathbf{r}) \rightarrow -\mathbf{r}$ ) bzw. des Zeitumkehroperators ( $T(t) \rightarrow -t$ ) auf Spin ( $\mathbf{I}$ ) und EDM ( $\mathbf{d}$ ) eines Neutrons.

Betrachtet man das Verhalten von Spin und elektrischem Dipolmoment unter Anwendung des Paritäts- und Zeitumkehroperators, ergeben sich für den Fall einer parallelen Ausrichtung von Spin und elektrischem Dipolmoment im Ausgangszustand die in Abbildung 1.1 dargestellten Endzustände.

Bei der Paritätsumkehr wird nur das elektrische Dipolmoment  $\mathbf{d}$  gedreht, die Richtung des Spins  $\mathbf{I}$  bleibt unverändert. Die Anwendung des Zeitumkehroperators ergibt gerade das gegenteilige Verhalten: Der Spin  $\mathbf{I}$  wird gedreht, das elektrische Dipolmoment  $\mathbf{d}$  hingegen nicht. Die jeweils erhaltenen Endzustände sind ungleich zum Ausgangszustand. Das System ist demnach sowohl gegen Paritäts- als auch Zeitumkehr nicht invariant. Aus dem Vorhandensein eines nicht verschwindenden nEDM

würde daher eine Verletzung von P- und T-Erhaltung resultieren.

Da die kombinierte CPT-Invarianz erhalten bleiben muss, folgt aus einer P- und T-Verletzung nach [5] direkt eine kombinierte CP-Verletzung.

### 1.1.1. Energieaufspaltung bei vorhandenem Neutronen-EDM

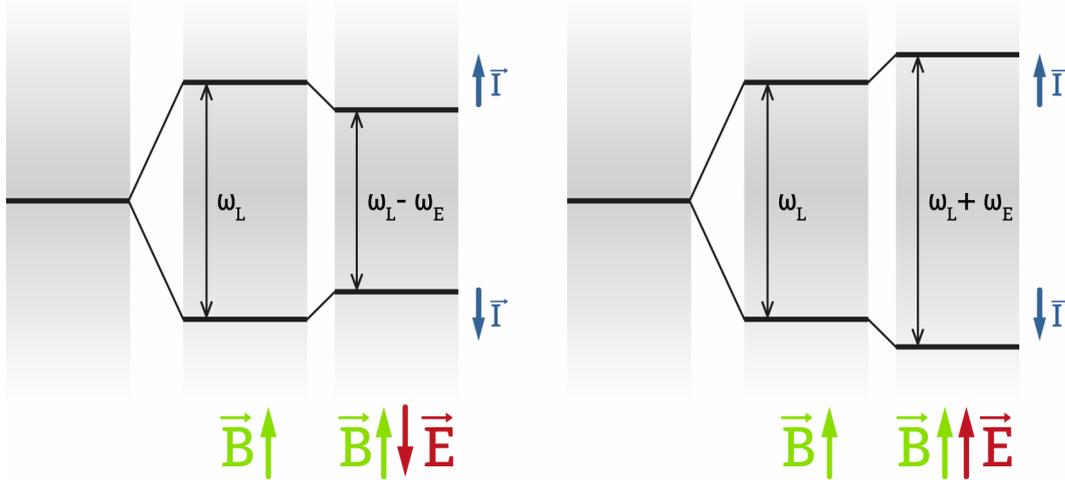
Bringt man das Neutron nun dazu um die Achse des Magnetfeldes  $\mathbf{B}$  zu präzedieren, ergibt sich für die Frequenz der Präzession im Falle eines parallel zu  $\mathbf{B}$  ausgerichteten  $\mathbf{E}$ -Feldes:

$$\omega_{\uparrow\uparrow} = \frac{1}{\hbar} |2\mu_N \mathbf{B} + 2\mathbf{d}_N \mathbf{E}| = \omega_L + \omega_E \quad , \quad (1.6)$$

und bei antiparalleler Ausrichtung der Felder zueinander:

$$\omega_{\uparrow\downarrow} = \frac{1}{\hbar} |2\mu_N \mathbf{B} - 2\mathbf{d}_N \mathbf{E}| = \omega_L - \omega_E \quad , \quad (1.7)$$

mit der Larmorfrequenz  $\omega_L = 2\mu_N \mathbf{B}/\hbar$  und dem elektrischen Analogon  $\omega_E = 2\mathbf{d}_N \mathbf{E}/\hbar$ . Hierbei ist  $\hbar = 6,58211928(15) \cdot 10^{-16}$  eVs [6] das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum. Die resultierende Energieaufspaltung eines Neutrons im Magnetfeld  $\mathbf{B}$  und zusätzlichen elektrischen Feld  $\mathbf{E}$ , abhängig von der Ausrichtung des elektrischen Feldes, ist in folgender Abbildung zu sehen:



**Abbildung 1.2.:** Energieaufspaltung des Neutrons in einem Magnetfeld  $\mathbf{B}$  und einem elektrischen Feld  $\mathbf{E}$  bei Vorhandensein eines  $nEDM$  und in Abhängigkeit der Ausrichtung der Felder zueinander:

Links:  $\mathbf{B}$  und  $\mathbf{E}$  stehen antiparallel zueinander.

Rechts:  $\mathbf{B}$  und  $\mathbf{E}$  stehen parallel zueinander.

Aus der Differenz der beiden Frequenzen  $\Delta\omega = \omega_{\uparrow\uparrow} - \omega_{\uparrow\downarrow}$  bei paralleler und antiparalleler Ausrichtung der Felder zueinander ergibt sich das elektrische Dipolmoment zu:

$$d_N = \frac{\hbar\Delta\omega}{4E} \quad (1.8)$$

Eine nachweisbare Abhängigkeit der Präzessionsfrequenz eines Neutrons in einem Magnetfeld  $\mathbf{B}$  von der parallelen oder antiparallelen Ausrichtung eines zusätzlichen

elektrischen Feldes  $\mathbf{E}$  ist demnach ein direkter Beweis für das Vorhandensein eines elektrischen Dipolmoments des freien Neutrons.

Im nächsten Kapitel wird das genaue Messprinzip erläutert, mit dem in einem nEDM-Experiment die Präzessionsfrequenz von Neutronen in Abhängigkeit der vorhandenen Felder ermittelt wird.

Zuvor wird im Folgenden aber auf die Eigenschaften von Neutronen eingegangen, die in solch einem Experiment als Messobjekte dienen.

## 1.2. Ultrakalte Neutronen

Neutronen kann man aufgrund ihrer kinetischen Energie  $E_{\text{kin}}$  bzw. ihrer Geschwindigkeit  $v$  folgendermaßen klassifizieren:

	Energiebereich $E_{\text{kin}} [\text{eV}]$	Geschwindigkeit $v [\text{m/s}]$
schnelle Neutronen	$E_{\text{kin}} > 500 \cdot 10^3$	$v > 1 \cdot 10^7$
epithermische Neutronen	$25 \cdot 10^{-3} < \dots < 500 \cdot 10^3$	$2200 < \dots < 1 \cdot 10^7$
thermische Neutronen	$E_{\text{kin}} \sim 25 \cdot 10^{-3}$	$v \sim 2200$
kalte Neutronen	$0,05 \cdot 10^{-3} < \dots < 25 \cdot 10^{-3}$	$100 < \dots < 2200$
sehr kalte Neutronen	$360 \cdot 10^{-9} \lesssim \dots < 0,05 \cdot 10^{-3}$	$8 < \dots < 100$
ultrakalte Neutronen	$E_{\text{kin}} \lesssim 360 \cdot 10^{-9}$	$v < 8$

**Tabelle 1.1.:** Klassifizierung von Neutronen anhand ihrer kinetischen Energie  $E_{\text{kin}}$  bzw. Geschwindigkeit  $v$  [7].

Gerade die zuletzt aufgeführten ultrakalten Neutronen sind aufgrund ihrer Eigenschaften von besonderem Interesse. Sie werden bedingt durch ihre geringe kinetische Energie von weniger als 360 neV von bestimmten Materialien unter jedem Einfallswinkel zur Oberfläche total reflektiert. Diese besondere Eigenschaft ist auch gleichzeitig die Definition von UCN.

Durch die Wandreflektion sind UCN speicherbar und ihre zusätzliche elektrische Neutralität macht sie zu einem idealen Werkzeug, um ihre Wechselwirkung mit den vier bekannten fundamentalen Kräften zu untersuchen [4]:

### Elektromagnetische Wechselwirkung

Aufgrund der Dirac-Theorie besitzt das Neutron als Spin 1/2 Teilchen ein magnetisches Moment. In erster Näherung lässt sich dieses magnetische Moment anhand eines Vergleichs der magnetischen Momente des Protons und des Deuterons ermitteln.

Das Proton besitzt ein magnetisches Moment von  $2.793 \mu_K$  [8]. Dabei ist  $\mu_K$  das sogenannte Kernmagneton, für das gilt:

$$\mu_K = \frac{e\hbar}{2m_P} \quad . \quad (1.9)$$

Hingegen beträgt die Größe des magnetischen Moments des Deuterons  $0.857 \mu_K$ . Da sich das Deuteron aus einem Proton und einem Neutron zusammensetzt, kann man daraus schließen, dass das Neutron ein anomales magnetisches Moment der Größe  $-1.936 \mu_K$  besitzen muss.

In einem Magnetfeld präzediert das magnetische Moment mit der Larmorfrequenz  $\omega_L$  um die Magnetfeldlinien. Es gilt:

$$\omega_L = \frac{2\mu_N}{\hbar} \cdot \mathbf{B}_0 = \gamma_N \cdot B_0 \quad , \quad (1.10)$$

dabei ist  $\gamma_N = 2\pi \times 29,164702 \text{ Hz}/\mu\text{T}$  das gyromagnetische Verhältnis eines Neutrons [9]. Aus Messungen dieser Larmorfrequenz lässt sich ein genauerer Wert für die Größe des magnetischen Moments des Neutrons bestimmen [6]:

$$\mu_N = -1,9130427(5)\mu_K \quad . \quad (1.11)$$

Aufgrund dieses magnetischen Moments wirkt auf das Neutron in einem inhomogenen Magnetfeld die Stern-Gerlach Kraft:

$$\mathbf{F}_m = -\nabla V_m = \pm |\mu_N| \nabla |\mathbf{B}| \quad . \quad (1.12)$$

Ist das magnetische Moment antiparallel zum Magnetfeldgradienten ausgerichtet, wird das Neutron ins Magnetfeld hineingezogen<sup>6</sup>. Bei paralleler Orientierung des magnetischen Moments zum Magnetfeldgradienten wird es abgestoßen<sup>7</sup>.

Diese magnetischen Eigenschaften ermöglichen die Speicherung von ultrakalten Neutronen in magnetischen Flaschen [10].

### Schwache Wechselwirkung

Das Neutron besteht aus zwei d-Quarks mit einer Ladung von  $-\frac{1}{3}e$  und einem u-Quark mit einer Ladung von  $\frac{2}{3}e$ . Seine Ruhemasse beträgt 939,56 MeV [6] und ist damit um etwa 1,3 MeV größer als die Ruhemasse eines Protons. Daher kann ein freies Neutron über einen  $\beta^-$ -Zerfall in ein Proton, ein Elektron und ein Antineutrino zerfallen:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad . \quad (1.13)$$

Dabei wird eines der zwei d-Quarks in ein u-Quark umgewandelt. Diese Umwandlung der Quarkflavour ist nur im Rahmen der schwachen Wechselwirkung möglich. Somit ist das freie Neutron nicht stabil und seine Lebensdauer ist auf  $885,7 \pm 0,8$  Sekunden begrenzt [8]. Diese Lebensdauer wird heute mit Hilfe von Speicherexperimenten mit ultrakalten Neutronen gemessen. Unter anderem wird bei diesen Experimenten auf die Speicherbarkeit der ultrakalten Neutronen in magnetischen Flaschen zurückgegriffen [11].

### Gravitation

Da Neutronen massive Teilchen sind, unterliegen sie auch der Gravitation. Für die potentielle Energie eines Neutrons im Schwerfeld der Erde gilt:

$$V_N = m_N \cdot g \cdot h \quad , \quad (1.14)$$

dabei ist  $m_N = 939,56 \text{ MeV}$  die Neutronenmasse und  $g = 9,81 \text{ m/s}^2$  die Erdbeschleunigung [6].

<sup>6</sup>High field seeker.

<sup>7</sup>Low field seeker.

Durchquert beispielsweise ein Neutron einen Höhenunterschied von  $\Delta h=1$  m, resultiert daraus eine Energieänderung von 102 neV. Diese Energie ist allerdings so klein, dass sie in der Regel erst bei Neutronen eine Rolle spielt, deren kinetische Energie innerhalb derselben Größenordnung liegt. Dies ist bei ultrakalten Neutronen der Fall. Nach [12] kann die gravitative Wechselwirkung daher benutzt werden, ultrakalte Neutronen in vertikaler Richtung zu speichern.

### Starke Wechselwirkung

Lässt man einmal den  $\beta^-$ -Zerfall im Kern außer Acht, sind gebundene Neutronen stabil. Die Bindung von Protonen und Neutronen im Kern wird durch die starke Wechselwirkung hervorgerufen. Das effektive Potential  $V_{\text{int}}$ , das im Kern auf ein einzelnes Nukleon wirkt, kann näherungsweise durch ein kugelsymmetrisches Rechteck-Potential mit einer variablen Tiefe von bis zu  $V_0 \approx 40$  MeV und einem Radius von  $R = R_0 \cdot A^{1/3}$  (mit  $R_0 \approx 1,2$  fm und Massezahl  $A$ ) beschrieben werden [4].

Neutronen können an diesem Kernpotential gestreut oder absorbiert werden. Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung bzw. Absorption ist proportional zum Quadrat des Übergangsmatrixelements  $M$  und antiproportional zum einlaufenden Neutronenfluss (Der Neutronenfluss ist proportional zur Geschwindigkeit  $v$  der einfallenden Neutronen). Es gilt:

$$M = \langle \psi_f | V_{\text{int}} | \psi_i \rangle \quad , \quad (1.15)$$

dabei sind  $\psi_i$  und  $\psi_f$  die Wellenfunktion des Anfangs- bzw. Endzustandes des Systems (Neutron, Kern). Das Übergangsmatrixelement  $M$  ist nahezu unabhängig von der Energie der ultrakalten Neutronen, da diese mit einer Größenordnung von neV viel kleiner ist als das Kernpotential mit einer Energie in der Größenordnung von MeV. Für den Absorptionswirkungsquerschnitt ergibt sich somit insgesamt ein  $1/v$ -Verhalten. Dies gilt näherungsweise für alle Neutronen unterhalb der Resonanzenergie ( $E_{\text{kin}} < 1$  eV).

#### 1.2.1. Streuung von ultrakalten Neutronen

Im Folgenden wird näher auf die Streuung von ultrakalten Neutronen an einem Kern bzw. mehreren Kernen eingegangen.

##### Streuung an einem einzelnen Kern

Bei ultrakalten Neutronen ist die de-Broglie Wellenlänge  $\lambda_N$  viel größer als der Radius  $R$  des Kernpotentials und es gilt:

$$k \cdot R = \frac{2\pi}{\lambda_N} \cdot R \ll 1 \quad , \quad (1.16)$$

dabei ist  $k$  der Wellenvektor des Neutrons.

Für  $r > R$ , d.h. in der Region, wo das Kernpotential verschwindet ( $V_{\text{int}}(r) = 0$ ), kann die Wellenfunktion in Form einer Kugelwelle  $\sim (e^{ikr}/r)$  beschrieben werden. Für  $r < R$  ist Lösung der Wellenfunktion  $u = r\psi$  ein kugelsymmetrisches Kastenpotential:

$$u \sim A \sin(Kr) \quad \text{mit} \quad K = \sqrt{\frac{2m(E + V_0)}{\hbar^2}} \quad . \quad (1.17)$$

Außerhalb des Kernpotentials ( $r > R$ ) ergibt sich die Gesamtwellenfunktion  $\psi$  somit als Überlagerung einer einlaufenden Welle  $\psi_i$  und einer gestreuten Kugelwelle  $\psi_f$ :

$$\psi = \psi_i + \psi_f = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + f(\theta) \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{r} \quad , \quad (1.18)$$

hierbei ist  $f(\theta)$  die winkelabhängige Streuamplitude.

Für den Drehimpuls  $L$  eines Neutrons mit der Masse  $m$ , das im Abstand  $d$  mit der Geschwindigkeit  $v$  am Kern vorbeifliegt, gilt:

$$L = m \cdot v \cdot d = h \cdot \frac{d}{\lambda_N} \approx 0 \quad . \quad (1.19)$$

Da die de-Broglie Wellenlänge viel größer ist als die Reichweite der starken Wechselwirkung, erfolgt demnach überwiegend s-Wellenstreuung. Dies führt dazu, dass die Streuamplitude winkelunabhängig ist und durch die negative Streulänge  $a$  gegeben ist:

$$f(\theta) = \text{const} = -a \quad . \quad (1.20)$$

Setzt man die stetige Anschlussbedingung<sup>8</sup> am Potentialtopfrand voraus, ergibt sich nach [4] die Streulänge  $a$  wie folgt:

$$a = R \left( 1 - \frac{\tan(KR)}{KR} \right) \quad . \quad (1.21)$$

Die Streulänge  $a$  kann positive und negative Werte annehmen. Durch eine positive Streulänge ergibt sich ein attraktives Kernpotential - durch eine negative Streulänge ein abstoßendes Potential. Mit steigendem  $R$  sinkt die Wahrscheinlichkeit eine negative Streulänge und somit ein repulsives Potential zu erhalten.

Die Wellenfunktion des Neutrons außerhalb des Wechselwirkungsbereichs mit dem Kernpotential unterscheidet sich stark von der Wellenfunktion im Wechselwirkungsbereich, da die Energie des Kernpotentials um mehrere Größenordnungen größer ist als die Energie eines ultrakalten Neutrons. Dies führt dazu, dass die Streuung eines ultrakalten Neutrons am Kernpotential nicht störungstheoretisch behandelt werden kann. Nach [13] wurde von Fermi daher ein effektives Potential  $V_F$  eingeführt, um die Streuung am Kernpotential mit guter Näherung zu beschreiben:

$$V_F(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\text{kern}}) = \frac{2\pi\hbar^2 \cdot a}{\mu} \delta^{(3)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\text{kern}}) \quad , \quad (1.22)$$

dabei ist  $\mathbf{r}_{\text{kern}}$  die Position des Kerns, an dem gestreut wird,  $a$  die Streulänge des ungebundenen Kerns und  $\mu = \frac{m_N \cdot m_{\text{kern}}}{m_N + m_{\text{kern}}}$  die reduzierte Masse. Somit erhält man für die Schrödingergleichung des gestreuten Neutrons:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\text{kern}})}^2 \psi + [E - V_F(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\text{kern}})] \psi = 0 \quad . \quad (1.23)$$

Für die gestreute Wellenfunktion folgt:

$$\psi_f(\mathbf{r}) = -\frac{a}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\text{kern}}|} e^{i\mathbf{k}|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\text{kern}}|} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_{\text{kern}}} \quad , \quad (1.24)$$

hierbei sind  $k$  und  $\mathbf{k}$  Wellenzahl bzw. Wellenvektor des Neutrons.

<sup>8</sup> $u(r = R) = \psi(r = R) \approx 1 - a/r$  für  $k \rightarrow 0$  aus Gleichung (1.18) sowie die 1. Ableitung.

### Streuung an mehreren Kernen

Aufgrund ihrer großen de-Broglie Wellenlänge wechselwirken Neutronen an der Oberfläche eines Festkörpers nicht nur mit einem Kernpotential, sondern mit einer Vielzahl von Kernpotentialen. Dadurch wird es erforderlich in Gleichung (1.22) die Streulänge  $a$  eines ungebundenen Kerns durch die Streulänge  $a_B$  eines gebundenen Kerns zu ersetzen. Es gilt:

$$a_B = \frac{m_N}{\mu} a \quad . \quad (1.25)$$

Somit nehmen Neutronen, die auf eine Oberfläche treffen, eine Überlagerung von einer Vielzahl von einzelnen Fermipotentialen wahr. Für das Überlagerungspotential  $V_F(\mathbf{r})$  gilt:

$$V_F(\mathbf{r}) = \sum_i V_F(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\text{kern}}^i) = \frac{2\pi\hbar^2}{m_N} \sum_i a_B^i \delta^{(3)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\text{kern}}^i) \quad , \quad (1.26)$$

dabei ist  $\mathbf{r}_{\text{kern}}^i$  die Position des  $i$ -ten Kerns.

Nimmt man nun eine Mittelung über ein Volumen von vielen Kernen derselben Sorte vor, kann man die Deltafunktion  $\delta^{(3)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\text{kern}}^i)$  im Falle eines homogenen Oberflächenmaterials durch die Teilchenzahldichte  $N(\mathbf{r})$  ersetzen und erhält als effektives Fermipotential des Oberflächenmaterials:

$$V_F(\mathbf{r}) = \frac{2\pi\hbar^2}{m_N} a_B N(\mathbf{r}) \quad . \quad (1.27)$$

Material	Fermipotential [neV]
Nickelisotop ( $^{58}\text{Ni}$ )	335
kubisches Bornitrid (BE)	335
Nickelmolybdän ( $^{58}\text{NiMo}$ )	318
Diamant (C)	306
Beryliumoxid (BeO)	261
natürliches Nickel (Ni)	252
Berylium (Be)	252
Kupferisotop ( $^{65}\text{Cu}$ )	244
diamantähnliche Kohlenstoffe (DLC)	220-280
Eisen (Fe)	210
Graphit (C)	195
Edelstahl	190
Kupfer (Cu)	168
deuteriertes Polystyrol (dPS)	161
Teflon (PTFE)	123
Sitall	120
Quarz ( $\text{SiO}_2$ )	95
Aluminium (Al)	54
Wasser ( $\text{H}_2\text{O}$ )	-14,7
Titan (Ti)	-48

**Tabelle 1.2.:** Auflistung verschiedener Materialien mit zugehörigem Fermipotential, die beim Aufbau von Speicherexperimenten mit ultrakalten Neutronen Verwendung finden [4], [14], [15], [16], [17], [18].

Ultrakalte Neutronen, deren kinetische Energie geringer ist als dieses effektive Fermipotential, können an der Oberfläche des Materials reflektiert werden.

In der Tabelle 1.2 sind die effektiven Fermipotentiale verschiedener Materialien aufgelistet, an deren Oberfläche ultrakalte Neutronen reflektiert werden können.

Diese Materialien eignen sich daher zum Aufbau von Experimenten, bei denen ultrakalte Neutronen gespeichert werden. Ein Teil dieser Materialien findet auch in den in Kapitel 2 beschriebenen nEDM-Experimenten Verwendung.

### 1.2.2. UCN-Quellen

Man erzeugt ultrakalte Neutronen, indem freie Neutronen mittels elastischer und inelastischer Streuprozesse auf sehr geringe Geschwindigkeiten abgebremst werden. Zunächst müssen die im Kern gebundenen Neutronen mittels Kernreaktionen herausgelöst und somit freie Neutronen erzeugt werden. Dies ist durch neutroneninduzierte Kernspaltung möglich. Eine zweite Variante ergibt sich mittels der sogenannten Spallation, bei der Kerne durch Beschuss fragmentieren und neben den Bruchstücken auch freie Neutronen freisetzen.

In einem nächsten Schritt müssen die freien Neutronen ( $\bar{E}_{\text{kin}} \approx 2 \text{ MeV}$ ) durch Verwendung eines geeigneten Moderators, wie Graphit oder  $\text{H}_2\text{O}$ , in den Bereich thermischer Neutronen ( $E_{\text{kin}} = 25 \text{ meV}$ ) abgebremst werden.

Um die so gewonnenen freien thermischen Neutronen auf UCN-Geschwindigkeiten von unter  $10 \text{ m/s}$  zu bringen, müssen diese entweder in einer thermischen Quelle moderiert und danach mechanisch abgebremst oder in einer sogenannten superthermischen Quelle konvertiert werden:

#### UCN-Produktion mit einer thermischen Quelle

Innerhalb einer thermischen Quelle werden Neutronen durch Stöße mit einem Moderator in ein quasi-thermisches Gleichgewicht mit diesem gebracht. Durch Verwendung eines kalten Moderators, wie beispielsweise flüssigem Deuterium bei einer Temperatur von  $30 \text{ K}$ , kann das Maxwell-Spektrum der Neutronen in einen Bereich von  $2 \text{ meV}$  verschoben werden.

Es ist bisher nicht realisierbar ein thermisches Gleichgewicht im Energiebereich der ultrakalten Neutronen zu erzeugen. Zum Erreichen eines thermischen Gleichgewichts im UCN Energiebereich müsste der Moderator in einen Temperaturbereich von einigen mK gebracht werden. Dies wäre einerseits sehr aufwendig und damit extrem kostenintensiv, zum anderen ist es an einem Reaktor aufgrund der hohen Wärmebelastung technisch nicht möglich.

Jedoch unterliegt die Energie  $E$  der Neutronen in einem thermischen Gleichgewicht in einem Moderator der Temperatur  $T_M$  allgemein einer Maxwellverteilung:

$$\frac{d\phi}{dE} = \phi_0 \frac{E}{(k_B T_M)^2} e^{-\frac{E}{k_B T_M}}, \quad (1.28)$$

dabei ist  $\phi_0$  der auf den Moderator einfallende Neutronenfluss.

Mit obiger Gleichung lässt sich berechnen, dass selbst im Energiespektrum von Neutronen im thermischen Gleichgewicht mit einem kalten Moderator nur ein sehr geringer Anteil der Neutronen ultrakalte Neutronen sind.

Die derzeit stärkste Quelle für UCN existiert am Forschungsreaktor des ILL<sup>9</sup>.

<sup>9</sup>Institut Laue Langevin in Grenoble, Frankreich.

Dieser Reaktor wird mit einer thermischen Leistung von 58,3 Megawatt betrieben, wodurch ein Neutronenfluss im Kern von  $1,5 \cdot 10^{15}/(\text{s} \cdot \text{cm}^2)$  resultiert.

In direkter Nähe des Reaktorkerns befindet sich eine kalte Quelle, bestehend aus 25 Litern flüssigen Deuteriums bei einer Temperatur von 25 K, welche die Neutronen, die bei der Kernspaltung frei werden, zu kalten Neutronen mit  $v \approx 400 \text{ m/s}$  moderiert. Über einen vertikalen Neutronenleiter werden Neutronen mit  $v \approx 50 \text{ m/s}$  aus dem Maxwell-Spektrum extrahiert, verlieren beim Aufsteigen einen Teil ihrer Energie und gelangen zur sogenannten Steyerl Turbine [19]. Die Blätter dieser Turbine bestehen aus nickelbeschichteten Spiegeln und rotieren in Flugrichtung der einfallenden Neutronen ( $v_{\text{rot}} = 25 \text{ m/s}$ ). Durch Reflexion an den rotierenden Spiegeln verlieren die Neutronen nahezu ihre gesamte Energie. Bei einer Drehgeschwindigkeit der Turbine von 250 rpm ist es möglich, die Neutronen auf die Geschwindigkeit von ultrakalten Neutronen abzubremesen. An der Turbine sind insgesamt vier UCN-Ausgänge vorhanden: ein Teststrahl und drei Arbeitsstrahlrohre. Dort werden UCN-Raten von circa  $100/(\text{s} \cdot \text{cm}^2)$  bzw.  $4000/(\text{s} \cdot \text{cm}^2)$  und Speicherdichten von bis zu  $10 \text{ UCN/cm}^3$  erreicht [20],[21].

### UCN-Produktion mit einer Superthermischen Quelle

In einer superthermischen Quelle werden ultrakalte Neutronen nach einem anderen Prinzip erzeugt. Dort herrscht zwischen Moderator und Neutronen kein thermisches Gleichgewicht, weshalb man den Moderator hier auch Konverter nennt. Dabei werden als Konvertermaterial festes Deuterium oder superflüssiges Helium eingesetzt [22], [23].

Während der Wechselwirkung der Neutronen mit dem Konvertermaterial ist es möglich, dass die Neutronen nahezu ihre gesamte Energie in nur einem Stoß abgeben. In einer vereinfachten Näherung bestehen die Energieniveaus des Konverters nur aus einem Grundzustand ( $E_0$ ) und einem angeregten Zustand ( $E_0 + \Delta$ ). Die Wahrscheinlichkeit einer Abwärtsstreuung von thermischen oder kalten Neutronen in den Grundzustand und damit die Erzeugung eines UCN ist gegenüber der Aufwärtsstreuung vom Grundzustand in den angeregten Zustand aufgrund des Boltzmannfaktors viel wahrscheinlicher. Nach [4] gilt für die Übergangswahrscheinlichkeit von dem Grundzustand in den angeregten Zustand:

$$\sigma(E_0 \rightarrow E_0 + \Delta) = \frac{E_0 + \Delta}{E_0} e^{-\frac{\Delta}{k_B T_K}} \cdot \sigma(E_0 + \Delta \rightarrow E_0) \quad , \quad (1.29)$$

Dabei ist  $T_K$  die Temperatur des Konverters.

Mit abnehmender Konvertertemperatur sinkt die Wahrscheinlichkeit der Aufwärtsstreuung aufgrund des Boltzmannfaktors ( $\Delta \gg k_B T_K$ ) immer mehr und wird schließlich vernachlässigbar.

Treffen nun Neutronen mit einer mittleren Energie, die näherungsweise dem Energieunterschied zwischen beiden Konverterniveaus entspricht, auf den Konverter, überwiegt die Anzahl der Abwärtsstreuerungen und die UCN-Dichte im Konverter steigt an. Die Dichte an UCN erhöht sich bis zu dem Punkt, an dem sich ein Gleichgewicht zwischen erzeugten UCN und verschiedenen Verlustkanälen, wie etwa Absorption, im Konverter einstellt [24].

Eine superthermische Quelle für ultrakalte Neutronen, die nach diesem Prinzip arbeitet, befindet sich am TRIGA-Reaktor des Instituts für Kernchemie der Universität Mainz [7].

Der Reaktor liefert im Normalbetrieb eine Leistung von 100 kW mit einem Neutronenfluss im Bereich von  $10^{11}/(\text{s} \cdot \text{cm}^2)$ . Im sogenannten Pulsbetrieb ist jedoch für eine Dauer von 30 ms eine Spitzenleistung von 250 MW möglich.

Die ultrakalten Neutronen werden in der Spitze eines Extraktionsrohrs in einem Kristall aus ausgefrorenem Deuterium ( $\text{SD}_2$ ) erzeugt. Das Extraktionsrohr ist dabei in eines der Strahlrohre des Reaktors eingeschoben. In dem Kristall unterliegen die einfallenden thermischen Neutronen einem sogenannten „Ein-Phonon-Prozess“ und verlieren dabei fast ihre gesamte kinetische Energie. Durch diesen Vorgang wird ein Teil des thermischen Neutronenspektrums zu ultrakalten Neutronen konvertiert. Die im Konverter erzeugten ultrakalten Neutronen diffundieren aus diesem heraus und werden mittels eines Neutronenleiters radial nach außen - also außerhalb des biologischen Schildes des Reaktors - gelenkt und schließlich zum Experiment geleitet.

Zurzeit werden im Pulsbetrieb an Strahlrohr D UCN-Speicherdichten von bis zu  $7 \text{ UCN}/\text{cm}^3$  erzielt [25].

Bei einem Konverter aus  $\text{SD}_2$  ist es wichtig, dass die erzeugten ultrakalten Neutronen diesen „schnell“ verlassen ( $\approx \text{ms}$ ), damit sie nicht durch Kernreaktionen wieder absorbiert werden. Hingegen erfolgen bei superfluidem Helium keine Kernreaktionen und man kann die ultrakalten Neutronen im Konverter aufakkumulieren.

Zwei weitere superthermische Quellen für ultrakalte Neutronen werden vom Los Alamos National Laboratory, USA, und vom PSI<sup>10</sup> betrieben [26]. Dort werden freie Neutronen mit Hilfe einer Spallationsquelle erzeugt und dann mit einem ähnlichen Verfahren wie in Mainz innerhalb einer superthermischen Quelle zu ultrakalten Neutronen konvertiert.

Zusätzlich befindet sich zurzeit am FRM II der Technischen Universität München eine weitere superthermische Quelle für ultrakalte Neutronen im Aufbau.

Die Quelle am PSI dient dazu, für das im nächsten Kapitel beschriebene nEDM-Experiment die benötigten ultrakalten Neutronen zu liefern.

---

<sup>10</sup>Paul Scherrer Institut in Villigen, Schweiz.

# Experimente zur Bestimmung eines nEDM

In diesem Kapitel erfolgt eine Erklärung des Messprinzips eines nEDM-Experiments, bei dem mit Hilfe der sogenannten Ramsey-Methode die Präzessionsfrequenz von gespeicherten ultrakalten Neutronen gemessen werden kann. Daran schließt sich eine kurze Erörterung der statistischen Unsicherheiten solch einer Messung an. Anschließend wird die Funktionsweise eines früheren nEDM-Experiments am ILL und des momentanen Experiments am PSI erläutert. Am Ende dieses Kapitels wird auf die Planungen eines zukünftigen n2EDM-Experiments eingegangen, das am PSI installiert werden soll und bei dem auch das in dieser Arbeit aufgebaute  $^3\text{He}$ -Magnetometer zum Einsatz kommen wird.

## 2.1. Ramsey-Methode der separat oszillierenden Felder

Aufgrund der Speicherbarkeit der im vorherigen Kapitel beschriebenen ultrakalten Neutronen, sind diese dafür prädestiniert, hochpräzise Experimente wie die Bestimmung eines elektrischen Dipolmoments des Neutrons durchzuführen.

Bei solch einem Experiment wird die Präzessionsfrequenz von gespeicherten ultrakalten Neutronen in einem Magnetfeld  $\mathbf{B}$  und einem parallel bzw. antiparallel dazu ausgerichteten elektrischen Feld  $\mathbf{E}$  mit Hilfe der Ramsey-Methode bestimmt. Diese Methode beruht auf dem Prinzip der separaten oszillierenden Felder und wird in [27] erstmals beschrieben:

Die Spins der gespeicherten Neutronen sind zu Beginn entlang der z-Achse des Magnetfeldes  $\mathbf{B}$  ausgerichtet. Der Grad ihrer Polarisation  $P_z$  ergibt aus der Anzahl der Neutronen  $N_+$  mit entlang der z-Achse parallel ausgerichtetem Spin und der Anzahl  $N_-$  mit antiparallelem Spin. Dann gilt:

$$P_z = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad . \quad (2.1)$$

Zur Vereinfachung wird angenommen, dass zu Messbeginn eine Polarisation von  $P_z = P_0 = +1$  gilt. Alle Neutronenspins sind also parallel zur z-Achse ausgerichtet (Abbildung 2.1, 1). Durch senkrechte Einstrahlung eines RF-Pulses des Wechselfeldes  $B_1 = B_0 \cos(\omega_{\text{RF}} \cdot t)$  mit der Resonanzfrequenz  $\omega_{\text{RF}} = \gamma_N \cdot B_z$  ist es möglich, die Spins in Abhängigkeit von Pulsamplitude ( $B_0$ ) und Dauer ( $\tau$ ) in Richtung der x-y-Ebene um den Winkel  $\alpha$  auszulenken (Abbildung 2.1, 2) gemäß:  $\alpha = \gamma_N \cdot (B_0/2) \cdot \tau$ .

Im Falle eines sogenannten  $\pi/2$ -Spinflips ( $\alpha = \pi/2$ ) erfolgt eine Auslenkung um  $90^\circ$  und die Spins beginnen in der x-y-Ebene zu präzedieren (Abbildung 2.1, 3).

Die Zeitdauer  $T$ , in der die Präzession erfolgt, wird dabei im Wesentlichen durch die Speicherzeit für ultrakalte Neutronen beschränkt. Der Oszillator des Wechselfeldes  $\mathbf{B}_1$  läuft dabei kontinuierlich im Hintergrund weiter. Damit wird die Phasenbeziehung zwischen Larmorfrequenz  $\omega_L$  und Wechselfeldfrequenz  $\omega_{RF}$  beibehalten. Nach der Präzessionszeit  $T$  wird ein zweiter Puls des Wechselfeldes  $\mathbf{B}_1$  mit identischen Parametern eingestrahlt. Gilt während der freien Spinpräzession  $\omega_{RF} = \omega_L$ , werden die Spins wiederum um exakt  $90^\circ$  nach unten umgeklappt und sind nun antiparallel entlang der z-Achse orientiert (Abbildung 2.1, 5). Für die Polarisation gilt dann  $P_z = -P_0$ .

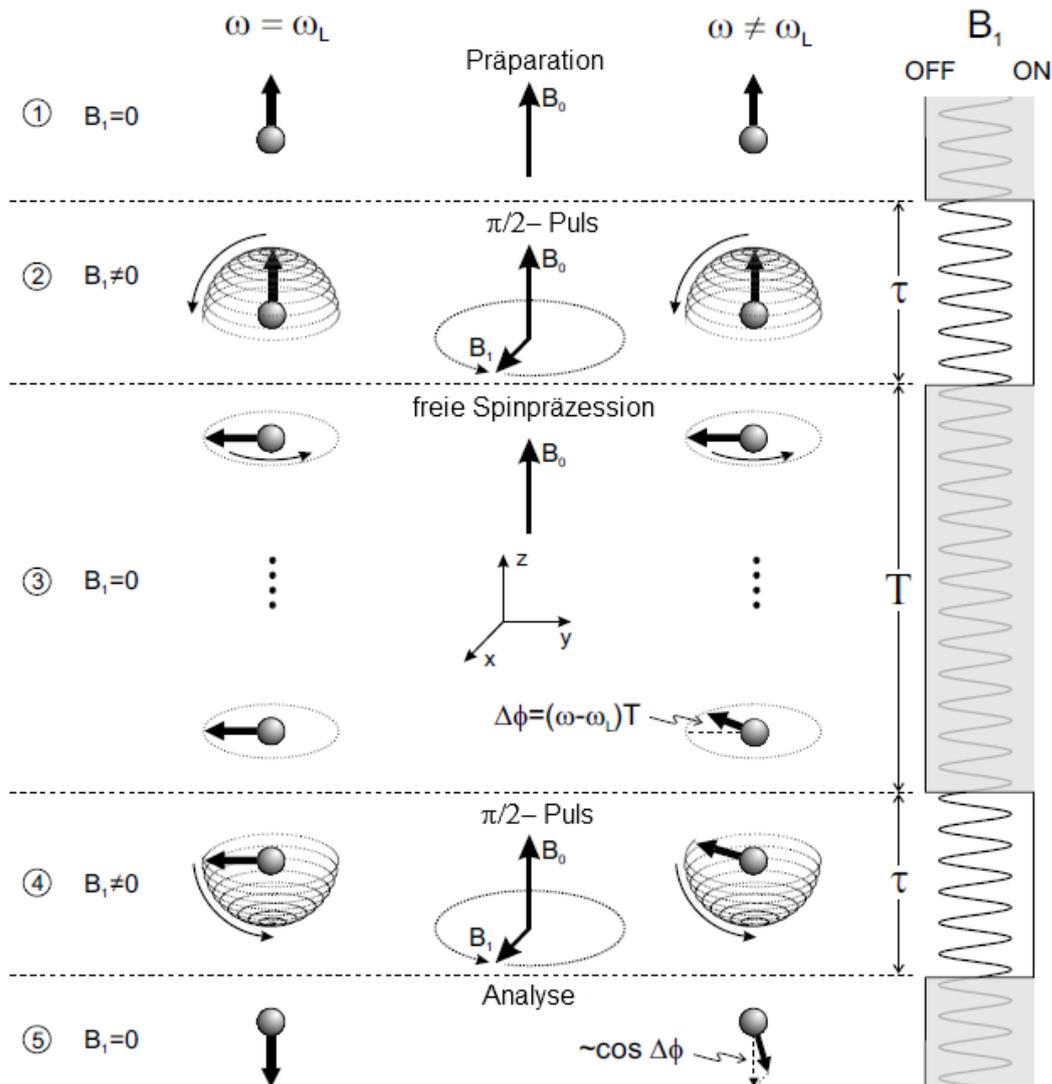


Abbildung 2.1.: Ramsey Methode der separaten oszillierenden Felder [28]:

Links: Resonanzfall  $\omega_{RF} = \omega_L$ .

Rechts: Verstimmung zwischen eingestrahelter Frequenz  $\omega_{RF}$  und Larmorfrequenz  $\omega_L$ .

Weitere Erklärung siehe Text.

Wird allerdings während der Präzessionsphase ein zusätzliches elektrisches Feld  $\mathbf{E}$  angelegt, resultiert daraus im Fall eines vorhandenen Dipolmoments  $d_N$  nach Abschnitt [1.1] eine Veränderung der Larmorfrequenz um den Betrag  $\delta\omega = \pm\omega_E = \pm(2\mathbf{d}_N\mathbf{E})/\hbar$ . Aus diesem Frequenzunterschied ergibt sich nach der freien Spinpräzessionszeit  $T$  eine akkumulierte Phasenverschiebung von  $\Delta\phi = \delta\omega \cdot T$  (Abbildung 2.1, 3).

Wird nun nach der freien Spinpräzessionszeit  $T$  ein zweiter RF-Puls mit den gleichen Parametern und in Phase zum ersten RF-Puls eingestrahlt, erhält man eine Polarisation der Neutronen zu:

$$P_z = -P_0 \cos \Delta\phi \approx -P_0 \left(1 - \Delta\phi^2/2\right) \quad , \quad (2.2)$$

(siehe Abbildung 2.1, 5 rechts).

Wird zusätzlich in den mitlaufenden Oszillator eine Phasenverschiebung von  $\pi/2$  zwischen dem ersten und dem zweiten RF-Puls eingebaut, erhält man:

$$P_z = -P_0 \cos(\Delta\phi + \pi/2) = -P_0 \sin(\Delta\phi) \approx -P_0\Delta\phi \quad . \quad (2.3)$$

Die nach einem solchen Ramsey-Zyklus vorhandene Polarisation  $P_z$  der Neutronen ist damit direkt proportional zur Phasenverschiebung  $\Delta\phi$ .

Durch Verwendung eines geeigneten Spinfilters mit nachfolgendem Neutronendetektor kann man die Anzahl der Neutronen in paralleler und antiparalleler Spinausrichtung nachweisen und die vorhandene Polarisation  $P_z$  bestimmen. Somit erhält man einen sensitiven Nachweis für den während der freien Spinpräzessionszeit  $T$  akkumulierten Phasenunterschied  $\Delta\phi$ .

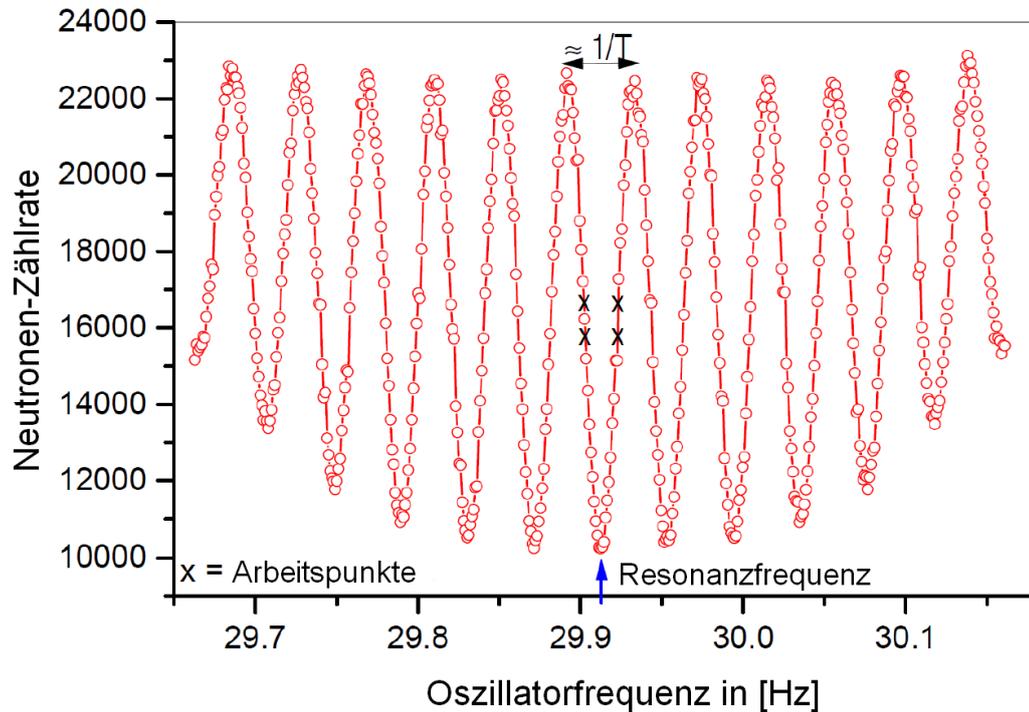


Abbildung 2.2.: Ramsey-Resonanz-Kurve [29]:

Neutronenzählrate mit Spin Up in Abhängigkeit von der Frequenz des Oszillators. Der blaue Pfeil markiert die Resonanzfrequenz. Die schwarz markierten Punkte dienen als Arbeitspunkte.

Aus der Abhängigkeit der Neutronen-Zählrate von der Frequenz des Oszillators ergibt sich die Ramsey-Resonanz-Kurve in Abbildung 2.2.

Im Resonanzfall  $\omega_{\text{RF}} = \omega_{\text{L}}$  ergibt sich für die Zählrate der Neutronen mit parallel ausgerichteten Spin (Spin up) ein Minimum. Der Kontrast dieser Kurve nimmt mit zunehmender Verstimmung zwischen der Larmorfrequenz  $\omega_{\text{L}}$  und der Frequenz des Oszillators  $\omega_{\text{RF}}$  immer weiter ab. Ab einer gewissen Abweichung zwischen beiden Frequenzen kann kein Spinflip mehr erfolgen, da die Einstrahlung der RF-Pulse dann außerhalb der Resonanz liegt.

Die einzelnen Steigungen an den Flanken der Kurve sind dabei proportional zur freien Präzessionszeit  $T$ .

Die vier schwarz markierten Punkte im Flankenbereich sind Arbeitspunkte solcher Messungen. Kennt man diese vier Punkte, kann man über einen Fit die exakte Resonanzfrequenz ermitteln.

Im Prinzip reicht es aber aus, wenn man sich in einen Arbeitspunkt der Kurve setzt und die Oszillatorfrequenz konstant hält. Eine Phasenverschiebung durch ein vorhandenes nEDM, d.h.  $\omega_{\text{E}} \neq 0$ , hat dann den gleichen Effekt wie das Verstimmen des Oszillators und führt somit zu einer Veränderung der Neutronenzählrate.

## 2.2. Statistische Unsicherheiten bei einer nEDM-Messung

Die Sensitivität  $\sigma_{\text{dN}}$  einer nEDM-Messung nach dem Prinzip der Ramsey-Methode mit ultrakalten Neutronen ergibt sich nach [30] pro Ramsey-Zyklus zu:

$$\sigma_{\text{dN}} = \frac{\hbar}{2 \alpha T E \sqrt{N}} \quad . \quad (2.4)$$

$\alpha$  ist der Qualitätsfaktor für den Kontrast der gemessenen Ramsey-Resonanz-Kurve und liegt in der Realität im Zentrum der Kurve zwischen 0,5 und 0,75.

Man erkennt aus obiger Gleichung, dass die Messempfindlichkeit durch drei Faktoren bestimmt wird. Das sind die freie Präzessionszeit  $T$ , die Feldstärke  $E$  des elektrischen Feldes und die Zahl der nachgewiesenen Neutronen, d.h. die Zählstatistik  $\sqrt{N}$ .

Die Präzessionszeit  $T$  muss so lange wie möglich sein, um die Phasenverschiebung  $\Delta\phi$  und gleichzeitig die Steilheit der Flanken in der Resonanzkurve zu maximieren.  $T$  ist dabei durch die Speicherbarkeit der Neutronen beschränkt. Wird  $T$  zu groß gewählt, sind kaum noch Neutronen vorhanden, die nachgewiesen werden können. Typischerweise liegt  $T$  bei einem Ramsey-Zyklus zwischen 100 und 200 Sekunden [31].

Die Feldstärke des elektrischen Feldes muss so hoch wie möglich sein. Momentan sind Werte im Bereich von 10 kV/cm realisierbar [31].

Gleichzeitig muss die Anzahl  $N$  der Neutronen, die jeweils vor einem Ramsey-Zyklus gespeichert bzw. danach nachgewiesen werden, maximiert werden. Durch den Aufbau und Betrieb einer neuen Generation von Quellen mit möglichst hohen UCN-Produktionsraten, wie beispielsweise am PSI, am FRM II in München aber auch am TRIGA in Mainz, erhofft man sich eine Steigerung der Mess-Statistik durch hohe Neutronendichten bei der Speicherung.

Zusätzlich muss eine räumliche und zeitliche Stabilität des Magnetfeldes  $\mathbf{B}$  bzw. eine Überwachung eventueller Felddriften gewährleistet werden.

Im Folgenden kann man herleiten, wie groß eventuelle Felddrifts  $\Delta B_{\text{drift}} = B_{\uparrow\uparrow} - B_{\uparrow\downarrow}$  sein dürfen, um die Sensitivität, ein nEDM zu messen, nicht zu verschlechtern:

Löst man Gleichung (1.8) nach der Differenz  $\Delta\omega$  der gemessenen Präzessionsfrequenzen bei paralleler bzw. antiparalleler Ausrichtung von  $\mathbf{B}$  und  $\mathbf{E}$  auf, erhält man:

$$\Delta\omega = \frac{4 E d_N}{\hbar} \quad . \quad (2.5)$$

Für die Sensitivität auf eine fiktive Frequenzverschiebung pro Ramsey-Zyklus gilt somit:

$$\sigma_\omega = \frac{4 E \sigma_{d_N}}{\hbar} \quad . \quad (2.6)$$

Im Falle einer Felddrift  $\Delta B_{\text{drift}} = B_{\uparrow\uparrow} - B_{\uparrow\downarrow}$  zwischen zwei Messungen mit paralleler ( $\uparrow\uparrow$ ) und antiparalleler ( $\uparrow\downarrow$ ) Ausrichtung, ergibt sich ein zusätzlicher Term  $\Delta\omega_{\text{drift}}$  zur Präzessionsfrequenz:

$$\Delta\omega_{\text{drift}} = \gamma_N \cdot \Delta B_{\text{drift}} \quad . \quad (2.7)$$

Um nicht an Statistik einzubüßen, muss gelten:

$$\Delta\omega_{\text{drift}} < \sigma_\omega \quad (2.8)$$

Setzt man hier Gleichung (2.6) und Gleichung (2.7) ein, erhält man:

$$\gamma_N \cdot \Delta B_{\text{drift}} < \frac{4 E \sigma_{d_N}}{\hbar} \quad . \quad (2.9)$$

Daraus folgt mit Gleichung (2.4):

$$\Delta B_{\text{drift}} < \frac{2}{\gamma_N \alpha T \sqrt{N}} \quad . \quad (2.10)$$

Wenn die Felddrift  $\Delta B_{\text{drift}}$  diesen Wert überschreitet, verschlechtert sich die nEDM-Sensitivität aufgrund der Zählratenstatistik. Für den Fall, dass die Felldriften mit dem Umschalten des elektrischen Feldes korreliert sind<sup>1</sup>, benötigt man eine Feldnormierung, die den aus den Felldriften resultierenden Falscheffekt  $d_{fN}$  wegnormiert. Wird beispielsweise eine nEDM-Messung mit einer Sensitivität  $\sigma_{d_N} = 10^{-27}[\text{ecm}]$  angestrebt, ergibt sich nach Gleichung (2.9):

$$\Delta B_{\text{drift}} < \frac{4 E \sigma_{d_N}}{\gamma_N \hbar} \approx 0,3 \text{ fT} \quad . \quad (2.11)$$

Die korrelierten Magnetfeldschwankungen müssen demnach unterhalb von 0,3 fT liegen, wenn man ein nEDM-Experiment ohne Feldnormierung durchführen will. Dies ist technisch nicht realisierbar.

Bei dem Betrieb eines nEDM-Experiments benötigt man daher geeignete Magnetometer, um eventuelle Felldriften überwachen und somit bei der Analyse wegnormieren zu können.

<sup>1</sup>Dies ist beispielsweise durch Leckströme beim Umschalten des  $\mathbf{E}$ -Feldes möglich.

### 2.3. Bisherige nEDM-Experimente

Seit Anfang der 1950er Jahre wurden verschiedene nEDM-Experimente durchgeführt. Dabei kann man zwischen Strahlexperimenten mit thermischen bzw. kalten Neutronen und Speicherexperimenten mit ultrakalten Neutronen unterscheiden.

#### Strahlexperimente

Das erste nEDM-Experiment wurde 1951 am Oak Ridge National Laboratory durchgeführt. Bei den Messungen dieses Experiments wurde ein Strahl thermischer bzw. später kalter Neutronen verwendet und durch ein Magnetfeld  $\mathbf{B}$  und ein elektrisches Feld  $\mathbf{E}$  geleitet. Mit diesem Experiment wurde eine obere Grenze für ein nEDM mit einem Wert von  $d_{\text{nEDM}} \leq 5 \cdot 10^{-20} [\text{ecm}]$  ermittelt [32].

1967 wurde am MIT mit dem sogenannten Crystal-EDM die obere Grenze für ein nEDM auf einen Wert von  $d_{\text{nEDM}} \leq 8 \cdot 10^{-22} [\text{ecm}]$  abgesenkt [33]. In der Folgezeit wurden weitere nEDM-Strahlexperimente am Brookhaven National Laboratory [34] und am Institute of Atomic Physics Bucharest [35] durchgeführt.

Ende der 1970er Jahre wurde der experimentelle Aufbau des Oak Ridge National Laboratory Experiments ans ILL, Grenoble, gebracht, um die Zählstatistik aufgrund des dortigen hohen Neutronenflusses zu erhöhen. Mit diesem Experiment wurde 1977 die obere Grenze für ein nEDM auf einen Wert von  $d_{\text{nEDM}} \leq 3 \cdot 10^{-24} [\text{ecm}]$  abgesenkt. Dieses Experiment war das letzte durchgeführte Strahlexperiment, da die systematischen Effekte, die aus der schnellen Bewegung der kalten Neutronen in den angelegten Feldern resultieren (wie z.B. die  $(\mathbf{E} \times \mathbf{v})$ -Terme), nicht weiter reduziert werden konnten.

#### Speicherexperimente

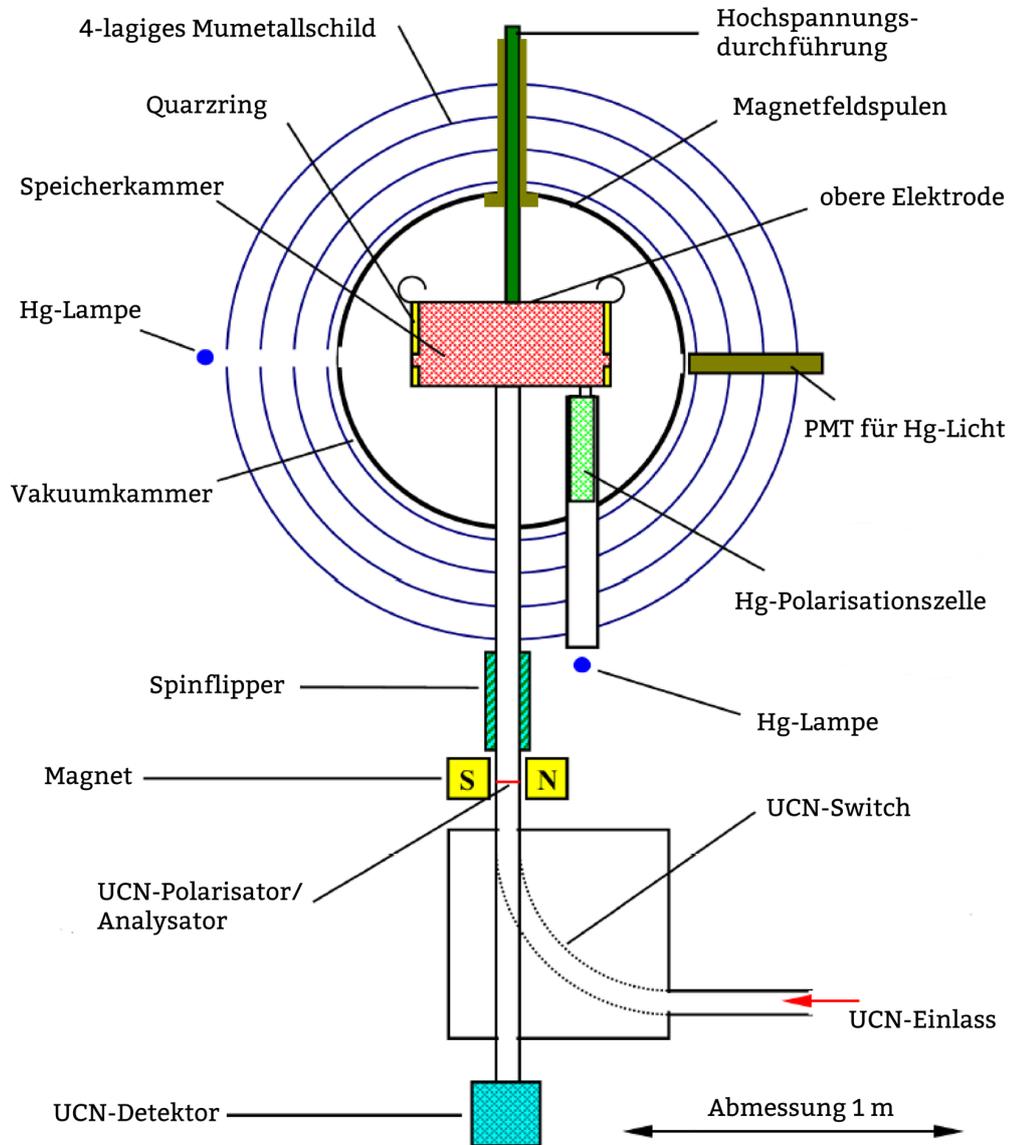
Das erste Speicherexperiment mit ultrakalten Neutronen wurde 1980 am PNPI, St. Petersburg, durchgeführt [36]. Nach einer Betriebszeit von mehr als zehn Jahren, verbunden mit immer neuen Verbesserungen des experimentellen Aufbaus, wurde 1996 ein Wert von  $d_{\text{nEDM}} \leq 9,7 \cdot 10^{-26} [\text{ecm}]$  als obere Grenze für ein nEDM veröffentlicht [37].

Ein zweites nEDM-Speicherexperiment wurde ab 1984 von der Sussex-Rutherford-ILL Kollaboration am ILL aufgebaut. Mit diesem Experiment wurde das gegenwärtig beste obere Limit für ein nEDM mit  $d_{\text{N}} = 0,2 \pm 1,5 (\text{stat}) \pm 0,7 (\text{syst}) \times 10^{-26} \text{ ecm}$ , d.h.  $d_{\text{N}} < 2,9 \cdot 10^{-26} \text{ ecm}$  [95 % C.L.], erreicht [38]. Der Aufbau und die Funktionsweise dieses Experiments werden im Folgenden kurz erklärt.

#### 2.3.1. nEDM am ILL

Der Aufbau dieses Experiment ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Ultrakalte Neutronen gelangen von der Steyerl-Turbine am PF2 Strahlplatz des ILL über Neutronenleiter ins Experiment. Dabei durchqueren sie eine magnetische eisenbeschichtete Aluminiumfolie, die als Spinfilter wirkt, so dass nur Neutronen mit ausgezeichneter Spinorientierung in die Speicherkammer gelangen können. Diese Kammer ist zylindrisch mit einem Volumen von knapp 21 Liter. Sie besteht aus einem Quarz-Ring ( $V_{\text{Fermi}} = 95 \text{ neV}$ ) und zwei DLC-beschichteten ( $V_{\text{Fermi}} = 230 \text{ neV}$ ) Aluminiumdeckeln. Diese Deckel dienen gleichzeitig als Elektroden, um im Inneren der Speicherkammer ein elektrisches Feld mit einer Feldstärke von etwa  $7 \text{ kV/cm}$  zu erzeugen. Über eine von oben zur Speicherkammer reichende Hochspannungsdurch-

führung wird Hochspannung an den Elektroden angelegt. Nach dem Befüllen der Speicherkammer mit UCN wird diese über einen Shutter mit einer Be-beschichteten ( $V_{\text{Fermi}} = 252 \text{ neV}$ ) Kupferblende verschlossen.



**Abbildung 2.3.:** Aufbau des OILL-Experiments am ILL bzw. nEDM am PSI [29].  
Erläuterung siehe Text.

Die Speicherkammer befindet sich im Inneren einer Vakuummkammer und diese wiederum innerhalb eines vierlagigen Mumetall-Schildes. Dieses Schild dient als Abschirmung des Erdmagnetfeldes sowie anderer äußerer Störungen. Die Hauptspule und insgesamt 33 weitere Spulensysteme<sup>2</sup>, die auf der Außenseite der Vakuummkammer aufgebracht sind, erzeugen im Bereich der Speicherkammer ein homogenes vertikal gerichtetes Magnetfeld  $\mathbf{B}_0$  mit einer magnetischen Flussdichte von  $1 \mu\text{T}$ . Mit

<sup>2</sup>sogenannte Trimcoils zur Optimierung des Feldverlaufes.

einer dieser Zusatzspulen wird der resonante RF-Puls für den  $\pi/2$ -Spinflip eingestrahlt und somit die Präzession der UCN mit einer Frequenz  $\nu_N \approx 29$  Hz um die vertikale Achse des Magnetfeldes ausgelöst.

Nach einer freien Präzessionszeit von  $T \approx 150$  s erfolgt die Einstrahlung des zweiten RF-Pulses. Die Neutronenspins sind jetzt im Idealfall antiparallel zu ihrem ursprünglichen Zustand ausgerichtet. Nach Öffnen des Speicherkammershutters gelangen die noch vorhandenen UCN abermals zum Spinfeldersystem, das jetzt als Analysator dient. Da die Neutronen nach wie vor in einem Überlagerungszustand sind, wird hier nur die Spinkomponente durchgelassen, die auch vorher schon den Polarisator passierte. Der Teil der Neutronen mit der anderen Spinkomponente wird in einem zweiten Schritt ebenfalls nachgewiesen, indem man ihren Spin mittels eines über einen Spinflipper eingestrahlten RF-Puls um den Winkel  $\pi$  flippt. So kann man bei der Analyse die Gesamtzahl der Neutronen im Speichervolumen zur Optimierung der Zählstatistik ausnutzen. Die Observable ist damit:

$$P = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad , \quad (2.12)$$

mit  $\sigma_P = 1/\sqrt{N}$  und  $N = N^+ + N^-$ .

Die Überwachung des Magnetfeldes  $\mathbf{B}_0$  erfolgt bei diesem Aufbau über ein  $^{199}\text{Hg}$ -Comagnetometer. In einem Appendix der Speicherkammer wird Quecksilberdampf des Isotops  $^{199}\text{Hg}$  mit zirkularpolarisiertem Licht ( $\lambda = 253,7$  nm) einer  $^{204}\text{Hg}$  Gasentladungslampe vorpolarisiert. Appendix und Speicherzelle werden durch einen weiteren Shutter voneinander getrennt. Nach dem Füllvorgang der UCN, wird der Shutter geöffnet und  $^{199}\text{Hg}$ -Atome strömen in die Speicherkammer. UCN und  $^{199}\text{Hg}$ -Atome befinden sich also zusammen in einer Kammer - daher der Name Comagnetometer. Über das Einstrahlen eines resonanten RF-Pulses bei der  $^{199}\text{Hg}$ -Frequenz von  $\sim 8$  Hz wird ein  $\pi/2$ -Spinflip der  $^{199}\text{Hg}$ -Atome ausgelöst. Diese beginnen ebenfalls um die Magnetfeldachse zu präzedieren. Aufgrund des recht hohen Frequenzabstands zwischen den  $\sim 8$  Hz des  $^{199}\text{Hg}$ -Pulses und den  $\sim 29$  Hz des UCN RF-Pulses bleibt die Präzession der UCN von diesem zusätzlichen Puls unbeeinflusst. Der Effekt der Beeinflussung wird durch den Bloch-Siegert-Effekt beschrieben [39] und ist in diesem Fall vernachlässigbar.

Mit einer zweiten  $^{204}\text{Hg}$  Gasentladungslampe wird zirkularpolarisiertes Pumplicht mit der Intensität  $I_0$  durch die Speicherkammer hindurch gestrahlt. Auf der gegenüberliegenden Seite wird die transmittierte Pumplichtintensität  $I_{\text{trans}}$  von einem Photomultiplier nachgewiesen. Im Fall vollständig unpolarisierter  $^{199}\text{Hg}$ -Atome gilt für die Intensitäten:

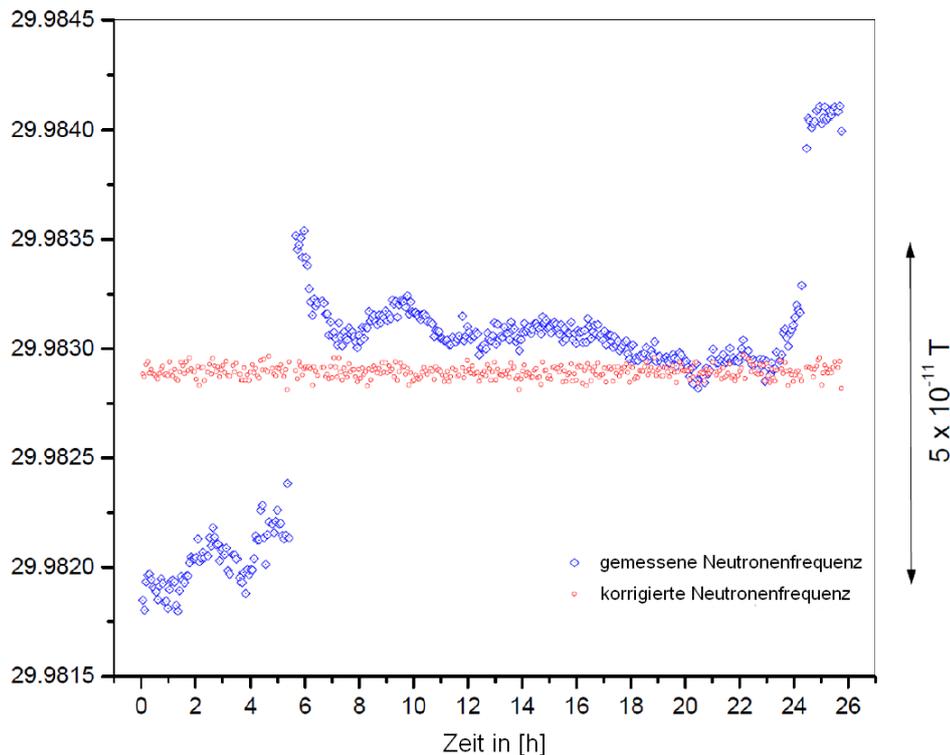
$$I_{\text{trans}} = I_0 e^{-2n\sigma_0 R} \quad , \quad (2.13)$$

dabei ist  $n$  die Teilchenzahldichte der  $^{199}\text{Hg}$ -Atome in der Kammer,  $\sigma_0$  der Photonenabsorptionsquerschnitt pro Atom und  $R$  der Innenradius der Speicherkammer. Bei polarisierten  $^{199}\text{Hg}$ -Atome ergibt sich zusätzlich eine Abhängigkeit des Photoabsorptionsquerschnitts vom Winkel zwischen den präzedierenden Spins und der Einfallsrichtung des Pumplichts. Daraus resultiert eine von der Präzessionsfrequenz abhängige Modulation der vom Photomultiplier nachgewiesenen Pumplichtabsorption. Die Frequenz  $\omega_{^{199}\text{Hg}}$  der Modulation ist dabei direkt proportional zur vertikalen Komponente des zu messenden Magnetfeldes  $\mathbf{B}_0$ , in welchem die  $^{199}\text{Hg}$ -Atome präzedieren:

$$\omega_{^{199}\text{Hg}} = \gamma_{^{199}\text{Hg}} \cdot B_{0z} \quad , \quad (2.14)$$

mit dem gyromagnetischen Verhältnis  $\gamma_{^{199}\text{Hg}} = 2\pi \times 7,590313 \text{ Hz}/\mu\text{T}$  von Quecksilber  $^{199}\text{Hg}$  [9]. Die Sensitivität solch eines  $^{199}\text{Hg}$ -Magnetometers während eines Ramsey-Zyklus wird in [40] mit  $\delta B=200 \text{ fT}$  angegeben.

Mit Hilfe dieses  $^{199}\text{Hg}$ -Magnetometers können Felldriften während der einzelnen Ramsey-Zyklen registriert werden. Mit den so gewonnenen Informationen über das tatsächlich vorhandene Magnetfeld  $\mathbf{B}_0$  kann die über die Ramsey-Methode gemessene mittlere Präzessionsfrequenz der gespeicherten Neutronen normalisiert werden. Abbildung 2.4 zeigt die gemessenen mittleren Neutronen-Präzessionsfrequenzen vor und nach Berücksichtigung von Felldriften. Ein Datenpunkt entspricht dabei der mittleren Frequenz während eines Ramsey-Zyklus  $\approx 150 \text{ s}$ .



**Abbildung 2.4.:** Vergleich zwischen der über die Ramsey-Methode gemessenen Präzessionsfrequenz der Neutronen (blau) und der Neutronenfrequenz nach Normalisierung mit der Magnetfeldmessung des Hg-Magnetometers (rot). Ein Datenpunkt gibt dabei die mittlere Frequenz während eines Ramsey-Zyklus wieder [29].

Die blauen Messpunkte geben die mittlere Frequenz der Neutronen eines jeweiligen Ramsey-Zyklus wieder. Die großen Schwankungen resultieren aus Driften des Magnetfeldes  $\mathbf{B}_0$  während einer Messperiode von etwa 26 Stunden. Nach Berücksichtigung des mit dem  $^{199}\text{Hg}$ -Magnetometer gemessenen tatsächlichen Magnetfeldes ergeben sich die normalisierten roten Messpunkte. Die so korrigierten Werte dienen schließlich zur Bestimmung des elektrischen Dipolmoments.

Die genauestmögliche Kenntnis vorhandener Magnetfeldfluktuationen ist demnach essentiell für die Durchführung eines nEDM-Experimentes.

### 2.3.2. nEDM am PSI

Bis Anfang 2009 wurden von der internationalen nEDM-Kollaboration mit dem oben beschriebenen Aufbau verschiedene Messungen am ILL durchgeführt (Phase I). Im März 2009 wurde die Spektrometerkammer und die magnetische Abschirmung des nEDM-Experiments als Leihgabe ans PSI gebracht und dort installiert. Die nEDM-Kollaboration hat inzwischen die Anlage in Betrieb genommen, nachdem einige Komponenten ausgetauscht und durch neue ersetzt wurden. Insgesamt dienen diese Maßnahmen zur Erhöhung der Sensitivität. In Phase II des nEDM-Experiments will man mit dieser Apparatur eine nEDM-Empfindlichkeit von  $|\sigma_{d_N}| \leq 5 \times 10^{-27}$  ecm erreichen [41].

Am PSI wurde eine neue Quelle für ultrakalte Neutronen aufgebaut und in Betrieb genommen [31]. Es wird davon ausgegangen, dass man nach Optimierung aller Quellenparameter eine etwa 100-mal höhere UCN-Dichte als am ILL erhält. Durch diese Steigerung der Zählrate kann die Statistik und damit nach Gleichung (2.4) die nEDM-Sensitivität signifikant erhöht werden.

Zusätzlich wurden in den letzten Jahren verschiedene Anstrengungen unternommen, um die zeitliche Stabilität des Magnetfeldes und der Magnetfeldgradienten zu erhöhen und dadurch systematische Effekte bei den Messungen zu verringern. Dabei müssen sowohl Schwankungen innerhalb als auch außerhalb der Abschirmung berücksichtigt werden:

Die Spektrometerkammer und die magnetische Abschirmung wurden nach der Ankunft an einem Messplatz nahe der UCN-Quelle installiert. Die Apparatur wurde dabei so gelagert, dass sie in erster Näherung von mechanischen Vibrationen entkoppelt ist. Ferner befindet sich der gesamte Messplatz in einem thermisch isolierten Raum, wobei eine Temperaturstabilität von  $\pm 1$  C° beim Betrieb des Experiments angestrebt wird.

Zur Verminderung von Restmagnetisierungen wurde das Entgaßungsverfahren der Mumetallabschirmung verfeinert. Die Reproduzierbarkeit dieses Verfahrens liegt unterhalb der Nachweisgrenze der verwendeten Magnetfeldsonden von 0,5 nT.

In der Spektrometerkammer selbst wurden im Bereich der oberen und unteren Elektrode jeweils ein Array von mindestens vier lasergepumpten Cs-Magnetometern (siehe Kapitel 4) installiert. Diese Magnetometer sind in der Lage, Felddriften hochsensitiv im Bereich von  $\approx 50$  fT nachzuweisen. Aufgrund des großen magnetischen Moments von  $^{133}\text{Cs}$  ist die Ansprechzeit dieser Magnetometer auf Felddriften sehr kurz. Nach Realisierung eines Rückkopplungssystems können die Messdaten der Cs-Magnetometer genutzt werden, vorhandene Felddriften durch Variation der Spulenströme des Spulensystems aktiv zu kompensieren und dadurch das Magnetfeld über dem eigentlichen nEDM-Spektrometer zu stabilisieren.

Im Vorfeld, d.h. vor Installation des nEDM-Spektrometers und der Hochspannungszuführung, wurde am Spektrometerplatz innerhalb der Mumetallabschirmung ein sogenannter Mapper installiert. Mit diesem Gerät können mehrere Cs-Magnetometer in allen drei Raumachsen reproduzierbar verfahren und so das Magnetfeld an beliebig vielen Positionen innerhalb der Vakuumkammer vermessen werden. Dadurch ist es möglich, hochgenaue Magnetfeldkarten für die einzelnen Korrekturspulen des Spulensystems anzufertigen. Dabei wurden maximale Gradienten von 4 nT/m ermittelt. Durch weitere Messungen dieser Art kann das Spulensystem so optimiert werden, dass im späteren Experiment im Bereich der Speicherkammer ein möglichst homogenes Magnetfelds erzeugt werden kann. Angestrebt sind relative Feldgradienten von weniger als 10 pT/cm.

Der thermisch isolierte Raum des Experiments ist von drei orthogonalen Spulenpaaren mit einer Spulenfläche von  $8 \text{ m}^2$  je Spule umgeben. Diese Spulen befinden sich in einem Regelkreis mit mehreren Fluxgate-Magnetfeldsonden, die dort positioniert sind. Durch Rückkopplung der Messsensordesignale auf die Spulen wurde eine aktive Magnetfeldkompensation realisiert. Dadurch ist es möglich, das Erdmagnetfeld und auch zusätzliche äußere Störungen im Bereich der Spektrometerkammer aktiv und in Echtzeit zu kompensieren bzw. zu unterdrücken.

Zur Erhöhung der Zählraten und Speicherzeiten wurden und werden für Speicherkammer und Neutronenleiter verschiedene neuartige Materialien und Beschichtungen unter Experimentbedingungen getestet. Anstelle des Speicherkammerrings aus Quarz wurden Messungen mit einem Ring aus Polystyrol mit einer Beschichtung aus deuteriertem Polystyrol (dPS) durchgeführt. Es konnte gezeigt werden, dass aufgrund des höheren Fermipotentials ( $V_{\text{Fermi}} = 161 \text{ neV}$ ) eine Steigerung der Zählraten um einen Faktor 2 erreicht werden kann. Dies erklärt sich durch die  $V_{\text{F}}^{2/3}$ -Abhängigkeit der erreichbaren UCN-Dichte vom Fermipotential.

Auch wird durch Verwendung eines supraleitenden Magneten die Polarisation der ultrakalten Neutronen beim Einfüllen ins Experiment von 90 auf nahezu 100 Prozent erhöht.

Durch Aufbau und Test neuer Detektortypen kann letztlich der Neutronennachweis maximiert werden.

Ende 2011 konnten so mit dem vorhandenen experimentellen Aufbau erste Ramsey-Resonanz-Kurven gemessen werden. Der nächste Messzyklus und eine erste vollständige automatisierte Datennahme zur Bestimmung eines nEDM ist für Ende 2012 geplant.

### 2.3.3. Limitierung des $^{199}\text{Hg}$ -Magnetometers

Im Folgenden werden kurz verschiedene Effekte aufgeführt, die die Empfindlichkeit des oben beschriebenen  $^{199}\text{Hg}$ -Magnetometers limitieren und somit die Entwicklung zusätzlicher Magnetometersysteme erforderlich machen.

#### Beschleunigung der Relaxation der transversalen Magnetisierung

Das vom Photomultiplier des Hg-Magnetometers registrierte zeitliche Modulationssignal  $S_{\text{Hg}}$  hat folgende Form:

$$S_{\text{Hg}}(t) = A + B \cdot e^{-t/T_{2,\text{Hg}}^*} \cdot \sin(\omega_{\text{Hg}}t + \phi_0) \quad , \quad (2.15)$$

dabei ist  $A$  ein Signaloffset und  $B$  die Signalamplitude zu Messbeginn ( $t=0$ ). Aus verschiedenen Relaxationsprozessen (siehe Abschnitt [3.3.1]) resultiert eine zunehmende Dephasierung der präzedierenden Spins und somit eine zeitliche Abnahme des Modulationssignals. Diese Abnahme wird durch den exponentiellen Term in Gleichung (2.15) beschrieben. Die Stärke des Abfalls wird durch die transversale Relaxationszeit  $T_{2,\text{Hg}}^*$  vorgegeben. Sie liegt im Bereich von 40 bis 200 Sekunden. Die Sensitivität eines Magnetometers ist unter anderem abhängig von der Größe der  $T_2^*$ -Zeit, da eine Abnahme des Messsignals eine Annahme des Signal-zu-Rauschen-Verhältnisses bedeutet.

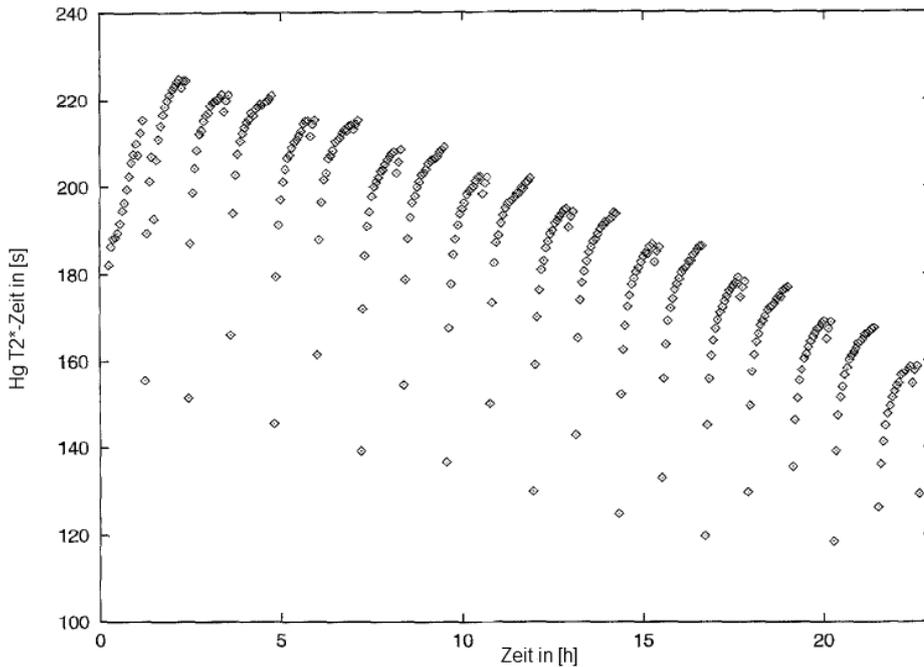
Ohne angelegtes elektrisches Feld  $\mathbf{E}$  ist die  $T_2^*$ -Zeit beim wiederholten Betrieb des Hg-Magnetometers nahezu konstant. Legt man allerdings an den Elektroden der Spektrometerkammer Hochspannung an, führt ein Umschalten der Richtung des

elektrischen Feldes  $\mathbf{E}$  zu Änderungen und einer Abnahme der  $T_2^*$ -Zeit. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 2.5 zu sehen.

Es ergibt sich somit ein mit der Feldumschaltung korrelierender Effekt. Dieser Effekt kann ein falsches nEDM vortäuschen, da eine Änderung der  $T_2^*$ -Zeit im Frequenzraum eine Verschiebung der Präzessionsfrequenz nach sich zieht.

Die Tatsache, dass sich die  $T_2^*$ -Zeit beim Umschalten des elektrischen Feldes ändert, rührt von der Wandrelaxation des polarisierten  $^{199}\text{Hg}$ , da sich beim Umschalten des Feldes die Oberflächeneigenschaften der Speicherkammer aufgrund von Entladungen ändern (z.B. paramagnetische Zentren).

Das Absinken der  $T_2^*$ -Zeit bewirkt letztlich einen zeitlichen Abfall der Sensitivität des  $^{199}\text{Hg}$ -Magnetometers bei aufeinanderfolgenden Messungen [40].



**Abbildung 2.5.:** Die Größe der  $T_{2,\text{Hg}}^*$ -Zeit des Hg-Magnetometers gemessen über mehrere Messzyklen. Die Abnahme in der transversalen Relaxationszeit  $T_2^*$  korreliert mit dem Umschalten des elektrischen Feldes [40].

### Geometrische Phaseneffekte

Der Effekt der sogenannten geometrischen Phasen wurde erstmals ausführlich in [42] beschrieben:

Im Fall eines vertikalen Magnetfeldgradienten  $\partial B_{0z}/\partial z$  gibt es wegen  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  zusätzliche Gradientenfelder in der x-y-Ebene und es gilt bei Zylindersymmetrie [43]:

$$\mathbf{B}_{0xy} = -\frac{\partial B_{0z}}{\partial z} \frac{\mathbf{r}}{2} \quad (2.16)$$

Darüber hinaus nehmen die bewegten Neutronen und  $^{199}\text{Hg}$ -Atome in ihrem Ruhesystem bei angelegtem elektrischen Feld  $\mathbf{E}$  ein schwaches Magnetfeld  $\mathbf{B}_v$  wahr:

$$\mathbf{B}_v = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{v}}{c^2} \quad (2.17)$$

Insgesamt ergibt sich in der x-y-Ebene demnach ein zusätzliches Magnetfeld  $\mathbf{B}_{xy}$ :

$$\mathbf{B}_{xy} = -\frac{\partial B_{0z}}{\partial z} \frac{\mathbf{r}}{2} + \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{v}}{c^2} \quad (2.18)$$

Aus diesem zusätzlichen Magnetfeld resultiert nach [39] eine Verschiebung der Präzessionsfrequenzen von Neutronen und  $^{199}\text{Hg}$ -Atomen (Bloch-Siegert-Shift).

Sei  $\omega_r \approx v_{xy}/R$  die Winkelgeschwindigkeit der Neutronen bzw.  $^{199}\text{Hg}$ -Atome in der Speicherkammer. Hierbei ist  $v_{xy}$  die Geschwindigkeit des jeweiligen Teilchens in der x-y-Ebene und R der Radius der Speicherkammer.

Die Differenz  $\Delta\omega$  zwischen der gemessenen Larmorfrequenz  $\omega_L$  und der Frequenz  $\omega_0 = \gamma B_{0z}$  ist gerade der sogenannte Bloch-Siegert-Shift:

$$\Delta\omega = \omega_L - \omega_0 \approx \frac{\omega_{xy}^2}{2(\omega_0 - \omega_r)} \quad (2.19)$$

dabei gilt  $\omega_{xy} = \gamma \cdot \mathbf{B}_{xy}$ . Der Bloch-Siegert-Shift ist demnach proportional zu:

$$\omega_{xy}^2 = \gamma^2 \cdot \mathbf{B}_{xy}^2 = \gamma^2 \left\{ \left( \frac{\partial B_{0z}}{\partial z} \frac{\mathbf{r}}{2} \right)^2 + \left( \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{v}}{c^2} \right)^2 - 2 \frac{\partial B_{0z}}{\partial z} \frac{\mathbf{r}}{2} \cdot \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{v}}{c^2} \right\} \quad (2.20)$$

Nur der letzte Term in Gleichung (2.20) ist linear und das Vorzeichen ist abhängig vom Drehsinn der Neutronen bzw.  $^{199}\text{Hg}$ -Atome innerhalb der Speicherkammer. Zur Vereinfachung kann man annehmen, dass sich die Hälfte der Neutronen in der Speicherkammer links herum  $-(\mathbf{E} \times \mathbf{v})$  und die andere Hälfte rechts herum  $(\mathbf{E} \times \mathbf{v})$  bewegen. Demnach ergibt sich im Ruhesystem eines linksdrehenden Neutrons ein anderes oszillierendes Feld als im Ruhesystem eines rechtsdrehenden Neutrons. Dieser Sachverhalt ist auch auf die  $^{199}\text{Hg}$ -Atome zu übertragen. Je nach Drehsinn der Neutronen bzw.  $^{199}\text{Hg}$ -Atome resultiert so ein anderer Bloch-Siegert-Shift. Aus diesem Verhalten leitet sich letztlich ab, dass man je nach Richtung des elektrischen Feldes eine korrelierte Frequenzverschiebung erhält [42].

Diese geometrischen Phasen hängen von der Geschwindigkeit der Teilchen ab, wie auch von den magnetischen Feldgradienten. Bei den  $^{199}\text{Hg}$ -Atomen mit  $v \approx 100$  m/s ist der geometrische Phaseneffekt stärker als bei den ultrakalten Neutronen mit  $v \approx 5$  m/s. Unter den Bedingungen am ILL ( $\partial B_{0z}/\partial z \approx 10$  pT/cm) ergaben sich rechnerisch systematische nEDM-Falscheffekte von  $d_{fN} = -1,1 \times 10^{-27}$  [ecm] bzw.  $d_{fHg} = 1,3 \times 10^{-26}$  [ecm]. Normiert man die Präzessionsfrequenz der Neutronen anhand der Präzessionsfrequenz der  $^{199}\text{Hg}$ -Atome, erzeugt man somit Falscheffekte von  $d_N \approx d_{fN} \approx d_{fHg} \approx 2 \times 10^{-26}$  [ecm].

Im nEDM-Experiment am PSI soll der erste Term in Gleichung (2.18) durch genaue Charakterisierung des Spulensystem minimiert werden. Sobald man in der Lage ist, im Bereich der Speicherkammer ein Magnetfeld  $\mathbf{B}$  ohne Gradienten in z-Richtung zu generieren, fällt dieser Term vollständig weg. Der zweite Term ist abhängig vom angelegten elektrischen Feld  $\mathbf{E}$ . Durch Platzierung eines zukünftigen Magnetometers außerhalb des elektrischen Feldes kann auch dieser Term vermieden werden.

Letztlich ist die in [40] angegebene Sensitivität des Hg-Magnetometers mit einem Wert von 200 fT pro Ramsey-Zyklus der mit dem Hg-Magnetometer erreichbare Bestwert. Aufgrund der schwankenden  $T_2^*$ -Zeiten im Bereich von 40 bis 200 Sekunden ergibt sich mit der derzeitigen Konfiguration in der Praxis eine Sensitivität im Bereich von 200-600 fT pro Ramsey-Zyklus.

Setzt man in Gleichung (2.10) die bei der nEDM-Messung am ILL ermittelten Werte für die Speicherzeit  $T=150$  s und die Neutronenzählrate  $N=14000$  ein, erhält man für die zu messenden Magnetfeldschwankungen einen Wert von  $\Delta B_{\text{drift}} \approx 800$  fT. Bei einem Experiment dieser Art ist die Sensitivität eines  $^{199}\text{Hg}$ -Magnetometers daher völlig ausreichend.

Es ist allerdings geplant, mit einem Nachfolgerexperiment in den Bereich von  $|d_N| < 5 \cdot 10^{-28}$  [ecm] als Limit für ein nEDM vorzustoßen. Dies soll hauptsächlich durch eine Steigerung der Zählstatistik realisiert werden. Gleichzeitig muss dabei nach Gleichung (2.9) die Sensitivität der Magnetfeldnormierung pro Ramsey-Zyklus auf etwa  $\sigma_{B_{\text{drift}}} \leq 50$  fT erhöht werden, um die statistischen Fehler nicht zu verschlechtern. Die Sensitivität des derzeit benutzten  $^{199}\text{Hg}$ -Magnetometers reicht dabei nicht mehr aus.

Zurzeit werden am PSI verschiedene Möglichkeiten untersucht die Sensitivität des  $^{199}\text{Hg}$ -Magnetometers weiter zu erhöhen. Dazu gehören Untersuchungen zur Verbesserung des Signal-zu-Rauschen-Verhaltens und die Verwendung eines Lasers als Pumplichtquelle ( $\lambda = 254$  nm) anstelle der bisherigen Gasentladungslampen.

Dennoch bleibt das Problem der geometrischen Phasen bestehen, da diese während des nEDM-Experiments am ILL zu gemessenen Falscheffekten von  $d_{fN} \approx 10^{-25}$  [ecm] führten. Diese Falscheffekte konnten erst durch zusätzliche Messungen mit Umkehr der Magnetfeldrichtung auf einen systematischen Fehler von  $d_{fN} \approx 10^{-26}$  [ecm] reduziert werden [42].

Je höher die angestrebte Genauigkeit wird, mit der man ein nEDM messen will, um so zunehmend schwieriger wird es, die geometrischen Phasen zu korrigieren. Um den Bereich von  $|d_N| < 5 \cdot 10^{-28}$  [ecm] zu erreichen, muss man letztendlich die aus den geometrischen Phasen resultierenden Falscheffekte um einen Faktor 100-1000 korrigieren. Dies setzt eine sehr genaue Kenntnis der Feldgradienten voraus.

Aus diesem Grund muss ein neuartiges Magnetometer realisiert werden, welches Sensitivitäten von unter 50 fT erreicht. Dieses Magnetometer muss zusätzlich von dem Problem der geometrischen Phasen bzw. der korrelierten Änderung der  $T_2^*$ -Zeit unabhängig sein.

Das Problem der geometrischen Phasen kann dadurch vermieden werden, dass die Magnetometrie außerhalb des elektrischen Feldes, also im feldfreien Raum durchgeführt wird. Dadurch ergibt sich allerdings der Nachteil, dass man nicht die exzellente Feldnormierung eines Comagnetometers erreicht. Zusätzlich ergeben sich höhere magnetische Multipole, deren Schwankungen nicht wegnormiert werden können. Eine Magnetometrie im **E**-feldfreien Raumgebiet kann aber auch dazu dienen, systematische Effekte des Hg-Magnetometers bzw. die resultierenden systematischen Effekte noch korrekter aufzuspüren, indem die Signale des Hg-Magnetometers auf die Signale des Magnetometers im feldfreien Raum normiert werden. Auf diese Art lassen sich elegant **E**-Feld korrelierte Effekte bei der Hg-Normierung aufspüren.

Die derzeitige Philosophie besteht also darin, die Hg-Magnetometrie in verbesserter Form weiter zu betreiben und diese zusätzlich mit einem hochempfindlichen Magnetometer zu überwachen. Letzteres sollte so konstruiert sein, dass es möglichst den gesamten magnetischen Fluss durch die nEDM-Speicherkammer erfasst und dadurch auch als Normierung auf die Neutronenfrequenz dienen kann.

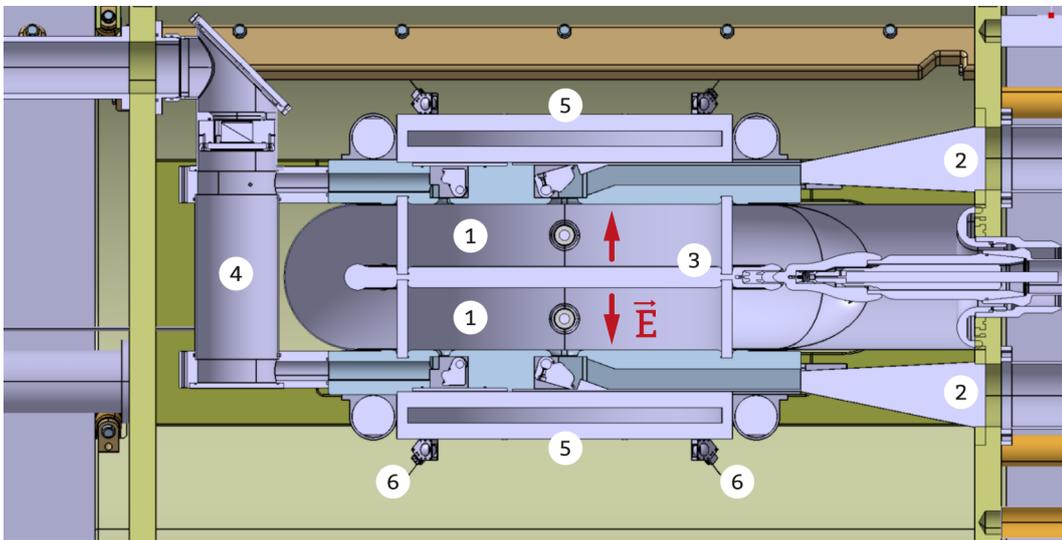
Aus diesen Überlegungen heraus resultiert die im Folgenden gezeigte Anordnung des neuen experimentellen Aufbaus, der in Phase III des nEDM-Experiments zum Einsatz kommen soll (n2EDM-Experiment).

## 2.4. Planungen für ein zukünftiges n2EDM-Experiment

Parallel zum Betrieb und Verbesserung der bestehenden Spektrometerkammer laufen im Rahmen der nEDM-Kollaboration Vorbereitungen für ein Nachfolgerexperiment. Dort sollen die im vorhandenen Experiment gesammelten Erfahrungen und bisher nicht realisierbare Verbesserungsmöglichkeiten berücksichtigt werden. Ziel dieses Experiments ist es, die Nachweisgrenze eines elektrischen Dipolmoments auf einen Wert im Bereich von  $|d_N| < 5 \cdot 10^{-28} [\text{ecm}]$  abzusenken.

In Abbildung 2.6 ist eine Schnittzeichnung der geplanten Spektrometerkammer zu sehen.

Die Speicherkammer für die ultrakalten Neutronen soll in Form einer Doppelkammer (1) mit einem Innendurchmesser von 50 cm realisiert werden. Zur Verbesserung der Neutronenspeicherung und Maximierung der elektrischen Feldstärke  $\mathbf{E}$  sollen die Speicherkammern aus speziellen hochspannungsfesten Glaskeramiken wie bspw. Sital [44] aufgebaut werden. Beide Kammern werden über jeweils einen rechteckigen Neutronenleiter (2) gefüllt.



**Abbildung 2.6.:** Schnittzeichnung der geplanten n2EDM-Spektrometerkammer: (1) UCN-Speicherkammern, (2) Neutronenleiter, (3) Hochspannungselektrode, (4)  $^{199}\text{Hg}$ -Polarisationskammer, (5)  $^3\text{He}$ -Magnetometerzellen, (6) lasergepumpte Cs-Magnetometer [45].

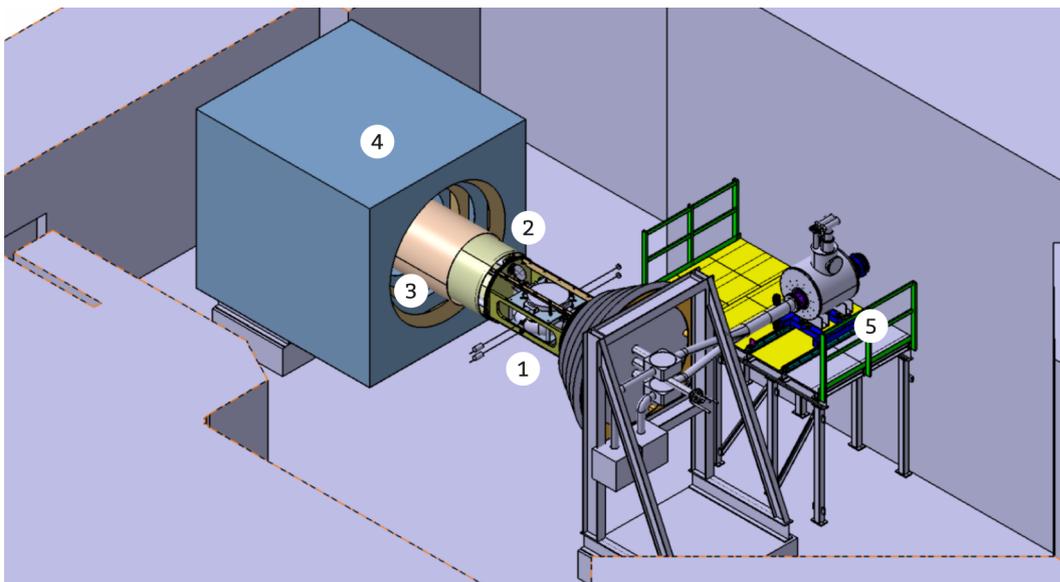
In dem Bereich zwischen den Kammern befindet sich eine Elektrode, an welche von außen Hochspannung angelegt wird. Die Außenseiten der beiden Kammern mit den Öffnungen zum Einlass der UCN dienen als geerdete Gegenelektroden. Das so erzeugte elektrische Feld ist senkrecht zur x-y-Ebene der Speicherkammer ausgerichtet. Durch diesen Aufbau befinden sich die Neutronen in der oberen Speicherkammer im Vergleich zu den Neutronen in der unteren Kammer immer in einem elektrischen Feld mit entgegengesetzter Feldrichtung. Dies erlaubt die gleichzeitige Messung der beiden Frequenzen  $\omega_{\uparrow\uparrow}$  und  $\omega_{\uparrow\downarrow}$  (siehe Gleichung (1.6)) für den Fall paralleler und antiparalleler Ausrichtung von  $\mathbf{E}$ - und  $\mathbf{B}$ -Feld zueinander in einem Ramsey-Zyklus. Dadurch wird das Problem von Felldriften zwischen zwei aufeinanderfolgenden Messungen zur Bestimmung beider Frequenzen, wie beim nEDM-Experiment, in erster Ordnung vermieden. Das heißt, globale Änderungen des Magnetfeldes  $\mathbf{B}$  kürzen sich

heraus und haben keinen Einfluss auf die Messung der Differenzfrequenz  $\Delta\omega$ . Wie auch im nEDM-Experiment der Phase II ist es vorgesehen,  $^{199}\text{Hg}$  als Comagnetometer in den Speicherzellen einzusetzen. Das  $^{199}\text{Hg}$  wird wie zuvor in einer separaten Kammer (4) vorpolarisiert. Die Polarisation der  $^{199}\text{Hg}$ -Atome soll dabei anstatt mit einer Gasentladungslampe mit einem Pumpplaser erfolgen.

Eine weitere Neuerung in diesem Aufbau ist der geplante Einsatz von zwei flachen zylindrischen  $^3\text{He}$ -Magnetometerzellen (5). Der Aufbau dieses Magnetometers wird in den beiden folgenden Abschnitten beschrieben.

In der Spektrometerkammer werden mehrere lasergepumpte Cs-Magnetometer (6) installiert. Mit ihnen soll eine aktive Stabilitätskontrolle des Magnetfeldes realisiert werden. Zusätzlich sollen sie dazu dienen, die Signale der  $^3\text{He}$ -Magnetometer auszuwerten.

Der äußere Aufbau des n2EDM-Experiments ist in Abbildung 2.7 zu sehen. Die Spektrometerkammer (1) befindet sich in einer Vakuummkammer (2) und einer mehrlagigen Mumetallabschirmung. Das vertikal und parallel bzw. antiparallel zum elektrischen Feld  $\mathbf{E}$  orientierte Magnetfeld  $\mathbf{B}$  wird von einem Spulensystem erzeugt, das auf die Vakuummkammer aufgebracht ist.



**Abbildung 2.7.:** Abschirmung und äußerer Aufbau des geplanten n2EDM: (1) Spektrometerkammer, (2) Vakuummkammer, (3) Innere zylindrische Mumetallabschirmung, (4) 5-lagige kubische äußere Abschirmung, (5) supraleitender Magnet zur Polarisation der Neutronen [45].

Zur Optimierung der Feldeigenschaften und der Abschirmwirkung ist die Mumetallabschirmung zweigeteilt aufgebaut. Die innere Lage wird in Form eines Zylinders realisiert werden. Diese Geometrie fördert die Homogenität des inneren Magnetfeldes. Das innere Schild (3) wird von fünf äußeren Lagen Mumetall (4) umgeben. Diese Abschirmungen sind zur Vereinfachung von Konstruktion und Aufbau in Würfelform

geplant - ein System, das sich schon bei der PTB<sup>3</sup> in Berlin am BMSR-2<sup>4</sup> bestens bewährt hat [46]. Über ein Schienensystem sollen innere Abschirmung, Vakuum- und Spektrometerkammer aus der äußeren Abschirmung heraus und gegeneinander verfahrbar sein. Dies soll Montage und Arbeiten an der Spektrometerkammer im Vergleich zum bestehenden nEDM-Aufbau deutlich vereinfachen.

In Abbildung 2.7 ist zusätzlich der supraleitende Magnet (5) zu sehen. Er wird wie schon beim nEDM-Experiment (Phase II) dazu dienen, die von der Quelle kommenden Neutronen vor dem Einfüllen ins Experiment zu nahezu 100 Prozent zu polarisieren.

### 2.4.1. <sup>3</sup>He-Magnetometer als Sandwichaufbau

Die <sup>3</sup>He-Magnetometer sollen in Form zweier zylindrischer Glaszellen mit einem Innendurchmesser von 50 cm und einer Innenhöhe von 4 cm realisiert werden. In dem Volumen von jeweils etwa 8 Litern befindet sich hyperpolarisiertes <sup>3</sup>He bei einem Druck von ca. 1 mbar. Nach einem geeigneten  $\pi/2$ -Spinflip erfolgt die freie Präzession der <sup>3</sup>He-Atome mit der Larmorfrequenz  $\omega_{3\text{He}}$  in den Magnetometerzellen um die vertikale Komponente des Magnetfeldes  $\mathbf{B}_0$ .

Die Larmorfrequenz ist dabei direkt proportional zum vorhandenen Magnetfeld  $B_{0z}$  und es gilt:

$$\omega_{3\text{He}} = \gamma_{3\text{He}} \cdot B_{0z} \quad , \quad (2.21)$$

mit  $\gamma_{3\text{He}} \approx 2\pi \times 32,4 \text{ Hz}/\mu\text{T}$  dem gyromagnetischen Moment von <sup>3</sup>He [9].

Aus der Spinpräzession der <sup>3</sup>He-Atome ergibt sich eine rotierende Magnetisierung, die von den einzelnen Cs-Magnetometern nachgewiesen werden kann. Diese werden so um die <sup>3</sup>He-Zellen installiert, dass sie sich im Bereich der maximalen Empfindlichkeit auf das rotierende Magnetfeld der <sup>3</sup>He-Spins befinden (siehe Abschnitt [3.4] und Abbildung 5.6). Aus dem Signal der Spinpräzession mit der Frequenz  $\omega_{3\text{He}}$  ergibt sich nach Gleichung (2.21) gerade die mittlere Flussdichte des die jeweilige Magnetometerzelle durchtretenden Magnetfeldes.

Die beiden <sup>3</sup>He-Magnetometerzellen werden ober- und unterhalb der Neutronenspeicherkammer in einer Sandwichkonfiguration platziert. Aufgrund der identischen Abmessungen von Magnetometer- und Speicherzellen in der x-y-Ebene wird von den beiden <sup>3</sup>He-Magnetometern praktisch der gesamte magnetische Fluss wahrgenommen, der auch durch die beiden Speicherkammern tritt (siehe Diskussion Abschnitt [2.3.3]).

Aus der Messung der Spinpräzession der oberen Kammer mit der mittleren Frequenz  $\langle \omega_{t,3\text{He}} \rangle$  und der unteren Kammer mit der mittleren Frequenz  $\langle \omega_{b,3\text{He}} \rangle$  ergibt sich das mittlere durch die Speicherkammern hindurchtretende Feld  $\langle B_{0z} \rangle$ :

$$\langle B_{0z} \rangle = \frac{1}{\gamma_{3\text{He}}} \langle \omega_{3\text{He}} \rangle = \frac{1}{2 \gamma_{3\text{He}}} \left( \langle \omega_{t,3\text{He}} \rangle + \langle \omega_{b,3\text{He}} \rangle \right) \quad . \quad (2.22)$$

Zusätzlich können durch diese Anordnung der Magnetometerzellen mittlere vertikale Magnetfeldgradienten  $\langle \partial B_{0z} / \partial z \rangle$  gemessen werden. Es gilt:

$$\left\langle \frac{\partial B_{0z}}{\partial z} \right\rangle = \frac{1}{\gamma_{3\text{He}}} \frac{\langle \omega_{t,3\text{He}} \rangle - \langle \omega_{b,3\text{He}} \rangle}{\Delta z} \quad . \quad (2.23)$$

<sup>3</sup>PTB = Physikalisch Technische Bundesanstalt.

<sup>4</sup>BMSR-II = Berlin Magnetically Shielded Room-II, einer der magnetisch abgeschirmtesten Räume weltweit [46].

Dabei ist  $\Delta z$  der vertikale Abstand zwischen den Mittelpunkten der beiden Magnetometerzellen.

Da sich die  $^3\text{He}$ -Magnetometer nicht innerhalb des elektrischen Feldes  $\mathbf{E}$  befinden, unterliegen sie auch nicht den in Abschnitt [2.3.3] beschriebenen geometrischen Phaseneffekten. Durch Kenntnis des vertikalen Gradienten des Magnetfeldes  $\mathbf{B}$  im Bereich der Speicherzellen können geometrische Phaseneffekte 1. Ordnung korrigiert und damit eliminiert werden.

Aus verschiedenen Gründen kann die zum Betrieb der  $^3\text{He}$ -Magnetometer benötigte Kernspinpolarisation von  $^3\text{He}$  nicht in situ, d.h. innerhalb der Spektrometerkammer, präpariert werden:

Zum Erreichen einer  $^3\text{He}$ -Hyperpolarisation mittels des Verfahrens des metastabilen optischen Austauschpumpens (siehe Kapitel 3) benötigt man unter anderem eine schwache Gasentladung. Die Gasentladung könnte durch eine an den Magnetometerzellen angelegte Hochfrequenz erzeugt werden. Die dafür notwendigen externen Zuleitungen müssten aber durch sensitive Bereiche der n2EDM-Spektrometerkammer geführt werden. Dadurch würden unerwünschte zusätzliche Rauschquellen innerhalb des Experiments erzeugt werden.

Die beiden zylindrischen Magnetometerzellen werden jeweils aus drei Einzelteilen aus gehärtetem Borosilikat-Glas<sup>5</sup> zusammengesetzt sein: Zwei Glasplatten mit einem Durchmesser von 55 cm und einer Dicke von 2 cm dienen als Boden bzw. Deckel für einen aus Glas gefrästen Ring mit einem Innendurchmesser von 50 cm und 4 cm Höhe.

Damit das  $^3\text{He}$ -Gas innerhalb der Magnetometerzellen effektiv optisch gepumpt werden könnte, müsste das dazu notwendige Pumplicht (Laserstrahl mit  $\lambda \approx 1083 \text{ nm}$ ) über die transparenten Stirnseiten der Zylinderzellen eingestrahlt werden. Dabei müsste die gesamte Fläche oder zumindest ein Großteil der planaren Stirnflächen ausgeleuchtet werden, um das eingestrahelte Pumplicht in ausreichendem Maße absorbieren zu können. Der Strahldurchmesser des Pumplichts müsste daher auf einen Durchmesser von etwa 50 cm aufgeweitet werden. Dies ist in der Praxis nicht realisierbar.

Die Gasreinheit des  $^3\text{He}$ -Gases innerhalb der Magnetometerzellen ist ein weiteres Problem. Die Effektivität des optischen Pumpprozesses ist abhängig vom Reinheitsgrad des verwendeten  $^3\text{He}$ . Nur bei Reinheiten in ppm-Bereich lassen sich hohe Endpolarisationen von  $^3\text{He}$  erreichen. Kleine mit hochreinem  $^3\text{He}$ -Gas gefüllte Zellen lassen sich problemlos in Form abgezogener Glaszellen herstellen.

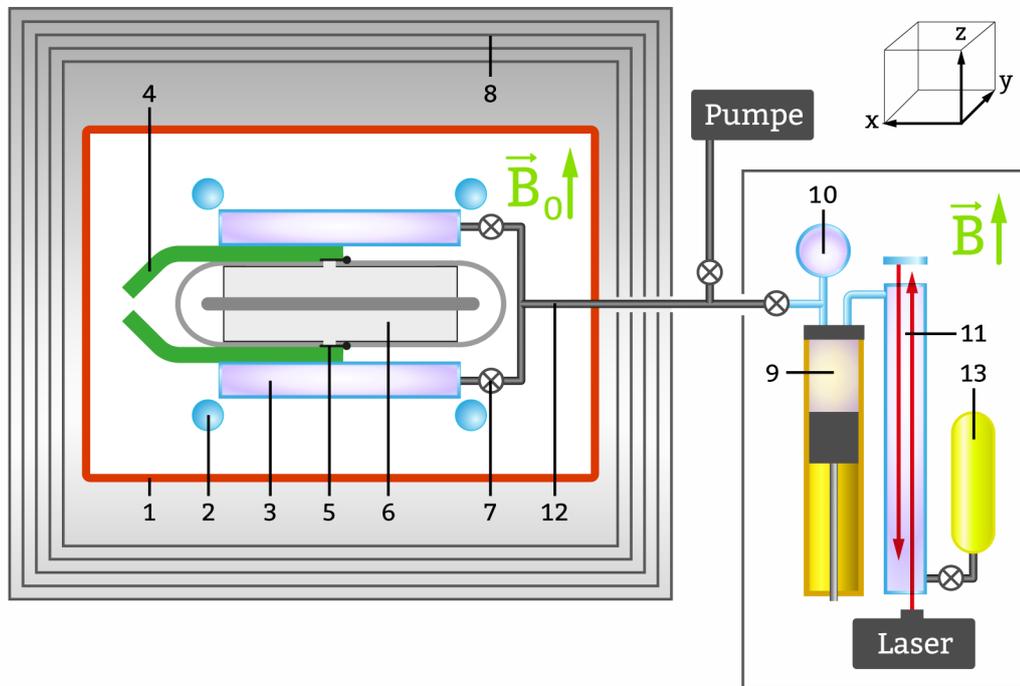
Der modulare Aufbau der zylindrischen Magnetometerzellen erfordert aber die Verwendung flexibler Kleber oder Dichtungen, um die Einzelteile der Glaszelle miteinander zu verbinden. Durch den geplanten Innendruck der Magnetometerzellen von etwa 1 mbar, sind die Zellen bei äußerem Normaldruck einer Druckdifferenz von 1 bar ausgesetzt. Somit wirken auf jede Stirnfläche der Magnetometerzellen enorme Druckkräften von etwa 24000 N. Dies führt zu einem Verbiegen der 2 cm dicken Glasplatten. Der Glasring selbst ist mit einer Dicke von 2,5 cm darauf ausgelegt, den Druckkräften bei einer maximalen Druckdifferenz von 1 bar standzuhalten. Jeder feste Kleber oder die glastechnische Verschmelzung der Deckelplatten mit dem Glasring würde nach dem Abpumpen an den Rändern der Zelle Risse oder gar die Zerstörung der Zelle hervorrufen.

<sup>5</sup>Hersteller Schröder Spezialglas, Ellerau.

Aus der Verwendung von flexiblem Kleber oder Vakuumfetten zum Abdichten der Zellen resultiert allerdings eine Verschlechterung der Gasreinheit. Jede noch so kleine Verschmutzung der inneren Glasoberfläche führt über Ausgasprozesse oder durch Wechselwirkung mit der Gasentladung zur einer Verschmutzung des eingefüllten Gases. Durch die zunehmende Verschmutzung wird nach einiger Zeit das Erreichen einer hohen Kernspinpolarisation verhindert.

Zum Betrieb der beiden  $^3\text{He}$ -Magnetometer benötigt man daher ein Verfahren, um das  $^3\text{He}$  außerhalb von Spektrometerkammer und Abschirmung des n2EDM-Experiments zu polarisieren und anschließend in die Magnetometerzellen zu transferieren. Die Hauptaufgabe der vorliegenden Doktorarbeit war es, eine für diesen Vorgang geeignete  $^3\text{He}$ -Polarisationseinheit zu konstruieren und in Betrieb zu nehmen.

Der sich daraus ergebende Aufbau eines n2EDM-Experiments mit zugehörigem ultrakompakten  $^3\text{He}$ -Polarisator ist in Abbildung 2.8 als Skizze zu sehen. Funktionsweise und zu erreichende Betriebsparameter werden im Folgenden kurz beschrieben.



**Abbildung 2.8.:** Skizze des n2EDM-Experiments mit ultrakompakten  $^3\text{He}$ -Polarisator:

(1) Spulensystem zur Erzeugung des Magnetfeldes  $\mathbf{B}_0$ , (2) Cs-Magnetometer, (3)  $^3\text{He}$ -Magnetometerzelle, (4) Neutronenleiter, (5) Shutter zum Befüllen der Speicherzellen, (6) UCN-Speicherzellen, (7) Magnetometerzellenventil, (8) magnetische Abschirmung, (9) unmagnetischer Kolbenkompressor, (10)  $^3\text{He}$ -Füllzelle, (11) optische Pumpzelle für  $^3\text{He}$ , (12) Transferleitung und (13)  $^3\text{He}$ -Reservoir.

### 2.4.2. Ultrakompakter $^3\text{He}$ -Polarisationseinheit

Die Effektivität des optischen Pumpens zur Polarisation von  $^3\text{He}$  ist beim metastabilen optischen Austauschpumpen abhängig vom Druck des zu polarisierenden Gases. Nur bei einem Druck in der Größenordnung von 1 mbar können Kernspinpolarisationen von 50 bis maximal 90 Prozent erreicht werden [47]. Daher muss vor dem Befüllen der Magnetometerzellen mit einem Arbeitsdruck von 1 mbar polarisiertes  $^3\text{He}$  komprimiert und zwischengespeichert werden.

Die benötigte Polarisatoreinheit füllt  $^3\text{He}$  aus einem Reservoir (13) in die optischen Pumpzellen (11), wo das Gas bei einem Druck von 1 mbar auf mindestens 50 Prozent aufpolarisiert wird. Anschließend wird das polarisierte  $^3\text{He}$  über einen unmagnetischen Kolbenkompressor (9) in eine Füllzelle (10) komprimiert. Dieser Vorgang wird periodisch so lange wiederholt, bis sich in der Füllzelle eine Gasmenge von etwa 16 mbarL befindet. Diese Gasmenge reicht aus, die beiden Magnetometerzellen ( $V_{\text{gesamt}} = 16 \text{ L}$ ) über eine Transferleitung (12) mit einem Druck von 1 mbar zu befüllen. Nach dem Befüllen werden die Magnetometerzellen jeweils mit einem unmagnetischen Ventil (7) verschlossen.

Die Polarisatoreinheit befindet sich in einem zum optischen Pumpen erforderlichen Magnetfeld  $\mathbf{B}$  und einer Abschirmung, um das innere Feld zu homogenisieren und gleichzeitig äußere Störungen abzuschirmen. Zur Erleichterung der späteren Installation am nEDM-Experiment muss die Einheit dabei möglichst kompakt und mobil aufgebaut sein.

Aufgrund von Relaxationsprozessen verliert das Gas in den Magnetometerzellen nach einiger Zeit seine Hyperpolarisation. Der Verlust an Hyperpolarisation wird durch die longitudinale Relaxationszeit  $T_1$  bzw. die Relaxationsrate  $1/T_1$  beschrieben. Der Abfall des Spinpräzessionssignals ist abhängig von der transversalen Relaxationszeit  $T_2^*$ , wo zum einen die Polarisationsverluste via  $T_1$  eingehen und zum anderen auch die Dephasierung der  $^3\text{He}$ -Spins aufgrund von Feldinhomogenitäten berücksichtigt wird (siehe Abschnitt [3.2] und Abschnitt [3.3.1]).

Die Magnetometerzellen sollen so aufgebaut sein, dass die  $T_2^*$ -Zeiten im Bereich einer Stunde liegen. So ist gewährleistet, dass eingefülltes Gas über mehrere Ramsey-Zyklen ohne großen Signalabfall zum Nachweis der Spinpräzession genutzt werden kann. Dabei dauert ein Ramsey-Zyklus inklusive Füllzeit und Nachweiszeit ca. 5 Minuten.

Gleichzeitig soll die Polarisatoreinheit in der Lage sein, relaxiertes Gas nach jeweils etwa 15 Minuten (3 Ramsey-Zyklen) aus den Magnetometerzellen abzupumpen und durch frisches Gas mit hoher Kernspinpolarisation zu ersetzen.

Zusätzlich war es Aufgabe dieser Doktorarbeit zu untersuchen, inwieweit ein Transfer des Gases von der Polarisatoreinheit zu den Magnetometerzellen durch die verschiedenen Lagen der Mumetallabschirmung automatisiert und annähernd verlustfrei erfolgen kann. Dazu mussten Prototypen verschiedener Arten von Führungsfeldern entlang der Transferleitung realisiert werden.

In Kapitel 5 wird eine erste Messung beschrieben, in der gezeigt wurde, dass die  $^3\text{He}$ -Spinpräzession nach dem Transfer von polarisiertem  $^3\text{He}$  in die bestehende Abschirmung des nEDM-Experiments mit Hilfe von Cs-Magnetometern nachweisbar ist.

In den beiden folgenden Kapitel werden aber zunächst die benötigten theoretischen Grundlagen zur Polarisation von  $^3\text{He}$  und die Funktionsweise von Cs-Magnetometern erörtert.

# Kapitel 3

## <sup>3</sup>He-Polarisation, Relaxationsmechanismen und Magnetometrie

Dieses Kapitel befasst sich im ersten Teil mit den theoretischen Grundlagen zur Erzeugung einer <sup>3</sup>He-Kernspinpolarisation mittels des Verfahrens des metastabilen optischen Austauschpumpens. Daran anschließend werden die verschiedenen Relaxationsmechanismen der Kernspinpolarisation erörtert. Im letzten Teil dieses Kapitels werden die Möglichkeiten aufgeführt, die Kernspinpolarisation im Bereich der Magnetometrie schwacher Felder zu nutzen.

### 3.1. Hyperpolarisation und optisches Pumpen von <sup>3</sup>He

Unter Polarisation versteht man allgemein die Ungleichverteilung der Besetzung verschiedener Zeemanniveaus und damit verschiedener Spinzustände. Die Polarisation  $P$  ist dabei wie folgt definiert:

$$P := \frac{1}{F} \frac{\sum_{m_F} m_F N(m_F)}{\sum_{m_F} N(m_F)} \quad , \quad (3.1)$$

dabei ist  $F=I+J$  der Gesamtdrehimpuls eines Atoms und  $N(m_F)$  die Besetzungszahl eines Spinzustands mit der magnetischen Quantenzahl  $m_F$ . Bei <sup>3</sup>He gilt aufgrund des verschwindenden Hüllendrehimpulses  $F=I$ . Mit einem Kernspin von  $I = 1/2$  kann  $m_F$  damit nur die Werte  $m_F = \pm 1/2$  annehmen. Somit ergibt sich aus Gleichung (3.1):

$$P(I = 1/2) = \frac{N_{1/2} - N_{-1/2}}{N_{1/2} + N_{-1/2}} \quad . \quad (3.2)$$

Nach [48] ergibt sich für die Energieaufspaltung  $\Delta E$  der beiden Einstellmöglichkeiten  $m_F = \pm 1/2$  in einem äußeren Magnetfeld  $\mathbf{B}_0$ :

$$|\Delta E| = \left| g(^3\text{He}) \right| \mu_k B_0 \quad , \quad (3.3)$$

dabei ist  $g$  der  $g$ -Faktor des <sup>3</sup>He-Kerns mit  $g=-4,25525$  und  $\mu_k$  das Kernmagneton mit  $\mu_k = 5,05078353(11) \cdot 10^{-27}$  J/T [49]. Für die Larmorfrequenz  $\omega_L$  erhält man:

$$\omega_L = \frac{\left| g(^3\text{He}) \right| \mu_k}{\hbar} B_0 = \gamma_{^3\text{He}} B_0 \quad , \quad (3.4)$$

mit dem reduzierten Planckschen Wirkungsquantum  $\hbar = 6,58211928(15) \cdot 10^{-16}$  eVs [6] und dem gyromagnetischen Verhältnis von <sup>3</sup>He mit  $\gamma_{^3\text{He}} = 2\pi \times 32,434102$  Hz/ $\mu\text{T}$  [9].

Im thermischen Gleichgewicht kommt es gemäß der Boltzmannstatistik zu einer Ungleichbesetzung der beiden Spinzustände, da der Zustand mit  $m_F = -1/2$  energetisch günstiger ist. Für das Verhältnis der Besetzungszahlen gilt:

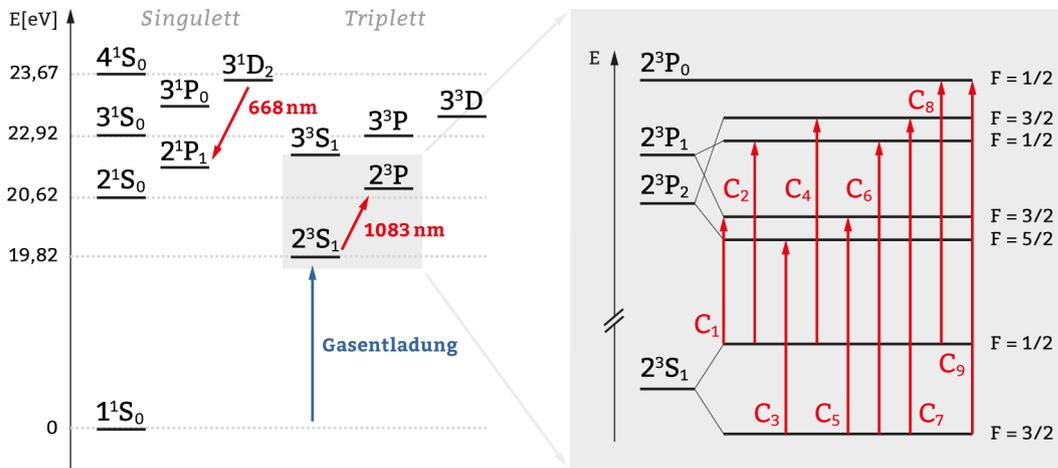
$$\frac{N_{-1/2}}{N_{+1/2}} = \exp\left(\frac{\Delta E}{k_B T}\right) = \exp\left(\frac{g\mu_K B_0}{k_B T}\right) \quad , \quad (3.5)$$

mit der Boltzmannkonstante  $k_B = 1,3806488(13) \cdot 10^{-23}$  J/K [49]. Nach Gleichung (3.2) ergibt sich somit für die Polarisation im thermischen Gleichgewicht:

$$P_B = \frac{\exp\left(\frac{g\mu_K B_0}{k_B T}\right) - 1}{\exp\left(\frac{g\mu_K B_0}{k_B T}\right) + 1} \approx \frac{g\mu_K B_0}{2k_B T} \quad \text{wenn} \quad g\mu_K B_0/k_B T \ll 1 \quad . \quad (3.6)$$

Mit dieser Gleichung kann man berechnen, dass die thermische Polarisation bei Raumtemperatur ( $T=300$  K) selbst bei einem Magnetfeld  $B_0$  im Teslabereich nur in der Größenordnung von  $10^{-6}$  liegt. Um eine Hyperpolarisation, d.h. einen Polarisationsgrad  $P \gg P_B$ , erreichen zu können, muss demnach auf das Verfahren des optischen Pumpens zurückgegriffen werden.

Beim optischen Pumpen können im Wesentlichen zwei unterschiedliche Verfahren zur Anwendung kommen: Das optische Spinaustauschpumpen<sup>1</sup> und das metastabile optische Austauschpumpen<sup>2</sup>. In der vorliegenden Arbeit wurde nur das zweite Verfahren verwendet. Daher wird nur diese Technik im Folgenden näher erläutert.



**Abbildung 3.1.:** Links: Termschema von <sup>3</sup>He mit den beim optischen Pumpen relevanten Übergängen.

Rechts: Ausschnitt des Termschemas mit den neun Hyperfeinlinien C1-C9 zwischen den Zuständen  $2^3S_1$  und  $2^3P_{0,1,2}$ .

<sup>1</sup>SEOP=Spin Exchange Optical Pumping, Nähere Informationen siehe [50].

<sup>2</sup>MEOP=Metastability Exchange Optical Pumping.

### 3.1.1. Metastabiles optisches Austauschpumpen

Beim metastabilen optischen Pumpen erfolgt die Übertragung des Drehimpulses des verwendeten Pumplichts auf ein <sup>3</sup>He-Hüllenelektron in einem metastabilen Zustand. Durch die Hyperfein-Kopplung wird der Drehimpuls des Hüllenelektrons wiederum auf den Kern übertragen und schließlich eine Kernspinpolarisation erzeugt.

Als Führungsfeld und Quantisierungsachse für die <sup>3</sup>He-Spins wird ein homogenes Magnetfeld benötigt. Der optische Pumpvorgang erfolgt entlang der Achse des Führungsfeldes. Das metastabile optische Austauschpumpen ist im Gegensatz zum Spinaustauschpumpen in einem Magnetfeld in der Größenordnung von  $\mu\text{T}$  nur bei <sup>3</sup>He-Drücken von  $p \sim 1$  mbar realisierbar.<sup>3</sup>

Über eine schwache Gasentladung wird etwa 1 ppm des zu polarisierenden <sup>3</sup>He vom  $1^1\text{S}_0$ -Zustand in den  $2^3\text{S}_1$ -Zustand angeregt (siehe Abbildung 3.1, links). Dieser Zustand ist metastabil und kann nicht über Strahlungsprozesse zerfallen. Seine Lebensdauer ist aufgrund von Stößen der <sup>3</sup>He-Atome mit der Wand der Pumpzelle auf etwa  $\tau_{\text{MS}} \sim 1$  ms beschränkt [47].

Durch Einstrahlen von zirkularpolarisiertem Pumplicht entlang der Führungsfeldachse mit einer Wellenlänge von 1083 nm lassen sich die metastabilen Zustände vom  $2^3\text{S}_1$ -Zustand in die  $2^3\text{P}_{0,1,2}$ -Zustände anregen. Als Pumplichtquelle dient dabei ein frequenzstabilisierter Laser, der Licht im Wellenlängenbereich von  $\cong 1083$  nm emittiert<sup>4</sup>. In Abbildung 3.1, rechts sind die dabei möglichen Übergänge eingezeichnet und nach aufsteigender Energie von C1 bis C9 durchnummeriert. Zum effektiven optischen Pumpen werden vor allem die beiden Übergänge C8 und C9 benutzt:

$$\text{C8} : 2^3\text{S}_1, F = 1/2 \rightarrow 2^3\text{P}_0, F = 1/2 \quad \lambda = 1083,06 \text{ nm}$$

$$\text{C9} : 2^3\text{S}_1, F = 3/2 \rightarrow 2^3\text{P}_0, F = 1/2 \quad \lambda = 1083,03 \text{ nm}$$

Die Hyperfeinlinien C1-C7 können aufgrund der Dopplerverbreiterung bei Raumtemperatur nicht klar voneinander getrennt werden (siehe Abbildung 6.15, links) und eignen sich nicht zum selektiven Pumpen.

Die beim optischen Pumpvorgang über die C8 oder C9-Linie angeregten Zustände  $2^3\text{P}_0$  besitzen eine Lebensdauer von  $\tau_{\text{P}} \sim 10^{-7}$  s [52]. Während dieser Zeit ergibt sich über gaskinetische Stöße eine Gleichbesetzung der beiden Zeemanzustände des  $2^3\text{P}_0$ -Niveaus<sup>5</sup>. Anschließend erfolgt ein isotroper Zerfall dieser beiden Zustände in das  $2^3\text{S}_1$ -Niveau. Bei der Verwendung von  $\sigma^-$ -Licht zum optischen Pumpen wird bei dem Übergang von Zuständen des  $2^3\text{S}_1$ -Niveaus zu Zuständen des  $2^3\text{P}_0$ -Niveaus die magnetische Quantenzahl um  $\Delta m_{\text{F}} = -1$  geändert. Daraus resultiert nach dem isotropen Zerfall der  $2^3\text{P}_0$ -Zustände eine Entvölkerung der  $2^3\text{S}_1$ -Zustände mit größeren  $m_{\text{F}}$  zugunsten der Zustände mit niedrigerem  $m_{\text{F}}$ . Somit ergibt sich eine Ungleichbesetzung der  $2^3\text{S}_1$ -Zustände (siehe Abbildung 3.2).

Über die Hyperfeinwechselwirkung mit einer Zeitkonstante von  $\tau_{\text{HF}} \sim 10^{-10}$  s [53]

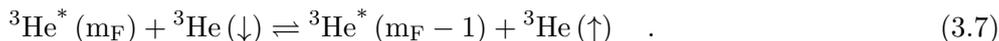
<sup>3</sup>In [51] konnte gezeigt werden, dass metastabiles optisches Austauschpumpen in Magnetfeldern in der Größenordnung von Tesla und <sup>3</sup>He-Drücken von mehreren Millibar realisiert werden kann. Dort wurden in einem Magnetfeld mit  $B_0 = 2$  T bei einem <sup>3</sup>He-Druck von 64 mbar Polarisationen von bis zu 50 Prozent erzielt.

<sup>4</sup>Der in dieser Arbeit verwendete Laser ist ein 5 Watt Ytterbium-Faserlaser des Herstellers Keopsys (siehe Abschnitt [6.4.1]). Die spektrale Breite des Lasers ist mit  $\cong 2$  GHz auf das dopplerverbreitete Absorptionsprofil des Übergangs optimiert.

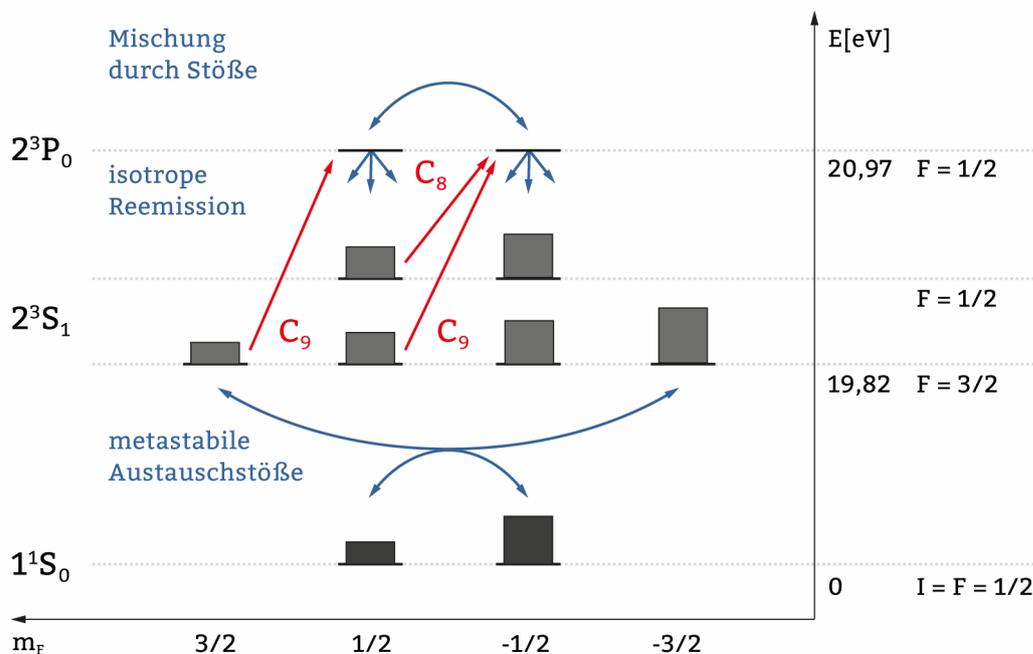
<sup>5</sup>collisional mixing.

wird diese Ungleichbesetzung der Hüllenelektronen auf den Kern des  ${}^3\text{He}$ -Atoms übertragen. Dies führt zu einer Ausrichtung des Kernspins der metastabilen Atome entlang der Achse des äußeren Magnetfeldes.

Durch sogenannte metastabile Austauschstöße der jetzt kernspinpolarisierten metastabilen Atome mit unpolarisierten Atomen im Grundzustand kann sich kurzzeitig ein Molekül bilden. Die Lebensdauer dieses Molekül entspricht in etwa der Dauer der binären Stoßzeit von  $\tau_{\text{bin}} \sim 10^{-12}$  s [54]. Durch die Ununterscheidbarkeit der beiden Atomkerne kann bei diesen Stößen gerade die jeweilige Elektronenhülle ausgetauscht werden. Dies hat zur Folge, dass nun ein polarisiertes Atom im Grundzustand vorliegt und sich ein jetzt unpolarisiertes Atom im metastabilen Zustand befindet:



Da durch den Pumpprozess mehr Atome in Zuständen mit geringerem  $m_F$  vorliegen, läuft dieser Prozess überwiegend von rechts nach links ab. Grundzustandsatome mit  $m_I = 1/2$  gehen also verstärkt in Atome mit  $m_I = -1/2$  über. In einer Vielzahl von Messungen konnte gezeigt werden, dass es durch dieses Verfahren möglich ist,  ${}^3\text{He}$ -Kernspinpolarisation von bis zu 90 Prozent zu erreichen (siehe bspw. [47]).



**Abbildung 3.2.:** Optischer Pumpprozess über die C8- bzw. C9-Linie bei Verwendung von links zirkular polarisiertem  $\sigma^-$ -Licht. Entvölkerung der Zustände mit größerem  $m_F$  zugunsten der mit niedrigerem  $m_F$ .

Die zum optischen Pumpen benötigte Gasentladung hat relaxierende Eigenschaften. Neben den metastabilen  $2^3\text{S}_1$ -Zuständen werden viele andere Zustände angeregt. Angeregte Zustände mit  $l \neq 0$  koppeln über die Hyperfeinwechselwirkung an den Kernspin und übertragen einen Teil der Kernspinpolarisation wieder in die Elektronenhülle. Von dort wird der Drehimpuls der Hülle durch spontane Emission in Form von elektromagnetischer Strahlung abgestrahlt, was einen Relaxationsprozess darstellt. Dieser Prozess ist also gerade gegenläufig zum eigentlichen optischen Pumpvorgang und abhängig von der Stärke der Gasentladung.

Die Anregung von bereits kernspinpolarisierten Atomen durch die Gasentladung in den  $3^1D_2$ -Zustand kann man sich jedoch zu Nutze machen, um indirekt die vorhandene Kernspinpolarisation zu messen. Durch die Hyperfeinwechselwirkung werden die einzelnen Zeemanzustände des  $3^1D$ -Niveaus unterschiedlich stark besetzt. Beim Zerfall dieser Zustände in den  $2^1P_1$ -Zustand wird teilweise zirkularpolarisiertes Fluoreszenzlicht mit einer Wellenlänge von 668 nm abgestrahlt. Der Grad der Zirkularpolarisation dieses Fluoreszenzlichtes ist dabei gerade proportional zum Grad der Kernspinpolarisation. Unter Berücksichtigung eines druckabhängigen Eichfaktors  $\alpha$  [55] lässt sich durch das gemessene Fluoreszenzlicht die vorliegende Kernspinpolarisation bestimmen (siehe Abschnitt [6.4.3]).

### 3.2. Relaxation der Polarisation, ( $T_1$ -Zeiten)

Nach Durchführung des optischen Pumpprozesses sind die Kernspins aller polarisierten <sup>3</sup>He-Atome in einer Richtung parallel<sup>6</sup> zur Feldrichtung des Haltefeldes  $\mathbf{B}_0$  ausgerichtet. Nach Abschalten des Pumplichtes zerfällt diese Polarisation, da die Gesamtheit der Atome den ursprünglichen thermischen Gleichgewichtszustand  $P_B \cong 0$  anstrebt. Der Zerfall der Kernspinpolarisation erfolgt hierbei exponentiell und die Zerfallskonstante der longitudinalen Gesamtrelaxation wird mit  $T_1$  bezeichnet. Es gilt:

$$P(t) = (P_0 - P_B) e^{-(t/T_1)} + P_B \quad , \quad (3.8)$$

dabei ist  $P_0$  die Ausgangspolarisation direkt nach dem optischen Pumpprozess und  $P(t)$  die nach der Zeit  $t$  vorhandene Restpolarisation.

Der Polarisationzerfall wird bei eingeschalteter Gasentladung - wie oben beschrieben - beschleunigt. Man spricht hierbei von „Hellrelaxation“. Die  $T_1$ -Zeit liegt bei der „Hellrelaxation“ in der Größenordnung von wenigen Minuten und überwiegt damit alle andere Relaxationsprozesse.

Im Folgenden werden die weiteren Relaxationsmechanismen der Polarisation, die zur Gesamtrelaxation beitragen, bei ausgeschalteter Gasentladung betrachtet. Die Gesamtrelaxationsrate ( $1/T_1$ ) setzt sich dabei hauptsächlich aus der sogenannten Gradientenrelaxationsrate ( $1/T_1^{\text{grad}}$ ) sowie der Relaxationsrate durch Wandstöße ( $1/T_1^{\text{wand}}$ ) und Stöße der Atome untereinander ( $1/T_1^{\text{dipol}}$ ) zusammen:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_1^{\text{grad}}} + \frac{1}{T_1^{\text{wand}}} + \frac{1}{T_1^{\text{dipol}}} \quad . \quad (3.9)$$

#### 3.2.1. Gradientenrelaxation

Die Gradientenrelaxation resultiert, wie der Name schon sagt, aus den Feldgradienten des Haltefeldes  $\mathbf{B}_0$ . Für die Pumpzellenatome ergibt sich bei der Diffusion in einem räumlich veränderlichen Magnetfeld in ihrem Ruhesystem eine zeitliche Feldänderung. Falls im Fourierspektrum dieser zeitlichen Feldänderung die Larmorfrequenz des <sup>3</sup>He-Kernspins enthalten ist, kann ein Umklappen der Spins induziert werden. Dies führt insgesamt zu einer Umbesetzung der Energieniveaus hin zum thermischen Gleichgewichtszustand der Boltzmann-Verteilung. Nach [56] gilt für die

<sup>6</sup>D.h. in longitudinaler Richtung zum Haltefeld.

Zerfallskonstante  $T_1^{\text{grad}}$  der Gradientenrelaxation:

$$\frac{1}{T_1^{\text{grad}}} = D \cdot \frac{|\nabla B_x|^2 + |\nabla B_y|^2}{B_0^2} = D \cdot G_r^2 \quad , \quad (3.10)$$

dabei ist  $D$  der Diffusionskoeffizient des Gases,  $B_0$  das mittlere Magnetfeld entlang der  $z$ -Achse in longitudinaler Hauptfeldrichtung und  $G_r$  der relative Gradient des Magnetfeldes in transversaler Richtung. Der Diffusionskoeffizient ist nach [57] druck- und temperaturabhängig und es gilt:

$$D = D_0 \frac{p_0}{p} \frac{T^{3/2}}{T_0^{3/2}} \quad . \quad (3.11)$$

Nach [58] erhält man bei einer Temperatur  $T_0 = 293$  K und einem Druck  $p_0 = 1$  bar den Wert  $D_0 = 1,8 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ .

Bei Raumtemperatur ergibt sich nach [59] in Abhängigkeit vom Pumpzellendruck  $p$  näherungsweise folgender Zusammenhang zwischen der  $T_1^{\text{grad}}$ -Relaxationszeit des polarisierten <sup>3</sup>He-Gases und dem vorliegenden relativen Magnetfeldgradienten  $G_r$  :

$$T_1^{\text{grad}} [\text{h}] \approx \frac{1}{6900} \frac{p [\text{bar}]}{G_r^2 [\text{cm}^{-2}]} \quad . \quad (3.12)$$

Anhand obiger Gleichung errechnet sich demnach folgende Obergrenze für den relativen Magnetfeldgradienten, um bei einem Pumpzellendruck von 1 mbar  $T_1^{\text{grad}}$ -Zeiten in der Größenordnung von einer Stunde zu erreichen:

$$G_r < 3,8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1} \quad . \quad (3.13)$$

Diese im Folgenden Homogenitätsbedingung genannte Anforderung an die relativen Gradienten des Haltefeldes  $B_0$  musste bei der Konstruktion der im späteren Teil dieser Arbeit beschriebenen Spulensysteme und Abschirmungen berücksichtigt werden.

### 3.2.2. Wandrelaxation

Die Wandrelaxation ist bei homogenem Magnetfeld und ausgeschalteter Gasentladung der dominierende Faktor bei der Relaxation des polarisierten <sup>3</sup>He innerhalb der jeweiligen Pumpzelle. Dieser Effekt ist druckunabhängig, skaliert aber mit dem Verhältnis aus Oberfläche  $O$  und Volumen  $V$  der Pumpzelle:

$$\frac{1}{T_1^{\text{wand}}} = \eta \cdot \frac{O}{V} \quad , \quad (3.14)$$

wobei  $\eta$  die Relaxivität des verwendeten Materials kennzeichnet. Durch Stöße der polarisierten <sup>3</sup>He-Atome mit der Oberfläche der Pumpzelle, wechselwirken die Atome mit paramagnetischen und ferromagnetischen Zentren innerhalb der Oberfläche über dipolare und Fermi-Kontaktwechselwirkung [60][61][62]. Dies kann einen Verlust der Kernspinpolarisation hervorrufen. Um diesen Effekt zu minimieren, wird bei den später verwendeten Pumpzellen und allen Leitungen, die zum Transfer des <sup>3</sup>He dienen, ein möglichst geringes Oberflächen-zu-Volumen-Verhältnis angestrebt.

Die Wandrelaxation ist zusätzlich über die Relaxivität  $\eta$  vom Material der Pumpzellen und Transferleitungen und deren magnetischen Eigenschaften abhängig. Daher

kommen nur möglichst unmagnetische Werkstoffe zum Einsatz. Bei den Pumpzellen erreicht man bei Verwendung von Duranglas  $T_1^{\text{wand}}$ -Zeiten von 1-3 Stunden<sup>7</sup>. Für Speicherzellen mit polarisiertem <sup>3</sup>He kann durch Einsatz des speziellen Aluminosilikatglases GE180<sup>8</sup> die  $T_1^{\text{wand}}$ -Zeit auf mehrere 100 Stunden ausgedehnt werden. Bei dem in Kapitel 7 beschriebenen Polarisator werden bei den Baugruppen, die in Kontakt mit polarisiertem <sup>3</sup>He treten können, nur unmagnetische Materialien wie Titan, Kupfer und Bronze verwendet.

### 3.2.3. Relaxation durch binäre Stöße

Ein weiterer Relaxationprozess ergibt sich durch die Stöße der <sup>3</sup>He-Atome untereinander. Bei einem binären Stoß zweier <sup>3</sup>He-Atome kommt es aufgrund der dipolaren Wechselwirkung zu Spinumklappprozessen [63]. Dies führt zur Zerstörung der Kernspinpolarisation. Dieser Effekt ist abhängig von der vorhandenen Teilchendichte und ist daher gerade bei höheren Drücken relevant. Nach [64] ergibt sich für die Relaxationszeit von <sup>3</sup>He durch binäre Helium-Helium-Stöße bei einer Temperatur  $T = 300$  K:

$$T_1^{\text{dipol}} [\text{h}] = \frac{817}{p_{\text{He}} [\text{bar}]} \quad . \quad (3.15)$$

Die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute kompakte <sup>3</sup>He-Polarisationseinheit liefert in eine Speicherzelle Drücke von maximal 200 mbar. Aus obiger Formel errechnet sich eine  $T_1^{\text{dipol}}$ -Zeit von mehreren tausend Stunden. Da die Speicherzelle zusätzlich beim Betrieb des <sup>3</sup>He-Magnetometers im Zeitintervall von etwa 15 Minuten zum Experiment hin entleert wird, ist dieser Relaxationsprozess im Folgenden völlig zu vernachlässigen.

Ein nicht zu vernachlässigender Effekt durch binäre Stöße ergibt sich bei der Anwesenheit von paramagnetischen Gasatomen. Bei einer dipolaren Wechselwirkung zwischen <sup>3</sup>He und beispielsweise molekularem Sauerstoff mit einem Elektronenspin von  $S=1$  ergibt sich nach [65] eine viel größere Relaxationsrate und es gilt:

$$T_1^{\text{O}_2} [\text{s}] = \frac{2,5}{p_{\text{O}_2} [\text{bar}]} \quad . \quad (3.16)$$

Demnach muss vor Betrieb des <sup>3</sup>He-Magnetometers der Partialdruck von Sauerstoff im System möglichst minimiert werden. Dies wird durch gute Evakuierung des Systems gewährleistet.

## 3.3. Bewegung des Kernspins in einem Magnetfeld - Spinpräzession

Der Kernspin  $\mathbf{I}$  und das magnetische Moment  $\boldsymbol{\mu}_{\text{He}}$  eines <sup>3</sup>He-Atoms sind über die Beziehung  $\boldsymbol{\mu} = \gamma_{\text{He}} \mathbf{I}$  miteinander verknüpft. Aus der Ausrichtung der magnetischen Momente aller polarisierten Atome nach dem optischen Pumpprozess parallel zur Feldrichtung des Magnetfeldes  $\mathbf{B}_0$  ergibt sich ein resultierendes magnetisches Moment  $\mathbf{m}$  für das gilt:

$$\mathbf{m} = N P \boldsymbol{\mu}_{\text{He}} \quad , \quad (3.17)$$

<sup>7</sup>Bei Duran liegt  $\eta$  im Bereich  $0,3 \leq \eta_{\text{Duran}} [\text{cm/h}] \leq 1$ .

<sup>8</sup>siehe Abschnitt [7.4.2],  $\eta_{\text{GE180}} \approx 0,01$  cm/h.

mit der Teilchenzahl  $N$  der im Gas vorhandenen Atome und der Polarisation  $P$ . Durch Normierung dieser Größe mit dem betrachteten Volumen  $V$  erhält man die makroskopische Magnetisierung  $\mathbf{M}$ :

$$\mathbf{M} = \frac{1}{V} \mathbf{m} = \frac{1}{V} \sum \boldsymbol{\mu} \quad . \quad (3.18)$$

Klassisch gesehen wirkt auf das magnetische Moment  $\boldsymbol{\mu}_{^3\text{He}}$  in einem äußeren Magnetfeld das Drehmoment  $\mathbf{T}$ :

$$\mathbf{T} = \frac{d}{dt} \mathbf{I} = \boldsymbol{\mu}_{^3\text{He}} \times \mathbf{B} \quad . \quad (3.19)$$

Mit  $\boldsymbol{\mu}_{^3\text{He}} = \gamma_{^3\text{He}} \mathbf{I}$  folgt:

$$\frac{1}{\gamma_{^3\text{He}}} \frac{d \boldsymbol{\mu}_{^3\text{He}}}{dt} = \boldsymbol{\mu}_{^3\text{He}} \times \mathbf{B} \quad . \quad (3.20)$$

Nach der Normierung über das Volumen ergibt sich somit für die makroskopische Magnetisierung:

$$\frac{d \mathbf{M}}{dt} = \gamma_{^3\text{He}} \mathbf{M} \times \mathbf{B} \quad . \quad (3.21)$$

Solange die magnetischen Momente der Atome parallel oder antiparallel zum äußeren Magnetfeld orientiert sind, wirkt auf sie kein äußeres Drehmoment.

Erfolgt jedoch eine Auslenkung der Magnetisierung aus der Gleichgewichtslage parallel zur  $z$ -Achse, ergibt sich aus dem nun resultierenden Drehmoment eine Präzessionsbewegung der magnetischen Momente um die  $z$ -Feldrichtung des äußeren Magnetfeldes. Die ursprünglich nur longitudinal ausgerichtete Magnetisierung setzt sich nun also auch aus transversalen Komponenten zusammen. Für die Präzessionsfrequenz gilt dabei  $\omega_L = \gamma_{^3\text{He}} B_z$ . Eine der Aufgaben dieser Arbeit war es diese Präzession der transversalen Komponenten der Magnetisierung und damit die Spinpräzession im Falle von  $^3\text{He}$  nachzuweisen.

Zum Auslenken der Magnetisierung aus ihrer Gleichgewichtslage gibt es zwei verschiedene Möglichkeiten:

### Einstrahlen eines Radiofrequenzpulses

Dazu wird ein Wechselfeld  $\mathbf{B}_{\text{RF}}(t)$ , das in der  $x$ - $y$ -Ebene mit der Frequenz  $\omega_{\text{RF}}$  um die  $z$ -Achse des Feldes rotiert, eingestrahlt. Für den Fall, dass gilt  $\omega_{\text{RF}} = \omega_L$ , ist das eingestrahlte Feld  $\mathbf{B}_{\text{RF}}(t)$  in einem mit der Frequenz  $\omega_L$  um die  $z$ -Achse rotierenden Koordinatensystem konstant ( $\mathbf{B}'_{\text{RF}}(t) = \text{konst.}$ ). Daraus resultiert ein Drehmoment, das die Magnetisierung  $\mathbf{M}$  im rotierenden Koordinatensystem aus der ursprünglichen  $z$ -Richtung in der Ebene senkrecht zu  $\mathbf{B}'_{\text{RF}}(t)$  in Richtung der  $x'$ - $y'$ -Ebene dreht.

Im Laborsystem bewegt sich die Spitze des Magnetisierungsvektors auf einer Kugeloberfläche (Blochkugel) und spiralförmig um die  $z$ -Achse herum auf die  $x$ - $y$ -Ebene zu. Somit ergibt sich eine von null verschiedene transversale Komponente für die Magnetisierung. Nach Ausschalten des Wechselfeldes  $\mathbf{B}_{\text{RF}}(t)$  präzediert der Magnetisierungsvektor weiter um die Feldrichtung von  $\mathbf{B}_0$ . Dabei gilt für den Winkel  $\alpha$  zwischen  $\mathbf{M}$  und  $\mathbf{B}_0$ :

$$\alpha = \tau_{\text{RF}} \cdot \gamma_{^3\text{He}} \cdot B_{\text{RF}} \quad . \quad (3.22)$$

Dabei ist  $\tau_{\text{RF}}$ -die Einstrahldauer und  $B_{\text{RF}}$  die Amplitude des rotierenden Wechselfeldes  $\mathbf{B}_{\text{RF}}$ . In der Praxis wird ein linear polarisiertes Wechselfeld eingestrahlt. Von den rechts- und linksdrehenden Komponenten dieses Feldes kann die zum Spin entgegengesetzt rotierende Komponente vernachlässigt werden. In diesem Fall gilt statt Gleichung (3.22):

$$\alpha = \frac{1}{2} \tau_{\text{RF}} \cdot \gamma_{\text{He}} \cdot B_{\text{RF}} \quad . \quad (3.23)$$

Die Signalamplitude der später zu messenden Spinpräzession ist proportional zu  $\sin \alpha$ . Bei einem  $\pi/2$ -Spinflip erfolgt gerade eine Auslenkung des Magnetisierungsvektors um  $90^\circ$  bezüglich der z-Achse. Dabei wird die transversale Magnetisierung gleich der ursprünglichen Gesamtmagnetisierung und die Signalamplitude der Spinpräzession maximal.

Die Schwierigkeit bei diesem Verfahren liegt darin, die Resonanz des eingestrahlteten Wechselfeldes mit der Frequenz  $\omega_{\text{RF}}$  mit der Präzessionsfrequenz  $\omega_{\text{L}}$  zu gewährleisten ( $\omega_{\text{RF}} = \omega_{\text{L}}$ ).

### Nicht-adiabatische Felddrehung

Für eine zweite Variante zur Auslenkung der Magnetisierung benötigt man zwei Magnetfelder  $\mathbf{B}_{\text{long}}(t)$  und  $\mathbf{B}_{\text{trans}}(t)$ , deren Feldrichtungen genau senkrecht zueinander angeordnet sind. Das longitudinale Feld  $\mathbf{B}_{\text{long}}(t)$  wird zum Polarisieren der <sup>3</sup>He-Atome genutzt. Nach dem optischen Pumpprozess wird dieses Feld ausgeschaltet und gleichzeitig das transversale Feld  $\mathbf{B}_{\text{trans}}(t)$  eingeschaltet. Wenn für die Umschalt-dauer  $\tau_{\text{Schalt}}$  gilt ( $1/\tau_{\text{Schalt}} \ll \nu_{\text{Larmor}}$ ), erfolgt eine nicht-adiabatische Felddrehung. Die Spins der <sup>3</sup>He-Atome können der schnellen Feldänderung nicht folgen und beginnen daher um die Achse des  $\mathbf{B}_{\text{trans}}(t)$ -Feldes zu präzedieren. Die Magnetisierung präzediert dabei vollständig in der Ebene senkrecht zur Feldachse.

Bei diesem Verfahren ergibt sich im Vergleich zur Einstrahlung eines Radiofrequenzpulses der Vorteil, dass man nicht auf die Kenntnis der exakten Resonanzfrequenz angewiesen ist. Selbst bei zeitlichen Schwankungen der magnetischen Flussdichten des Führungsfeldes und einer damit verbundenen Änderung der Präzessionsfrequenz der einzelnen Spins wird somit immer eine sehr gute Reproduzierbarkeit in der Auslenkung der Spins erreicht.

Beide Verfahren wurden in Kapitel 6 erfolgreich angewandt, um die freie Spinpräzession der <sup>3</sup>He-Atome in einem äußeren Magnetfeld auszulösen und anschließend nachzuweisen.

Die Magnetisierung ist während der Präzessionsbewegung bestrebt, in die ursprüngliche Ruhelage zurückzukehren. Dadurch ist eine zeitliche Abnahme der transversalen Komponenten der Magnetisierung in der x-y-Ebene zu beobachten. Dieser zeitliche Verlauf lässt sich mit Hilfe der Blochgleichungen beschreiben:

$$\frac{d M_x}{d t} = (\gamma_{\text{He}} \mathbf{M} \times \mathbf{B})_x - \frac{M_x}{T_2} \quad , \quad (3.24)$$

$$\frac{d M_y}{d t} = (\gamma_{\text{He}} \mathbf{M} \times \mathbf{B})_y - \frac{M_y}{T_2} \quad , \quad (3.25)$$

$$\frac{d M_z}{d t} = (\gamma_{\text{He}} \mathbf{M} \times \mathbf{B})_z - \frac{M_z - M_0}{T_1} \quad . \quad (3.26)$$

Hierbei ist  $T_1$  die schon beschriebene Zerfallskonstante der Polarisation bzw. longitudinalen Magnetisierung.  $T_2$  ist die Zerfallskonstante für den Abfall der transversalen Komponenten der Magnetisierung und wird im Folgenden näher erläutert.

### 3.3.1. Relaxation der transversalen Magnetisierung, ( $T_2^*$ -Zeiten)

Der Abfall der transversalen Magnetisierung erklärt sich in erster Linie durch Inhomogenität des Magnetfeldes, in dem die Spinpräzession stattfindet. In der Realität lässt sich kein vollkommen homogenes Magnetfeld verwirklichen. Aufgrund vorhandener Feldgradienten nehmen die einzelnen <sup>3</sup>He-Atome an ihrem jeweiligen Ort leicht unterschiedliche magnetische Flussdichten des Feldes wahr. Daraus resultieren minimale Unterschiede in der Präzessionsfrequenz der einzelnen Kernspins. Dies führt zeitlich betrachtet zu einer immer größeren Dekohärenz der Spinpräzessionen und damit zu einem Auseinanderlaufen der makroskopischen Magnetisierung. Damit sinkt die Signalamplitude der messbaren Spinpräzession immer weiter ab und verschwindet schließlich vollständig. Die Zerfallskonstante für den gradientenbedingten Abfall der transversalen Magnetisierung wird mit  $T_2^{\text{grad}}$  bezeichnet. Nach [66] ergibt sich für die in Kapitel 5 und 6 verwendeten zylindrischen Pump- bzw. Speicherzellen:

$$\frac{1}{T_2^{\text{grad}}} = \frac{\gamma_{\text{He}}^2 L^4}{120D} \left( \frac{\partial B_z}{\partial x} \right)^2 + \frac{7\gamma_{\text{He}}^2 R^4}{96D} \left( \frac{\partial B_z}{\partial y} \right)^2 . \quad (3.27)$$

Hierbei sind  $L$  und  $R$  Länge/Höhe bzw. Radius der verwendeten Glaszelle und  $D \propto 1/p$  der Diffusionskoeffizient des <sup>3</sup>He-Gases (siehe Gleichung (3.11)).

Die  $T_2^{\text{grad}}$ -Zeit ist also auch abhängig vom Druck innerhalb der <sup>3</sup>He-Zelle. Bei geringem Druck ist die Diffusion der einzelnen Atome hoch und sie sehen alle im Mittel eine gleich große magnetische Flussdichte<sup>9</sup>. Dadurch wird die Gradientenrelaxation der  $T_2^{\text{grad}}$ -Zeit im Vergleich zu hohen Zellendrücken minimiert. Bei höheren Drücken und geringerer Diffusion wird die gradientenbedingte Relaxation hingegen verstärkt. Die Relaxation der transversalen Magnetisierung durch Feldinhomogenität wird zusätzlich vom oben beschriebenen Abfall der longitudinalen Magnetisierung, d.h. der ursprünglichen Polarisation, überlagert. Der dominierende Faktor ist hierbei die Wandrelaxation mit der Zerfallskonstante  $T_1^{\text{wand}}$ . Aus beiden Effekten erhält man schließlich die effektive Relaxationsrate  $T_2^*$ :

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_1^{\text{wand}}} + \frac{1}{T_2^{\text{grad}}} . \quad (3.28)$$

Bei dem späteren Betrieb des <sup>3</sup>He-Magnetometers am n2EDM-Experiment möchte man die <sup>3</sup>He-Spinpräzession über einen Zeitraum von mehreren Ramsey-Zyklen (jeweils etwa 5 min) messen. Damit im Intervall zwischen Beginn und Ende der jeweiligen Messung der Abfall der Amplitude des Spinpräzessionssignals im Bereich weniger Prozent liegt und das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis annähernd konstant bleibt, benötigt man  $T_2^*$ -Zeiten in der Größenordnung von etwa einer Stunde. Anhand Gleichung (3.27) und Gleichung (3.28) lassen sich die dazu erforderlichen Feldgradienten wie folgt abschätzen:

Die geplanten zylindrischen Magnetometerzellen für das n2EDM-Experiment haben einen Innendurchmesser von 50 cm und eine innere Höhe von 4 cm. Die Zellen bestehen aus Borosilikatglas mit einer mittleren  $T_1^{\text{wand}}$ -Zeit von etwa 2 Stunden [60].

<sup>9</sup>Dies wird auch „motional narrowing“ genannt.

Der Diffusionskoeffizient ergibt sich bei einem Magnetometerzellendruck von 1 mbar und einer Temperatur von 293 K nach Gleichung (3.11) zu  $D = 1,8 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$ . Setzt man die beiden Feldgradienten  $\partial B_z/\partial x$  und  $\partial B_z/\partial y$  in Gleichung (3.27) gleich, ergeben sich mit obigen Werten schließlich erforderliche Feldgradienten von etwa 15 pT/cm.

Diese Feldgradienten sind demnach die Obergrenze, um das <sup>3</sup>He-Magnetometer bei einem Zellendruck von 1 mbar mit einer  $T_2^*$ -Zeit von etwa einer Stunde betreiben zu können.

### 3.4. Magnetometrie mit <sup>3</sup>He

Polarisiertes <sup>3</sup>He in einer Speicherzelle kann dazu genutzt werden, um anhand der Spinpräzession die magnetische Flussdichte eines Magnetfeldes, in dem die Speicherzelle platziert wird, zu bestimmen. Das in Abschnitt [2.4] beschriebene <sup>3</sup>He-Magnetometer soll im n2EDM-Experiment dazu genutzt werden, die Magnetfelder innerhalb des Experiments zu überwachen.

In der Vergangenheit wurde in verschiedenen Messungen die Sensitivität solcher <sup>3</sup>He-Magnetometer untersucht. In [67], [68] und [69] werden Experimente beschrieben, die mit polarisiertem <sup>3</sup>He im BMSR-II der PTB in Berlin durchgeführt wurden.

Die Auslese der <sup>3</sup>He-Spinpräzession erfolgte dabei mit einem DC-SQUID<sup>10</sup> Mess-System. Da dieses Mess-System in der vorliegenden Arbeit keine weitere Rolle spielt, sei zur detaillierteren Beschreibung von Aufbau und Funktionsweise auf [70] verwiesen. SQUIDS erreichen intrinsische Sensitivitäten von  $1 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ , allerdings müssen sie zum Betrieb in einen Temperaturbereich von  $T \sim 4 \text{ K}$  abgekühlt werden. Der Einsatz von SQUIDS innerhalb einer nEDM-Spektrometerkammer ist daher aus technischen Gründen bislang nicht realisierbar.

In [67] wurden bei den beschriebenen Messungen zylindrische Magnetometerzellen in der Form, wie sie später am n2EDM-Experiment eingesetzt werden sollen, verwendet. Es war möglich die <sup>3</sup>He-Spinpräzession mit  $T_2^*$ -Zeiten im Bereich von 45 Minuten nachzuweisen.

#### 3.4.1. Abschätzung der Sensitivität eines <sup>3</sup>He-Magnetometers

Aus den Rohdaten dieser Messungen konnte die <sup>3</sup>He-Spinpräzession als Sinusschwingung mit der Frequenz  $f = \nu_{\text{He}}$  visualisiert werden. Der Abfall der Amplitude  $A$  dieser Sinusschwingung erfolgt exponentiell mit der  $T_2^*$ -Zeit und wird durch den Dämpfungsfaktor  $\beta = \Delta t/T_2^*$  beschrieben. Hierbei ist  $\Delta t$  die Messzeit pro Datenpunkt. Zwischen der Messzeit  $\Delta t$ , der Abtastrate  $\nu_{\text{SR}}$  und der Nyquist-Frequenz  $\nu_{\text{BW}}$  gilt folgender Zusammenhang:

$$\Delta t = \frac{1}{\nu_{\text{SR}}} = \frac{1}{2\nu_{\text{BW}}} \quad . \quad (3.29)$$

Das Signal  $S[n]$  der Sinusschwingung hat insgesamt folgende Form:

$$S[n] = A \cdot \sin(2\pi \cdot \nu_{\text{He}} \cdot \Delta t \cdot n + \phi) \cdot e^{-(\beta \cdot n)} + W[n] \quad \text{mit } n = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad , \quad (3.30)$$

<sup>10</sup>DS-SQUID = Direct Current Superconducting Quantum Interference Device.

dabei ist  $N$  die Anzahl der Messpunkte,  $\phi$  die Signalphase und  $W[n]$  das weiße Rauschen.

Aus diesem Signal kann mittels der Cramer-Rao-Lower-Bound-Theorie (CRLB) die Sensitivität des <sup>3</sup>He-Magnetometers bestimmt werden [71]:

Für den Fall, dass die transversale Relaxationszeit  $T_2^*$  größer ist als die Gesamtmesszeit  $T$  ( $T \leq T_2^*$ ), kann die Dämpfung des Signals vernachlässigt werden. Dann ergibt sich für das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis (SNR) ein Mittelwert  $\overline{\text{SNR}} = \overline{A}/N_\alpha$ . Das Rauschen  $N_\alpha$  ist dabei definiert als die Wurzel aus dem Integral über das Quadrat der spektralen Leistungsdichte  $\rho_\alpha$  des Signals:

$$N_\alpha = \sqrt{\int_0^{\nu_{\text{BW}}} (\rho_\alpha^2 \cdot d\nu)} \quad . \quad (3.31)$$

Im Falle von weißem Rauschen gilt  $N_\alpha = \rho_\alpha \sqrt{\nu_{\text{BW}}}$ .

Wird die Empfindlichkeit des Magnetometers nur durch statistisches Rauschen und nicht durch andere Rauschquellen limitiert, dann ergibt sich nach [71] aus der CRLB-Theorie die untere Grenze für die Varianz  $\sigma_\nu^2$  der Frequenz  $\nu_{\text{He}}$  des Magnetometers bei vernachlässigbarer Signaldämpfung wie folgt:

$$\sigma_\nu^2 \geq \frac{12}{(2\pi)^2 (\overline{A}/N_\alpha)^2 \cdot \nu_{\text{BW}} \cdot T^3} = \frac{12}{(2\pi)^2 (\text{SNR})^2 \cdot \nu_{\text{BW}} \cdot T^3} \quad . \quad (3.32)$$

Über die Beziehung  $2\pi\nu_{\text{He}} = \gamma_{\text{He}} \cdot B$  folgt nach [72] für die Sensitivität  $\delta B$  des Magnetometers Feldänderungen wahrzunehmen:

$$\delta B \geq \frac{\sqrt{12}}{\text{SNR} \cdot \gamma_{\text{He}} \cdot T^{3/2}} \quad . \quad (3.33)$$

Zum Erreichen hoher Sensitivitäten auf Änderungen des Magnetfeldes, in welchem sich das <sup>3</sup>He-Magnetometer befindet, muss demnach das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis möglichst groß sein. Außerdem ist aus obiger Formel ersichtlich, dass mit zunehmender Messzeit  $T$  auch die Empfindlichkeit des Magnetometers gesteigert wird.

In [72] wurde für die Sensitivität eines <sup>3</sup>He-Magnetometers ein Wert von

$$\delta B \approx 2 \text{ fT} \quad (3.34)$$

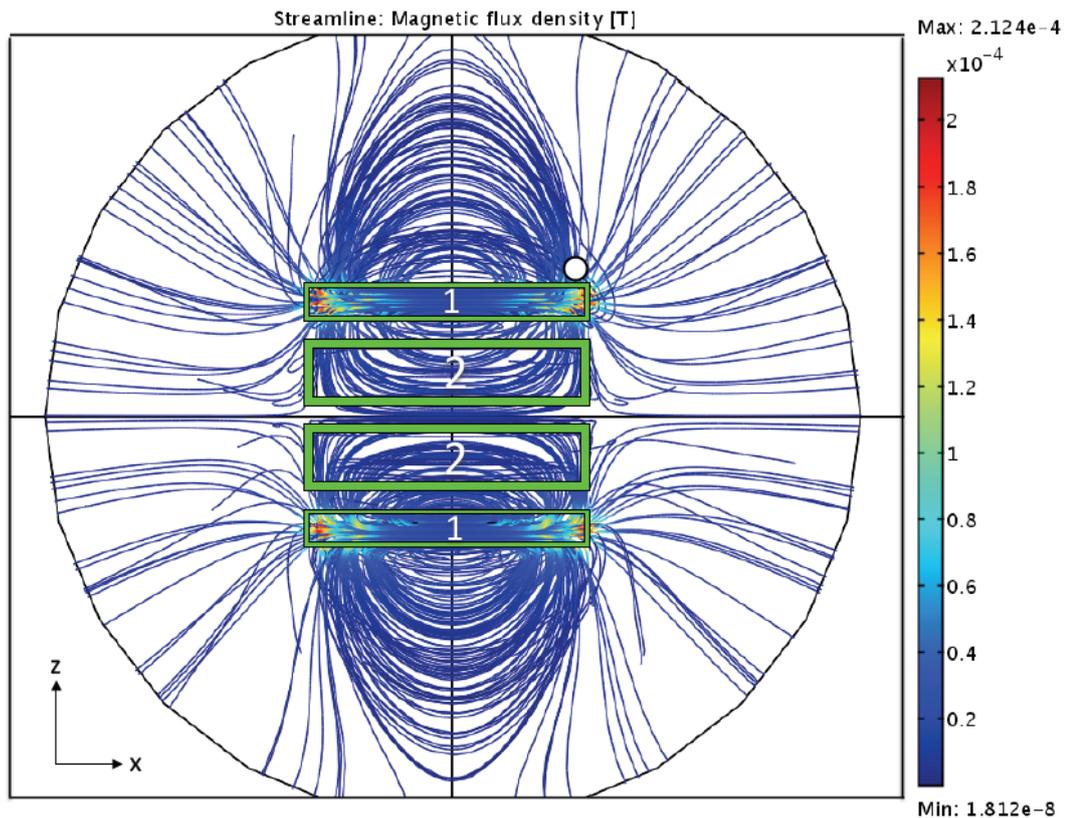
bei einer Messzeit von 200 Sekunden veröffentlicht. Das Signal-zu-Rauschen Verhältnis lag bei dieser Messung bei  $\text{SNR} \approx 2500/\sqrt{\text{Hz}}$ . Diese Sensitivität liegt unterhalb der für das n2EDM-Experiment angestrebten Feldnormierung von  $\sigma_B \leq 50 \text{ fT}$  pro Ramsey-Zyklus. Demnach ist ein <sup>3</sup>He-Magnetometer prädestiniert für den Einsatz im n2EDM-Experiment.

### 3.4.2. Mögliche Beeinflussung der UCN

Bei der in Abschnitt [2.4] beschriebenen Installation von zwei zylindrischen Magnetometerzellen ober- und unterhalb der beiden UCN-Speicherkammern resultiert aus der Präzession der <sup>3</sup>He-Magnetisierung ein Magnetfeld, das teilweise auch die Speicherkammer der ultrakalten Neutronen durchdringt.

In [67] wurde eine Momentaufnahme des resultierenden Feldes bei Stellung der <sup>3</sup>He-Magnetisierung in x-Richtung simuliert. Diese Momentaufnahme ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Dort ist der Verlauf der Stromlinien der magnetischen Flussdichte,

die sich aus der Magnetisierung der  $^3\text{He}$ -Atome bei einer Polarisation von 55 Prozent und einem Druck von 2 mbar innerhalb der Magnetometerzellen (1) ergeben, abgebildet. Man erkennt, dass ein großer Teil des erzeugten Magnetfeldes die Speicherkammern der ultrakalten Neutronen durchläuft. Beispielsweise oberhalb und nahe des Randes der oberen Magnetometerzelle befinden sich Orte mit hoher magnetischer Flussdichte in z-Richtung (siehe auch Abbildung 5.6). Daher werden in diesem Bereich bei der in Kapitel 5 beschriebenen Messung die Cs-Magnetometer zur Auslese der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession platziert (weiß markiert).



**Abbildung 3.3.:** Darstellung des Stromlinienbildes der magnetischen Flussdichte innerhalb der n2EDM-Abschirmung resultierend aus der Magnetisierung der  $^3\text{He}$ -Atome:

(1)  $^3\text{He}$ -Magnetometerzellen und (2) UCN Speicherkammern. Die Magnetisierung ist in x-Richtung ausgerichtet und ergibt sich aus einer  $^3\text{He}$ -Polarisation von 55 Prozent und einem Druck von 2 mbar [67].

Zusätzlich ist eines der Cs-Magnetometer (weiß) eingezeichnet. Es befindet sich an einer Position, wo die aus der  $^3\text{He}$ -Magnetisierung resultierende Flussdichte parallel zum Haltefeld  $\mathbf{B}_{0z}$  gerade maximal ist.

Aus diesem von der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession erzeugten Magnetfeld ergeben sich zwei Effekte, die die ultrakalten Neutronen in ihren Speicherkammern beeinflussen können. Diese Beeinflussungen würden eine fehlerhafte Messung für das elektrische Dipolmoment des Neutrons hervorrufen. Beide Effekte wurden in [67] ausführlich diskutiert und werden an dieser Stelle noch einmal kurz beschrieben:

### Bloch-Siegert-Shift

In einem Magnetfeld mit  $B_{0z} = 1 \mu\text{T}$  beträgt die Präzessionsfrequenz der <sup>3</sup>He-Atome 32,4 Hz. Die ultrakalten Neutronen präzedieren hingegen mit einer Frequenz von etwa 29,2 Hz um die z-Achse des Feldes. Die Präzession der <sup>3</sup>He-Magnetisierung in der x-y-Ebene erzeugt ein rotierendes Magnetfeld mit dem über das Zellenvolumen gemittelten Betrag  $\bar{B}_{3\text{He},xy}$ . Nach [73] ergibt sich aus der Rotation der Magnetfeldkomponente senkrecht zum Haltefeld  $B_{0z}$  eine Verschiebung  $\Delta\nu$  der Präzessionsfrequenz der Neutronen. Für diesen Bloch-Siegert-Shift gilt:

$$\Delta\nu_N = \frac{(\gamma_N \bar{B}_{3\text{He},xy})^2}{8\pi^2(\nu_N - \nu_{3\text{He}})} \quad (3.35)$$

Hier ist  $\gamma_N = 1,83 \cdot 10^8 \text{ Hz/T}$  das gyromagnetische Verhältnis der Neutronen,  $\bar{B}_{3\text{He},xy}$  die mittlere Amplitude des rotierenden Magnetfeldes der <sup>3</sup>He-Atome senkrecht zum Arbeitsfeld  $B_{0z}$  und  $\nu_N$  und  $\nu_{3\text{He}}$  die Larmorfrequenz der Neutronen bzw. <sup>3</sup>He-Atome. Bei einer <sup>3</sup>He-Polarisation von 80 Prozent und einem Magnetometerzellendruck von 2 mbar ergibt sich im Bereich der UCN-Speicherzellen ein Magnetfeld in der Größenordnung von etwa  $\bar{B}_{3\text{He},xy} = 30 \text{ pT}$ <sup>11</sup>. Aus dieser magnetischen Flussdichte errechnet sich mit Gleichung (3.35) ein Bloch-Siegert-Shift von  $\Delta\nu_N = 1,5 \cdot 10^{-7} \text{ Hz}$ . Diese Frequenzverschiebung kann in einer Veränderung des von den Neutronen gesehenen Arbeitsfeldes ausgedrückt werden:

$$\Delta B_{0z} = \frac{2\pi\Delta\nu_N}{\gamma_N} = 5,14 \text{ fT} \quad (3.36)$$

Solange aus dem Umschalten des elektrischen Feldes  $\mathbf{E}$  keine korrelierten Effekte bezogen auf die Frequenzverschiebung  $\Delta\nu_N$  resultieren, kann dieser Effekt vernachlässigt werden, da er deutlich unter der beim nEDM-Experiment angestrebten Sensitivität von 50 fT pro Ramsey-Zyklus liegt. Bei einem mit dem Umschalten des  $\mathbf{E}$ -Feldes korrelierten Effektes ergibt sich allerdings bereits nach 100 Ramsey-Zyklen mit  $\delta B \approx 50 \text{ fT}/\sqrt{100}$  ein zusätzlicher systematischer Messfehler.

### Unvollständiger $\pi/2$ -Spinflip und unvollständige Rotation der Magnetisierung in der x-y-Ebene.

Bei der Betrachtung des Bloch-Siegert-Shifts wurde von einer vollständig in der x-y-Ebene stattfindenden <sup>3</sup>He-Spinpräzession ausgegangen. Wird die Spinpräzession allerdings nicht mit einem exakten  $\pi/2$ -Spinflip gestartet, rotieren die Spins nach der Auslenkung nicht vollständig in der x-y-Ebene. Daraus ergibt sich eine z-Komponente der Magnetisierung und ein zusätzliches Magnetfeld in z-Richtung. Im Falle eines unvollständigen  $\pi/2$ -Spinflips und einer Auslenkung der rotierenden Magnetisierung um einen Winkel von  $\alpha = 0,1^\circ$  aus der x-y-Ebene heraus, ergibt sich im Bereich der Neutronenspeicherzellen ein zusätzliches Magnetfeld in z-Richtung mit einer Flussdichte von  $B_{\alpha=0,1^\circ} = 39 \text{ fT}$ <sup>12</sup>. Dieser Effekt ist kleiner als die angestrebte Messgenauigkeit auf Feldänderungen von 50 fT pro Ramsey-Zyklus. Bei einer Reproduzierbarkeit des Spinflips zum Auslösen der Spinpräzession von  $\pi/2 \pm 0,1^\circ$

<sup>11</sup>Dies ist ein Maximalwert, da in der Realität nur eine Polarisation von 50 bis 60 Prozent und ein Druck von 1 bis 2 mbar erreicht werden wird.

<sup>12</sup>Hier wurde mit einer <sup>3</sup>He-Polarisation von 55 Prozent und einem Magnetometerzellendruck von 2 mbar gerechnet.

ist dieser Effekt demnach zu vernachlässigen.

Wird allerdings bei der Auslenkung dieser Winkel von  $0,1^\circ$  überschritten, übersteigt das resultierende Magnetfeld in z-Richtung die angestrebte Sensitivität von 50 fT. Bei einem Winkel von  $\alpha = 1^\circ$  bezüglich der x-y-Ebene resultiert daraus ein zusätzliches Magnetfeld in z-Richtung von  $B_{\alpha=1^\circ} = 660$  fT im Bereich der Speicherzellen. Dieses zusätzliche Feld führt zu einer erhöhten Larmorfrequenz der Neutronen mit  $\omega_L = \gamma_N (B_{0z} + B_\alpha)$  in beiden Speicherkammern.

### Kompensation durch Doppelkammeraufbau

Der Doppelkammeraufbau des nEDM-Experiments ermöglicht eine gleichzeitige Messung der Präzessionsfrequenz der Neutronen bei paralleler und antiparalleler Ausrichtung des magnetischen und des elektrischen Feldes zueinander (siehe Abbildung 2.6).

Zur Messung des elektrischen Dipolmoments muss nach Abschnitt [1.1] nur die Differenz  $\Delta\omega$  der Präzessionsfrequenz aus paralleler und antiparalleler Ausrichtung der Felder bestimmt werden. Zusätzliche Magnetfelder in z-Richtung, die von allen Neutronen in beiden Speicherkammern wahrgenommen werden, führen in beiden Speicherkammern zu einem erhöhten Wert für  $\omega_L$ , der jedoch in Berechnung von  $\Delta\omega$  herausfällt. Dadurch können diese zusätzlichen Magnetfelder indirekt kompensiert werden.

Dies gilt jedoch nur, wenn während der Messung zu jeder Zeit in oberer und unterer <sup>3</sup>He-Magnetometerkammer die gleiche Polarisation vorliegt.

Unterscheiden sich die Polarisationsgrade der beiden Zellen ( $P_o \neq P_u$ ) oder fällt die Spinpräzession in beiden Zellen unterschiedlich schnell ab ( $T_{2,o}^* \neq T_{2,u}^*$ ), ergeben sich daraus auch bei vollständigem  $\pi/2$ -Flip unterschiedliche Bloch-Siegert-Shifts in den beiden Neutronenspeicherkammern.

Liegen neben eventuellen Polarisationsunterschieden in den beiden Magnetometerzellen noch Fehler im Flipwinkel vor, resultiert daraus eine Differenz  $\Delta B$  zwischen den zusätzlichen Magnetfeldern in z-Richtung innerhalb der beiden Neutronenspeicherkammern. Diese Differenz kann auch durch den Doppelkammeraufbau des nEDM-Experiments nicht mehr kompensiert werden.

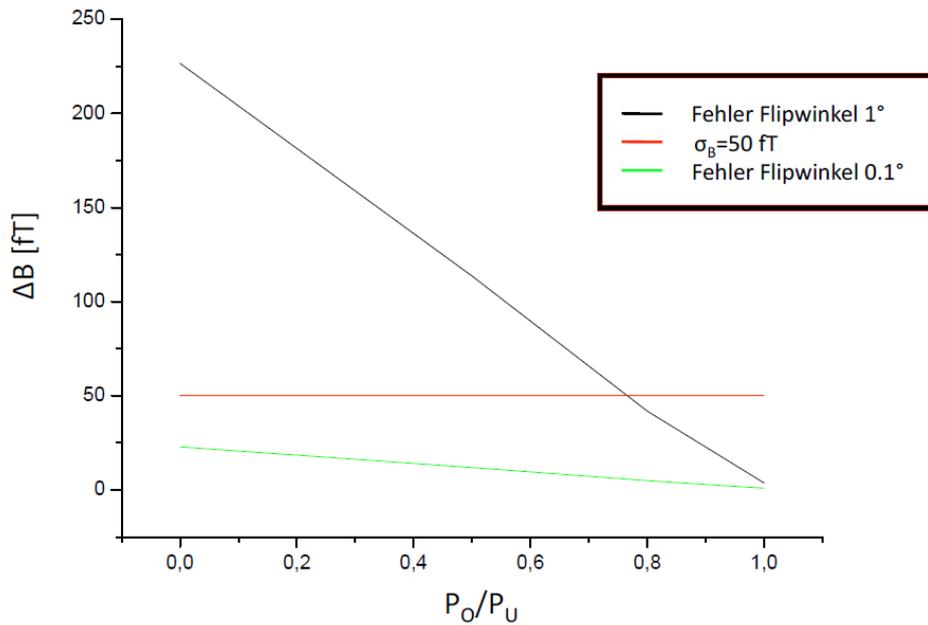
In [67] wurde diese Differenz  $\Delta B$  in Abhängigkeit von dem Verhältnis der Polarisierungen in beiden Magnetometerzellen und für zwei verschiedene Flipwinkel berechnet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.4 zu sehen. Die rote Linie mit  $\Delta B = 50$  fT ist die beim nEDM-Experiment angestrebte Sensitivität auf Magnetfeldmessungen und gibt die Obergrenze für die Differenz der zusätzlichen Felder in z-Richtung vor.

Man erkennt, dass diese Grenze bei einem Flipwinkelfehler von  $\alpha = \pm 1^\circ$  schon bei einem Polarisationsunterschied von 0,8 zwischen oberer Magnetometerkammer ( $P_o$ ) und unterer Magnetometerkammer ( $P_u$ ) überschritten wird. Bei einem Flipwinkelfehler von  $\alpha = \pm 0,1^\circ$  haben Polarisationsunterschiede hingegen keinen Einfluss auf die angestrebte Sensitivität und die Grenze von  $\Delta B = 50$  fT wird nicht überschritten.

An dieser Stelle wird klar, wie genau die Flipwinkel und die Polarisationsgrade in beiden <sup>3</sup>He-Magnetometerzellen überwacht werden müssen, um die angestrebte Empfindlichkeit des Experiments nicht negativ zu beeinflussen.

Beide <sup>3</sup>He-Magnetometerzellen werden identisch aufgebaut sein und die Füllung mit polarisiertem Gas wird zeitgleich erfolgen. Inwieweit sich dennoch unterschiedliche Polarisationsgrade einstellen können, wird in der Zukunft zu untersuchen sein. Auch

die Reproduzierbarkeit exakter  $\pi/2$ -Spinflips kann erst nach Inbetriebnahme des Gesamtsystems überprüft werden.



**Abbildung 3.4.:** Differenz  $\Delta B$  der zusätzlichen Magnetfelder in  $z$ -Richtung in Abhängigkeit vom Flipwinkelfehler und dem Unterschied in der Polarisation zwischen oberer Magnetometerkammer ( $P_o$ ) und unterer Magnetometerkammer ( $P_u$ ) [67].

Die obigen Effekte und eine sich daraus möglicherweise ergebende Beeinflussung der Neutronen müssen daher nach Installation der Polarisatoreinheit am PSI und Inbetriebnahme des  $^3\text{He}$ -Magnetometers im n2EDM-Experiment unter realen Bedingungen genauer untersucht werden.

# Optisch gepumpte Cs-Magnetometer

In diesem Kapitel werden die wichtigsten theoretischen Grundlagen und die Funktionsweise optisch gepumpter Cs-Magnetometer, wie sie am nEDM-Experiment und in dem im Kapitel 6 beschriebenen  $^3\text{HeCs}$ -Testaufbau benutzt werden, kurz dargestellt. Für eine detaillierte Beschreibung dieser Magnetometer sei auf [28] und [74] verwiesen.

Das Grundprinzip optisch gepumpter Magnetometer ist die Messung der magnetischen Flussdichte eines Feldes über die Änderung des Transmissionskoeffizienten des gepumpten Mediums für das verwendete Pumplicht. Bei den hier beschriebenen Cs-Magnetometern wird das stabile Isotop  $^{133}\text{Cs}$  mit einem Kernspin von  $I=7/2$  als gasförmiges Pumpmedium in einer sphärischen Glaszelle verwendet. Diese Zelle wird von einem Pumplicht mit einer Wellenlänge von 894,6 nm durchstrahlt. Die Präzessionsfrequenz der  $^{133}\text{Cs}$ -Spins in einem äußeren Magnetfeld ist direkt proportional zur magnetischen Flussdichte dieses Feldes. Über ein eingestrahktes resonantes RF-Feld wird die Spinpräzession angetrieben. Aus der Änderung des Absorptionskoeffizienten des Pumpmediums bei der Spinpräzession und der daraus resultierenden Transmissionsmodulation des Pumplichtes kann das äußere Magnetfeld bestimmt werden.

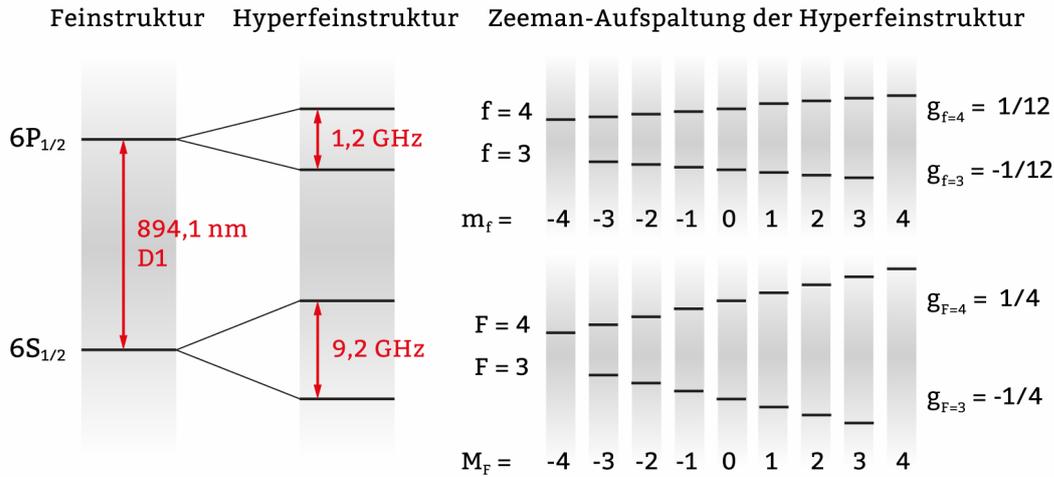
Man unterscheidet zwischen lampen- und lasergepumpten Magnetometern. Bei den lampengepumpten dient eine Cs-Gasentladungslampe als Lichtquelle und es wird gleichzeitig über alle Hyperfeinübergänge der  $D_1$ -Linie gepumpt. Man erreicht mit diesen Magnetometern intrinsische Sensitivitäten von  $25 \text{ fT} / \sqrt{\text{Hz}}$  [28]. Durch Verwendung eines frequenzstabilisierten Lasers als Lichtquelle kann bei lasergepumpten Magnetometern mit einer geringeren Linienbreite als bei lampengepumpten Magnetometern direkt über einzelne Hyperfeinlinien der  $D_1$ -Linie gepumpt werden. Dadurch ist eine intrinsische Sensitivität von  $15 \text{ fT} / \sqrt{\text{Hz}}$  [28] erreichbar.

## 4.1. Optisches Pumpen von $^{133}\text{Cs}$

Der optischen Pumpvorgang des  $^{133}\text{Cs}$  erfolgt über den  $D_1$ -Übergang zwischen den beiden Feinstrukturzuständen  $6 S_{1/2}$  und  $6 P_{1/2}$ . Diese beiden Zustände werden in der Hyperfeinstruktur in jeweils zwei Niveaus mit den Quantenzahlen  $F = 3, 4$  und  $f = 3, 4$  aufgespalten (siehe Abbildung 4.1, links).

Bei Überlagerung mit einem äußeren Magnetfeld spalten sich diese Zustände der

Hyperfeinstruktur durch den Zeemaneffekt in  $2F+1$  bzw.  $2f+1$  Niveaus mit den Quantenzahlen  $M_F$  bzw.  $m_f$  auf (siehe Abbildung 4.1, rechts).



**Abbildung 4.1.:** Links: Feinstruktur- und Hyperfeinstrukturaufspaltung der  $6 S_{1/2}$  und  $6 P_{1/2}$ -Zustände von  $^{133}\text{Cs}$ . Rechts: Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinstruktur. Die Aufspaltung der einzelnen  $m_f$ - bzw.  $M_F$ -Unterniveaus ist abhängig von Wert und Vorzeichen der zugehörigen Lande-Faktoren  $g_f$  bzw.  $g_F$ .

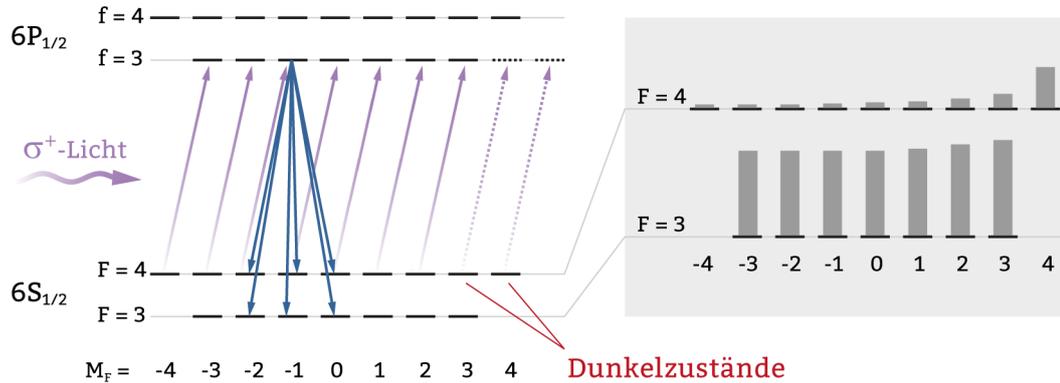
Zum optischen Pumpen wird rechts zirkular polarisiertes  $\sigma^+$ -Licht mit einer Wellenlänge von  $\lambda=894,6 \text{ nm}$  eingestrahlt. Das Pumplicht ist dabei resonant zum Übergang  $F = 4 \rightarrow f = 3$  der D<sub>1</sub>-Linie.

Bei der Absorption eines einzelnen Photons wird der Gesamtdrehimpuls eines  $^{133}\text{Cs}$ -Atoms um den Betrag  $\hbar$  erhöht. Dadurch ergibt sich ein Übergang vom Zustand  $|F = 4, M_F = M\rangle$  in den Zustand  $|f = 3, m_f = M + 1\rangle$ . In einer Lebensdauer von etwa  $30 \text{ ns}$  zerfällt dieser angeregte Zustand zurück in die  $F=3$  bzw.  $F=4$  Niveaus des Grundzustandes. Dabei gelten die Auswahlregeln  $\Delta F = f - F = 0, \pm 1$  und  $\Delta M = m_f - M_F = 0, \pm 1$ . Der Übergang  $\Delta F = 0, |f, m_f = 0\rangle \rightarrow |F, M_F = 0\rangle$  ist verboten.

Die spontane Emission eines Photons beim Übergang in den Grundzustand erfolgt isotrop. Dabei ist das emittierte Photon entweder linear ( $\Delta M = 0$ ) oder zirkular ( $\Delta M = \pm 1$ ) polarisiert. Das Verhältnis zwischen den Zerfallskanälen wird durch die Clebsch-Gordan-Koeffizienten bestimmt. Nach einem Zyklus aus Absorption und Emission hat sich die Quantenzahl  $M_F$  des Grundzustands um  $\Delta M_F = 0, +1, +2$  verändert.

Aus dem Pumpprozess resultiert demnach eine zunehmende Erhöhung der Besetzungszahlen der Zeeman-Niveaus mit zunehmenden Quantenzahlen  $M_F$ . Aus Abbildung 4.2, links, wird ersichtlich, dass die beiden Zustände  $|F = 4, M_F = 3, 4\rangle$  keine weiteren  $\sigma^+$ -Photonen absorbieren können, da im angeregten Zustand keine entsprechenden Zeeman-Niveaus vorhanden sind. Diese beiden Zustände werden daher Dunkel-Zustände genannt. Befinden sich alle  $^{133}\text{Cs}$ -Atome in einem dieser Zustände, wird folglich keinerlei  $\sigma^+$ -Pumplicht mehr absorbiert - das Medium ist dann vollständig polarisiert. In der Realität sorgen allerdings Stöße mit anderen Atomen oder mit den Wänden der Glaszelle dafür, dass wieder einige Atome in Zustände mit

kleineren Quantenzahlen  $M_F$  übergehen. Aufgrund dieser Relaxationsmechanismen ergibt sich eine Gleichgewichtspolarisation  $P_0 < 1$  (siehe Abbildung 4.2, rechts).



**Abbildung 4.2.:** Links: Optisches Pumpen mit  $\sigma^+$ -Licht zwischen den verschiedenen Zeeman-Niveaus  $6S_{1/2}$ ,  $F=4$  und  $6P_{1/2}$ ,  $f=3$  der Hyperfeinstruktur. Die Zerfallskanäle sind als blaue Pfeile eingezeichnet. Befinden sich alle  $^{133}\text{Cs}$ -Atome in einem der Dunkel-Zustände  $|F=4, M_F=3, 4\rangle$  wird kein  $\sigma^+$ -Pumplicht mehr absorbiert. Rechts: Besetzungszahlverhältnis der Grundzustände  $F=3$  und  $F=4$  mit einer durch optisches Pumpen generierten Gleichgewichtspolarisation  $P_0 < 1$  unter Berücksichtigung von Relaxationsmechanismen.

## 4.2. Funktionsweise eines Cs-Magnetometers

Beim Aufbau eines Cs-Magnetometers gibt es verschiedene Varianten, den Pumplichtstrahl und die RF-Spulen bezüglich der Feldrichtung des Haltefeldes  $\mathbf{B}_0$  anzuordnen. Zwei mögliche Konfigurationen werden im Folgenden näher betrachtet.

### 4.2.1. $M_z$ -Konfiguration

In dieser Konfiguration ist der Pumplichtstrahl parallel zur Feldrichtung des Haltefeldes  $\mathbf{B}_0$  ausgerichtet. Er durchschießt die mit  $^{133}\text{Cs}$  gefüllte Glaszelle. Innerhalb der Zelle herrscht dabei der Sättigungsdampfdruck von  $^{133}\text{Cs}$  in Abhängigkeit von der gegebenen Raumtemperatur (siehe Abschnitt [4.3]). Über eine hinter der Zelle angebrachte Photodiode wird die Intensität des transmittierten Pumplichts registriert. Mit Hilfe von zwei RF-Spulen kann ein Wechselfeld  $\mathbf{B}_1$  senkrecht zum Haltefeld  $\mathbf{B}_0$  eingestrahlt werden. Dieser Aufbau ist in Abbildung 4.3 schematisch dargestellt. Bei äußeren Magnetfeldern in der Größenordnung weniger  $\mu\text{T}$  ist die Energieaufspaltung  $\Delta E$  zweier benachbarter Zeeman-Niveaus  $M_F$  und  $M_F + 1$  des Grundzustandes gegeben durch:

$$\Delta E (M_F + 1 - M_F) = g_F \mu_B B_0 \quad , \quad (4.1)$$

dabei ist  $g_F$  der Lande-Faktor des betreffenden Zeeman-Niveaus (siehe Abbildung 4.1) und  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton.

Durch Einstrahlen eines resonanten Wechselfeldes  $\mathbf{B}_1$  über die RF-Spulen des Magnetometers mit der Frequenz ( $\omega_{\text{RF}} = \omega_L$ ) werden Übergänge zwischen einzelnen

Zeeman-Niveaus induziert und die durch optisches Pumpen besetzten Dunkelzustände entvölkert. Dabei muss gelten:

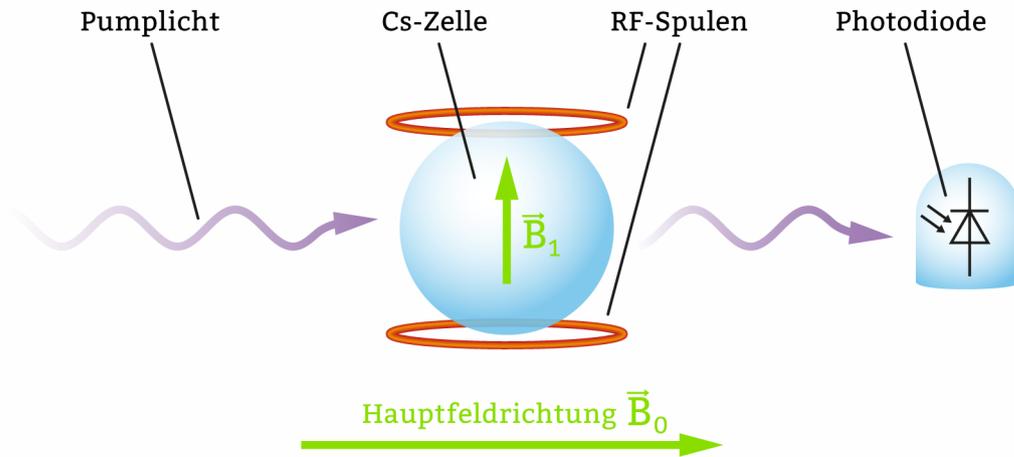
$$\omega_{\text{RF}} = \omega_{\text{L}} = \frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{g_{\text{F}}\mu_{\text{B}}}{\hbar} B_0 = \gamma_{\text{Cs}} B_0 \quad , \quad (4.2)$$

mit dem gyromagnetischen Verhältnis  $\gamma_{\text{Cs}} \approx 2\pi \times 3,5 \text{ kHz}/\mu\text{T}$  für den Grundzustand von  $^{133}\text{Cs}$ .

Die entleerten Dunkelzustände der  $^{133}\text{Cs}$ -Atome können dann wiederum durch erneute Pumpzyklen befüllt werden. Die sich daraus ergebende Zunahme der Pumplichtabsorption lässt sich mit der Photodiode als Abnahme der transmittierten Pumplichtintensität nachweisen.

Wird das Wechselfeld hingegen nicht resonant ( $\omega_{\text{RF}} \neq \omega_{\text{L}}$ ) eingestrahlt, erfolgen keine induzierten Übergänge zwischen den jeweiligen Zeeman-Niveaus. Das Pumplicht durchquert dann ohne zeitliche Änderung der Transmission die Glaszelle und die von der Photodiode gemessene Lichtintensität bleibt unverändert.

Die magnetische Flussdichte  $\mathbf{B}_0$  des äußeren Magnetfeldes ist nach Gleichung (4.2) direkt proportional zur Larmorfrequenz  $\omega_{\text{L}}$ . Daher kann aus der von der Photodiode gemessenen Lichtintensität des transmittierten Pumplichts in Abhängigkeit von der Frequenz  $\omega_{\text{RF}}$  des eingestrahlteten Wechselfeldes direkt die magnetische Flussdichte ermittelt werden.



**Abbildung 4.3.:**  $M_z$ -Konfiguration eines Cs-Magnetometers:

*Pumplicht und Haltefeld sind parallel zueinander ausgerichtet.*

Die Sensitivität eines so aufgebauten Magnetometers ist abhängig von der Linienbreite der Resonanzkurve und von Intensitätsschwankungen der Pumplichtquelle. Schwankungen der Lichtintensität führen zu einer Verschiebung der von der Photodiode gemessenen Transmissionskurve. Da die Bestimmung der magnetischen Flussdichte des Haltefeldes  $\mathbf{B}_0$  direkt über die Messung der Signalamplitude der Photodiode erfolgt, täuschen Intensitätsschwankungen bei konstantem Haltefeld  $\mathbf{B}_0$  eine nicht vorhandene Änderung desselben vor. Solch eine Falsch-Messung kann beim Aufbau des Magnetometers in der  $M_x$ -Konfiguration kompensiert werden.

### 4.2.2. $M_x$ -Konfiguration

Bei diesem Aufbau schließen der Strahl des Pumplichts und die Haltefeldrichtung einen Winkel von  $45^\circ$  ein. Das Wechselfeld der RF-Spulen  $\mathbf{B}_1$  ist wiederum senkrecht zum Haltefeld  $\mathbf{B}_0$  ausgerichtet (siehe Abbildung 4.5, oben rechts).

Sei  $\mathbf{M}$  die Magnetisierung, die sich aus den einzelnen magnetischen Momenten  $\mu$  der optisch gepumpten  $^{133}\text{Cs}$ -Atome zusammensetzt. Die zeitliche Veränderung dieser Magnetisierung im Haltefeld  $\mathbf{B}_0$  unter Einfluss des Wechselfeldes  $\mathbf{B}_1$  lässt sich dann mit Hilfe der Blochgleichungen darstellen [75]:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} = & \gamma_{\text{Cs}} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} B_1 \cos(\omega_{\text{RF}}t) \\ B_1 \sin(\omega_{\text{RF}}t) \\ B_0 \end{pmatrix} \\ & - \begin{pmatrix} \Gamma_2 M_x \\ \Gamma_2 M_y \\ \Gamma_1 M_z \end{pmatrix} + \Gamma_{\text{P}} \begin{pmatrix} -M_x \\ M_0 \sin(45^\circ) - M_y \\ -M_0 \cos(45^\circ) - M_z \end{pmatrix} , \end{aligned} \quad (4.3)$$

dabei beschreibt der erste Summand die Präzession der Spins im Haltefeld  $\mathbf{B}_0$  beim Einstrahlen des Wechselfeldes  $\mathbf{B}_1$ . Der zweite Summand ergibt sich aus der Relaxation der longitudinalen und transversalen Komponente der Magnetisierung  $\mathbf{M}$  mit den Zerfallsraten  $\Gamma_1 = 1/T_1$  bzw.  $\Gamma_2 = 1/T_2$ . Der letzte Summand resultiert aus dem optischen Pumpvorgang mit der Pumprate  $\Gamma_{\text{P}}$  [76].

Zur Vereinfachung werden folgende Ersetzungen vorgenommen:

$$\begin{aligned} \Gamma'_1 &= \Gamma_{\text{P}} + \Gamma_1 & \text{bzw.} & & \Gamma'_2 &= \Gamma_{\text{P}} + \Gamma_2 , \\ \rho &= M_0 \Gamma_{\text{P}} \sin(45^\circ) = M_0 \Gamma_{\text{P}} \cos(45^\circ) = \frac{M_0 \Gamma_{\text{P}}}{\sqrt{2}} , \\ \Omega &= \gamma_{\text{RF}} B_1 . \end{aligned}$$

Damit ergibt sich für Gleichung (4.3):

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\Gamma'_2 & -\omega_{\text{L}} & \Omega \sin(\omega_{\text{RF}}t) \\ \omega_{\text{L}} & -\Gamma'_2 & \Omega \cos(\omega_{\text{RF}}t) \\ -\Omega \sin(\omega_{\text{RF}}t) & -\Omega \cos(\omega_{\text{RF}}t) & -\Gamma'_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \rho \\ -\rho \end{pmatrix} . \quad (4.4)$$

Zum Lösen dieser Gleichung werden die einzelnen Komponenten in ein Koordinatensystem transformiert, dass sich mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega_{\text{RF}}$  dreht. Damit folgt:

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} M_{x,\text{rot}} \\ M_{y,\text{rot}} \\ M_{z,\text{rot}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\Gamma'_2 & \omega_{\text{RF}} - \omega_{\text{L}} & 0 \\ \omega_{\text{L}} - \omega_{\text{RF}} & -\Gamma'_2 & \Omega \\ 0 & -\Omega & -\Gamma'_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{x,\text{rot}} \\ M_{y,\text{rot}} \\ M_{z,\text{rot}} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \rho \\ -\rho \end{pmatrix} . \quad (4.5)$$

Betrachtet man nun den Resonanzfall  $\omega_{\text{RF}} = \omega_{\text{L}}$  und nimmt an, dass die Zerfallsraten  $\Gamma_1$  und  $\Gamma_2$  klein gegenüber der Pumprate  $\Gamma_{\text{P}}$  sind, vereinfacht sich Gleichung (4.5) mit der Näherung  $\Gamma'_1 = \Gamma'_2 = \Gamma_{\text{P}}$  wie folgt:

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} M_{x,\text{rot}} \\ M_{y,\text{rot}} \\ M_{z,\text{rot}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\Gamma_{\text{P}} & 0 & 0 \\ 0 & -\Gamma_{\text{P}} & \Omega \\ 0 & -\Omega & -\Gamma_{\text{P}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{x,\text{rot}} \\ M_{y,\text{rot}} \\ M_{z,\text{rot}} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \rho \\ -\rho \end{pmatrix} . \quad (4.6)$$

Man erhält somit:

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} M_{x,\text{rot}} \\ M_{y,\text{rot}} \\ M_{z,\text{rot}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\Gamma_P M_{x,\text{rot}} \\ -\Gamma_P M_{y,\text{rot}} + \Omega M_{z,\text{rot}} - \rho \\ -\Gamma_P M_{z,\text{rot}} - \Omega M_{y,\text{rot}} + \rho \end{pmatrix} . \quad (4.7)$$

Für die erste Komponente ergibt sich folgende Lösung:

$$M_{x,\text{rot}} = M_x(0)e^{-\Gamma_P t} . \quad (4.8)$$

Für den Fall ( $t \rightarrow \infty$ ) liegt im rotierenden Koordinatensystem keine Magnetisierung in x-Richtung vor.

Die Lösungen von Gleichung (4.7) für die beiden anderen Komponenten erhält man, wenn man die beiden Teilgleichungen miteinander kombiniert:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} M_{z,\text{rot}} + 2\Gamma_P \frac{\partial}{\partial t} M_{z,\text{rot}} + (\Omega^2 + \Gamma_P^2) M_{z,\text{rot}} - \rho(\Gamma_P + \Omega) = 0 . \quad (4.9)$$

Solch eine Differentialgleichung 2. Ordnung hat eine Lösung der Form:

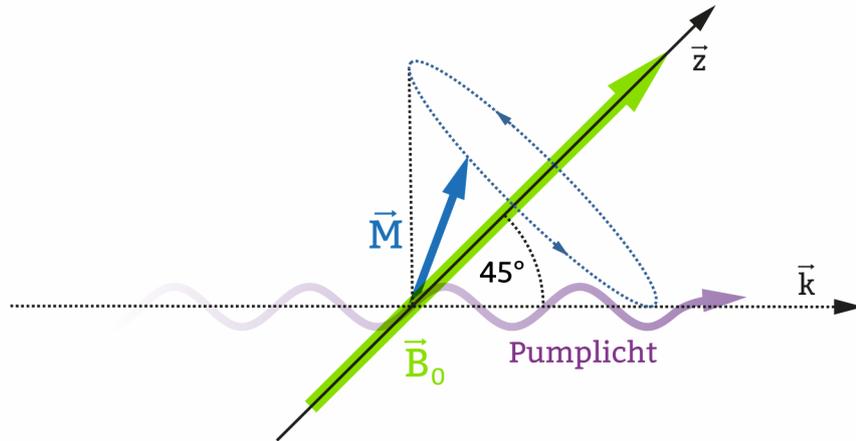
$$M_{z,\text{rot}}(t) = Ae^{-\alpha t} + B . \quad (4.10)$$

Unter der Annahme  $\Omega \ll \Gamma_P$  gilt im Fall ( $t \rightarrow \infty$ ):

$$M_{z,\text{rot}}(t \rightarrow \infty) = B = \frac{M_0}{\sqrt{2}} \frac{1 + \Omega/\Gamma_P}{1 + \Omega^2/\Gamma_P^2} = \frac{1}{\sqrt{2}} M_0 . \quad (4.11)$$

Analog erhält man:

$$M_{y,\text{rot}}(t \rightarrow \infty) = -\frac{1}{\sqrt{2}} M_0 . \quad (4.12)$$



**Abbildung 4.4.:** Präzession des Magnetisierungsvektors  $\mathbf{M}$  im Laborsystem um die z-Achse mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega_L$ .

Die Magnetisierung ist im rotierenden Koordinatensystem demnach konstant und

liegt in der  $y$ - $z$ -Ebene. Im Laborsystem hingegen erfolgt eine Präzession des Magnetisierungsvektors  $\mathbf{M}$  um die  $z$ -Achse mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega_L$ . Dieses Verhalten wird in Abbildung 4.4 verdeutlicht.

Aufgrund der Abhängigkeit der Pumplichtabsorption von der Projektion des Magnetisierungsvektors  $\mathbf{M}$  auf den Wellenvektor  $\mathbf{k}$  - die Einfallsrichtung des Pumplichtes - erfolgt im Resonanzfall ( $\omega_{\text{RF}} = \omega_L$ ) eine Modulation der von der Photodiode nachgewiesenen Lichtintensität mit der Frequenz  $\omega_L$ . Die magnetische Flussdichte des Haltefeldes  $\mathbf{B}_0$  ergibt sich also jetzt direkt aus der Frequenz des Photodiodensignals und nicht mehr aus der Signalamplitude wie im vorhergehenden Fall eines Magnetometers in der  $M_z$ -Konfiguration. Ein Magnetometer der  $M_x$ -Konfiguration ist demnach unempfindlich gegen Schwankungen der Pumplichtquelle und weist damit eine verbesserte Sensitivität auf als ein Magnetometer in der  $M_z$ -Konfiguration.

### 4.3. Aufbau eines lampengepumpten Cs-Magnetometers

Bei den im späteren Teil dieser Arbeit präsentierten Messungen wurde ein lampengepumptes Cs-Magnetometer in  $M_x$ -Konfiguration verwendet. Eine ausführliche Beschreibung solch eines Magnetometers ist in [77] zu finden. Abbildung 4.5 gibt den Aufbau dieses Magnetometers wieder.

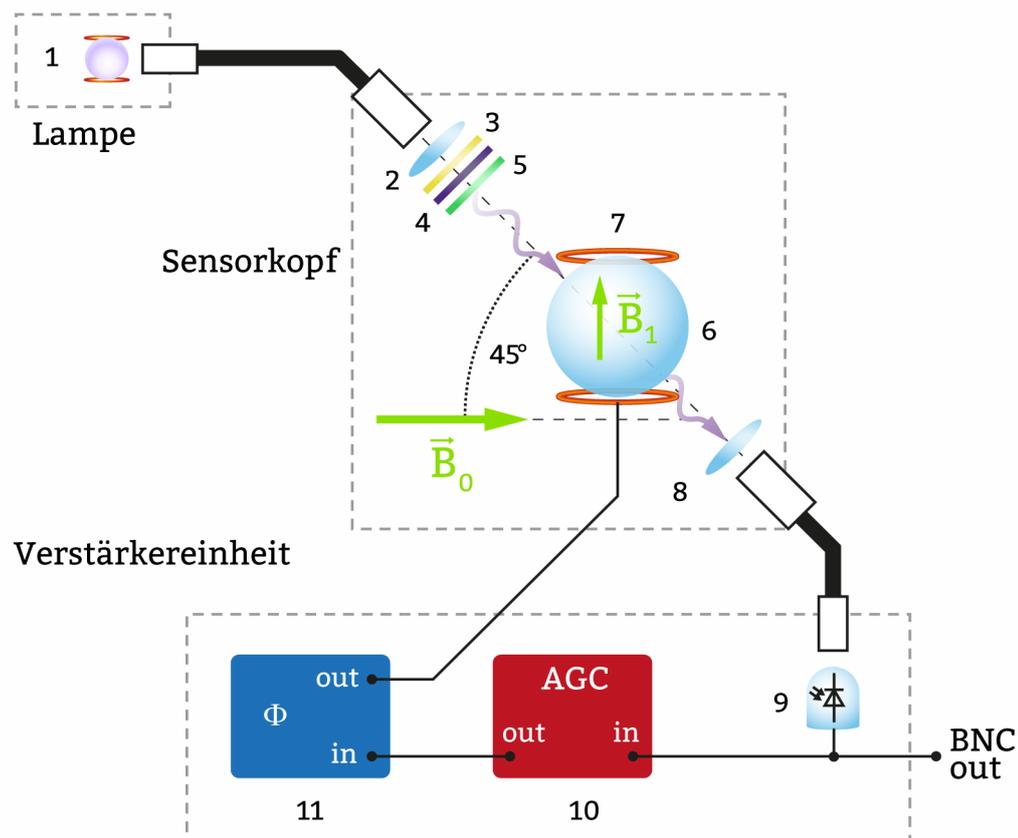


Abbildung 4.5.: Aufbau des verwendeten lampengepumpten Cs-Magnetometers bestehend aus Gasentladungslampe (1), Sensorkopf (2-8) und Ausleseelektronik (9-11). Details siehe Text.

Das zum Betrieb benötigte Pumplicht wird von einer Cs-Gasentladungslampe (1) erzeugt und gelangt über ein Lichtleiterfaserbündel mit einem Durchmesser von 8 mm in den Sensorkopf des Magnetometers. Dieser Sensorkopf ist vollständig aus unmagnetischen Materialien gefertigt und wird in dem zu messenden Magnetfeld  $\mathbf{B}_0$  platziert. Durch eine Linse (2) wird das Pumplicht auf einen Durchmesser von 3 cm aufgeweitet. Mit einem Interferenzfilter (3) für eine Wellenlänge von 894,3 nm werden aus dem Spektrum der Gasentladungslampe alle Linien bis auf die zum optischen Pumpen benötigte  $D_1$ -Linie ausgeblendet. Anschließend wird das Pumplicht über eine Polarisationsfolie linearpolarisiert (4) und dann mit einem  $\lambda/4$ -Verzögerer in zirkularpolarisiertes  $\sigma^+$ -Licht umgewandelt (5). Das Pumplicht durchstrahlt eine Glaszelle (6), wobei die darin enthaltenen  $^{133}\text{Cs}$ -Atome optisch gepumpt werden. Diese Glaszelle<sup>1</sup> ist zur Unterdrückung der Wandrelaxation auf der Innenseite mit Paraffin beschichtet. In einem Appendix der Zelle befindet sich ein Reservoir mit  $^{133}\text{Cs}$  in fester Form. Appendix und Zellenvolumen sind über eine dünne Kapillare miteinander verbunden. Dadurch ist gewährleistet, dass sich einerseits in der Zelle Cs-Dampf mit einem von der äußeren Temperatur abhängigen Sättigungsdampfdruck befindet und gleichzeitig relaxierende Stöße der  $^{133}\text{Cs}$ -Atome mit dem  $^{133}\text{Cs}$ -Feststoff unterbunden werden. Der Mittelpunkt der Glaszelle fällt mit dem Mittelpunkt des RF-Spulenpaares (7), die zum Einstrahlen des Wechselfeldes  $\mathbf{B}_1$  dienen, zusammen.

Über eine zweite Linse (8) wird das Pumplicht nach dem Durchqueren der Glaszelle auf die Querschnittsfläche eines weiteren Lichtleiters mit einem Durchmesser von 10 mm fokussiert. Über diesen Leiter gelangt das transmittierte Pumplicht schließlich aus dem Sensorkopf zur Verstärkereinheit und wird dort von einer Photodiode (9) registriert.

Die Verstärkereinheit besteht hauptsächlich aus dem Amplitude-Gain-Control (AGC) (10) und dem Phaseshifter (PS) (11). Mit dieser Elektronik kann das Magnetometer im selbstoszillierenden Modus<sup>2</sup> betrieben werden. Im Resonanzfall sind das Wechselfeld der RF-Spulen und die von der Photodiode generierte Wechselspannung gerade um  $\pi/2$  phasenverschoben. Daher kann der Photostrom nach Verstärkung durch die AGC-Einheit und einer Anpassung der Phase durch den Phaseshifter dazu verwendet werden, um die Resonanz über die RF-Spulen anzutreiben. Dabei wird die Stromamplitude der RF-Spulen durch den AGC konstant gehalten.

Über einen BNC-Output wird schließlich eine Frequenz ausgegeben, die proportional zur magnetischen Flussdichte  $\mathbf{B}_0$  des Feldes ist, in dem sich der Sensorkopf des Magnetometers befindet. Diese Frequenz kann entweder direkt auf einem Oszilloskop visualisiert oder, wie bei den später beschriebenen Messungen, über eine Schnittstellenkarte von einem Messrechner eingelesen und dort ausgewertet werden.

#### 4.4. Theoretische Beschreibung der $^3\text{He}$ -Spinpräzession im Fourierspektrum des Cs-Magnetometersignals

Die oben beschriebenen Magnetometer werden bei den in dieser Doktorarbeit durchgeführten Experimenten primär dazu genutzt, die Spinpräzession der polarisierten  $^3\text{He}$ -Atome nachzuweisen.

Diese Magnetometer sind skalare Magnetometer, d.h. sie sind sensitiv auf Feldände-

<sup>1</sup>Durchmesser 7 cm.

<sup>2</sup>SOM-self oscillating mode.

rungen in Hauptfeldrichtung des Haltefeldes  $\mathbf{B}_0$ , in dem sie betrieben werden. Wird das Haltefeld beispielsweise mit einem periodischen Wechselfeld überlagert, nimmt das Cs-Magnetometer die Überlagerung aus Haltefeldes  $\mathbf{B}_0$  und Wechselfeld als zeitliche Änderung  $\mathbf{B}(t)$  des Haltefeldes wahr.

Die Spinpräzession der  $^3\text{He}$ -Atome im Haltefeld  $\mathbf{B}_0$  mit der Frequenz  $\nu_{^3\text{He}}$  erzeugt gerade solch ein Wechselfeld. Dabei kann am Ort des Cs-Magnetometers näherungsweise nur die sich periodisch ändernde Komponente  $b$  der  $^3\text{He}$ -Magnetisierung parallel zum Feld  $\mathbf{B}_0$  registriert werden (siehe Abbildung 6.6). Für die Frequenz  $\nu(t)$  des Cs-Signals gilt dabei:

$$\nu(t) = \frac{\gamma_{\text{Cs}}}{2\pi} B(t) = \frac{\gamma_{\text{Cs}}}{2\pi} [B_0 + b \cos(2\pi\nu_{^3\text{He}}t)] \quad . \quad (4.13)$$

Aus der Integration der Winkelgeschwindigkeit  $\omega = 2\pi\nu(t)$  über die Zeit ergibt sich für die Phasenlage des Signals:

$$\begin{aligned} \varphi(t) &= 2\pi \int \nu(t) dt = \gamma_{\text{Cs}} \int [B_0 + b \cos(2\pi\nu_{^3\text{He}}t)] dt \\ &= \gamma_{\text{Cs}} B_0 t + \frac{\gamma_{\text{Cs}} b}{2\pi \nu_{^3\text{He}}} \sin(2\pi\nu_{^3\text{He}}t) \quad . \end{aligned} \quad (4.14)$$

Das Signal  $S(t)$  des Cs-Magnetometers lässt sich damit schreiben als:

$$S(t) = A \cos[\omega t + q \sin(\Omega t)] \quad . \quad (4.15)$$

Dabei ist  $A$  die Amplitude des Cs-Signals,  $\omega = \gamma_{\text{Cs}} B_0$  die Winkelgeschwindigkeit der Cs-Spins im Haltefeld  $\mathbf{B}_0$ ,  $q = \frac{\gamma_{\text{Cs}} b}{2\pi \nu_{^3\text{He}}}$  der sogenannte Index der Phasenmodulation und  $\Omega = 2\pi\nu_{^3\text{He}}$  die Winkelgeschwindigkeit der  $^3\text{He}$ -Spins im Haltefeld  $\mathbf{B}_0$ . Für die Cosinusfunktion gilt in der Exponentialdarstellung:

$$\cos[\omega t + q \sin(\Omega t)] = \text{Re} \left( e^{i\omega t} e^{iq \sin(\Omega t)} \right) \quad . \quad (4.16)$$

Über eine Taylorentwicklung ergibt sich für den Term  $e^{iq \sin(\Omega t)}$ :

$$e^{iq \sin(\Omega t)} = 1 + iq \sin(\Omega t) - \frac{q^2}{2} \sin^2(\Omega t) = 1 + \frac{q}{2} e^{i\Omega t} - \frac{q}{2} e^{-i\Omega t} \quad . \quad (4.17)$$

Da im vorliegenden Fall  $q \ll 1$  gilt, kann man Terme höherer Ordnung vernachlässigen. Damit lässt sich Gleichung (4.16) folgendermaßen umschreiben:

$$\begin{aligned} \cos[\omega t + q \sin(\Omega t)] &= \text{Re} \left( e^{i\omega t} + \frac{q}{2} e^{i(\omega+\Omega)t} - \frac{q}{2} e^{i(\omega-\Omega)t} \right) \\ &= \cos(\omega t) + \frac{q}{2} \cos[(\omega + \Omega)t] - \frac{q}{2} \cos[(\omega - \Omega)t] \quad . \end{aligned} \quad (4.18)$$

Für das Signal des Cs-Magnetometers ergibt sich demnach:

$$S(t) = A \left\{ \cos(\omega t) + \frac{q}{2} \cos[(\omega + \Omega)t] - \frac{q}{2} \cos[(\omega - \Omega)t] \right\} \quad . \quad (4.19)$$

Der erste Term in der geschweiften Klammer entspricht dem reinen Cs-Signal beim Betrieb des Magnetometers ohne Überlagerung mit einem Wechselfeld. Die beiden anderen Terme resultieren gerade aus diesem Wechselfeld und entsprechen im vorliegenden Fall der durch die  $^3\text{He}$ -Spinpräzession hervorgerufenen periodischen Störung des Haltefeldes.

Anhand obiger Gleichung wird verständlich, dass die  $^3\text{He}$ -Spinpräzession im Fourierspektrum des detektierten Cs-Magnetometersignals zwei Seitenbänder mit den Frequenzen  $\omega - \Omega$  links bzw.  $\omega + \Omega$  rechts der Hauptträgerfrequenz  $\omega$  erzeugt.

Aus obiger Gleichung ergibt sich zusätzlich für das Verhältnis der Amplituden des Hauptpeaks  $A_{\text{Cs}}$  und der Seitenbänder  $A_{^3\text{He}}$  im Fourierspektrum:

$$\frac{A_{^3\text{He}}}{A_{\text{Cs}}} = \frac{q}{2} = \frac{\gamma_{\text{Cs}} b}{4\pi \nu_{^3\text{He}}} \quad . \quad (4.20)$$

Dabei ist  $b$  die über die gesamte Cs-Zelle gemittelte Feldkomponente in Richtung des Haltefeldes  $\mathbf{B}_0$ , welche von der  $^3\text{He}$ -Magnetisierung stammt. Dabei gilt:

$$b = \frac{4\pi \nu_{^3\text{He}} A_{^3\text{He}}}{\gamma_{\text{Cs}} A_{\text{Cs}}} \quad . \quad (4.21)$$

Die Feldkomponente  $b$  am Ort des Cs-Magnetometers lässt sich demnach anhand obiger Formel direkt aus dem Verhältnis der Signalamplituden  $A_{^3\text{He}}$  und  $A_{\text{Cs}}$  im Fourierspektrum bestimmen.

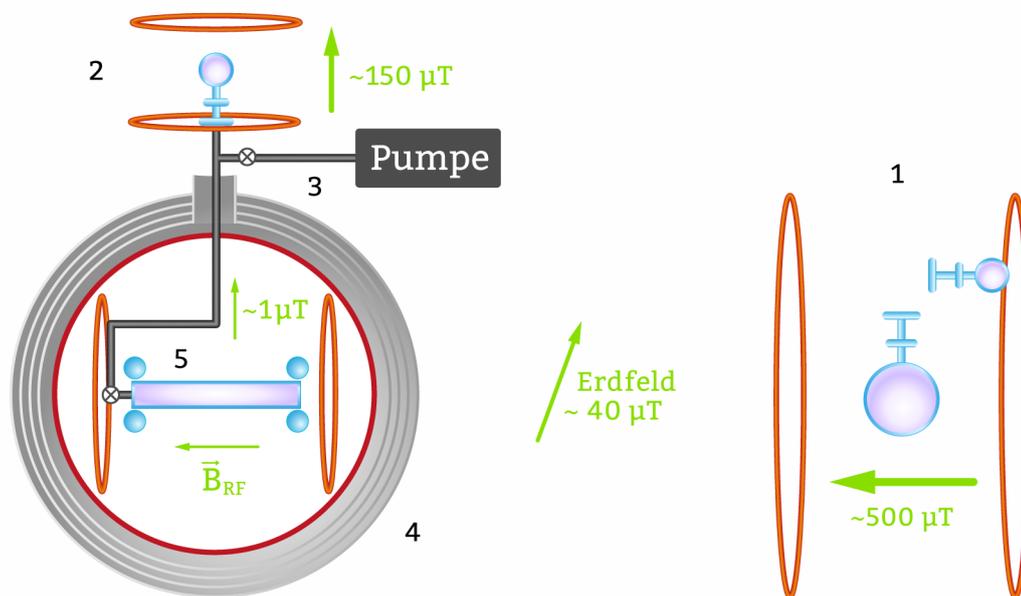
Bei den im Folgenden beschriebenen Experimenten zum Nachweis der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession mit Hilfe von Cs-Magnetometern, wurden die Magnetometer jeweils so positioniert, dass sie sich im Bereich der größten durch die Spinpräzession verursachten Änderungen des Arbeitsfeldes  $\mathbf{B}_0$  befanden.

# Kapitel 5

## „Proof of Principle“ am PSI

Kurz nach Beginn dieser Doktorarbeit wurde im Dezember 2009 eine erste „Proof of Principle“-Messung am PSI durchgeführt. Bei diesem Experiment sollte untersucht werden, ob es möglich ist, die freie Spinpräzession von polarisiertem  $^3\text{He}$  innerhalb der magnetischen Abschirmung des nEDM-Aufbaus zu messen.

Zur Durchführung wurde polarisiertes  $^3\text{He}$  von außen in eine Magnetometerzelle innerhalb der Abschirmung eingefüllt. Rund um die Zelle waren dabei insgesamt acht lasergepumpte Cs-Magnetometer angeordnet, um das Signal der präzedierenden  $^3\text{He}$ -Spins auszulesen und zu analysieren.



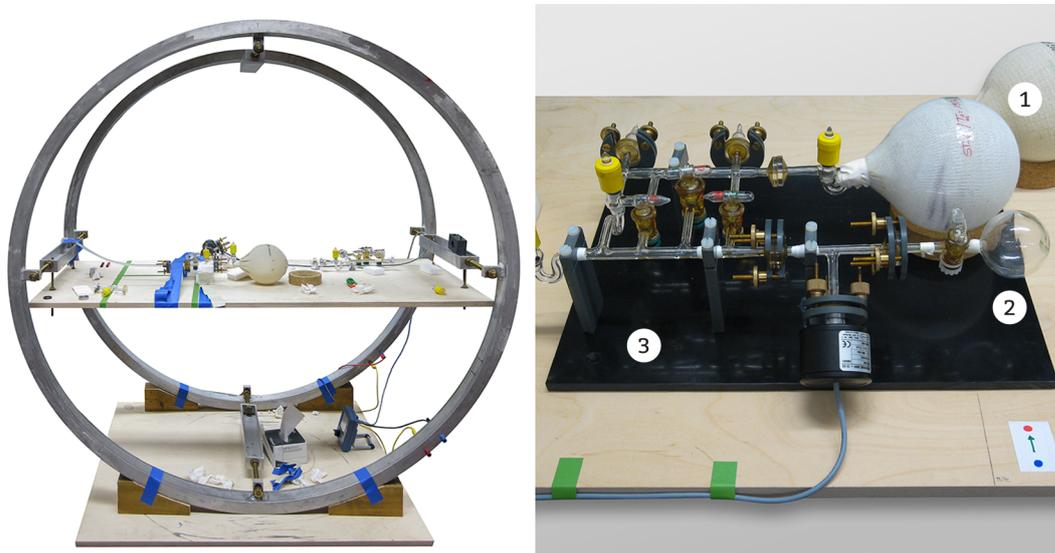
**Abbildung 5.1.:** Schematische Darstellung des Experiments:

- (1) Umfüllsystem mit 5 Gauß Haltefeld, (2) Füllzelle mit  $150 \mu\text{T}$  Transport- und Führungsfeld, (3) abpumpbares Einfüllsystem mit unmagnetischem Ventil an der Magnetometerzelle, (4) magnetische Abschirmung und Vakuumtank des nEDM-Experiments mit  $1 \mu\text{T}$  Arbeitsfeld und Spule zum Auslösen den  $\pi/2$ -Spinflips und (5)  $^3\text{He}$ -Magnetometerzelle umgeben von Cs-Magnetometern.

Für dieses Experiment wurde von Mainzer Seite ein abpumpbares Füllsystem entwickelt und die Magnetometerzelle, eine Füllzelle, ein Gasumfüllsystem und polarisiertes  $^3\text{He}$  zur Verfügung gestellt. Die acht Cs-Magnetometer wurden von unseren Kollaborationspartnern aus Fribourg betrieben. Der Aufbau dieser Messung ist in Abbildung 5.1 zu sehen.

## 5.1. Aufbau

Das für das Experiment benötigte polarisierte  $^3\text{He}$  wurde in der vorhandenen Polarisatoranlage [78] in Mainz auf bis zu 70 Prozent polarisiert und mit einem Druck von 2 bar in eine Transportzelle gefüllt [78]. Diese Glaszelle wurde mit Hilfe der speziell für solche Transporte entwickelten magnetisch abgeschirmten Transportboxen [79] ans PSI gebracht und dort im Zentrum eines homogenen Magnetfeldes von etwa 5 Gauß gelagert. Das Feld wurde durch ein Helmholtzspulenpaar mit einem Durchmesser von etwa 1,5 Metern erzeugt.



**Abbildung 5.2.:** Links: Helmholtzspulenpaar zur Lagerung von Transportzelle und Umfüllsystem.

Rechts: Detailansicht von Transportzelle mit polarisiertem  $^3\text{He}$  (1), Füllzelle (2) und Umfüllsystem (3).

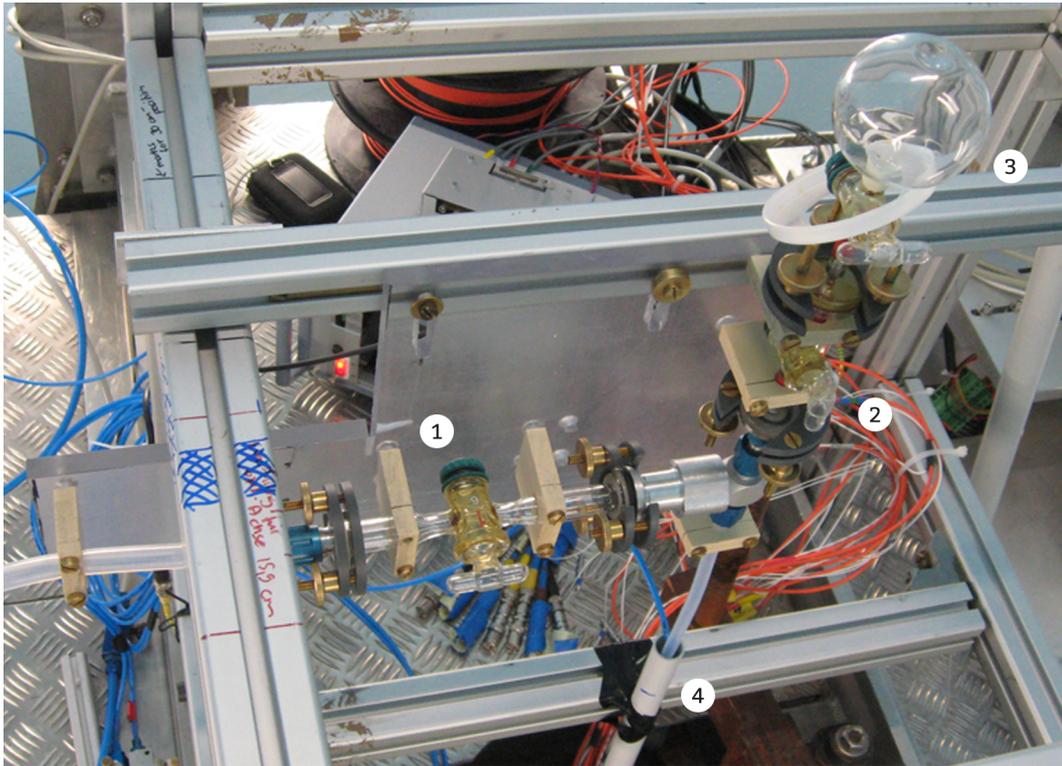
Aus der Transportzelle konnte über ein Umfüllsystem eine kleinere Glaszelle (Füllzelle genannt, Volumen 0,11 Liter) mit der jeweils gewünschten Menge Gas befüllt werden.

Das große Helmholtzspulenpaar zur Lagerung der Transportzelle und das Umfüllsystem sind in Abbildung 5.2 zu sehen.

Nach dem Befüllen mit polarisiertem  $^3\text{He}$  wurde die Füllzelle vom Umfüllsystem abgekoppelt und in einem kleinen Helmholtzspulenpaar (Spulendurchmesser 52 cm) platziert. Dieses Spulenpaar erzeugte über eine Batterie ein Magnetfeld von etwa  $150 \mu\text{T}$  und ermöglichte somit den Transport der Füllzelle von der Umfüllanlage auf die Plattform oberhalb der magnetischen Abschirmung des nEDM-Aufbaus.

Um das Gas in die Magnetometerzelle innerhalb der Abschirmung einleiten zu können, wurde ein spezielles Füllsystem installiert (siehe Abbildung 5.3). Als Zugang

ins Innere der magnetischen Abschirmung diente der obere Kamin des Schildes - dieser Kamin wird im Normalbetrieb des nEDM-Experiments dazu genutzt, das Elektrodensystem mit einer Hochspannungsversorgung zu verbinden. Das Füllsystem bestand aus einem etwa 2 Meter langen Teflonschlauch, der mit der eigentlichen Magnetometerzelle verbunden war. Über ein Glasventil (1) konnte eine Verbindung zu einer Vakuumpumpe geöffnet und somit Schlauch und Magnetometerzelle abgepumpt werden. Die Füllzelle wurde an einem zweiten Ventil (2) angeschlossen. Durch Öffnen des Füllzellenventils und des Ventils (2) konnte Gas durch den Schlauch in die Magnetometerzelle geleitet werden.



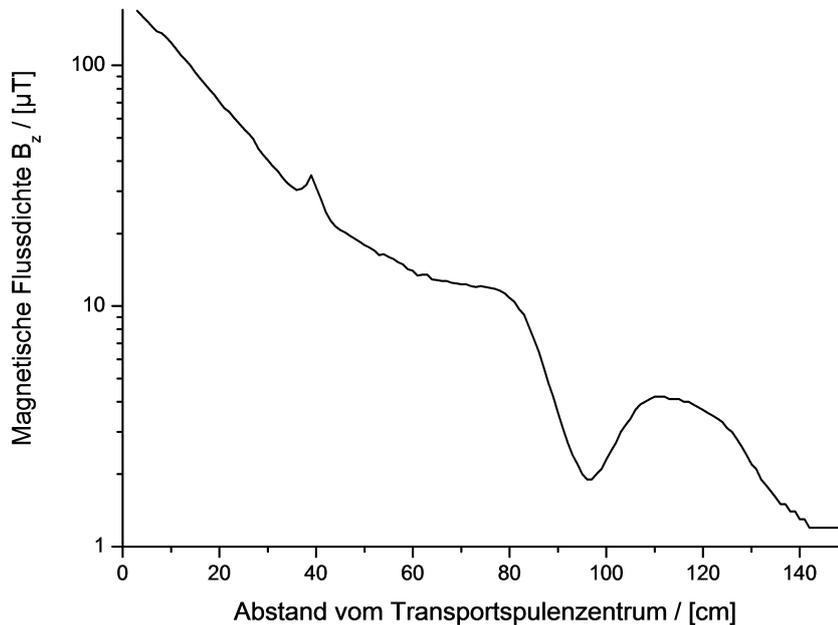
**Abbildung 5.3.:** Füllsystem mit Ventil (1) zum Abpumpen von Schlauch und Magnetometerzelle, Ventil (2) zum Befüllen der Magnetometerzelle mit polarisiertem  $^3\text{He}$ -Gas, Füllzelle (3) und Schlauch, der durch den oberen Kamin der Abschirmung bis zur Magnetometerzelle reicht (4) .

Zur Vermeidung von Polarisationsverlusten des Gases war es nötig die Gradienten des Magnetfeldes entlang des Schlauchs möglichst gering zu halten. Durch Variation der Höhe des Transportfeldes gegenüber dem Kamin des nEDM-Schildes konnte ein möglichst gleichmäßiger Übergang von den  $\sim 150 \mu\text{T}$  des Transportfeldes zu dem  $1 \mu\text{T}$ -Arbeitsfeld innerhalb der nEDM-Abschirmung erzeugt werden. Dieser Übergang wurde mit Hilfe der Magnetfeldsonde Fluxmaster<sup>1</sup> ausgemessen. Dazu wurde in Schritten von jeweils einem Zentimeter die vertikale Komponente des Magnetfeldes ab dem Zentrum der Transportspule bis 150 cm unterhalb von diesem Punkt und somit etwa in der Mitte der magnetischen Abschirmung gemessen. An diesem

<sup>1</sup>Hersteller Stefan Mayer Instruments.

Ort befindet sich später die  $^3\text{He}$ -Magnetometerzelle.

Der Verlauf der magnetischen Flussdichte  $B_z$  ist in folgender Abbildung dargestellt:



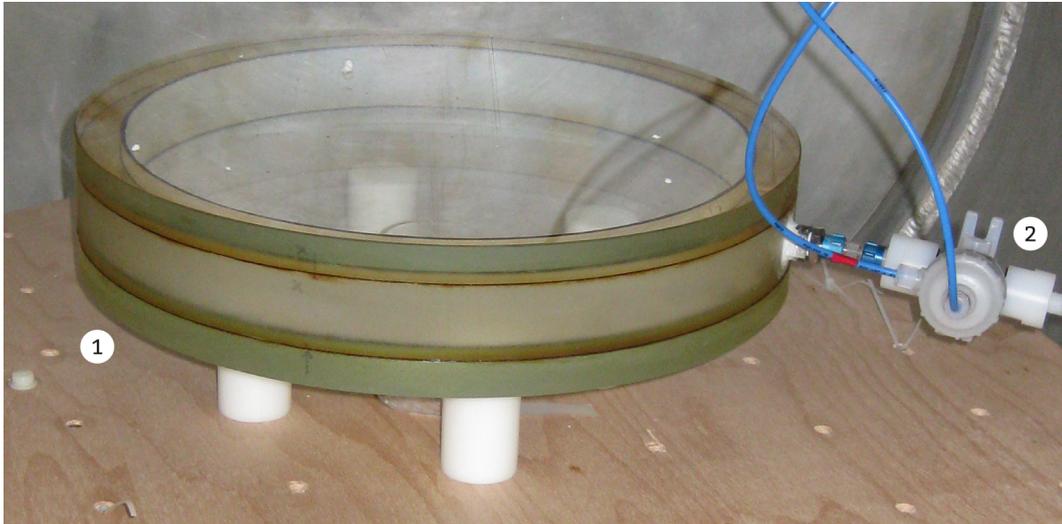
**Abbildung 5.4.:** Magnetfeldverlauf vom Zentrum der Transportspule bis in die Mitte der magnetischen Abschirmung.

Der in diesem Verlauf sichtbare Peak bei einem Abstand von etwa 40 cm vom Transportspulenzentrum markiert gerade den Punkt des Übergangs von außen in den oberen Kamin der Mumetallabschirmung. Der „kurvige“ Verlauf des Graphen im Abstand von 80 cm, 95 cm, 110 cm und 140 cm vom Spulenzentrum lässt sich durch Verzerrungen des Magnetfeldes beim Durchqueren jeweils einer der insgesamt vier Mumetall-Lagen erklären.

Anhand der gemessenen Werte kann der relative Gradient  $(\partial B_z / \partial z) / B_{0z}$  zwischen zwei Messpunkten in der Einheit  $[\text{cm}^{-1}]$  berechnet werden. Der relative Gradient hat Maximalwerte von  $0,16 \text{ cm}^{-1}$  beim Übergang in den oberen Kamin der Mumetallabschirmung (bei 40 cm) und im Bereich des Durchgangs durch die verschiedenen Mumetallschichten. Die Gesamtlänge der Bereiche mit einem relativen Feldgradienten von  $0,16 \text{ cm}^{-1}$  beträgt etwa 10 cm. Zwischen den einzelnen Mumetalllagen und im Bereich zwischen Transportspulenzentrum und Kamineingang liegen die relativen Feldgradienten zwischen  $0,01$ - $0,06 \text{ cm}^{-1}$ . Diese gemessenen relativen Feldgradienten können Polarisationsverluste beim Transfer des  $^3\text{He}$ -Gases hervorrufen. Eine Abschätzung der Transferverluste wird in Abschnitt [5.1.1] vorgenommen.

Nachdem die Füllzelle in ihrem Transportfeld am Glasventil (2) des Füllsystems angeschlossen worden war, wurde die Kopplungsstelle evakuiert. Dazu wurde das Glasventil (1) geöffnet und eine Verbindung zur Vakuumpumpe hergestellt. Nach einer Abpumpzeit von etwa 5 Minuten wurde die Verbindung zur Pumpe wieder geschlossen. Durch Öffnen des Glasventils (2) konnte schließlich das Gas aus der Füllzelle durch den abgepumpten Schlauch in das Vakuum der Magnetometerzelle eingeschossen werden.

Die eingesetzte Magnetometerzelle besteht wie die beiden größeren Versionen<sup>2</sup>, die im späteren n2EDM-Experiment zum Einsatz kommen sollen, aus drei aus massivem Glas<sup>3</sup> gefertigten Einzelteilen. Zwei Glasplatten mit einem Durchmesser von 40 cm und einer Dicke von 2 cm dienen als Boden bzw. Deckel für einen aus Glas gefrästen Ring mit einem Innendurchmesser von 35 cm und 4 cm Höhe. Dadurch ergibt sich ein inneres Volumen der Magnetometerzelle von etwa 4 Litern.



**Abbildung 5.5.:** Fettgedichtete Magnetometerzelle (1) mit angeschlossenem unmagnetischem und pneumatisch steuerbarem Plastikventil (2).

Die Dichtung erfolgte wie bei allen übrigen Glasteilen des Umfüllsystems einschließlich der Glasventile mit dem Vakuumfett Apiezon H<sup>4</sup>.

Im abgepumpten Zustand wirkt auf die Magnetometerzelle der äußere Normaldruck von etwa 1 bar. Aus dieser Druckdifferenz resultiert ein Verbiegen der Deckelplatten der Magnetometerzelle (siehe Abschnitt [2.4.1]). Verwendet man zur Abdichtung der Magnetometerzelle ein Vakuumfett ergibt sich nach mehrmaligem Be- und Entlüften das Problem, dass das Fett vom äußeren Luftdruck immer weiter entlang der Dichtfläche ins Zelleninnere gepresst wird. Dadurch entstehen nach einiger Zeit Kapillarrisie in der Fettdichtung und das Vakuumfett verliert schließlich seine Dichtfunktion. Um diese Problematik zu umgehen, wurde das Vakuumfett in einer späteren Magnetometerzellenversion durch einen Silikonkleber<sup>5</sup> ersetzt, um zu gewährleisten, dass die Magnetometerzelle auch nach mehrmaligem Belüften und Abpumpen vakuumdicht abschließt.

Die Magnetometerzelle ist über eine Bohrung (Durchmesser 10 mm) durch den Glasring mit einem seitlichen Einlass versehen. Zwischen dem Transferschlauch und dem seitlichen Einlass der Magnetometerzelle war ein pneumatisch steuerbares Ventil

<sup>2</sup>Die beiden <sup>3</sup>He-Magnetometerzellen für das n2EDM-Experiment haben einen Innendurchmesser von 50 cm und eine Innenhöhe von 4 cm. Daraus ergibt sich ein Volumen von etwa 8 Litern pro Magnetometerzelle.

<sup>3</sup>gehärtetes Borosilikat-Glas, hergestellt von der Firma Schröder Spezialglas, Ellerau.

<sup>4</sup>Mit diesem Vakuumfett lassen sich bei vernachlässigbaren Ausgasraten Vakuumdrücke von bis zu 10<sup>-9</sup> mbar erzielen.

<sup>5</sup>Kleben und Dichten, Farbton Glasklar, Hornbach. Mit diesem Kleber können ausreichende Vakuumdrücke von 10<sup>-5</sup> mbar erreicht werden.

installiert. Dieses Ventil wird von der Firma SMC Pneumatik hergestellt, ist vollständig unmagnetisch und wurde schon bei früheren Magnetometermessungen an der PTB erfolgreich verwendet [67].

Nach Einfüllen des Gases wurde das Ventil geschlossen. Dadurch konnte der Füllschlauch wieder abgepumpt, die Füllzelle abgekoppelt und samt Haltefeld zum Gasumfüllsystem zurückgebracht werden, um dort evakuiert und schließlich wieder mit polarisiertem Gas gefüllt zu werden.

### 5.1.1. Abschätzung der Transferverluste in Abhängigkeit der relativen Feldgradienten und der Transferzeit $t_{\text{gesamt}}$

Bei der Messung des Feldverlaufs von der Transportspule ins Innere der magnetischen Abschirmungen ergaben sich über einen Bereich von insgesamt 10 cm maximale relative Feldgradienten von  $0,16 \text{ cm}^{-1}$ .

Nach Gleichung (3.12) gilt folgender Zusammenhang zwischen der gradientenbedingten Relaxationszeit  $T_1^{\text{grad}}$  und den relativen Feldgradienten  $G_r$ , in dem sich Gas mit dem Druck  $p$  befindet:

$$T_1^{\text{grad}} [\text{h}] \approx \frac{1}{6900} \frac{p [\text{bar}]}{G_r^2 [\text{cm}^{-2}]} \quad (5.1)$$

Diese Gleichung ist eine Näherung von Gleichung (3.10). Anhand Gleichung (3.10) ist ersichtlich, dass die  $T_1^{\text{grad}}$ -Zeit neben den Magnetfeldgradienten auch vom Diffusionskoeffizienten  $D$  abhängig ist. Beide Gleichungen gelten damit streng genommen nur für den stationären Fall, dass sich polarisierte  $^3\text{He}$ -Atome in einem Gradientenfeld befinden und dort beispielsweise in einer geschlossenen Speicherzelle bei einem konstanten Druck nur aufgrund der Diffusion bewegen. Bei dem hier betrachteten Füllvorgang von  $^3\text{He}$ -Gas aus der Füllzelle in die Magnetometerzelle handelt es sich hingegen um eine Strömung, die aus dem Druckunterschied zwischen dem Druck in der Füllzelle und dem anfänglichen Vakuum in der Magnetometerzelle resultiert. Die Diffusion spielt hierbei nur eine untergeordnete Rolle. Die Anwendung von Gleichung (5.1) auf diesen Gastransfer kann daher nur als erste grobe Näherung betrachtet werden, um zumindest die Größenordnung der  $T_1^{\text{grad}}$ -Zeiten abzuschätzen. In Anhang C wird ein Ansatz für eine präzisere Abschätzung der  $T_1^{\text{grad}}$ -Zeiten kurz dargestellt.

Der genaue Druck  $p$ , mit dem der Transferschlauch von Gas aus der Füllzelle auf dem Weg zur Magnetometerzelle durchströmt wird, ist unbekannt. Bei den im nächsten Abschnitt beschriebenen Messungen wurde die Füllzelle (Volumen 0,1 L) mit Drücken von 160 mbar bis maximal 300 mbar befüllt. Nach dem Druckausgleich zwischen Füllzelle, Transferschlauch und Magnetometerzelle ergaben sich in der Magnetometerzelle je nach Füllzellendruck Drücke von etwa 4-8 mbar. Man kann daher verallgemeinern, dass das transferierte Gas mindestens mit einem Druck von 4 mbar durch die Transferleitung strömt. Nach Gleichung (5.1) ergeben sich für Gas mit einem Minimaldruck von 4 mbar in einem relativen Feldgradienten von  $0,16 \text{ cm}^{-1}$  gradientenbedingte Relaxationszeiten von  $T_{1\text{min}}^{\text{grad}} = 82 \text{ ms}$ .

Um gradientenbedingte Polarisationsverluste beim Transfer definitiv ausschließen zu können, muss die Transferzeit  $t$ , die das transferierte  $^3\text{He}$ -Gas benötigt, um die Bereiche mit relativen Feldgradienten von  $0,16 \text{ cm}^{-1}$  zu durchströmen, deutlich kleiner als  $T_{1\text{min}}^{\text{grad}} = 82\text{ms}$  sein ( $t \ll T_{1\text{min}}^{\text{grad}}$ ).

Die Transferzeit  $t_{\text{gesamt}}$ , die für den Druckausgleich zwischen Füllzelle und Magnetometerzelle benötigt wird, wurde bei den hier beschriebenen Messungen im Un-

terschied zu den Transfermessungen in Abschnitt [8.2] nicht direkt gemessen. Die Transferzeit  $t_{\text{gesamt}}$  kann daher nur näherungsweise abgeschätzt werden.

### Abschätzung der Transferzeit $t_{\text{gesamt}}$ über das Gesetz von Hagen-Poisulles

Nach dem Gesetz von Hagen-Poisulles [80] ergibt sich der Volumenstrom  $\partial V/\partial t$  bei der laminaren stationären Strömung eines Newton'schen Fluids durch eine Kapillare wie folgt:

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\pi \cdot \Delta p}{8 \cdot \eta \cdot l} r^4 \quad , \quad (5.2)$$

dabei ist  $r$  der Innenradius der Kapillare,  $l$  die Kapillarlänge,  $\eta$  die dynamische Viskosität des Fluids und  $\Delta p$  die Druckdifferenz zwischen Anfang und Ende der Kapillare.

Im vorliegenden Fall ist keine stationäre Strömung vorhanden und es ist nicht klar, inwieweit die Strömung des Gases laminar erfolgt. Eine genaue Berechnung der benötigten Gesamttransferzeit würde eine Lösung der Navier-Stokes-Gleichung für nicht-stationäre Strömungen erfordern. Anhand obiger Gleichung kann aber zumindest die Größenordnung der Transferzeit grob abgeschätzt werden.

Die Länge des Transferschlauchs beträgt 2 Meter und der Schlauch besitzt einen Innendurchmesser von 6 mm. Die Viskosität von Helium liegt nach [81] bei einer Temperatur von 293 K bei  $\eta = 19,5 \cdot 10^{-6} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ .

Bei einem Füllzellendruck von 160 mbar ergibt sich nach dem Transfer ein Gleichgewichtsdruck von etwa 4 mbar. Nach Gleichung (5.2) berechnet sich ein Volumenstrom  $\partial V/\partial t$  von etwa 13 Litern pro Sekunde. Bei einem Füllzellenvolumen von 0,11 L ergibt sich eine Gesamttransferzeit  $t_{\text{gesamt}}$  von 8,5 ms.

Zwischen der Gesamttransferzeit  $t_{\text{gesamt}}$  und der Zeit  $t$ , die das Gas benötigt, um die Bereiche mit relativen Feldgradienten von  $0,16 \text{ cm}^{-1}$  mit einer Gesamtlänge von 10 cm zu durchströmen, ergibt sich näherungsweise folgender Zusammenhang:

$$t \approx t_{\text{gesamt}} \cdot \frac{10 \text{ cm}}{200 \text{ cm}} \approx 0,4 \text{ ms} \quad . \quad (5.3)$$

Bei einem Füllzellendruck von 300 mbar und einem resultierenden Gleichgewichtsdruck von etwa 8 mbar ergibt sich nach ähnlicher Rechnung eine Gesamttransferzeit von  $t_{\text{gesamt}} = 4,5 \text{ ms}$ . Damit ergibt sich eine Zeit  $t$ , in der sich das Gas in den Bereichen mit hohen Feldgradienten befindet, von etwa  $t=0,2 \text{ ms}$ .

Die Transferzeiten durch die kritischen Bereiche sind demnach immer deutlich kürzer als die abgeschätzten  $T_1$ -Zeiten in diesen Bereichen.

Die Polarisationsverluste beim Transfer lassen sich nun nach Gleichung (3.8) abschätzen. Zwischen der Polarisation  $P_0$  vor dem Transfer durch die kritischen Bereiche und der Polarisation  $P_{\text{transfer}}$  gilt folgender Zusammenhang:

$$P_{\text{transfer}} = P_0 e^{-(t/T_1^{\text{grad}})} \quad . \quad (5.4)$$

Somit folgt mit der minimalen  $T_{1\text{min}}^{\text{grad}}$ -Zeit von 82 ms im Bereich der Feldgradienten von  $0,16 \text{ cm}^{-1}$  für Transferzeiten von 0,2-0,4 ms:

$$P_{\text{transfer}} \approx 0,99 \cdot P_0 \quad . \quad (5.5)$$

Es ergeben sich somit keine nachweisbaren Transferverluste.

In den Bereichen mit geringeren relativen Feldgradienten ergeben sich deutlich längere  $T_1^{\text{grad}}$ -Zeiten. Demnach sollten auch in diesen Bereichen keinerlei Transferverluste

auftreten.

Selbst wenn man berücksichtigt, dass die obige Abschätzung über Hagen-Poisulles nur eine sehr grobe Näherung des tatsächlichen Sachverhaltes darstellt, kann man letztendlich davon ausgehen, dass beim Transfer aus der Füllzelle in die Magnetometerzelle zumindest der Großteil der Polarisierung erhalten bleibt.

### 5.1.2. Abschätzung der Polarisierung in der Magnetometerzelle

#### Transport

Das polarisierte  $^3\text{He}$  in der Transportzelle wurde einen bzw. zwei Tage vor den durchgeführten Messungen auf etwa 70 Prozent aufpolarisiert.

Die Transportzelle wurde nach dem Abfüllen mittels einer speziellen Transportbox ( $T_1^{\text{box}} \approx 100 \text{ h}$ )[67] innerhalb von 6 Stunden ans PSI gebracht.

Die Verluste bis zur Ankunft errechnen sich wie folgt:

$$P_{\text{transfer}} = P_0 e^{-(t_{\text{transport}}/T_1^{\text{gesamt}})} \quad , \quad (5.6)$$

dabei gilt:

$$\frac{1}{T_1^{\text{transport}}} = \frac{1}{T_1^{\text{box}}} + \frac{1}{T_1^{\text{wand}}} + \frac{1}{T_1^{\text{bin}}} \quad . \quad (5.7)$$

Die Wandrelaxationszeit lag bei der verwendeten Transportzelle im Bereich von  $T_1^{\text{wand}} \approx 200 \text{ h}$ . Für die Relaxation durch binäre Stöße errechnet sich bei einem Transportzellendruck von etwa 2 bar nach Gleichung (3.2.3) eine Relaxationszeit von  $T_1^{\text{bin}} \approx 400 \text{ h}$ . Damit ergibt sich eine Gesamtrelaxationszeit von  $T_1^{\text{transport}} \approx 57 \text{ h}$ . Aus Gleichung (5.6) folgt:

$$P_{\text{transport}} = 0,9 \cdot P_0 \quad . \quad (5.8)$$

#### Lagerung

Nach der Ankunft wurde die Transportzelle bis zum Umfüllen in die Füllzelle für etwa 24 Stunden bzw. 48 Stunden in den großen Helmholtzspulen gelagert. Für die  $T_1^{\text{lager}}$ -Zeit während der Lagerung gilt:

$$\frac{1}{T_1^{\text{lager}}} = \frac{1}{T_1^{\text{wand}}} + \frac{1}{T_1^{\text{bin}}} \quad , \quad (5.9)$$

hierbei wird die Gradientenrelaxation innerhalb der Helmholtzspulen vernachlässigt. Es ergibt sich eine  $T_1^{\text{lager}}$ -Zeit von etwa 132 Stunden. Während der Lagerung gilt:

$$P_{\text{transfer}} = P_{\text{transport}} e^{-(t_{\text{lager}}/T_1^{\text{lager}})} \quad . \quad (5.10)$$

Nach einer Lagerung von 24 bzw. 48 Stunden erhält man:

$$P_{24\text{h}} = 0,83 \cdot P_{\text{transport}} \quad P_{48\text{h}} = 0,7 \cdot P_{\text{transport}} \quad . \quad (5.11)$$

Nach dem Transport von Mainz ans PSI und einer Lagerung von 24 Stunden bzw. 48 Stunden liegt in der Speicherzelle demnach noch eine Polarisierung von 52 Prozent bzw. 44 Prozent vor.

## Umfüllsystem

Nach [68] ergeben sich durch verschiedene Relaxationsmechanismen beim Umfüllen des polarisierten Gases aus der Transportzelle in die Füllzelle Verluste von bis zu 50 Prozent an Polarisation.

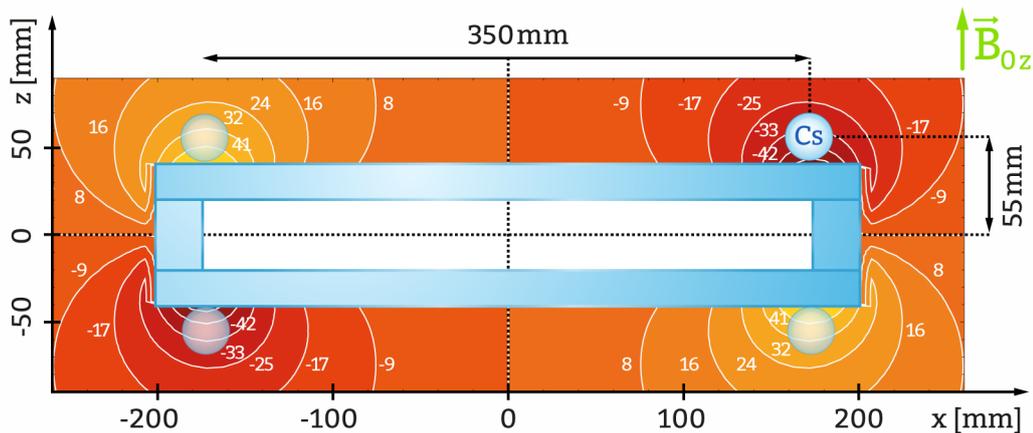
Somit befindet sich nach einer Lagerung von 24 bzw. 48 Stunden nach dem Umfüllen und vor dem Transfer des Gases eine Polarisation von 26 Prozent bzw. 22 Prozent in der Füllzelle.

Im vorherigen Abschnitt konnte abgeschätzt werden, dass die Polarisationsverluste beim Transfer zu vernachlässigen sind oder höchstens im Bereich weniger Prozent liegen.

Zu Beginn der jeweiligen Messungen befindet sich demnach nach dem Transfer aus der Füllzelle jeweils  $^3\text{He}$ -Gas mit einer Polarisation im Bereich von 22-26 Prozent in der Magnetometerzelle.

## 5.2. Durchführung

Rund um die Magnetometerzelle waren insgesamt acht Cs-Magnetometer positioniert.



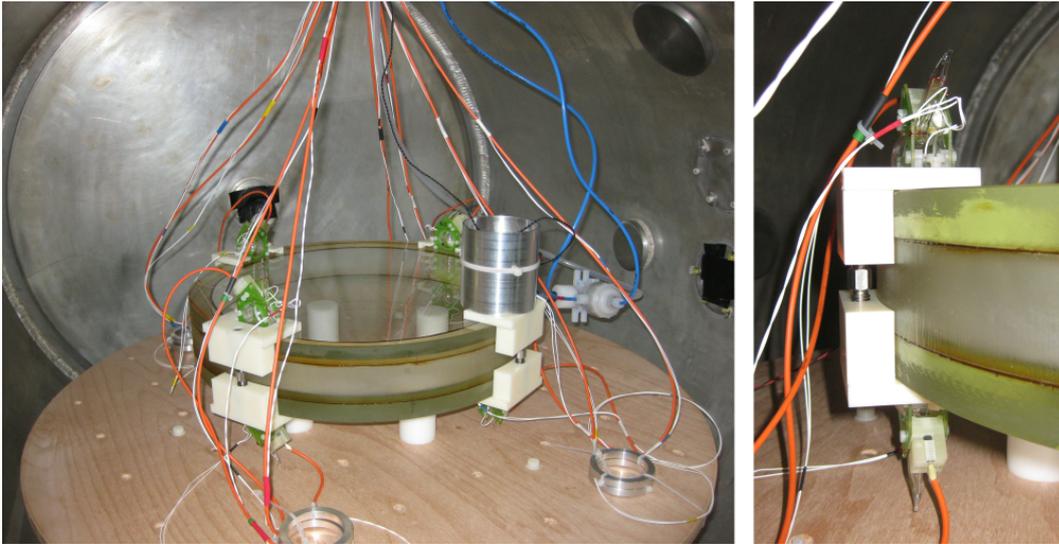
**Abbildung 5.6.:** Simulation der aus der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession hervorgerufenen Feldänderung des Haltefeldes  $\mathbf{B}_{0z}$  bei einem Magnetometerzellendruck von 1 mbar und einer Polarisation von 100 Prozent.

Die Bereiche der maximalen Feldänderung befinden gerade oberhalb bzw. unterhalb des vollen Magnetometerzelleninnendurchmessers. Die Cs-Magnetometer werden daher so platziert, dass sich die Mittelpunkte der Cs-Magnetometerzellen jeweils in einem radialen Abstand von 17,5 cm und einer Höhe von  $\pm 5,5$  cm bezogen auf den Mittelpunkt der  $^3\text{He}$ -Magnetometerzelle befinden. Die Zahlen geben die Feldänderung in z-Richtung auf den jeweiligen Äquipotentiallinien in pT an.

Die skalaren Cs-Magnetometer müssen dabei so platziert sein, dass sie sich nach dem Auslösen der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession im Bereich der größten durch die Präzession hervorgerufenen Feldänderung parallel zur Hauptfeldrichtung  $\mathbf{B}_{0z}$  befinden. Mit ei-

ner Mathematica-Simulation [82] findet man außerhalb der  $^3\text{He}$ -Magnetometerzelle die Bereiche mit der größten Feldänderung parallel zur Hauptfeldrichtung gerade oberhalb bzw. unterhalb des Innendurchmessers der  $^3\text{He}$ -Zelle.

In der Simulation wurden ein  $^3\text{He}$ -Zelleninnendruck von 1 mbar, eine  $^3\text{He}$ -Polarisation von 100 Prozent und eine  $^3\text{He}$ -Spinpräzession, die vollständig in der x-y-Ebene erfolgt, angenommen. Werden die Cs-Magnetometer so positioniert, dass sich die Mittelpunkte der Cs-Zellen jeweils in einem radialen Abstand von 17,5 cm und einer Höhe von 5,5 cm (2 cm halbe Zellenhöhe + 2 cm Dicke der Deckelplatte + 1,5 cm Cs-Zellenradius), bezogen auf den Mittelpunkt der  $^3\text{He}$ -Magnetometerzelle, befinden, sollten die Cs-Magnetometer maximale Feldänderungen von  $b = \pm 37$  pT parallel zu  $\mathbf{B}_{0z}$  wahrnehmen.



**Abbildung 5.7.:** Links:  $^3\text{He}$ -Magnetometerzelle mit insgesamt acht paarweise angeordneten Cs-Magnetometern. Eines der Cs-Magnetometer wurde für Abschirmungstests mit einer Aluminiumkappe versehen. Rechts: Detailaufnahme von zwei im Gradiometermodus angeordneten Cs-Magnetometern.

Die acht Cs-Magnetometer wurden an diesen Positionen paarweise (oben/unten) und die Paare jeweils um  $90^\circ$  versetzt angeordnet. Dieser Aufbau ist in Abbildung 5.7, links, zu sehen. Ursprünglich war es geplant die einzelnen Magnetometerpaare (siehe Abbildung 5.7, rechts) im Gradiometermodus zu betreiben:

Die Cs-Magnetometer sind sensitiv auf Feldänderungen in Hauptfeldrichtung des Haltefeldes  $\mathbf{B}_{0z}$ . Aus der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession resultiert eine für die Cs-Magnetometer wahrnehmbare periodische Feldänderung parallel zur Hauptfeldrichtung. Für die Feldänderung  $B(t)$  gilt nach Gleichung (4.13)

$$B(t) = B_{0z} + b \cos(2\pi\nu_{^3\text{He}}t) \quad , \quad (5.12)$$

dabei ist  $b$  die sich periodisch ändernde Komponente der  $^3\text{He}$ -Magnetisierung  $\mathbf{m}$  parallel zum Feld  $\mathbf{B}_{0z}$ .

Die präzedierende Magnetisierung  $\mathbf{m}$  der  $^3\text{He}$ -Atome erzeugt rund um die Magnetometerzelle ein Dipolfeld.

Sei zum Zeitpunkt ( $t=0$ ) das resultierende magnetische Moment  $\mathbf{m}$  entlang der y-Achse auf eines der vier Magnetometerpaare ausgerichtet. Dann nimmt eines der

beiden Magnetometer dieses Paares eine Feldänderung von  $B_{\text{oben}} = B_{0z} + b$  wahr. Für das zweite Magnetometer dieses Paares ergibt sich aufgrund der Dipolform eine Feldänderung von  $B_{\text{unten}} = B_{0z} - b$ . Im sogenannten Gradiometermodus kann man nun die Signale beider Magnetometer kombinieren, um die wahrgenommene Signalamplitude der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession zu verstärken und gleichzeitig globales Rauschen innerhalb der magnetischen Abschirmung zu minimieren ( $B_1 - B_2 = 2 \cdot b$ ).

Durch die Verwendung mehrerer dieser Magnetometerpaare kann man auch Informationen über die Phase des  $^3\text{He}$ -Spinpräzessionssignals gewinnen.

Nimmt zum Zeitpunkt ( $t=0$ ) das obere Magnetometer eines Paares (1) eine Feldänderung von  $B_{1,\text{oben}} = B_0 + b$  wahr, ergibt sich für das obere Magnetometer eines zweiten Paares (2), dass sich bezüglich des ersten Paares um genau  $180^\circ$  verschoben auf der anderen Seite der Magnetometerzelle befindet, eine Feldänderung von  $B_{2,\text{oben}} = B_{0z} - b$  (siehe auch Abbildung 5.6).

Nach einem Zeitintervall von  $0,5 \cdot (1/\nu_{^3\text{He}})$  ist die Magnetisierung gerade um einen Winkel von  $180^\circ$  rotiert. Dadurch nimmt das obere Magnetometer des zweiten Paares (2) nun eine Feldänderung von  $B_{2,\text{oben}} = B_{0z} + b$  wahr. Hingegen ergibt sich jetzt für das obere Magnetometer des ersten Paares (1) eine Feldänderung von  $B_{1,\text{oben}} = B_{0z} - b$ .

Platziert man insgesamt vier Cs-Magnetometerpaare rund um die Zelle mit einer Verschiebung von  $90^\circ$  gegenüber den benachbarten Paaren, ist jeweils nach einem Zeitintervall  $0,25 \cdot (1/\nu_{^3\text{He}})$  die  $^3\text{He}$ -Magnetisierung vollständig auf eines der Paare ausgerichtet. Misst man im oberen Magnetometer dieses Paares eine Feldänderung von  $B_{1,\text{oben}} = B_{0z} + b$  bzw. im unteren eine Feldänderung von  $B_{1,\text{unten}} = B_{0z} - b$ , dann ergibt sich im gegenüberliegenden Paar gerade das gegenteilige Vorzeichen:

$B_{2,\text{oben}} = B_{0z} - b$  bzw.  $B_{2,\text{unten}} = B_{0z} + b$ .

Durch die Kombination der von allen acht Cs-Magnetometern gewonnenen Daten erhält man somit zusätzliche Informationen über die Phasenlage<sup>6</sup> der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession.

Aufgrund von Problemen mit der Stabilität und dem Rauschverhalten des damals verwendeten Lasers zum optischen Pumpen der Cs-Magnetometer war es nicht möglich, die einzelnen Magnetometerpaare wie geplant im Gradiometer-Modus zu betreiben. Daher wurden die Signale der einzelnen Cs-Magnetometer getrennt benutzt, um daraus Fourierspektren zu erzeugen und die  $^3\text{He}$ -Spinpräzession nachzuweisen.

### 5.2.1. Generierung des RF-Pulses

Zum Start der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession muss ein  $\pi/2$ -Puls eingestrahlt werden. Dazu wurde eine der drei RF-Spulen des nEDM-Spulensystems verwendet (AS2-Spule) [83]. Diese RF-Spule ist in Form einer Helmholtzspule aufgebaut. Die beiden Spulen haben einen Radius von etwa  $R=55$  cm und sind jeweils mit  $N=25$  Wicklungen versehen. Für das Feld im Zentrum der Helmholtzspule gilt:

$$B(0) = \mu_0 \cdot \frac{8 \cdot I \cdot N}{\sqrt{125} \cdot R} \quad , \quad (5.13)$$

dabei ist  $I$  der die Leiter der Spule durchfließende Strom.

Nach Gleichung (3.23) gibt es folgenden Zusammenhang zwischen dem Winkel  $\alpha$ ,

<sup>6</sup>Über die Phasenlage des von den verschiedenen Cs-Magnetometern nachgewiesenen  $^3\text{He}$ -Spinpräzessionssignals lassen sich im späteren n2EDM-Experiment beispielsweise Leckströme innerhalb der Spektrometerkammer untersuchen.

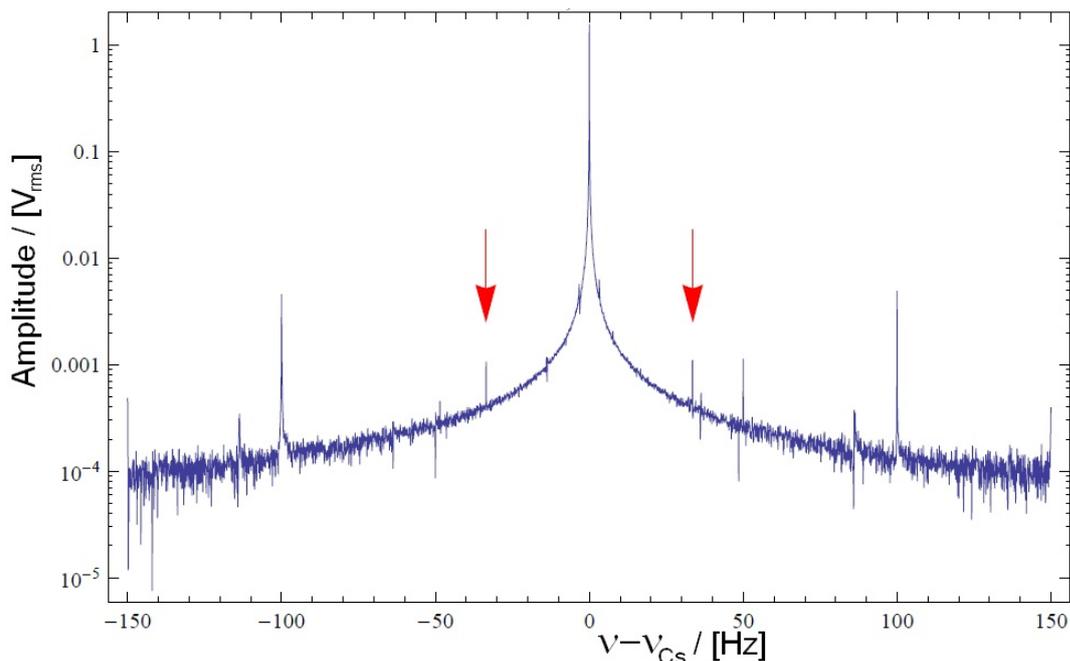
um den die Spins ausgelenkt werden, und Pulsstärke  $B_{\text{RF}}$  und Pulsdauer  $\tau_{\text{RF}}$ :

$$\alpha = \frac{1}{2} \tau_{\text{RF}} \cdot \gamma_{^3\text{He}} \cdot B_{\text{RF}} \quad . \quad (5.14)$$

Mit einem Frequenzgenerator wurde ein resonanter RF-Puls mit einer Pulsfrequenz von  $\omega_{\text{RF}} = \omega_{\text{L}} = \gamma_{^3\text{He}} \cdot B_{0z} \sim 33 \text{ Hz}$  über die RF-Spule eingestrahlt. Die Pulsamplitude lag bei 20 Volt. Bei einem Vorwiderstand von 10 k $\Omega$  zwischen Pulsspule und Frequenzgenerator ergab sich damit ein Strom durch die Pulsspule von 2 mA. Nach Gleichung (5.13) ergibt sich damit eine von der Pulsspule erzeugte magnetische Flussdichte am Ort der Magnetometerzelle von 81,7 nT. Um die Spins um exakt  $\alpha = 90^\circ$  auszulenken und somit die freie Spinpräzession um die vertikale Achse des Haltefeldes  $B_{0z}$  zu starten, benötigt man nach Gleichung (5.14) eine Pulsdauer von etwa 185 ms.

### 5.3. Resultate

Nach mehreren Versuchen, bei denen die Pulsfrequenz minimal variiert wurde, gelang es bei einer Pulsfrequenz von  $\omega_{\text{RF}} = 33,4$  die Spinpräzession der  $^3\text{He}$ -Atome in der Form von zwei Seitenbändern (siehe Abschnitt [4.4]) im FFT-Spektrum eines der Cs-Magnetometer nachzuweisen. Der Abstand zwischen den Seitenbändern und dem Signal der Hauptträgerfrequenz lag dabei bei  $\pm 33,4 \text{ Hz}$ .



**Abbildung 5.8.:** *FFT-Spektrum eines der Cs-Magnetometer mit sichtbaren  $^3\text{He}$ -Spinpräzessionssignalen (mit roten Pfeilen markiert). Die Amplitude ist in  $V_{\text{rms}} = V/\sqrt{2}$  angegeben.*

Im diesem Spektrum erscheint die Trägerfrequenz des Magnetometersignals als großer Peak in der Mitte. Links und rechts davon befinden sich verschiedene kleinere Peaks. Man erkennt Seitenbänder bei 50 Hz und bei den Vielfachen davon. Diese Seitenbänder resultieren aus der Netzstromfrequenz von 50 Hz. Die mit den roten Pfeilen

markierten Peaks bei einem Abstand von etwa 33 Hz vom Hauptsignal der Cs-Trägerfrequenz werden durch die Spinpräzession des  $^3\text{He}$ -Atome in der Magnetometerzelle verursacht.

Bei den ersten Messungen lag die Datenaufnahmezeit für ein Spektrum bei 400 s. Aus solch einem FFT-Spektrum ergab sich die Amplitude des Hauptträgersignals mit  $A_{\text{Cs}} = 1,23 \text{ V}$ . Für die  $^3\text{He}$ -Seitenbänder wurden Amplituden von  $A_{^3\text{He}} = 150 \mu\text{V}$  ermittelt. Aus dem Verhältnis der beiden Amplituden kann nach Gleichung (4.21) direkt die vom Cs-Magnetometer wahrgenommene Magnetisierung  $b$  der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession berechnet werden. Es gilt:

$$b = \frac{4\pi \nu_{^3\text{He}} A_{^3\text{He}}}{\gamma_{\text{Cs}} A_{\text{Cs}}} . \quad (5.15)$$

Damit ergibt sich eine Magnetisierung  $b=2,2 \text{ pT}$ . Bei dieser Messung befanden sich etwa 4 mbar  $^3\text{He}$ -Gas mit einer Polarisierung von etwa 26 Prozent in der Magnetometerzelle. Dieser Wert liegt damit um mehr als eine Größenordnung unter dem erwarteten Wert von etwa 37 pT bei 1 mbar und 100 Prozent Polarisierung (siehe Abschnitt [5.2]).

Erst nach mehreren weiteren Messungen mit neu eingefülltem Gas und ähnlich großen Magnetisierungen wurde klar, dass in der Berechnung der RF-Pulsstärke die abschirmende Wirkung des etwa 2 cm dicken Vakuums tanks des nEDM-Experiments, um den die zum Puls benutzte Spule gewickelt ist, nicht berücksichtigt wurde. Durch das Wechselfeld des RF-Pulses werden im Vakuums tank Wirbelströme induziert, die dem äußeren Wechselfeld entgegenwirken. Dies führte dazu, dass die Amplitude des RF-Pulses bei den ersten Versuchen bei weitem nicht stark genug war, um einen vollständigen  $\pi/2$ -Flipp bei den  $^3\text{He}$ -Atomen innerhalb des Vakuums tanks auszulösen. Dadurch ergab sich eine deutlich geringer wahrnehmbare transversale Magnetisierung im Vergleich zu einem vollständigen  $\pi/2$ -Flipp.

Durch Absenkung des Vorwiderstandes von 10 k $\Omega$  auf 1 k $\Omega$ , wurde die Stromstärke des Pulses um eine Größenordnung erhöht. Bei der nachfolgenden Messung wurde ein Druck von 8 mbar in die Magnetometerzelle gefüllt. Nach Einstrahlen eines Pulses mit einer Stromstärke von 20 mA war mit einer Datenaufnahmezeit von 60 Sekunden eine Amplitude der  $^3\text{He}$ -Seitenbänder von etwa 2,3 mV zu ermitteln. Die Amplitude des Cs-Peaks lag bei 1,3 Volt.

Damit errechnet sich nach Gleichung (5.15) eine Magnetisierung  $b$  von 33 pT (bei 8 mbar und 22-26 Prozent Polarisierung). Bezogen auf ein 1 mbar und eine Polarisierung von 100 Prozent ergibt sich eine Magnetisierung von 17-21 pT. Dieser gemessene Wert ist nur etwa halb so groß wie der aus der Simulation errechnete Wert von 37 pT bei 1 mbar und 100 Prozent Polarisierung.

Nach mehreren erfolgreichen Messungen war es plötzlich trotz wiederholter Versuche mit frischem Transportzellengas nicht mehr möglich, ein Signal der präzedierenden  $^3\text{He}$ -Spins zu erhalten. Daraufhin wurde das gesamte Experiment abgebrochen.

Im Nachhinein wurde eine vollständige Depolarisierung des Transportzellengases aufgrund folgender Ursache ermittelt: Zu Beginn der Messreihe war die Umfüllanlage direkt in der Experimentierhalle des nEDM-Experiments aufgebaut worden. Aufgrund von Bauarbeiten war zu dieser Zeit eine Außenwand der Experimentierhalle permanent geöffnet und das Umfüllsystem den teilweise extremen nächtlichen Minusgraden ausgesetzt. Dies führte dazu, dass die Viskosität des Hochtemperaturvakuums fetts, das zur Dichtung der Glasventile und Flanschanschlüsse verwendet wurde, stark abnahm und das Fett teilweise seine Dichtfähigkeit verlor. Dadurch war es möglich, dass Luft in das Umfüllsystem gelangen und von dort in die große

Transportzelle diffundieren konnte. Der in der Luft enthaltene Sauerstoff führte zu einer schnellen Relaxation des polarisierten Gases.

Es war nicht mehr möglich, eine weitere Optimierung des  $\pi/2$ -Pulses vorzunehmen und somit die Signalsichtbarkeit weiter zu erhöhen. Im Nachhinein lässt es sich daher nicht mehr abschätzen, inwieweit der RF-Puls wirklich resonant erfolgte und wie groß der tatsächlich erzielte Winkel  $\alpha$  bei der Verkippung der  $^3\text{He}$ -Spins war.

Die vom Cs-Magnetometer nachweisbare Magnetisierung ist abhängig von der transversalen Magnetisierung und damit von der Qualität des eingestrahlten RF-Pulses. Es lässt sich nicht mehr eindeutig ermitteln, ob die Diskrepanzen zwischen der theoretisch wahrnehmbaren Magnetisierung (37 pT bei 1 mbar und 100 Prozent) und der tatsächlich gemessenen Signalhöhen (17-21 pT bei 1 mbar und 100 Prozent) aus möglichen Polarisationsverlusten oder aus möglichen Mängeln des RF-Pulses resultieren.

Dieses Ergebnis ist zwar auf den ersten Blick unbefriedigend, allerdings konnte hier zum ersten Mal gezeigt werden, dass es grundsätzlich möglich ist, innerhalb der nEDM-Spektrometerkammer die  $^3\text{He}$ -Spinpräzession nachzuweisen.

Bei den oben beschriebenen Messungen wurden zusätzlich die in der Magnetometerzelle erreichbaren  $T_2^*$ -Zeiten untersucht.

### 5.3.1. $T_2^*$ -Zeiten

Bei den verschiedenen Messungen wurde das Signal der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession über einen Zeitraum von bis zu einer Stunde beobachtet. Aus dem zeitlichen Abfall der  $^3\text{He}$ -Signalamplituden in Abhängigkeit vom Druck innerhalb der Magnetometerzellen ergaben sich  $T_2^*$ -Zeiten im Bereich von 25 bis 60 Minuten. Im folgenden Graphen sind die jeweils inversen gemessenen  $T_2^*$ -Zeiten gegen den zugehörigen Magnetometerzellendruck  $p$  aufgetragen:

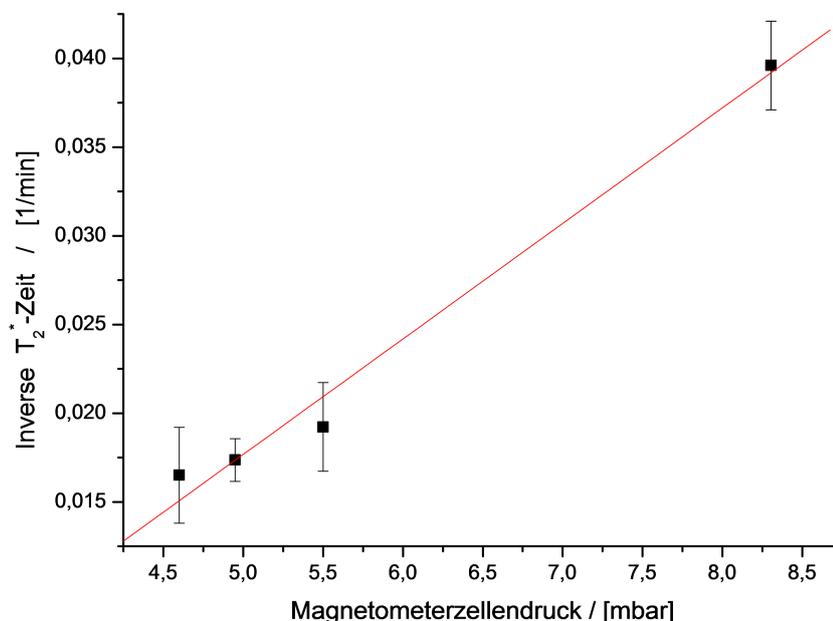


Abbildung 5.9.: Inverse gemessene  $T_2^*$ -Zeiten in Abhängigkeit vom Magnetometerzellendruck  $p$ .

Nach Abschnitt [3.3.1] gilt:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_1^{\text{wand}}} + \frac{\gamma_{\text{He}}^2 L^4}{120 D} \left( \frac{\partial B_z}{\partial x} \right)^2 + \frac{7\gamma_{\text{He}}^2 R^4}{96 D} \left( \frac{\partial B_z}{\partial y} \right)^2 \quad (5.16)$$

Die  $T_2^*$ -Zeit ist proportional zum Diffusionskoeffizienten  $D$ . Dieser wiederum ist entgegengesetzt proportional zum Druck  $p$ . Der somit lineare Zusammenhang zwischen der inversen  $T_2^*$ -Zeit und dem jeweiligen Magnetometerzellendruck  $p$  ist aus Abbildung 5.9 klar ersichtlich.

Über die gemessenen  $T_2^*$ -Zeiten können mit Gleichung (5.16) die in der Spektrometerkammer vorliegenden absoluten Feldgradienten  $\partial B_z / \partial x \approx \partial B_z / \partial x \approx \partial B_z / \partial r$  berechnet werden.

Dabei ist  $T_1^{\text{wand}}$  die mittlere Wandrelaxationszeit von Borosilikatglas mit  $T_1^{\text{wand}} \approx 2$  h,  $L = 4$  cm die Höhe und  $R = 17,5$  cm der Radius der Magnetometerzelle. Der druckabhängige Diffusionskoeffizient  $D$  lässt sich nach Gleichung (3.11) in Abhängigkeit vom Magnetometerzellendruck bestimmen.

Man ermittelt mit Gleichung (5.16) aus den gemessenen  $T_2^*$ -Zeiten einen absoluten Feldgradienten  $\partial B_z / \partial r$  im Bereich von 14-20 pT/cm. Dieses Ergebnis stimmt sehr gut mit den in [31] gemachten Angaben überein. Dort wird ein mittlerer absoluter Feldgradient  $\partial B_z / \partial r = 18,43$  pT/cm angegeben.

In Abschnitt [3.3.1] wurde gezeigt, dass man absolute Feldgradienten im Bereich von  $\partial B_z / \partial r = 15$  pT benötigt, um die projektierten  $^3\text{He}$ -Magnetometerzellen (Durchmesser 50 cm, Höhe 4 cm) mit einer  $T_2^*$ -Zeit von etwa einer Stunde betreiben zu können. Diese Anforderung wird in der vorhandenen magnetischen Abschirmung des nEDM-Experiments nahezu erfüllt.

Mit den oben beschriebenen Messungen wurde bewiesen, dass es möglich ist, in der kleineren Version der  $^3\text{He}$ -Magnetometerzellen bei einem Innendruck von 4-5 mbar  $T_2^*$ -Zeiten im Bereich von einer Stunde zu erhalten. Bei einem Innendruck von 1 mbar würden sich dementsprechend längere  $T_2^*$ -Zeiten ergeben. Die hier gemessenen  $T_2^*$ -Zeiten reichen eindeutig aus, um ein  $^3\text{He}$ -Spinpräzessionssignal ohne zu starken Signalabfall über den Zeitraum mehrerer Ramsey-Zyklen beobachten zu können.

An dieser Stelle wird klar, dass es möglich sein sollte, mit den projektierten größeren  $^3\text{He}$ -Magnetometerzellen im n2EDM-Experiment  $T_2^*$ -Zeiten von mindestens einer halben Stunde zu erzielen. Somit könnte das  $^3\text{He}$ -Spinpräzessionssignal über mehrere Ramsey-Zyklen nachgewiesen werden. Die Signalamplitude würde dabei über den Zeitraum eines Ramsey-Zyklus von etwa 5 Minuten nahezu konstant bleiben.

Trotz der oben aufgeführten Schwierigkeiten bei der Optimierung des RF-Pulses zum Auslösen der Spinpräzession ist dieses Experiment dennoch als erfolgreich anzusehen. Es wurde zum ersten Mal gezeigt, dass es prinzipiell möglich ist, von außerhalb der magnetischen Abschirmung des nEDM-Experiments polarisiertes  $^3\text{He}$  in eine sich innerhalb befindliche Magnetometerzelle zu füllen, die freie Spinpräzession der  $^3\text{He}$ -Atome zu starten, diese mit Cs-Magnetometern auszulesen und somit das Magnetfeld innerhalb des Experiments messen zu können.

Weiterhin entsprechen die in der hier verwendeten Magnetometerzelle gemessenen  $T_2^*$ -Zeiten deutlich den für das n2EDM-Experiment geplanten Anforderungen.

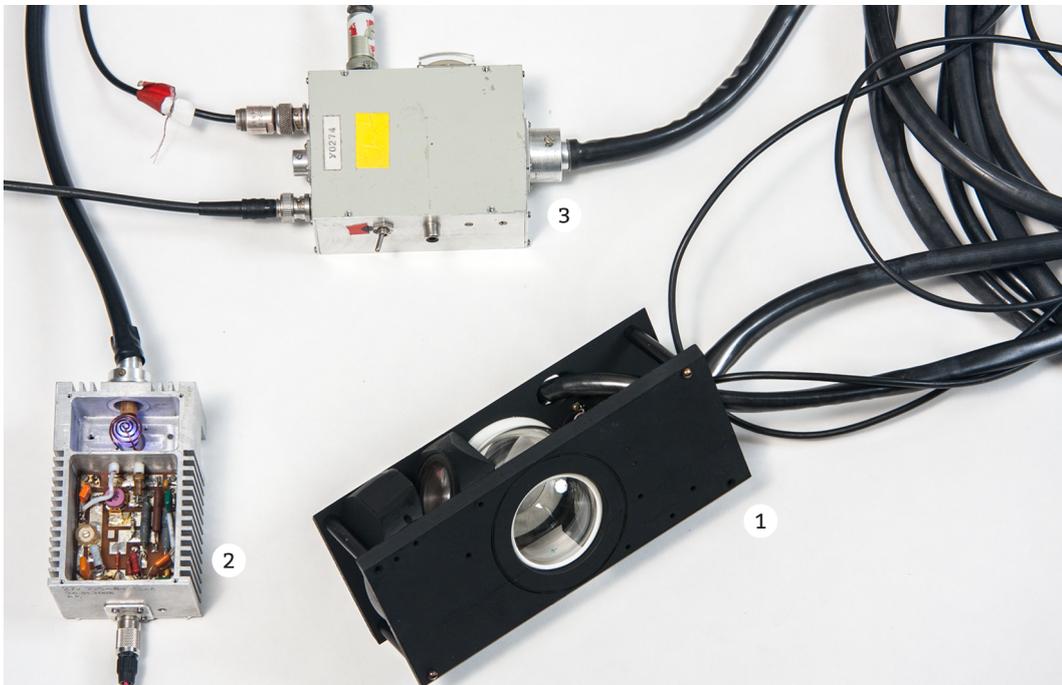
Das „Proof of Principle“ eines  $^3\text{He}$ -Magnetometers für das n2EDM-Experiment konnte somit erfolgreich nachgewiesen werden.



# Kapitel 6

## $^3\text{He}/\text{Cs}$ -Testanlage

Nach Durchführung des im vorherigen Kapitel beschriebenen Experiments wurde geplant, am Institut für Physik in Mainz eine eigenständige  $^3\text{He}/\text{Cs}$ -Testanlage zu installieren. Dieser Aufbau sollte dazu dienen, die einzelnen Bestandteile eines  $^3\text{He}$ -Magnetometers sowie die verschiedenen Teilschritte beim Betrieb systematisch zu untersuchen und so zu einer Optimierung zu gelangen. Zum einen konnten so erforderliche Tests effizient und zeitsparend durchgeführt werden, zum anderen war seit Beginn des Jahres 2010 klar, dass die experimentellen Einrichtungen am PSI in den nächsten Jahren hauptsächlich für die Installation und Durchführung des eigentlichen nEDM-Experiments genutzt und uns somit nur eng bemessene Zeitfenster für eventuelle  $^3\text{He}$ - und Cs-Magnetometer Tests zur Verfügung stehen würden.



**Abbildung 6.1.:** *Lampengepumptes Cs-Magnetometer von der Gruppe um A.Weis, Fribourg: (1) Sensorkopf, (2) Gasentladungslampe und (3) Magnetometerelektronik.*

Der im folgenden Kapitel beschriebene Aufbau wurde während einer Diplomarbeit [84] im Jahr 2011 installiert und in Betrieb genommen.

Während eines einmonatigen Aufenthaltes im Oktober 2010 bei unseren Kollaborationspartnern in Fribourg wurde es ermöglicht, eines der dort vorhandenen lampengepumpten Cs-Magnetometer wieder instand zu setzen und später mit nach Mainz zu nehmen.

Zusätzlich wurde im November 2010 vom PSI ein 4-lagiges Mumetallschild [85] für diese Untersuchungen zur Verfügung gestellt.



**Abbildung 6.2.:** 4-lagiges Mumetallschild nach der Anlieferung vom PSI im November 2010. Die Stülpedeckel der einzelnen Mumetall-Lagen sind abgenommen. Die Entgaußungsspulen sind als weiße Kabel zu erkennen.

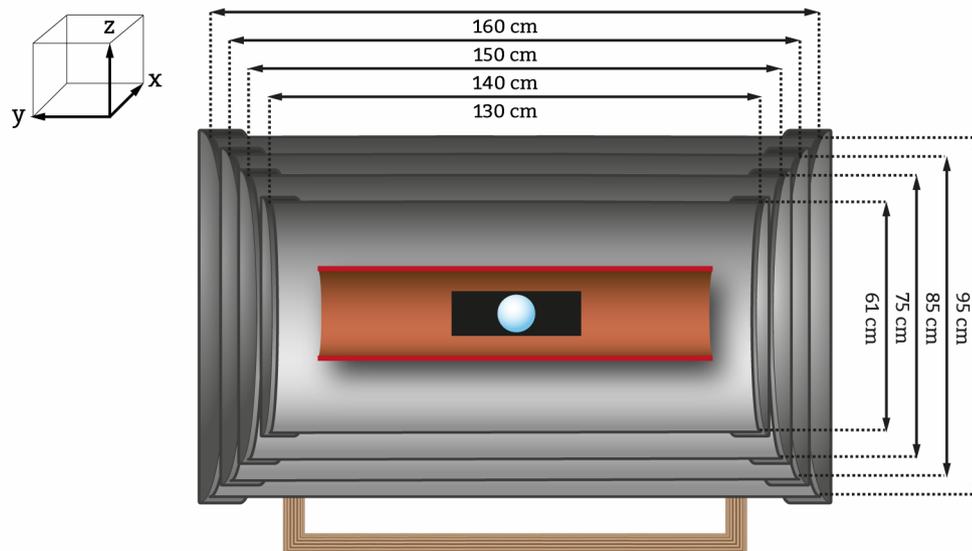
## 6.1. Testschild

Die oben erwähnte magnetische Abschirmung besteht aus vier einzelnen ineinandergefügten Mumetallzylindern, die jeweils mit zwei Stülpedeckeln aus Mumetall an den beiden Enden magnetisch verschlossen werden können. Das zylindrische Schild besitzt eine Außenlänge von 160 cm und einen Durchmesser von etwa einem Meter. Alle übrigen Maße sind in der Skizze in Abbildung 6.3 wiedergegeben.

Die Abschirmung wurde nur auf einer Holzplatte montiert geliefert. Daher wurde zu Beginn ein fahrbares Gestell aus Aluminiumprofilen entworfen, montiert und das Schild darauf installiert, um den Schildinnenraum auf einer praktikablen Arbeitshöhe zu platzieren.

### 6.1.1. Charakterisierung der Abschirmung

Da das Schild längere Zeit nicht mehr benutzt wurde, war es zunächst wichtig zu untersuchen, ob es durch Lagerung oder Transport aufmagnetisiert worden war. Jeder der vier Mumetallzylinder des Schildes ist zwar mit Entgaußungsspulen (siehe Abbildung 6.2) versehen und diese Spulen können miteinander in Reihe geschaltet werden, jedoch ist bis heute in Mainz keine Apparatur vorhanden, um Mumetall in dieser Größe zu entgaußen.



**Abbildung 6.3.:** Skizze der vierlagigen magnetischen Abschirmung. Zusätzlich sind die Testspule (rot) und das Cs-Magnetometer (blau), die bei den in diesem Abschnitt beschriebenen Messungen zur Charakterisierung der Abschirmung verwendet wurden, eingezeichnet (nicht skaliert). Links oben ist das im Folgenden verwendete Koordinatensystem abgebildet.

In einem ersten Schritt mussten daher die magnetischen Eigenschaften des Schildes, d.h. das Restfeld im Schildinneren und der damit verbundene Abschirmfaktor des Schildes, sowie die Stabilität eines im Inneren angelegten Magnetfeldes und das Rauschen innerhalb der Abschirmung charakterisiert werden.

#### Abschirmfaktor

Der Abschirmfaktor wurde durch Ausmessen des Restfeldes im Schildinneren mittels der Magnetfeldsonde Bartington MAG-03 MS entlang der Hauptachse bestimmt. Für die beiden transversalen Komponenten (x- und z-Richtung) des Restfeldes wurden über einen Bereich von etwa 50 cm in der Schildmitte entlang der Längsachse Werte im Bereich von  $0,02 \mu\text{T}$ - $0,04 \mu\text{T}$  bzw.  $0,03 \mu\text{T}$ - $0,05 \mu\text{T}$  gemessen. Für die longitudinale Komponente (y-Richtung) des Restfeldes ergaben sich Werte in der Größenordnung von  $0,1 \mu\text{T}$ - $0,15 \mu\text{T}$ .

Die Komponenten des Erdmagnetfeldes am Ort des Schildmittelpunktes betragen ohne Abschirmung in y-Richtung  $5 \mu\text{T}$ - $10 \mu\text{T}$ , in x-Richtung  $10 \mu\text{T}$ - $15 \mu\text{T}$  und in

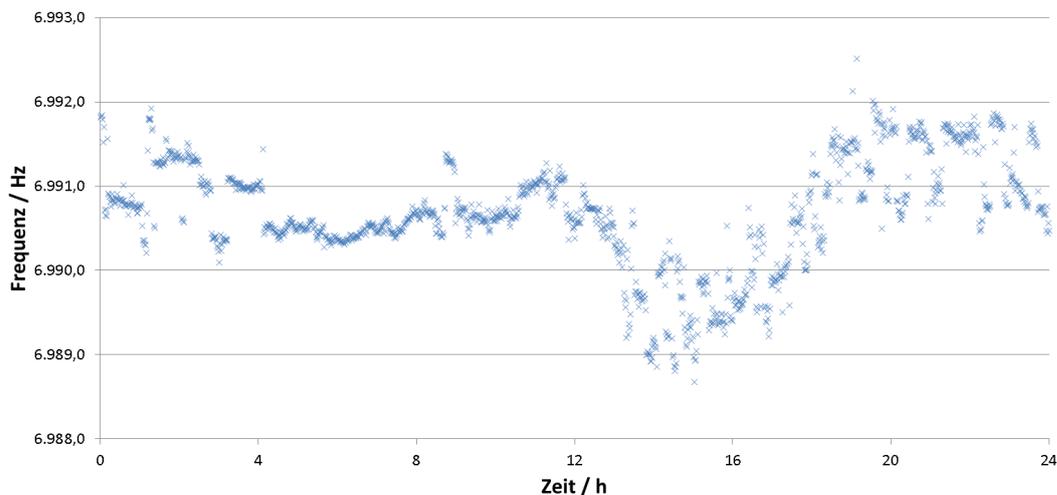
z-Richtung  $35\ \mu\text{T}$ - $40\ \mu\text{T}$ . Daraus ergibt sich ein Abschirmfaktor in longitudinaler Richtung von 50 bis 100 und in transversaler Richtung sogar von 500 bis 1000. Dies entspricht den in [85] gemachten Angaben.

### Stabilität

In einer weiteren Messung wurde die Stabilität eines Magnetfeldes im Schildinneren in Abhängigkeit von äußeren Störungen untersucht. Dazu wurde eine Solenoidenspule mit einer Länge von 60 cm und einem Durchmesser von 14 cm so im Schild positioniert, dass die Hauptachse des Schildes und die Symmetrieachse der Spule zusammenfielen (siehe Abbildung 6.3). Durch das vom Solenoid erzeugte Magnetfeld mit einer Flussdichte von  $\sim 2\ \mu\text{T}^1$  entlang der y-Achse war es nun möglich, das Cs-Magnetometer innerhalb der Abschirmung zu betreiben.

Als Netzgerät für die Spule stand die Stromquelle SEL-1 der Firma Magnicon zur Verfügung. Die Schwankungen dieser Stromquelle liegen im Bereich von einigen ppm - somit werden höchste Anforderungen an Präzision und Stabilität des gelieferten Stroms erfüllt. Die Stromquelle wird über zwei 15 Volt Blockbatterien betrieben und ist via einer RS232-Schnittstelle mit einem Computer steuerbar.

Es wurde über einen Zeitraum von 24 Stunden die Hauptträgerfrequenz des Cs-Magnetometers in Abständen von jeweils einer Minute über eine DAQ-Karte von National Instruments<sup>2</sup> ausgelesen. Die dabei erhaltenen Messdaten sind in Abbildung 6.4 zu sehen.



**Abbildung 6.4.:** Messung der Stabilität der Cs-Magnetometerfrequenz über einen Zeitraum von 24 Stunden bei einem angelegten Magnetfeld mit einer Flussdichte von etwa  $2\ \mu\text{T}$ .

Die Messung startete abends gegen 21 Uhr. Im Bereich zwischen 1 Uhr nachts und 6 Uhr morgens liegen die Schwankungen bei etwa 0,5 Hz. Dies entspricht einer Magnetfeldschwankung von 142 pT. Bezogen auf das Arbeitsfeld von  $\sim 2\ \mu\text{T}$  ergibt

<sup>1</sup>Diese  $2\ \mu\text{T}$  entsprechen gerade der Größenordnung der magnetischen Flussdichte, die später in der Spektrometerkammer des n2EDM-Experiments vorliegen wird.

<sup>2</sup>NI-PCI 6281.

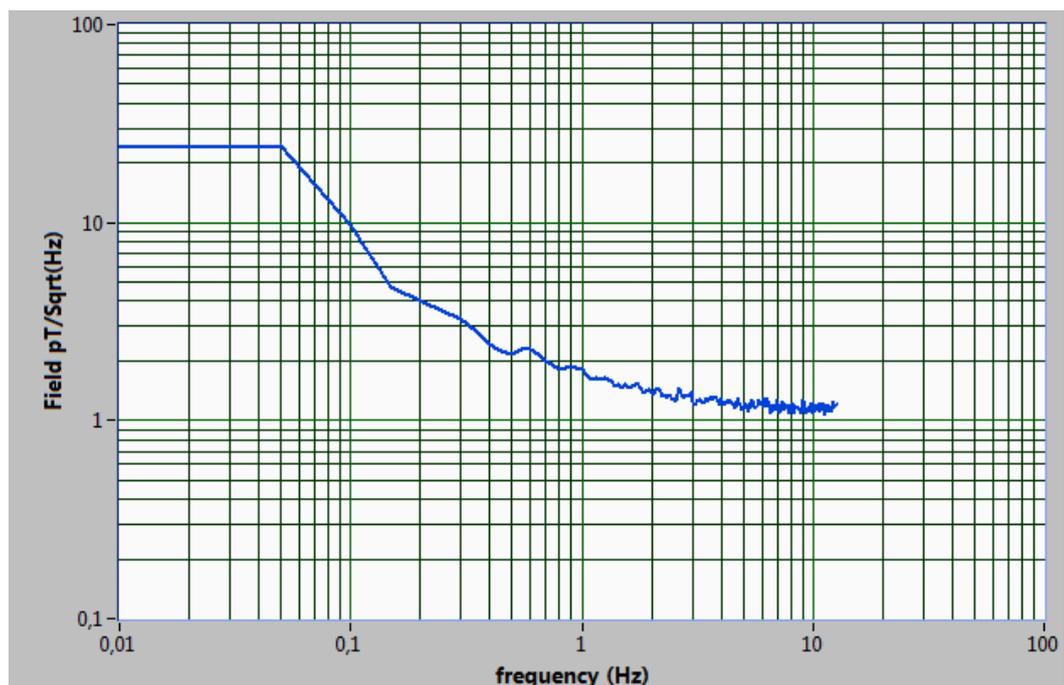
sich somit eine relative Schwankung von  $7 \cdot 10^{-5}$ .

Zu den anderen Uhrzeiten erkennt man Schwankungen bis zu 3 Hz. Dies lässt sich durch stärkere äußere Störungen wie z.B. zu diesen Zeiten benutzte und fahrende Aufzüge erklären. Darüber hinaus befindet sich ein Stockwerk über dem Labor, in dem sich die Abschirmung befindet, ein Teil der mechanischen Werkstatt des Instituts. Der Arbeitsbeginn der Werkstatt gegen 8 Uhr morgens spiegelt sich in den starken Schwankungen der Cs-Frequenz ab etwa 11 Stunden nach Beginn der Messung wieder.

Aus dieser Messreihe, lässt sich folgern, dass die gemessenen Feldschwankungen nicht abhängig sind von der Stabilität der verwendeten Stromquelle. Vielmehr wird anhand des nachgewiesenen „Tag-Nacht“-Effektes deutlich, dass diese Schwankungen des inneren Magnetfeldes von externen Quellen herrühren.

### Magnetisches Rauschen und Sensitivität

Das im Inneren der Abschirmung vorhandene magnetische Untergrundrauschen wurde bestimmt, indem das Leistungsdichtespektrum [86] der magnetischen Flussdichte  $\mathbf{B}_0$  ermittelt wurde. Dazu wurde das Signal des Cs-Magnetometers durch die DAQ-Karte mit einer Abtastrate von 100 kHz über ein Zeitintervall von 20 Sekunden erfasst. Die erhaltenen Daten wurden mittels eines LabView-Programms weiter bearbeitet:



**Abbildung 6.5.:** Messungen des Untergrundrauschens beim Betrieb des Cs-Magnetometers im Testsolenoiden. Das  $1/f$ -Rauschen startet bei 0,05 Hz und geht oberhalb von 5 Hz ins weiße Rauschen über.

Die insgesamt erzeugten 2.000.000 Datenpunkte wurden in 500 Abfolgen (i) mit jeweils 4000 Datenpunkten unterteilt. Für jede der Abfolgen (i) erhält man eine Abtastrate von 25 Hz. Aus den 4000 Datenpunkten der einzelnen Abfolgen wurde die

jeweilige Magnetometerfrequenz ( $\nu_i$ ) bestimmt. Anhand dieser Frequenzen ( $\nu_i$ ) konnte die zugehörige magnetische Flussdichte  $\mathbf{B}_{0i}$  berechnet werden. Man erhält somit einen zeitlichen Verlauf der magnetischen Flussdichte. Aus diesem Verlauf der Flussdichten  $\mathbf{B}_{0i}$  wurde dann mittels einer LabView-Routine ein Leistungsdichtespektrum ermittelt [87]. Durch Anwendung der Quadratwurzel ergibt sich die Leistungsdichte des gemessenen Untergrundes in der Einheit  $\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  (siehe Abschnitt [3.4.1]).

Dieser Vorgang wiederholt sich alle 20 Sekunden und jedes neue Leistungsdichtespektrum wird mit den vorherigen Spektren gemittelt.

Aufgrund der Abtastrate der einzelnen Abfolgen (i) von 25 Hz endet das Spektrum bei der Nyquistfrequenz von 12,5 Hz. Um das Spektrum zu höheren Frequenzen hin zu entwickeln, müsste die Gesamtheit der erzeugten Datenpunkte in kleinere Abfolgen (i) mit jeweils weniger Datenpunkten unterteilt werden. Daraus würden aber zu große Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der jeweiligen Frequenz ( $\nu_i$ ) resultieren. Eine Erfassung des Cs-Magnetometersignals mit einer höheren Abtastrate als die verwendeten 100 kHz zur Generierung einer größeren Anzahl von Datenpunkten ist aufgrund der technischen Eigenschaften der eingesetzten DAQ-Karte nicht möglich. Abbildung 6.5 zeigt eines dieser gemittelten Leistungsdichtespektren.

Man erkennt in diesem Spektrum den Verlauf des Untergrundrauschens im Bereich von 0,01 bis 12,5 Hz. Im Bereich von 0,05 Hz bis zu etwa 5 Hz zeigt die Kurve  $1/f$ -Rauschen. Oberhalb von 5 Hz geht das  $1/f$ -Rauschen in weißes Rauschen über. Ab einer Frequenz von 5 Hz liegt das Untergrundrauschen bei etwa  $1,5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

Aus diesem Spektrum kann man folgern, dass vom Cs-Magnetometer Haltefeldänderungen oberhalb einer Frequenz von 5 Hz nur bei einer Signalamplitude von mehr als  $1,5 \text{ pT}$  wahrgenommen werden können.

Im Folgenden wurde abgeschätzt, inwieweit die Signalamplitude einer innerhalb der Abschirmung generierten  $^3\text{He}$ -Spinpräzession vom Cs-Magnetometer wahrgenommen werden kann.

## 6.2. Abschätzung der am Ort des Cs-Magnetometers wahrnehmbaren Signalamplitude der $^3\text{He}$ -Spinpräzession

Zum damaligen Zeitpunkt befand sich die ultrakompakte Polarisatoreinheit noch im Bau und war somit noch nicht einsatzfähig. Daher wurde geplant im Inneren der Abschirmung einen Aufbau zu installieren, um in einer abgezogenen Glaszelle  $^3\text{He}$  in situ zu polarisieren und nach einem  $\pi/2$ -Puls die  $^3\text{He}$ -Spinpräzession mit dem Cs-Magnetometer nachzuweisen. In [84] wurden verschiedene Berechnungen und Simulationen durchgeführt, um die Stärke eines  $^3\text{He}$ -Präzessionssignals am Ort des Cs-Magnetometers ausgehend von einer kleinen  $^3\text{He}$  gefüllten Glaszelle abzuschätzen.

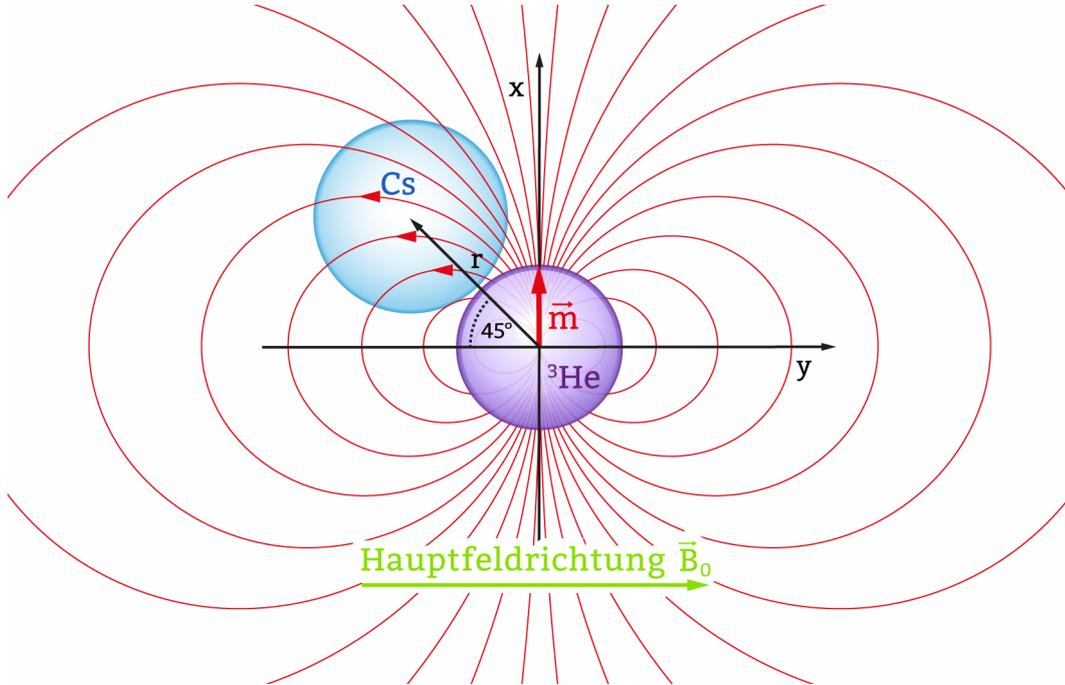
Bei diesen Berechnungen wurde als Modell für die Glaszelle eine sphärische Kugel mit einem Durchmesser von 6 cm, einem eingefüllten  $^3\text{He}$ -Gasdruck von 1 mbar und eine Polarisation von 60 Prozent<sup>3</sup> angenommen. Nach einem  $\pi/2$ -Puls erzeugt die Präzession der  $^3\text{He}$ -Spins und des daraus resultierenden magnetischen Moments  $\mathbf{m}$  um die Achse des magnetischen Führungsfeldes  $\mathbf{B}_0$  in Abhängigkeit vom Abstand  $r$

<sup>3</sup>Aufgrund der bisherigen Erfahrungen der Arbeitsgruppen ist bekannt, dass man in abgezogenen Zellen dieser Größe aus Duranglas durch MEOP Polarisationen in dieser Größenordnung erreichen kann.

vom Zentrum der <sup>3</sup>He-Zelle ein Dipolfeld folgender Form:

$$\mathbf{B}_{\text{Dipol}}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3\mathbf{r}(\mathbf{m} \cdot \mathbf{r}) - \mathbf{m} \cdot \mathbf{r}^2}{r^5} \quad , \quad (6.1)$$

dabei ist  $\mu_0 = 12,566 \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$  die magnetische Feldkonstante. Der Verlauf dieses Dipolfeldes ist in Abbildung 6.6 veranschaulicht.



**Abbildung 6.6.:** Geometrische Anordnung von Cs-Magnetometerzelle und <sup>3</sup>He-Zelle zur Maximierung des vom Cs-Magnetometers wahrgenommenen <sup>3</sup>He-Spinpräzessionssignals. Details siehe Text.

Dort ist das magnetische Führungsfeld  $\mathbf{B}_0$  entlang der y-Achse ausgerichtet. Das Cs-Magnetometer ist als Kugel mit einem Durchmesser von 7 cm eingezeichnet. Als skalares Magnetometer ist das Cs-Magnetometer nur sensitiv auf Feldänderungen parallel zur Hauptfeldrichtung  $\mathbf{B}_0$ . Für die Komponente des Dipolfeldes parallel zum Führungsfeld  $\mathbf{B}_0$  gilt in Kugelkoordinaten:

$$B_{\text{Dipol},y}(\mathbf{r}) = \frac{3\mu_0}{4\pi r^3} |\mathbf{m}| \cos(\alpha) \sin(\alpha) \quad . \quad (6.2)$$

Dabei ist  $\alpha$  der Winkel zwischen dem Ortsvektor  $\mathbf{r}$  und der Führungsfeldachse (y-Achse). Die y-Komponente des Dipolfeldes in Abhängigkeit vom Winkel  $\alpha$  wird maximal, wenn gilt:

$$\frac{\partial}{\partial \alpha} B_{\text{Dipol},y}(\mathbf{r}) = \frac{3\mu_0}{4\pi r^3} |\mathbf{m}| (\cos^2(\alpha) - \sin^2(\alpha)) = 0 \quad . \quad (6.3)$$

Diese Bedingung wird erfüllt, wenn der Winkel  $\alpha$  einen Wert von  $45^\circ$  annimmt. Zur Maximierung des vom Cs-Magnetometers gesehenen <sup>3</sup>He-Spinpräzessionssignals muss das Cs-Magnetometer demnach so im Bereich der <sup>3</sup>He-Zelle platziert werden, dass die Verbindungsgerade der beiden Zellenmittelpunkte mit der Feldrichtung des

Führungsfeldes einen Winkel  $\alpha = 45^\circ$  einschließt. Der Abstand  $r$  zwischen beiden Zellen sollte zur Signalmaximierung so klein wie möglich sein.

Die oben beschriebene Geometrie wurde mit dem Programm Comsol Multiphysics simuliert. Bei einem Abstand der beiden Zellenmittelpunkte von 7 cm ergibt sich am Ort des Cs-Magnetometers eine durch die  $^3\text{He}$ -Spinpräzession hervorgerufene magnetische Flussdichte von  $B_{\text{Dipol},y} = 6,21$  pT parallel zur Hauptfeldrichtung [84]. Bei der Präzession der  $^3\text{He}$ -Spins in einem Haltefeld  $B_0 = 1$   $\mu\text{T}$  mit  $\nu_{^3\text{He}} \approx 32,4$  Hz liegt dieser Wert deutlich oberhalb des im vorherigen Abschnitts ermittelten Untergrundrauschens (oberhalb von 5 Hz) innerhalb der magnetischen Abschirmung. Daher sollte es möglich sein, innerhalb der Abschirmung die  $^3\text{He}$ -Spinpräzession von  $^3\text{He}$ -Atomen in einer Glaszelle bei einem Druck von 1 mbar und einer Polarisation von 60 Prozent mittels des Cs-Magnetometers nachzuweisen.

Bei den späteren Messungen der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession wurde an Stelle der sphärischen  $^3\text{He}$ -Glaszelle eine zylindrische Glaszelle verwendet. Die Zelle hat einen Durchmesser und eine Länge von jeweils 6 cm. Diese Form der Zelle wurde gewählt, um mittels der beiden flachen Zellenfenster effektiver optisch Pumpen zu können und Streu- bzw. Verlustmechanismen des Pumpelaserlichtes zu minimieren<sup>4</sup>.

Für eine zylindrische Zelle ist der optimale Winkel  $\alpha$  für die Maximierung des nachweisbaren  $^3\text{He}$ -Spinpräzessionssignals im Vergleich zu einer sphärischen Zelle leicht unterschiedlich, er kann aber für die gewählte Zellengeometrie als annähernd gleich ( $\alpha \approx 45^\circ$ ) angenommen werden.

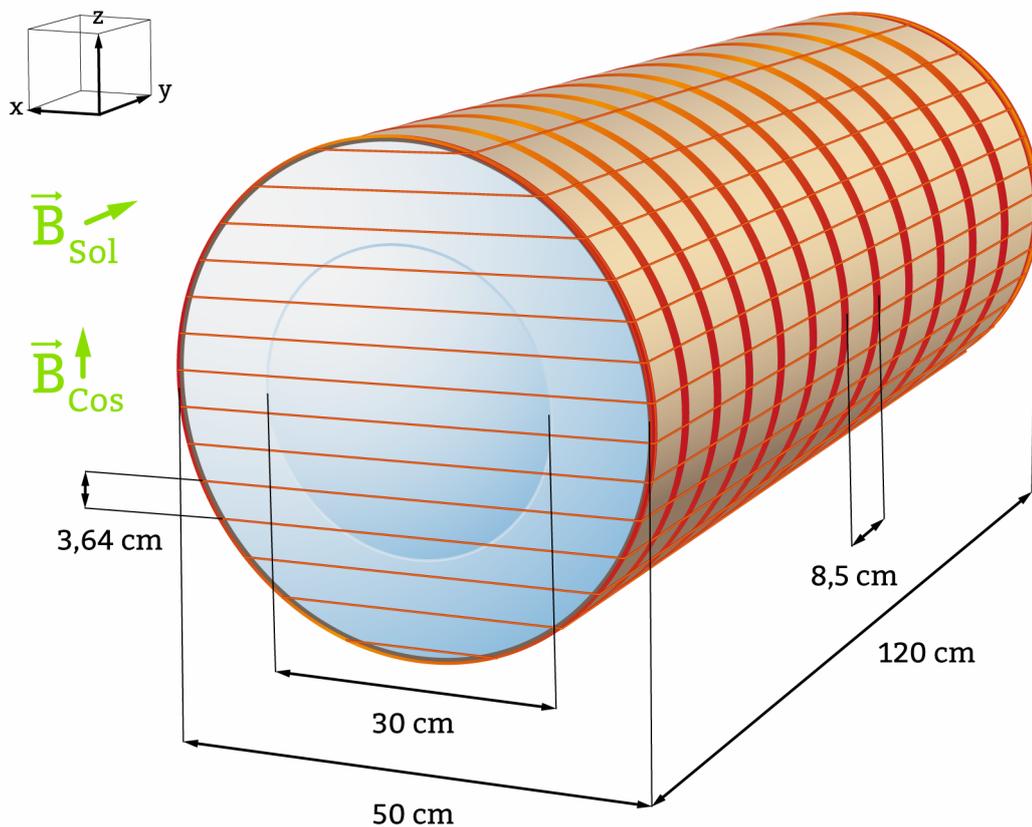
Nachdem gezeigt worden war, dass es theoretisch möglich sein sollte, die Spinpräzession der in situ polarisierten  $^3\text{He}$ -Atome nachzuweisen, musste an Stelle des einfachen Testsolenoiden ein größeres Spulensystem konstruiert werden. Das Innere dieses Spulensystem sollte dabei den nötigen Platz aufweisen, um einen Aufbau zur Polarisation der  $^3\text{He}$ -Atome in einer Glaszelle, zum optischen Nachweis und der Überwachung der Polarisation und zur Auslese des Spinpräzessionssignals installieren zu können.

---

<sup>4</sup>Beim Durchtritt des Laserstrahls durch eine sphärische Zelle entsteht durch Doppelbrechung Licht mit dem Pumplicht entgegengesetzter Zirkularpolarisation. Dadurch kann schon vorhandene Polarisation zerstört werden. Insgesamt wird dadurch der maximal erreichbare Polarisationsgrad minimiert.

### 6.3. Spulensystem

Zur Polarisation des  $^3\text{He}$  innerhalb der Abschirmung und zum Auslösen der Spinpräzession benötigt man ein System aus mindestens zwei Spulen. Dieses Spulensystem wurde in Form eines Solenoiden und einer Cosinusspule realisiert. Als Grundkörper dient ein handelsübliches Papprohr mit 50 cm Durchmesser und 120 cm Länge. Folgende Skizze veranschaulicht den Aufbau der beiden Spulen:



**Abbildung 6.7.:** Skizze des Spulensystems bestehend aus Solenoid und Cosinusspule mit den zugehörigen Bemaßungen. Nähere Beschreibung siehe Text.

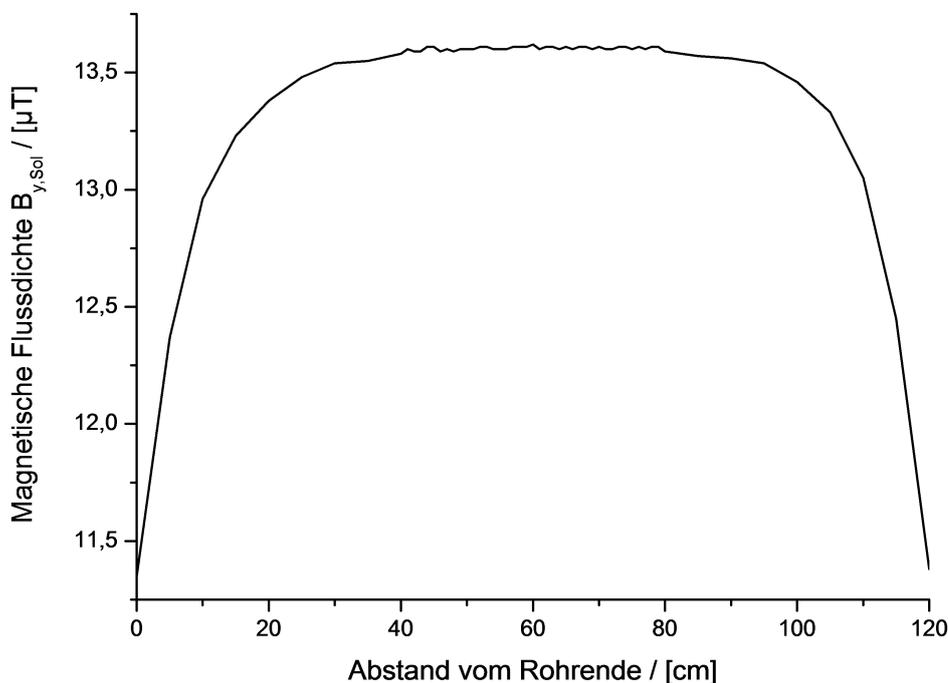
Die beiden Enden des Rohres werden zur mechanischen Stabilisierung und Formgebung mit zwei Deckeln aus Plexiglas verschlossen. Diese Deckel dienen gleichzeitig als Fixierung für ein inneres Papprohr (Durchmesser 30 cm), in welchem später der innere Aufbau platziert wird.

#### 6.3.1. Solenoid

Um das lampengepumpte Cs-Magnetometer in der Abschirmung betreiben zu können, muss vom Solenoiden ein Magnetfeld in der Größenordnung von  $\mathbf{B}_0 \approx 1 \mu\text{T}$  in longitudinaler Richtung erzeugt werden. In diesem Feld wird später auch das  $^3\text{He}$ , das sich in einer abgezogenen Glaszelle befindet, polarisiert. Zum Erreichen möglichst langer  $T_2^*$  – Zeiten der präzedierenden  $^3\text{He}$ -Spins, muss im Bereich der  $^3\text{He}$ -

Zelle eine hohe Feldhomogenität gewährleistet werden. Die Solenoidenspule wurde mit dem Programm Comsol Multiphysics deshalb derart simuliert, dass innerhalb eines Volumens von 7 cm Durchmesser und 9 cm Länge im Zentrum der Spule die relativen Feldgradienten unter  $3 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$  liegen [84]. Bei dieser Simulation wurde auch die innerste Lage des Mumetallschildes, in dem sich das Spulensystem später befindet, berücksichtigt.

Die Spule wurde so simuliert und später konstruiert, dass sie nicht durchgehend über die gesamte Länge gewickelt ist, sondern aus insgesamt 13 einzelnen Segmenten mit jeweils 20 Wicklungen (1 mm dicker Kupferlackdraht) besteht (siehe Abbildung 6.10). Die einzelnen Segmente haben dabei einen Abstand von 8,5 cm. Die beiden äußeren Enden der Spule sind zusätzlich mit jeweils 15 Korrekturwicklungen versehen, um die Homogenität im Spulenzentrum zu maximieren. Beim Betrieb dieser Spule mit etwa 4 mA ergibt sich laut Simulation in ihrem Inneren eine magnetische Flussdichte von  $B_{y,\text{Sol}} = 1 \mu\text{T}$ .



**Abbildung 6.8.:** Verlauf der magnetische Flussdichte  $B_{y,\text{Sol}}$  des vom Solenoiden erzeugten longitudinalen Magnetfeldes entlang der Zylinderachse.

Nach Fertigstellung der Spule war zum damaligen Zeitpunkt keine Magnetfeldsonde mit ausreichend hoher Genauigkeit vorhanden, um die oben geforderte Homogenität bei einer magnetischen Flussdichte von  $B_0 = 1 \mu\text{T}$  exakt messen zu können. Dennoch wurde eine Messung des Magnetfelds entlang der Spulenachse durchgeführt, um den korrekten Aufbau der Spule zu überprüfen. Bei der verwendeten Magnetfeldsonde ist die Auslese nur über eine vierstellige Digitalanzeige möglich. Dabei werden maximal zwei Nachkommastellen angegeben. Dies führt dazu, dass die höchste relative Genauigkeit der Magnetfeldsonde im Bereich zwischen 10 und 20  $\mu\text{T}$  liegt. Zur Erhöhung der Messempfindlichkeit wurde die magnetische Flussdichte daher auf  $B_{y,\text{Sol}} \approx 13 \mu\text{T}$  erhöht. Die Messung des resultierenden Magnetfeldverlaufs wurde außerhalb der Abschirmung durchgeführt, um ein mögliches Aufmagnetisieren

des Mumetallschildes zu vermeiden. Es wurde das aus Erdmagnetfeld und Spulenmagnetfeld resultierende Gesamtmagnetfeld bei an- und ausgeschalteter Spule in Schritten von 1 cm entlang der Solenoidenachse (y-Richtung) gemessen und daraus das Magnetfeld des Solenoiden ermittelt. Für das Solenoidenmagnetfeld  $B_{y,\text{Sol}}(y)$  ergibt sich der in Abbildung 6.8 gezeigte Verlauf.

Die magnetische Flussdichte ist in der Spulenmitte (60 cm Abstand vom Rohrende) mit  $13,7 \mu\text{T}$  maximal. Über einen Bereich von etwa 50 cm in der Spulenmitte (Abstand vom Rohrende 35-85 cm) liegen die relativen Gradienten mindestens unterhalb von  $5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ . Genauere Ergebnisse konnten aufgrund der ungenügenden Messgenauigkeit nicht gewonnen werden. Außerhalb dieses Bereiches fällt die magnetische Flussdichte immer stärker ab und erreicht an den beiden offenen Enden des Solenoiden einen Wert von  $11,2 \mu\text{T}$ .

Der kurvige Verlauf des Graphen in Abbildung 6.8 im Bereich von etwa 40 cm bis 80 cm Abstand vom Rohrende erklärt sich anhand des Digitalisierungsrauschens der Magnetfeldsonde beim Umspringen der zweiten Nachkommastelle der Digitalanzeige.

Mittels Gleichung (3.12) kann man aus den gemessenen maximalen relativen Gradienten von  $5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$  im homogenen Bereich der Spule die untere Grenze der gradientenbedingten  $T_1^{\text{grad}}$ -Relaxationszeit abschätzen. Es gilt:

$$T_1^{\text{grad}} [\text{h}] \approx \frac{1}{6900} \frac{p [\text{bar}]}{G_r^2 [\text{cm}^{-2}]} \quad (6.4)$$

Bei einem Druck von 1 mbar in der abgezogenen <sup>3</sup>He-Glaszelle sollte man im Solenoidenfeld daher mindestens eine  $T_1^{\text{grad}}$ -Relaxationszeit von  $T_1^{\text{grad}} > 30 \text{ min}$  erhalten.

### 6.3.2. Cosinusspule

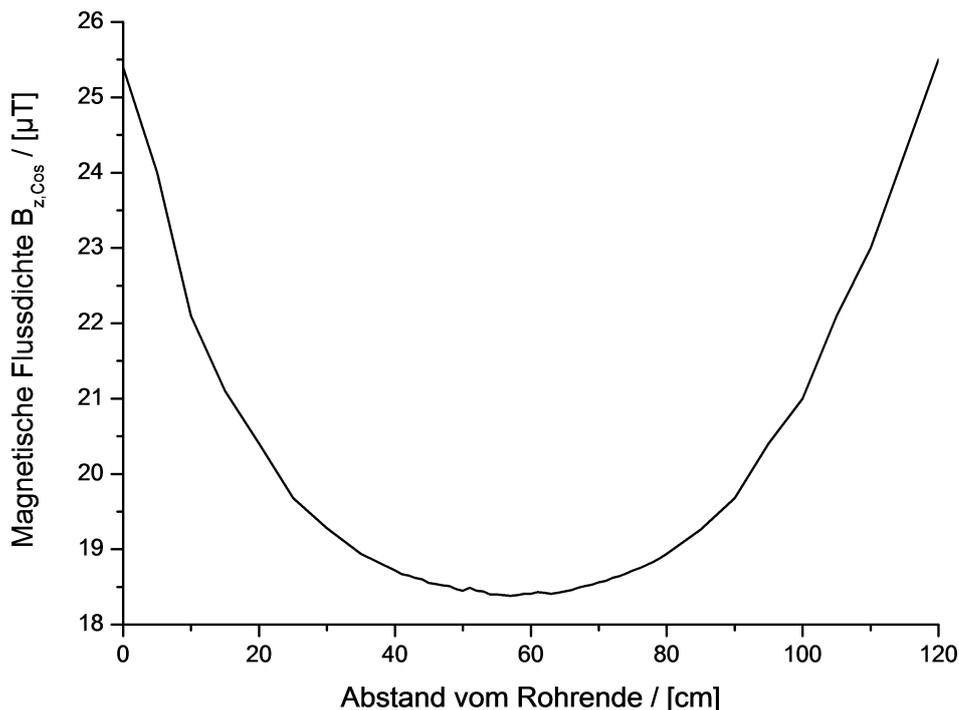
Die Cosinusspule erzeugt ein transversales Magnetfeld in z-Richtung (siehe Abbildung 6.7). Sie dient später dazu, die Spinpräzession des polarisierten <sup>3</sup>He mit zwei verschiedenen Methoden zu starten (siehe Abschnitt [3.3]). In der ersten Variante strahlt man über die Cosinusspule einen resonanten RF-Puls ein und startet somit die Präzession der <sup>3</sup>He-Atome um die longitudinale Magnetfeldachse des Solenoiden. Die Präzession der Spins erfolgt dann in der x-z-Ebene.

Im zweiten Fall ist es möglich, durch schnelles Umschalten vom Solenoidenfeld (y-Richtung) auf das Feld der Cosinusspule (z-Richtung) und die damit verbundene nicht-adiabatische Feldänderung eine Präzession der <sup>3</sup>He-Atome in der xy-Ebene um die transversale Achse des Cosinusfeldes hervorzurufen. Das „Drehen“ des Feldes aus der y-Richtung in die z-Richtung muss dabei schneller erfolgen als die Larmorfrequenz der präzedierenden Spins ( $1/\tau_{\text{Schalt}} \ll \nu_{\text{Larmor}}$ ). Die ist im vorliegenden Fall bei einem Umschalten im Zeitintervall  $\tau_{\text{Schalt}} \leq \mu\text{s}$  gegeben.

Die Spule wurde vor der Fertigung ebenfalls mit Comsol Multiphysics simuliert [84]. Sie besteht aus insgesamt 14 Leiterschleifen, deren Leiter über die gesamte Mantelfläche des Spulenkörpers parallel zur Zylinderachse geführt werden und auf den beiden Stirnflächen jeweils äquidistant mit einem Abstand von 3,64 cm voneinander verlaufen (siehe Abbildung 6.7). Bei der Konstruktion der Spule musste berücksichtigt werden, dass die zum Betrieb des Spulensystems vorhandene Stromquelle (Abschnitt [6.1.1]) maximal eine Stromstärke von 24 mA liefert. Indem die einzelnen Leiterschleifen der Cosinusspule jeweils als doppelte Wicklung mit 1 mm dickem Kupferlackdraht realisiert wurden, ist es möglich, mit einem Spulenstrom von etwa

16 mA ein inneres transversales Magnetfeld mit einer Flussdichte von  $B_{z,\text{Cos}} = 1 \mu\text{T}$  zu erzeugen.

Nach der Fertigstellung der Spule wurde der resultierende Magnetfeldverlauf wiederum mit der Magnetfeldsonde ausgemessen. Mit dieser Messung sollte in erster Linie die Funktionsweise der Spule sowie die korrekte Verschaltung der einzelnen Leiterschleifen überprüft werden. Diese Messung wurde ebenfalls außerhalb der magnetischen Abschirmung und bei einer magnetischen Flussdichte von etwa  $18,5 \mu\text{T}$  im Zentrum des Spulensystems durchgeführt. Bedingt durch die geschlossene Konstruktion des Spulensystems war es dabei nur möglich das transversale Magnetfeld  $B_{z,\text{Cos}}(y)$  in  $y$ -Richtung entlang der Zylinderachse in Schritten von einem Zentimeter auszumessen. Daraus ergibt sich der Plot in folgender Abbildung:



**Abbildung 6.9.:** Verlauf der magnetische Flussdichte  $B_{z,\text{Cos}}(y)$  des von der Cosinusspule erzeugten transversalen Magnetfeldes entlang der Zylinderachse ( $y$ -Richtung).

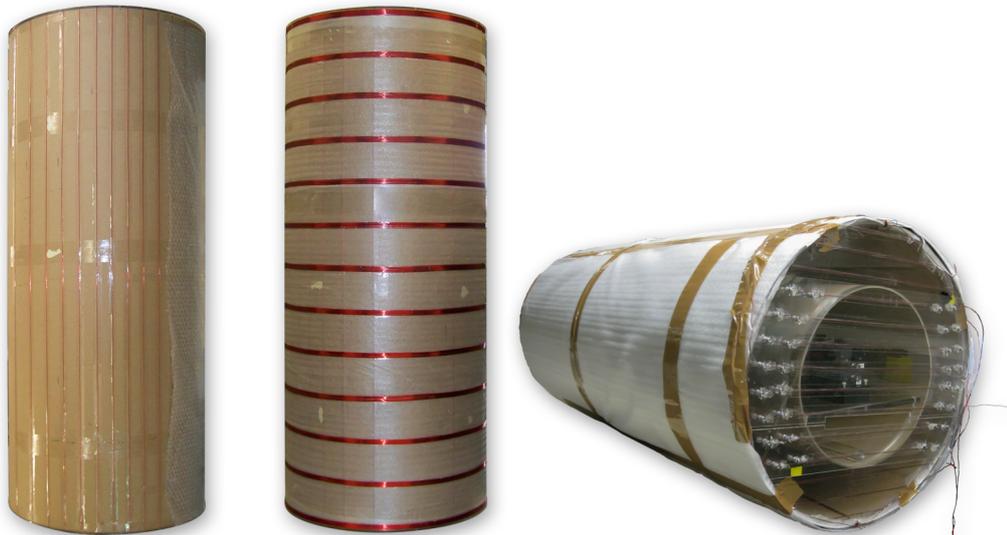
In dieser Abbildung ist ersichtlich, dass sich bei dem Feld der Cosinusspule - im Unterschied zum Solenoidenfeld - im Zentrum des Spulensystems (Abstand etwa 60 cm vom Rohrende) ein Minimum für die magnetische Flussdichte mit  $B_{z,\text{Cos}} = 18,5 \mu\text{T}$  ergibt. In Richtung der beiden Rohrenden steigt die magnetische Flussdichte immer weiter an und erreicht an den beiden Enden des Spulensystemzylinders schließlich einen Wert von etwa  $B_{z,\text{Cos}} = 25,5 \mu\text{T}$ . Dieser Anstieg der Flussdichte erklärt sich mit der Annäherung an die Leiter der Cosinusspule, die gerade über die Stirnflächen des Rohres geführt werden.

Da es technisch nicht realisierbar war, die Änderung der magnetischen Flussdichte  $B_{z,\text{Cos}}$  in  $z$ -Richtung zu messen, lassen sich an dieser Stelle keine Aussagen über relative Gradienten bzw. die Feldhomogenität des transversalen Magnetfeldes der Cosinusspule in  $z$ -Richtung treffen.

Allerdings lassen sich die jeweiligen Feldhomogenitäten des Solenoidenfeldes und

des Feldes der Cosinusspule nach Gleichung (3.27) und Gleichung (3.28) über die Messung der  $T_2^*$ -Zeiten der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession abschätzen. In Abschnitt [6.5] wird gezeigt, dass es möglich ist, sowohl im Solenoidenfeld als auch im Feld der Cosinusspule die  $^3\text{He}$ -Spinpräzession mit  $T_2^*$ -Zeiten von bis zu einer Stunde nachzuweisen. Anhand der gemessenen  $T_2^*$ -Zeiten wird in diesem Abschnitt die Feldhomogenität beider Spulen abgeschätzt.

Als Zugang zum inneren Papprohr, in dem der  $^3\text{He}/\text{Cs}$ -Testaufbau platziert wird, ist einer der beiden Plexiglasdeckel, die das große Papprohr abschließen, mit einer Durchgangsfräsung mit einem Durchmesser von 30 cm versehen. Die einzelnen Drähte der Cosinusspule enden jeweils am Rand dieser Fräsung. Nach Installation des inneren Aufbaus kann dieses Loch mit einem kleineren Deckel aus Plexiglas verschlossen werden. Die zum Schließen der Leiterschleifen benötigten Verbindungsdrähte sind auf diesen Deckel aufgeklebt. Der elektrische Kontakt zwischen den Leiterschleifen auf dem Spulenkörper und den Verbindungsdrähten auf dem Plexiglasdeckel wird über unmagnetische Verschraubungen aus Aluminium hergestellt. Der Aufbau der beiden Spulen sowie die Seite des Spulensystems, die geöffnet werden kann, sind in folgender Abbildung zu sehen:



**Abbildung 6.10.:** Die einzelnen Bestandteile des Spulensystems:

*Links: Cosinusspule mit den über die Mantelfläche geführten Leiterschleifen.*

*Mitte: Solenoid mit den einzelnen Spulensegmenten.*

*Rechts: Vorderseite des Spulensystems mit Zugang zum inneren Papprohr und kleinem Plexiglasdeckel mit Aluminiumverschraubungen zum Schließen der Leiterschleifen.*

Zum Schutz der beiden Spulen wurde das Spulensystem mit einer etwa 3 mm dicken Schicht Schaumstoffolie umwickelt. Danach wurde das Spulensystem im Testschild platziert. Das Cs-Magnetometer wurde im Spulenzentrum montiert und es konnte gezeigt werden, dass es sowohl im longitudinalen Solenoidenfeld als auch im transversalen Magnetfeld der Cosinusspule betrieben werden kann.

Zur Untersuchung des Untergrundrauschens beim Betrieb wurden für beide Ma-

gnetfelder Messungen wie in Abschnitt [6.1.1] durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.12, oben, und Abbildung 6.13, oben, zu sehen.

Beim Vergleich der beiden Spektren erkennt man, dass das Rauschen in transversaler Richtung (Cosinusspule) insgesamt niedriger ist als das Rauschen in longitudinaler Richtung (Solenoid). Dieses Verhalten erklärt sich durch die bessere Abschirmwirkung des Mumetallschildes in transversaler Richtung als in longitudinaler Richtung (siehe Abschnitt [6.1.1]).

Bei beiden Spektren geht das  $1/f$ -Rauschen etwa bei 1 Hz ins weiße Rauschen über. Im Feld des Solenoiden liegt das Rauschen oberhalb von 1 Hz bei etwa  $1,5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Hingegen wird im Feld der Cosinusspule oberhalb von 1 Hz ein Rauschniveau von etwa  $0,6 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  erreicht.

In beiden Spektren erkennt man bei einer Frequenz von 0,9 Hz eine Peakstruktur. Diese Struktur deutet auf mögliche Vibrationen (Eigenmoden) und eine daraus resultierende Bewegung des Cs-Magnetometers in einem Feldgradienten während der Datenaufnahme hin. Solch eine Peakstruktur ist in dem Spektrum, das mit dem Testsolenoiden aufgenommen wurde (siehe Abbildung 6.5) nicht vorhanden. Dies lässt sich möglicherweise durch den geänderten Aufbau (Spulensystem anstelle des Testsolenoiden) erklären. Ob die Peakstruktur in Abbildung 6.12, oben, und Abbildung 6.13, oben, durch äußere Rauschquellen erzeugt wurde, die bei der Messung im Testsolenoiden nicht vorhanden waren, lässt sich nicht eindeutig bestimmen.

### 6.3.3. Zusätzliche Metglasabschirmung

Nach Durchführung dieser Messungen wurden Versuche unternommen, die Feldeigenschaften des Spulensystems noch weiter zu verbessern und die Abschirmwirkung des Testschildes zu erhöhen. Nach [88] und [89] eignet sich dazu die amorphe Metalllegierung Metglas<sup>5</sup>. Dieses Material dient wie Mumetall zur Abschirmung magnetischer Felder, besitzt dabei aber ein geringeres thermisches Rauschen. Die maximale Permeabilität von Metglas liegt bei  $\mu_r = 70000$ . Mittels einer zusätzlichen Abschirmung aus Metglas sollte es möglich sein, im Inneren des Spulensystems den Einfluss äußerer Rauschquellen weiter zu reduzieren. Gleichzeitig sollte damit der Einfluss des Rauschens des Mumetalls selbst unterdrückt werden.

Das Metglas ist in einer Schichtdicke von  $18 \mu\text{m}$  zwischen zwei PET-Folie verklebt. Diese Folie (Dicke  $0,12 \text{ mm}$ ) besitzt eine Breite von  $470 \text{ mm}$  und ist mit einer Gesamtlänge von  $100 \text{ m}$  auf eine Rolle aufgewickelt.

Insgesamt wurden fünf Lagen Metglasfolie auf die Schaumstoffschicht des Spulensystems aufgebracht. Nach [90] hängt der Abschirmfaktor von Metglas in longitudinaler und transversaler Richtung von der Art der Wicklung (axial oder radial) ab. Daher wurden ausgehend von der ersten Lage die Bahnen der Metglasfolie abwechselnd axial oder radial um den Zylinder des Spulensystems gewickelt, um sowohl transversal als auch longitudinal eine gute Abschirmwirkung zu erzielen.

Durch die Verformung während der Bearbeitung wurde das Metglas teilweise aufmagnetisiert und musste vor Benutzung des Spulensystems entgaußt werden. In [84] wurde beim Betrieb des Cs-Magnetometers im Spulensystem vor der Entgaußung des Metglases ein magnetisches Rauschen von etwa  $10 - 20 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  ermittelt.

Die zum Entgaußen des Metglas nötigen Spulen wurden in Form von vier Spulen mit je 5 Wicklungen, die durch vorgesehene Löcher in den großen Plexiglasdeckeln

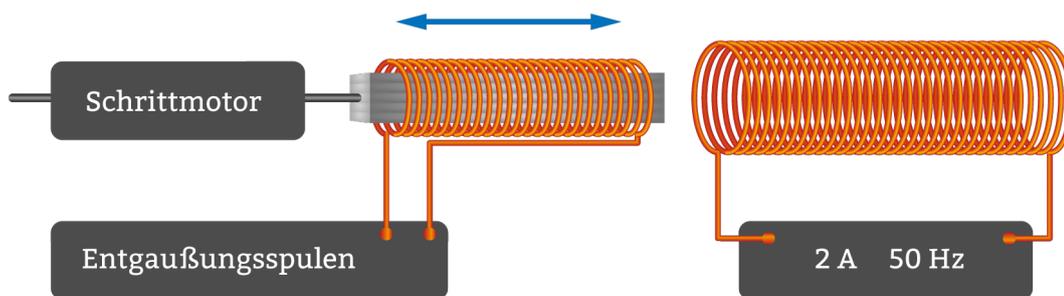
<sup>5</sup>MS-FR 470-100M-T0, Hersteller Hitachi Metals, Ltd.

geführt wurden, realisiert. Diese Spulen sind um 90 Grad zueinander versetzt, laufen in axialer Richtung über Innen- und Außenseite des äußeren Papprohrs und umschließen somit die Metglasabschirmung. Die Entgaußungsspulen wurden unter Beachtung des Umlaufsinnns seriell verschaltet.

Zur Durchführung der Entgaußung wurde ein eigens dafür konstruierter Apparat verwendet. Dessen schematischer Aufbau ist in Abbildung 6.11 zu sehen.

Eine Spule mit etwa 500 Windungen wird an eine Stromquelle mit einer Stromstärke von 2 Ampere und 50 Hz Wechselstromfrequenz angeschlossen. Eine zweite Spule (40 Windungen) taucht in die erste Spule ein und dient als Pickup-Spule. Der Kern dieser Spule besteht aus gegeneinander isolierten Mumetallstreifen. Befindet sich die Pickup-Spule komplett innerhalb der ersten Spule, ist an ihr ein 50 Hz Wechselstrom mit einer Stromstärke von knapp 150 mA messbar. Die Spule ist über eine Gewindestange mit einem Schrittmotor verbunden und verfahrbar. Wird die Pickup-Spule aus der großen Spule heraus bewegt, nimmt die Wechselstromstärke kontinuierlich ab. Nach einem Verfahrweg von etwa 20 cm ist kein Wechselstrom mehr messbar.

Die Entgaußungsspulen des Spulensystems wurden mit den offenen Enden der Pickup-Spule verbunden. Wird nun die Pickup-Spule mittels Schrittmotor langsam aus dem Inneren der ersten Spule herausgezogen, resultiert durch das Abnehmen der Amplitude des Wechselstroms, der durch die Entgaußungsspulen fließt, ein Entgaußen der Metglasabschirmung.



**Abbildung 6.11.:** Aufbau der Entgaußungsapparatur:

*Die kleinere Spule mit einem Kern aus gegeneinander isolierten Mumetallstreifen lässt sich über einen Schrittmotor aus dem Inneren der großen Spule heraus verfahren. Die große Spule ist an eine Stromquelle mit 2 Ampere und 50 Hz Wechselstromfrequenz angeschlossen. Die kleine Spule ist mit den Entgaußungsspulen des Spulensystems verbunden.*

Nach Platzieren des Spulensystems im Testschild und dem oben beschriebenen recht einfachen Entgaußungsvorgang wurde mit dem Cs-Magnetometer wiederum jeweils im Solenoidenfeld und im Feld der Cosinusspule ein Rauschspektrum aufgenommen. Diese beiden Spektren sind in Abbildung 6.12, unten, und Abbildung 6.13, unten, dargestellt.

Anhand dieser Abbildungen sind die Veränderungen des mit dem Cs-Magnetometer in Solenoiden- bzw. Cosinusspulenfeld ermittelten Rauschens vor und nach Aufbringen der zusätzlichen Metglasabschirmung unmittelbar zu erkennen. Neben dem  $1/f$ -Rauschen und dem Übergang zum weißen Rauschen zeigen alle vier Graphen verschiedene Peakstrukturen. Bei den Spektren ohne Metglasabschirmungen lag bei Solenoid und Cosinusspule die größte Peakstruktur bei etwa 0,9 Hz. Mit Metglasabschirmung ist hingegen nur bei etwa 8 Hz (im Solenoidenfeld) bzw. 7 Hz (im Feld

der Cosinusspule) ein deutlicher Peak zu erkennen. Inwieweit diese Peakstrukturen abhängig sind von Vibrationen des experimentellen Aufbaus und sonstigen äußeren Störungen während der Datenaufnahme lässt sich nicht abschließend klären.

Beim Betrieb des Cs-Magnetometers im Magnetfeld des Solenoiden lag das magnetische Rauschen vor Aufbringen der Metglasabschirmung oberhalb von 10 Hz bei etwa  $1,5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Mit zusätzlicher Metglasabschirmung wird ein Wert von  $0,2 - 0,3 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  erreicht.

Bei Messungen des Rauschens im Feld der Cosinusspule erhält man ähnliche Ergebnisse. Ohne Metglasabschirmung liegt das Rauschen bei etwa  $0,6 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  - mit zusätzlicher Abschirmung sinkt das Rauschniveau ebenfalls auf  $0,2 - 0,3 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  pT ab.

Vergleicht man die beiden Spektren, die mit zusätzlicher Metglasabschirmung aufgenommen wurden, fällt außerdem auf, dass das  $1/f$ -Rauschen im Spektrum der Cosinusspule viel stärker reduziert wurde als im Spektrum des Solenoiden. Im Solenoidenspektrum geht das  $1/f$ -Rauschen etwa bei 4 Hz ins weiße Rauschen über. Hingegen erfolgt dieser Übergang im Spektrum der Cosinusspule schon bei etwa 0,8 Hz. Die Metglasabschirmung bedeckt nur die Mantelfläche des Spulensystems. Die beiden Stirnflächen des Spulensystemzylinders wurden nicht mit Metglas verschlossen. Daraus resultiert eine stärkere Abschirmwirkung in transversaler Richtung als in longitudinaler Richtung. Dieser Sachverhalt spiegelt sich in der unterschiedlichen Abschwächung des  $1/f$ -Rauschens der beiden Spektren Abbildung 6.12, unten, und Abbildung 6.13, unten, wider.

Als Ergebnis lässt sich abschließend festhalten, dass es mit der zusätzlichen Metglasabschirmung nach dem oben beschriebenen Entgaßen mit einem anfänglichen Wechselstrom von 150 mA möglich ist, das Rauschen im Spulensysteminneren in beiden Feldorientierungen um etwa einen Faktor 2 bzw. 5 zu reduzieren.

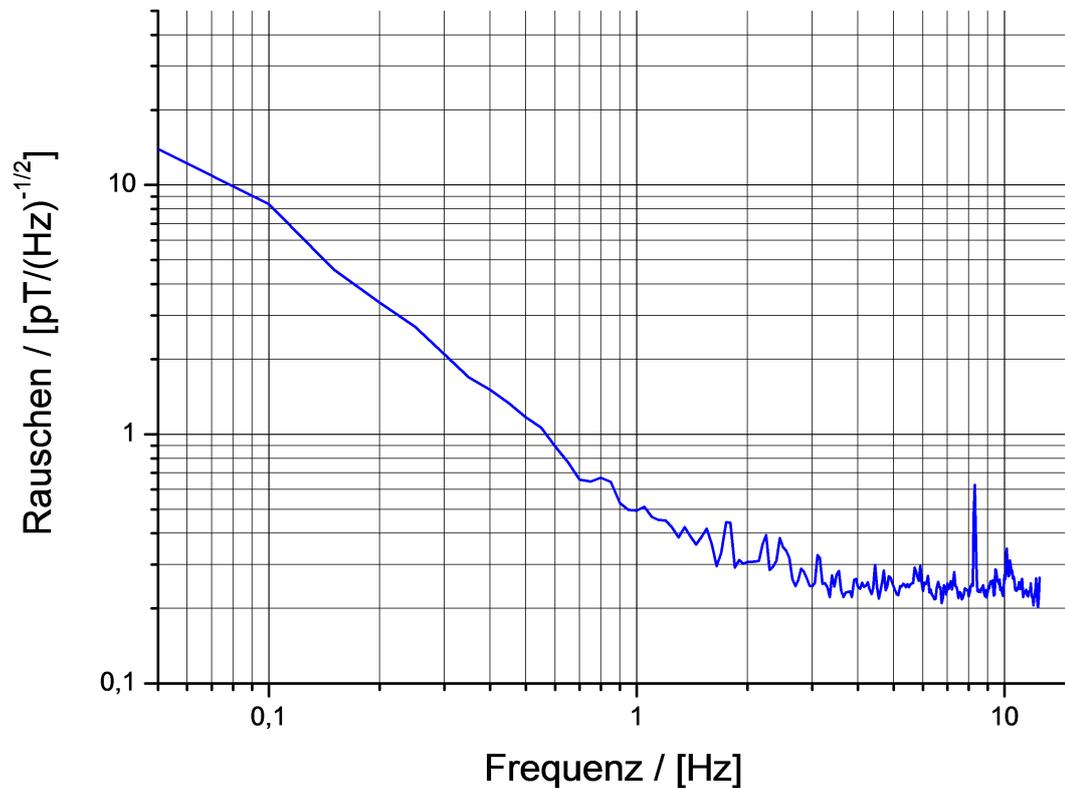
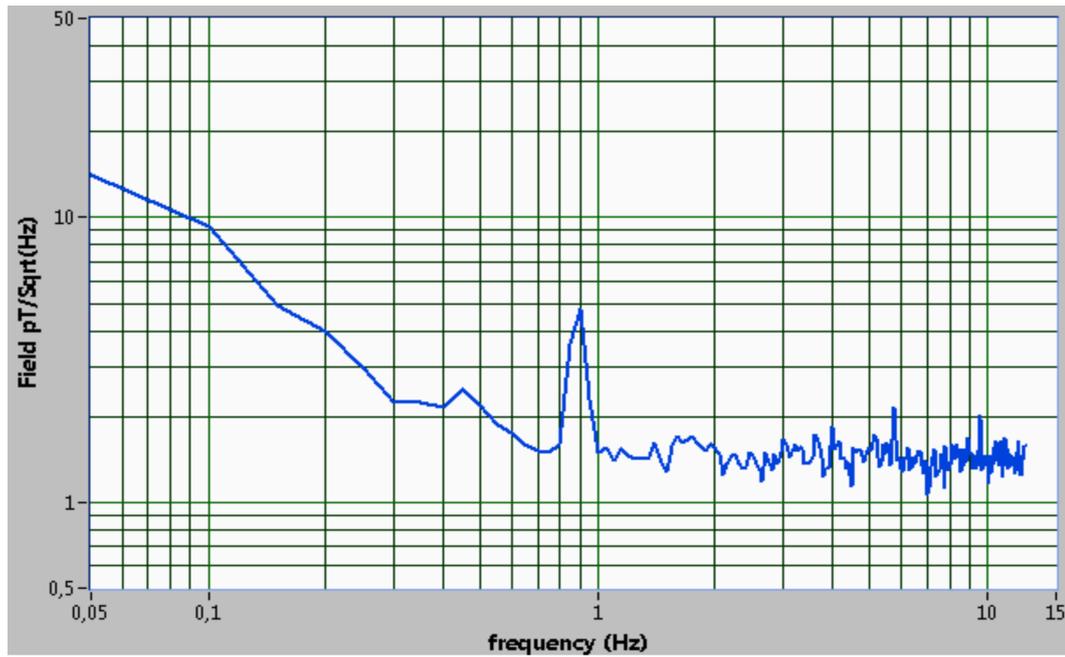


Abbildung 6.12.: Gemessenes Rauschen beim Betrieb des Cs-Magnetometers im Magnetfeld des Solenoiden.

Oben: Vor dem Aufbringen der Metglasabschirmung. Das Rauschen oberhalb von 1 Hz liegt bei etwa  $1,5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Peakstruktur bei 0,9 Hz.

Unten: Mit zusätzlicher Metglasabschirmung und Entgäufung. Rauschen oberhalb von 4 Hz etwa  $0,2 - 0,3 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Peakstruktur bei 8 Hz. Die Ursache der verschiedenen Peakstrukturen ist nicht abschließend zu klären.

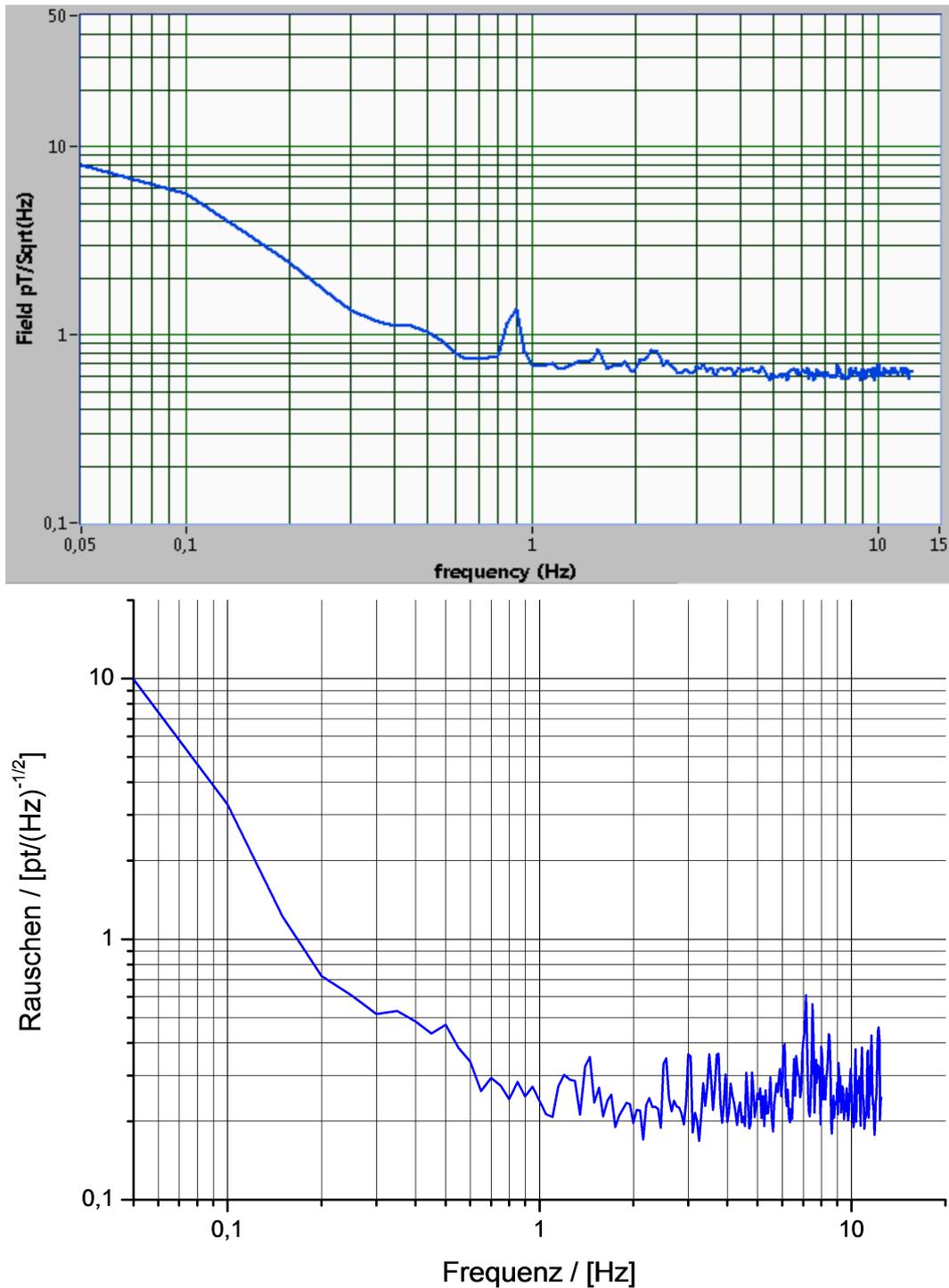


Abbildung 6.13.: Gemessenes Rauschen beim Betrieb des Cs-Magnetometers im Magnetfeld der Cosinusspule.

Oben: Vor dem Aufbringen der Metglasabschirmung. Das Rauschen oberhalb von 1 Hz liegt bei etwa  $0,6 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

Unten: Mit zusätzlicher Metglasabschirmung und Entgaubung. Rauschen oberhalb von 1 Hz etwa  $0,2 - 0,3 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Peakstruktur bei 7 Hz. Die Ursache der verschiedenen Peakstrukturen ist nicht abschließend zu klären. Mit zusätzlicher Metglasabschirmung ergibt sich für das Magnetfeld der Cosinusspule eine deutliche Abnahme des  $1/f$ -Rauschens.

## 6.4. Innerer Aufbau der $^3\text{He}/\text{Cs}$ -Testanlage

Der innere Aufbau der  $^3\text{He}/\text{Cs}$ -Testanlage umfasst alle Komponenten zur Polarisation des  $^3\text{He}$  und Messung derselben, sowie zum Nachweis der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession, die im Inneren des Spulensystems platziert werden. Zu diesen Komponenten gehören die Polarisationsoptiken, die abgezogene Glaszelle mit dem  $^3\text{He}$ , ein Polarimeter zum optischen Nachweis des Polarisationsgrades sowie das Cs-Magnetometer. Alle diese Baugruppen sind auf einer Plexiglasplatte fixiert, die in das kleine Papprohr des Spulensystems eingeschoben werden kann. Die Montage erfolgt dabei so, dass sich die  $^3\text{He}$ -Zelle auf der Zylinderachse und im Zentrum des Spulensystems befindet. Die einzelnen Komponenten werden im Folgenden hier näher erläutert.

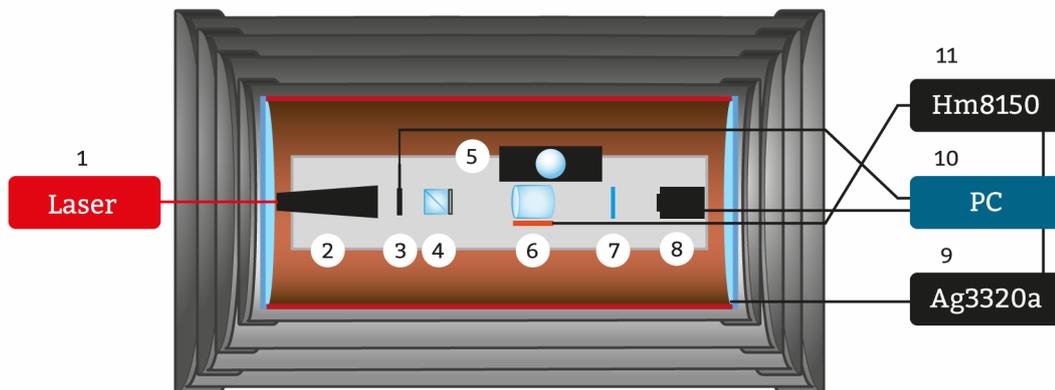


Abbildung 6.14.: Aufbau der  $^3\text{He}/\text{Cs}$ -Testanlage:

(1) Laser mit 1083 nm Wellenlänge, (2) Teleskop zur Aufweitung des Laserstrahls und  $\lambda/2$  zum Einstellen der Polarisationsrichtung, (3) Shutter zum Blocken des Laserlichts, (4) Polarisationsstrahlteilerwürfel mit angekittetem  $\lambda/4$ , (5) Cs-Magnetometer, (6)  $^3\text{He}$ -Zelle, (7) Spiegel zur Reflexion des Laserlichts, (8) OPN zur Überwachung der Polarisation, (9) Frequenzgenerator zum Auslösen des  $\pi/2$ -Pulses, (10) Messrechner mit DAQ-Karte und (11) Frequenzgenerator zum Betrieb der Gasentladung. Die Komponenten (2)-(8) sind auf einer Plexiglasplatte montiert und befinden sich im Inneren des Spulensystems.

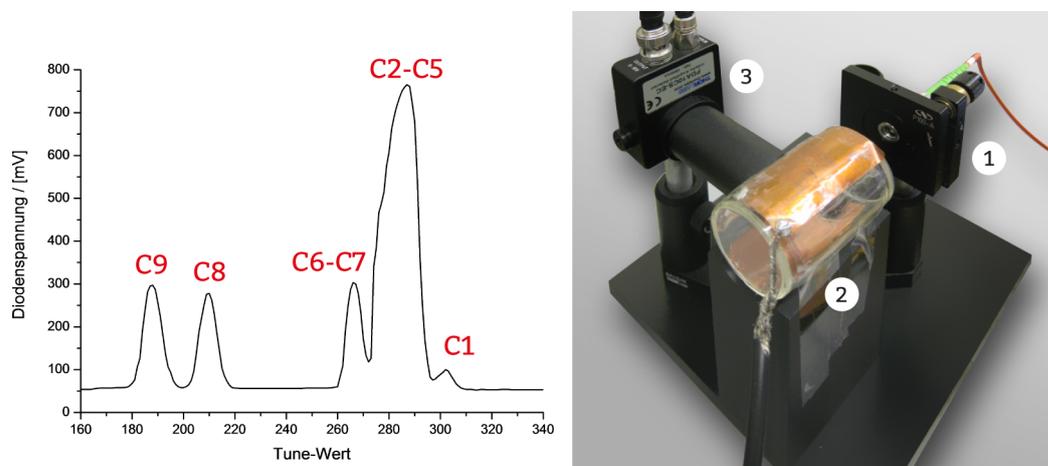
### 6.4.1. Laser und Polarisationsoptik

Zur Polarisation des  $^3\text{He}$  wird ein 5 Watt Ytterbium-Faserlaser des Herstellers Keopsys verwendet. Der Laser ist aus einem Masteroszillator und einem nachgeschalteten Faserverstärker aufgebaut und arbeitet nach dem MOPFA-Prinzip<sup>6</sup>. Über die Deformation eines Bragg-Gitters in der Laserfaser lässt sich die Wellenlänge des Laserlichts mit einer Linienbreite von  $\cong 2$  GHz im Bereich von 1082,85 nm bis 1083,20 nm durchstimmen (Tune-Wert).

Die Ausgangsleistung der polarisationserhaltenden Hauptfaser kann durch Veränderung des Diodenstroms im Bereich von 0,12 bis maximal 6,29 Watt variiert werden.

<sup>6</sup>MOPFA = Master Oszillator Power Amplifier.

Eine zweite Faser mit einer konstanten Ausgangsleistung von 2 mW dient als Monitorfaser. Mit ihr können über die Aufnahme eines Fluoreszenzspektrums die einzelnen Linien (C1-C9) des  $^3\text{He}$ -Linienpektrums nachgewiesen und somit die zum optischen Pumpen gewünschte Linie C8 oder C9 eingestellt werden. Dazu wird der Laserstrahl aus dem Kollimator der Monitorfaser (1) durch eine kleine mit  $^3\text{He}$  gefüllte Zelle geschickt (siehe Abbildung 6.15, rechts). In dieser Zelle (2) brennt eine Gasentladung, die über einen Frequenzgenerator mit angeschlossenem Verstärker bei 14,5 MHz betrieben wird. Durch Variation des Tune-Wertes kann der Wellenlängenbereich des Lasers durchstimmt werden. Wird beim Durchfahren des Wellenlängenbereiches einer der Übergänge C1-C9 getroffen, können metastabile  $^3\text{He}$ -Atome in der Glaszelle angeregt werden. Beim Zerfall dieser angeregten Zustände wird Fluoreszenzlicht isotrop emittiert. Das Fluoreszenzlicht kann über eine Photodiode (3), die seitlich an der Zelle angebracht ist, nachgewiesen werden.



**Abbildung 6.15.:** Links: Fluoreszenzspektrum der Monitorfaser des zu  $^3\text{He}$ -Polarisation verwendeten Lasers.

Rechts: Aufbau zur Aufnahme des Fluoreszenzspektrums. (1) Kollimator der Monitorfaser, (2)  $^3\text{He}$ -Zelle mit brennender Gasentladung und (3) Photodiode zur Registrierung des emittierten Lichtes.

Beim Durchfahren des Tune-Wertes im Bereich von 160 bis 340 kann das in Abbildung 6.15 (links) gezeigte Fluoreszenzspektrum aufgenommen werden.

Bei den folgenden Messungen und auch beim Betrieb des Polarisators wird jeweils die C8-Linie zur Polarisation des  $^3\text{He}$  genutzt, da mit dieser Linie die maximalen Polarisationswerte erreicht werden können [78].

Das Laserlicht gelangt über die polarisationserhaltende Hauptfaser ins Innere des Spulensystems. Dort wird der Kollimator der Faser mit einem Teleskop verschraubt, das den Laserstrahl auf einen Durchmesser von 30 mm aufgeweitet. Im Teleskop ist ein  $\lambda/2$ -Plättchen integriert. Durch Drehen des  $\lambda/2$  ist es möglich, die Polarisationsrichtung des linear polarisierten Laserlichtes so zu justieren, dass das Laserlicht nach dem Teleskop in vertikaler Richtung linear polarisiert ist. Der aufgeweitete Laserstrahl wird in diesem Fall von dem nachfolgenden Polarisationsstrahlteilerwürfel<sup>7</sup>

<sup>7</sup>Spezialanfertigung von B.Halle, optische Werkstätten mit 40 mm Kantenlänge.

zu etwa 99 Prozent transmittiert. Ein direkt am Würfel angekittetes  $\lambda/4$ -Plättchen wandelt das vertikal linearpolarisierte Licht in links-zirkularpolarisiertes Licht ( $\sigma^-$ -Licht) um. Mit diesem Licht kann das  $^3\text{He}$  in der Glaszelle optisch gepumpt werden. Hinter der Glaszelle befindet sich ein dichroitischer Spiegel<sup>8</sup>, der den Laserstrahl reflektiert. Dadurch wird die Zelle zweimal vom Pumplicht durchquert und die Effektivität des optischen Pumpens gesteigert. Nach erneuter Durchquerung des  $\lambda/4$ -Plättchens wird das nun horizontal linearpolarisierte Licht vom Polarisationsstrahlteilerwürfel seitlich heraus reflektiert und schließlich geblockt.

Bei den späteren Messungen der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession mit dem Cs-Magnetometer muss das Magnetometer möglichst nahe an der  $^3\text{He}$ -Zelle positioniert werden. Zur Realisierung der in Abbildung 6.6 gezeigten Anordnung wurde daher aus Platzgründen das Aluminiumgehäuse<sup>9</sup> des Cs-Magnetometers entfernt. Ohne dieses Gehäuse gelangt bei angeschaltetem Laser Streulicht des Lasers ins optische System des Cs-Magnetometers. Die Photodiode des Magnetometers weist eine Empfindlichkeit im Bereich der Laserlichtwellenlänge auf. Eindringendes Streulicht des Lasers führt so zu einer starken Erhöhung des vom Magnetometer gemessenen Lichtuntergrundes. Da es impraktikabel erscheint, den Laser vor jeder Datennahme des Cs-Magnetometers auszuschalten, wurde zwischen Teleskop und Polarisationsstrahlteilerwürfel ein pneumatisch betätigbarer Shutter installiert. Im geschlossenen Zustand wird der Laserstrahl geblockt und eine Störung des Cs-Magnetometers durch Laserlicht verhindert. Nach Zurückziehen des Shutters wird der Laserstrahl freigegeben und die  $^3\text{He}$ -Zelle kann wieder optisch gepumpt werden.

#### 6.4.2. $^3\text{He}$ -Zelle

Die im Folgenden verwendete Zelle hat einen Durchmesser und eine Länge von jeweils 6 cm. Vor dem Befüllen mit  $^3\text{He}$  wurde diese Zelle mehrere Tage lang auf ein Vakuum von  $2,7 \cdot 10^{-7}$  mbar abgepumpt und dabei etwa über 48 Stunden bei einer Temperatur von  $440^\circ\text{C}$  ausgeheizt. Beim Füllvorgang wurde das  $^3\text{He}$  durch einen Titansublimationsgetter geleitet und dabei auf eine Größenordnung im ppm-Bereich gereinigt. Die Zelle wurde nach dem Befüllen mit einem Druck von 1 mbar vom Glasbläser abgezogen.

Auf der Mantelfläche der Zelle sind zwei Kupferelektroden zum Betrieb der Gasentladung aufgeklebt. Die Elektroden sind über einen Teslatransformator<sup>10</sup> an einen Frequenzgenerator<sup>11</sup> angeschlossen. Bei einer Frequenz von ca. 1,7 MHz und einer Amplitude von 20 Volt kann die Gasentladung durch Aktivierung des Frequenzgeneratoroutputs automatisch gezündet werden.

#### 6.4.3. Polarimeter

Der Grad der  $^3\text{He}$ -Polarisation wird in diesem Aufbau und auch in der späteren Polarisatoreinheit mit Hilfe eines optischen Polarimeters überwacht. Dabei handelt es sich um eine kompakte Weiterentwicklung des in [91] beschriebenen druckluftbetriebenen Polarimeters. Beim optischen Polarisationsnachweis (OPN) wird ausgenutzt, dass der Grad der  $^3\text{He}$ -Kernspinpolarisation direkt proportional ist zum Grad der

<sup>8</sup>Hergestellt von Laseroptik GmbH, Durchmesser 60 mm.

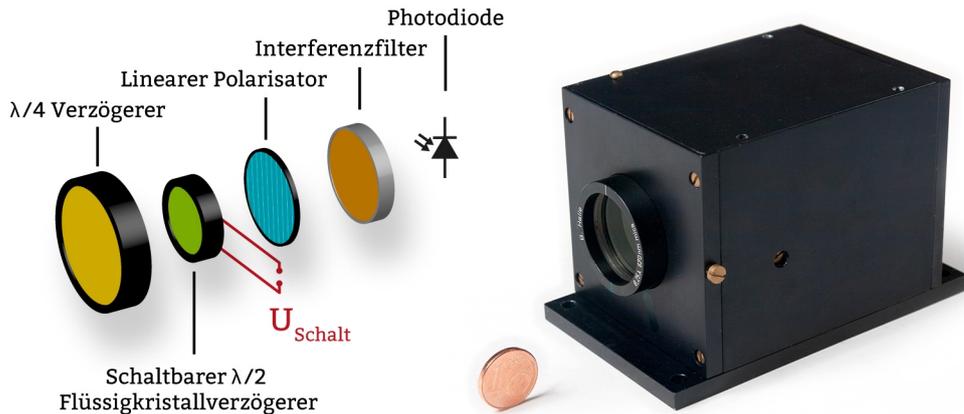
<sup>9</sup>Durchmesser 10 cm, Länge 20 cm.

<sup>10</sup>Wicklungsverhältnis 5:500.

<sup>11</sup>Hameg HM8150.

Zirkularpolarisation des bei der Gasentladung emittierten Fluoreszenzlichtes mit einer Wellenlänge von 668 nm (siehe Abschnitt [3.1.1]).

Das zirkularpolarisierte Fluoreszenzlicht der Gasentladung wird durch einen  $\lambda/4$ -Verzögerer für eine Wellenlänge von 668 nm in linear polarisiertes Licht umgewandelt. Hinter dem  $\lambda/4$ -Verzögerer ist ein Flüssigkeitskristall LCVR<sup>12</sup> verbaut, der als schaltbarer  $\lambda/2$ -Verzögerer dient. Die optischen Achsen der beiden Verzögerer sind um  $45^\circ$  gegeneinander verdreht. Beim Betrieb des LCDs mit wechselnden Spannungen  $V_{\text{rms},1}=0$  Volt und  $V_{\text{rms},2}=20$  Volt und einer Frequenz von 30 Hz wird die Polarisationsrichtung des linear polarisierten Lichtes periodisch um  $90^\circ$  gedreht.



**Abbildung 6.16.:** Links: Aufbau des Polarimeters mit Flüssigkristall. Von links nach rechts:  $\lambda/4$ -Verzögerer, schaltbarer  $\lambda/2$ -Flüssigkristallverzögerer, linearer Polarisator, Interferenzfilter und Photodiode. Alle Komponenten jeweils für eine Wellenlänge von 668 nm. Rechts: Größenvergleich zwischen dem kompakten Polarimeter und einer 1-Cent Münze.

Zusammen mit der nachfolgenden Polarisationsfolie entsteht so eine Intensitätsmodulation des ins Polarimeter einfallenden Fluoreszenzlichts. Diese Modulation wird von einer Photodiode nachgewiesen. Durch einen Interferenzfilter wird gewährleistet, dass nur Licht mit einer Wellenlänge von  $668 \text{ nm} \pm 2 \text{ nm}$  bis zur Photodiode vordringt. Aus dem Signal der Photodiode wird über einen rauscharmen Verstärker und einen Tiefpass (Integrationsglied) der Mittelwert des Diodensignals  $U_{\text{mittel}} = \frac{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}}{2}$  bestimmt. Zusätzlich wird mit einem Lock-In-Verstärker aus dem Photodiodensignal der Effektivwert der Signalamplitude  $U_{\text{Lock-In}} = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{2\sqrt{2}}$  ermittelt. Als Referenzfrequenz wird dabei die durchgeschleifte Betriebsfrequenz des LVCR genutzt.  $U_{\text{mittel}}$  und  $U_{\text{Lock-In}}$  werden über eine National-Instruments-Karte, die auch bei Betrieb des Cs-Magnetometers benutzt wird, ausgelesen. Im LabView-Steuerprogramm wird abschließend aus beiden Werten die jeweilige  $^3\text{He}$ -Polarisation anhand folgender Formel berechnet:

$$P_{^3\text{He}} = \frac{1}{\alpha\epsilon} \cdot \frac{U_{\text{Lock-In}} \cdot \sqrt{2}}{U_{\text{mittel}}} \quad (6.5)$$

<sup>12</sup>LCVR= Liquid Crystal Variable Retarder von Thorlabs. Betrieb mit Liquid Crystal Controller LCC25.

Dabei ist  $\alpha$  ein vom Druck des  $^3\text{He}$  abhängiger Eichfaktor [55]. Die Effizienz  $\epsilon$  ist ein Maß für die Qualität der optischen Komponenten und ist zusätzlich abhängig von Stärke und Form der Gasentladung in der jeweiligen  $^3\text{He}$ -Zelle<sup>13</sup>. Zur Bestimmung der Effizienz muss vor der Polarisierung des  $^3\text{He}$  eine Eichung des Polarimeters durchgeführt werden. Dazu wird bei brennender Gasentladung ein sogenannter Eichstandard, bestehend aus einem linearen Polarisator und einem  $\lambda/4$ -Verzögerer, zwischen  $^3\text{He}$ -Zelle und Polarimeter platziert. Der Eichstandard wandelt sämtliches Fluoreszenzlicht in zu 100 Prozent zirkularpolarisiertes Licht um ( $P_0 = 1$ ). Die tatsächlich vom Polarimeter gemessene und auf die hundert Prozent ( $P_0 = 1$ ) normierte Polarisierung ist gerade die gesuchte Effizienz.

Der Vorteil dieses Systems gegenüber den bisher verwendeten pressluftbetriebenen Polarimetern liegt darin, dass hier keinerlei bewegliche Teile vorhanden sind und dadurch eine sehr kompakte Bauweise realisiert werden kann (siehe Abbildung 6.16, rechts). Zusätzlich werden Signalschwankungen aufgrund von Instabilitäten in der Druckluftversorgung vermieden. Bei Vergleichsmessungen zwischen diesem Polarimeter und verschiedenen OPNs mit Pressluftantrieb konnte gezeigt werden, dass von beiden Systemen gleiche Absolutwerte gemessen werden. Bei früheren Polarimeterversionen mit Flüssigkeitskristallen [91] kam es aufgrund der zum damaligen Zeitpunkt unzureichenden Qualität der verwendeten Flüssigkeitskristalle teilweise zu großen Diskrepanzen in der von den verschiedenen Systemen gemessenen Absolutpolarisation. Dieses Verhalten konnte in der jetzigen Version nicht mehr beobachtet werden. Aufgrund der höheren Qualität der heute erhältlichen steuerbaren Flüssigkeitskristalle ist dieses Polarimeter gegenüber den pressluftbetriebenen größeren Versionen mindestens als gleichwertig anzusehen.

Eine der von diesem Polarimeter aufgenommenen Polarisationskurven ist in Abbildung 7.19 zu sehen.

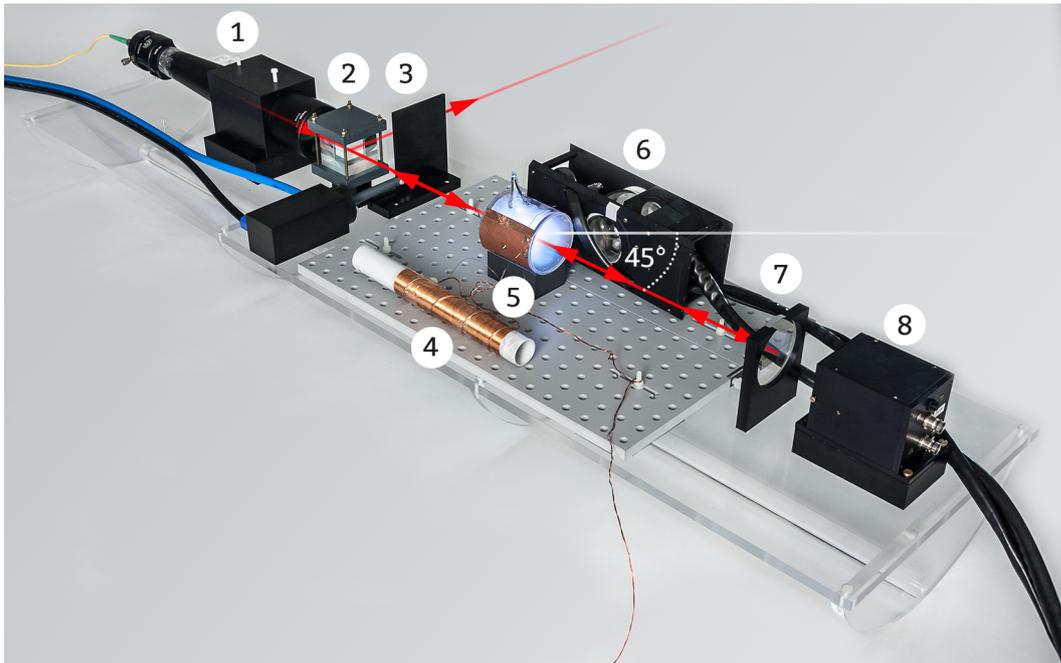
#### 6.4.4. Steuerung und Montage

Sowohl die Steuerung des optischen Pumpvorgangs als auch die Auslese der Polarisierung über das Polarimeter und die Datennahme des Cs-Magnetometersignals kann vollkommen automatisch über ein LabView-Programm des Messrechners erfolgen. Die einzelnen Bestandteile dieses Programms sind in [84] näher erläutert.

Nach Montage der Polarisationsoptiken, der  $^3\text{He}$ -Zelle und des Polarimeters auf einer Plexiglasplatte ergibt sich der in Abbildung 6.17 gezeigte Gesamtaufbau.

Das Cs-Magnetometer kann in diesem Aufbau über eine Unterlage aus PVC derart positioniert werden, dass der Abstand der Mittelpunkte von  $^3\text{He}$ - und Magnetometerzelle minimiert wird und die Verbindungsgerade der Zellenmittelpunkte in der x-y-Ebene mit der Solenoidenachse bzw. in der x-z-Ebene mit der Feldachse der Cosinusspule einen Winkel von jeweils  $45^\circ$  einschließt. Dadurch befindet sich das Magnetometer sowohl bei der Spinpräzession der  $^3\text{He}$ -Atome im Solenoidenfeld als auch im Feld der Cosinusspule jeweils im Bereich der maximalen - durch die Präzession hervorgerufenen - Feldänderung parallel zur Hauptfeldrichtung (siehe Abschnitt [6.2]).

<sup>13</sup>Beim Betrieb des Polarimeters mit der kleinen Zelle gilt  $\epsilon=0,45$ , bei Benutzung des Polarimeters mit den optischen Pumpzellen des Polarisators ergibt sich für die Effizienz  $\epsilon=0,58$ .



**Abbildung 6.17.:** Innerer Aufbau der  $^3\text{He}/\text{Cs}$ -Testanlage:

(1) Laserfaser und Teleskop, (2) Polarisationsstrahlteilerwürfel mit angeklebtem  $\lambda/4$ -Plättchen, (3) pneumatische Shutter, (4) Teslaspule zum Zünden der Gasladung, (5)  $^3\text{He}$ -Zelle, (6) lampengepumptes Cs-Magnetometer, (7) Spiegel und (8) Polarisimeter. Die  $^3\text{He}$ -Zelle und das Cs-Magnetometer sind so angeordnet, dass die Verbindungsgerade der beiden Zellenmittelpunkte mit der Solenoidenachse und dem  $\mathbf{k}$ -Vektor des Laserlichts einen Winkel von  $45^\circ$  einschließt.

## 6.5. $^3\text{He}$ -Spinpräzessionsmessungen

Zu Beginn jeder Messung wird der Laser auf die C8-Linie für den Übergang vom  $2\ ^3\text{S}_1$  in den  $2\ ^3\text{P}_0$ -Zustand des  $^3\text{He}$ -Linienspektrums justiert und die Gasladung der  $^3\text{He}$ -Zelle gezündet. Das zum optischen Pumpen notwendige Magnetfeld parallel zum  $\mathbf{k}$ -Vektor des Laserlichts wird vom Solenoiden des Spulensystems erzeugt. Die magnetische Flussdichte des Solenoidenfeldes beträgt bei den folgenden Messungen jeweils etwa  $1\ \mu\text{T}$ .

Innerhalb einer Zeit von etwa zwei Minuten wird eine Maximalpolarisation von etwa 65 Prozent erreicht. Dann wird zeitgleich der Laserstrahl mit dem pneumatischen Shutter geblockt und die Gasladung ausgeschaltet. So wird die „Hellrelaxation“ des polarisierten  $^3\text{He}$  unterbunden.

Im vorhandenen Spulensystem gibt es zwei verschiedene Möglichkeiten die Spinpräzession der entlang der magnetischen Führungsfeldachse des Solenoiden polarisierten  $^3\text{He}$ -Atome auszulösen (siehe Abschnitt [3.3]). Beide Varianten werden im Folgenden beschrieben und die jeweiligen Messergebnisse präsentiert.

### 6.5.1. Präzession um die Solenoidenachse

Im ersten Fall kann durch Einstrahlen eines resonanten RF-Pulses über die Cosinusspule ein  $\pi/2$ -Flipp der  $^3\text{He}$ -Atome ausgelöst werden. Daraus resultiert eine Präzession der  $^3\text{He}$ -Atome um die Achse des Solenoidenfeldes  $\mathbf{B}_{y,\text{Sol}}$  in der x-z-Ebene.

Der Puls wird von einem Frequenzgenerator<sup>14</sup> erzeugt, der mit der Cosinusspule verbunden ist. Pulsdauer und Pulsamplitude wurden empirisch ermittelt. Bei mehreren Tests hat sich eine Pulsdauer von 260 ms und eine Pulsamplitude von 80 mV als optimal erwiesen. Die Frequenz  $\nu_{\text{Puls}}$  des eingestrahlenen Pulses entspricht gerade der zu erwartenden Präzessionsfrequenz  $\nu_{\text{Larmor}}$  der  $^3\text{He}$ -Atome im Magnetfeld  $\mathbf{B}_{y,\text{Sol}}$ . Die magnetische Flussdichte  $\mathbf{B}_{y,\text{Sol}}$  wird mittels des Cs-Magnetometers bestimmt ( $B_{y,\text{Sol}} = 2\pi\nu_{\text{Cs}}/\gamma_{\text{Cs}}$ ). Damit ergibt sich zwischen der Pulsfrequenz  $\nu_{\text{Puls}}$  und der Trägerfrequenz  $\nu_{\text{Cs}}$  des Cs-Magnetometers folgender Zusammenhang:

$$\nu_{\text{Puls}} = \nu_{\text{Cs}} \cdot \frac{\gamma_{^3\text{He}}}{\gamma_{\text{Cs}}} \quad . \quad (6.6)$$

Mit Hilfe des optischen Polarisationsnachweises (Polarimeter) kann zusätzlich die Korrektheit der Pulseinstellungen überprüft werden. Bei dem Einstrahlen eines Pulses mit den korrekten Parametern für Pulsfrequenz, Pulsdauer und Pulsamplitude werden die Spins der  $^3\text{He}$ -Atome um  $\pi/2$  gekippt. Dies hat zur Folge, dass die Polarisation der  $^3\text{He}$ -Atome parallel zur Führungsfeldachse verschwindet. Monitort man bei eingeschalteter Gasentladung die in der  $^3\text{He}$ -Zelle vorhandene Polarisation mittels des optischen Polarisationsnachweises, kann man beobachten, dass die nachweisbare Polarisation bei einem korrekten  $\pi/2$ -Puls schlagartig auf null absinkt. Bei ungenauen Pulsparametern werden hingegen Polarisationsgrade von null verschieden erreicht.

### Fourierspektrum des Cs-Magnetometers

Bei einer Abtastrate von 50 kHz<sup>15</sup> erhält man 10 Sekunden nach Messbeginn das in Abbildung 6.18 gezeigte FFT-Spektrum des Cs-Magnetometersignals.

Die Frequenz des Hauptträgersignals liegt bei 3480,6 Hz. Damit errechnet sich die Flussdichte  $B_{y,\text{Sol}}$  des Solenoidenfeld am Ort des Cs-Magnetometers zu

$B_{y,\text{Sol,Cs}} = 2\pi\nu_{\text{Cs}}/\gamma_{\text{Cs}} = 0,9945 \mu\text{T}$ . Durch die Spinpräzession der  $^3\text{He}$ -Atome um das Solenoidenfeld ergeben sich im FFT-Spektrum die beiden  $^3\text{He}$ -Seitenbänder in einem Abstand von  $\pm 31,2$  Hz zum Hauptträgersignal. Dies entspricht einer Flussdichte von  $B_{y,\text{Sol},^3\text{He}} = 2\pi\nu_{^3\text{He}}/\gamma_{^3\text{He}} = 0,9907 \mu\text{T}$  am Ort der  $^3\text{He}$ -Zelle.

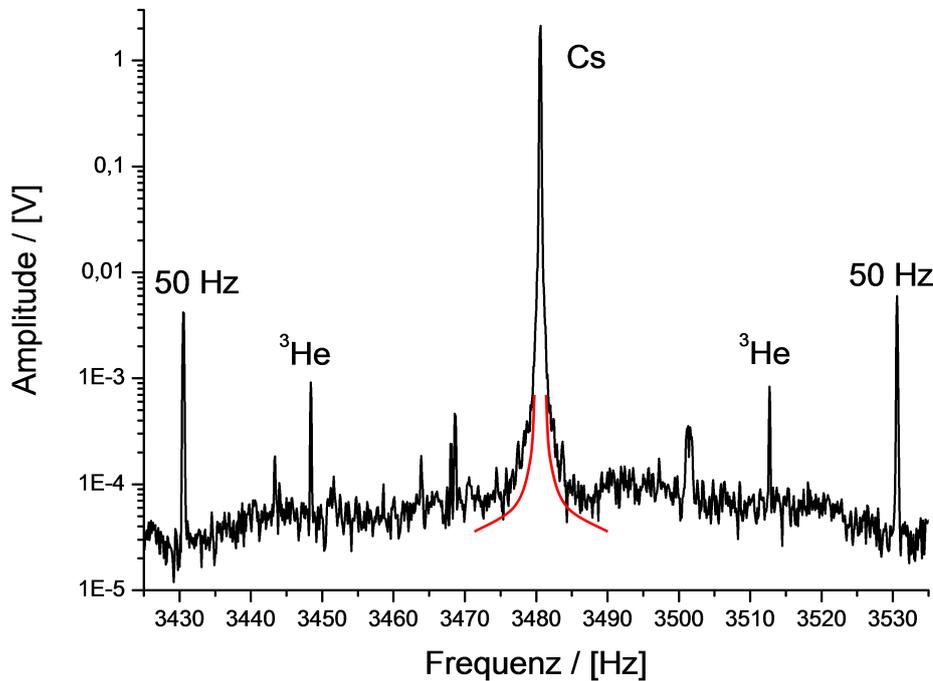
Die  $^3\text{He}$ -Atome und das Cs-Magnetometer sehen also aufgrund von Magnetfeldgradienten ein leicht unterschiedliches mittleres Magnetfeld. Bei einem Abstand  $a=7$  cm zwischen den Mittelpunkten der  $^3\text{He}$ -Zelle und des Cs-Magnetometers errechnet sich damit ein absoluter Gradient von durchschnittlich  $\partial B_{y,\text{Sol}}/\partial a = 540$  pt/cm entlang der Verbindungsgeraden zwischen beiden Zellen. Die Verbindungsgerade der Zellenmittelpunkte steht diagonal im x-y-z-Raum. Der absolute Gradient  $\partial B_{y,\text{Sol}}/\partial a$  lässt daher keine weiteren Rückschlüsse auf die absoluten Gradienten  $\partial B_{y,\text{Sol}}/\partial x$ ,  $\partial B_{y,\text{Sol}}/\partial y$  und  $\partial B_{y,\text{Sol}}/\partial z$  zu.

Zusätzlich erkennt man im Spektrum die bekannten 50-Hz-Seitenbänder der Wechselstromfrequenz des Stromnetzes. Insgesamt tauchen noch 4 bis 5 andere Peaks auf.

<sup>14</sup>Agilent Ag3320a.

<sup>15</sup>Eine Abtastrate von 100 kHz wie bei den Rauschmessungen in Abschnitt [6.3] ist aufgrund der begrenzten Speicherkapazität der verwendeten DAQ-Karte in diesem Fall nicht möglich.

Diese Peaks treten dabei nicht in der Form von Seitenbändern des Cs-Trägersignals auf. Daher ist davon auszugehen, dass diese Peaks aus äußeren Störungen bzw. elektronischem Rauschen der Ausleselektronik im kHz-Bereich resultieren.



**Abbildung 6.18.:** FFT-Spektrum des Cs-Magnetometers bei  $^3\text{He}$ -Spinpräzession um die Achse des Solenoidenfeldes. Angedeuteter Verlauf des Cs-Peaks ohne  $1/f$ -Rauschen (rot).

Die Amplitude des  $^3\text{He}$ -Signals liegt bei  $9,2 \cdot 10^{-4}$  Volt. Das Trägersignal des Cs-Magnetometers besitzt eine Amplitude von 2,2 Volt. Aus dem Verhältnis der Amplituden  $A_{^3\text{He}}$  des  $^3\text{He}$ - und  $A_{\text{Cs}}$  des Cs-Magnetometer-Signals lässt sich die Magnetisierung  $b$  der  $^3\text{He}$ -Zelle parallel zur Hauptfeldrichtung des Solenoiden im Bereich der Magnetometerzelle bestimmen. Zwischen den Signalamplituden und der Magnetisierung  $b$  gilt nach Gleichung (4.21) folgender Zusammenhang:

$$b = \frac{4\pi \nu_{^3\text{He}} A_{^3\text{He}}}{\gamma_{\text{Cs}} A_{\text{Cs}}} . \quad (6.7)$$

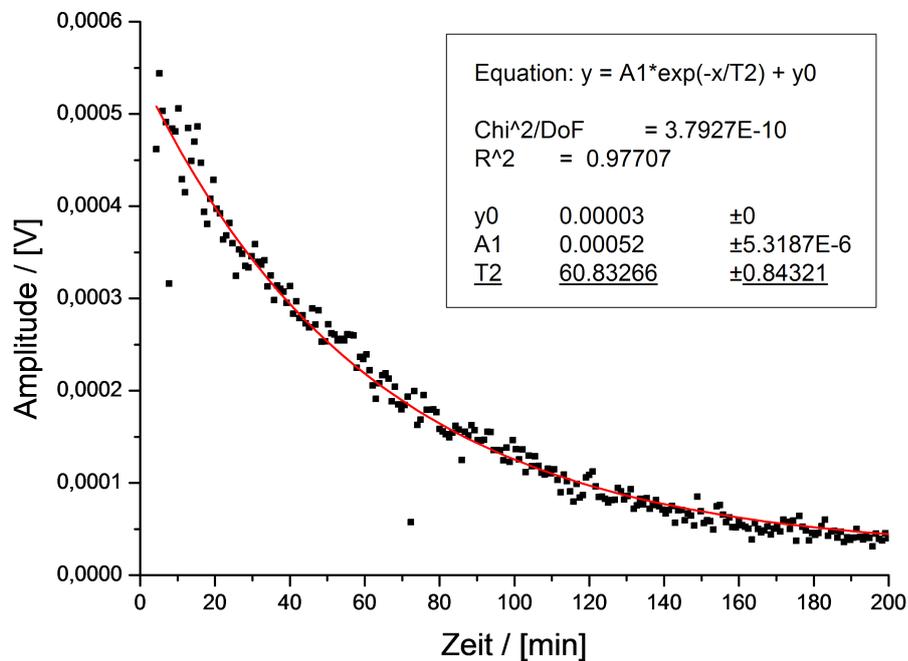
Mit obigen Werten ergibt sich für die mittlere Magnetisierung  $b$  in  $y$ -Richtung über den Bereich der Magnetometerzelle eine Größe von 7,4 pT.

In Abschnitt [6.3.3] wurde im Solenoidenfeld (mit zusätzlicher Metglasabschirmung) oberhalb von 10 Hz ein Rauschen von  $0,2 - 0,3 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  bestimmt. Somit erhält man für das  $^3\text{He}$ -Spinpräzessionssignal mit einer Magnetisierung von  $b=7,4 \text{ pT}$  ein Signal-zu-Rauschen-Verhältnis (SNR) von etwa 30 bei einer Bandbreite von 1 Hz. Die Simulation [84] der von der  $^3\text{He}$ -Zelle am Ort der Magnetometerzelle hervorgerufenen Magnetisierung ergab einen Wert von 6,2 pT (siehe Abschnitt [6.2]). In dieser Simulation wurde von einer sphärischen Glaszelle mit einem Durchmesser von 6 cm und einem Innendruck von 1 mbar ausgegangen. Dabei wurde zusätzlich mit einem Polarisationsgrad von 60 Prozent und einem Abstand zwischen den Mittelpunkten

der  $^3\text{He}$ -Zelle und der Cs-Magnetometerzelle von 7 cm gerechnet. Zu Beginn der obigen Messung wurde mittels des optischen Polarisationsnachweises ein etwas höherer Polarisationsgrad von etwa 65 Prozent bestimmt. Dadurch ergibt sich eine höhere Magnetisierung in der  $^3\text{He}$ -Zelle. Berücksichtigt man die unterschiedliche Geometrie der Zelle (Theorie: sphärisch, Experiment: zylindrisch), kann man folgern, dass die Ergebnisse in Theorie und Realität näherungsweise gut übereinstimmen.

Bei näherer Betrachtung des Peaks der Trägerfrequenz erkennt man, dass dessen spektrale Breite durch das  $1/f$ -Rauschen bestimmt wird. Die „Füße“ des Trägersignalpeaks sind quasi die Seitenbänder des  $1/f$ -Rauschens. Bei einer Amplitude von  $1 \cdot 10^{-4}$  V beträgt die Breite dieses Peaks etwa 7 Hz. Dieser Wert wird in einem der folgenden Abschnitte mit der Peakbreite bei dem Betrieb des Cs-Magnetometers im Feld der Cosinusspule verglichen (siehe Abschnitt [6.5.2]).

Die eigentliche Breite des Trägerfrequenzpeaks ist geringer und würde ohne  $1/f$ -Rauschen den angedeuteten Verlauf (rot) annehmen.



**Abbildung 6.19.:** Zeitlicher Abfall der  $^3\text{He}$ -Signalamplituden und daraus errechnete  $T_2^*$ -Zeit von etwa 60 Minuten bei der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession im Magnetfeld des Solenoiden.

### $T_2^*$ -Zeiten

Beobachtet man den zeitlichen Abfall der Amplituden des  $^3\text{He}$ -Signals ergibt sich der Verlauf in Abbildung 6.19.

Aus diesem Verlauf errechnet sich eine  $T_2^*$ -Zeit von etwa 60 Minuten. Es wurden mehrere Messungen in dieser Konfiguration durchgeführt. Abhängig von äußeren Störungen wie z.B. dem Öffnen und Schließen der stählernen Labortür in etwa drei Meter Abstand vom Testschild oder Arbeiten an der Polarisatoreinheit in direkter Nähe der Abschirmung wurden Fluktuationen der  $T_2^*$ -Zeiten beobachtet. Es wurden allerdings immer Zeiten im Bereich von 40 bis 60 Minuten erreicht.

### 6.5.2. Präzession um das Magnetfeld der Cosinusspule

Anstatt die  $^3\text{He}$ -Spinpräzession durch einen  $\pi/2$ -Flipp der Magnetisierung nach Einstrahlen eines RF-Pulses auszulösen, kann diese auch durch ein „schnelles“ Umschalten des Hauptmagnetfeldes um 90 Grad gestartet werden. Dazu wird nach der Polarisation des  $^3\text{He}$  im longitudinalen Magnetfeld  $\mathbf{B}_{\text{Sol}}$  das Solenoidenfeld ausgeschaltet und „gleichzeitig“ das transversale Magnetfeld  $\mathbf{B}_{\text{Cos}}$  der Cosinusspule eingeschaltet. Durch diese nicht-adiabatische Feldänderung (siehe Abschnitt [3.3]) wird eine Spinpräzession der  $^3\text{He}$ -Atome um die transversale Feldrichtung des Cosinusspulenmagnetfeldes in der x-y-Ebene des Testschildes erzwungen. Zum Umschalten zwischen den beiden Feldern wird eine Switchbox (Spulenumschalter) verwendet, die für Messungen an der PTB hergestellt wurde [68]. An der Box werden einerseits die beiden Spulen, andererseits die Stromquelle angeschlossen. Nach [67] beträgt mit der Switchbox die Umschaltzeit  $\tau_{\text{Schalt}}$  der Felder weniger als  $7 \mu\text{s}$ . Damit ist die Bedingung ( $1/\tau_{\text{Schalt}} \ll \nu_{^3\text{He}}$ ) erfüllt.

Wie in Abschnitt [6.3] aufgeführt, wird die im Solenoidenfeld und im Feld der Cosinusspule gewünschte magnetische Flussdichte von  $1 \mu\text{T}$  bei einem Betrieb der Spulen mit einer Stromstärke von 4 mA bzw. 16 mA erreicht. Über einen regelbaren Widerstand an der Switchbox können ohne Änderungen an der Stromquelle die Ströme so aufgeteilt werden, dass nach dem Umschalten vom  $1 \mu\text{T}$  Magnetfeld des Solenoiden auf die Cosinusspule auch dort eine magnetische Flussdichte von genau  $1 \mu\text{T}$  vorliegt.

Zum Betrieb des Cs-Magnetometers im transversalen Feld der Cosinusspule muss entweder der Sensorkopf des Magnetometers um 90 Grad geneigt werden oder aber die Phase der RF-Spulen invertiert werden. Dies erfolgt durch Einfügen eines Phasendrehsteckers am Pickup-Spulen-Anschluss der Magnetometerelektronik.

### Fourierspektrum des Cs-Magnetometers

Das Fourierspektrum des Cs-Magnetometers in Abbildung 6.20 wurde etwa 10 Sekunden nach Starten der Spinpräzession im Feld der Cosinusspule erhalten.

Das Cs-Signal liegt bei einer Frequenz von 3513,2 Hz und hat wie zuvor eine Höhe von 2,2 V. Die Seitenbänder der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession mit einer Höhe von  $1 \cdot 10^{-4}$  V befinden sich in einem Abstand von  $\pm 32,8$  Hz von Hauptträgersignal.

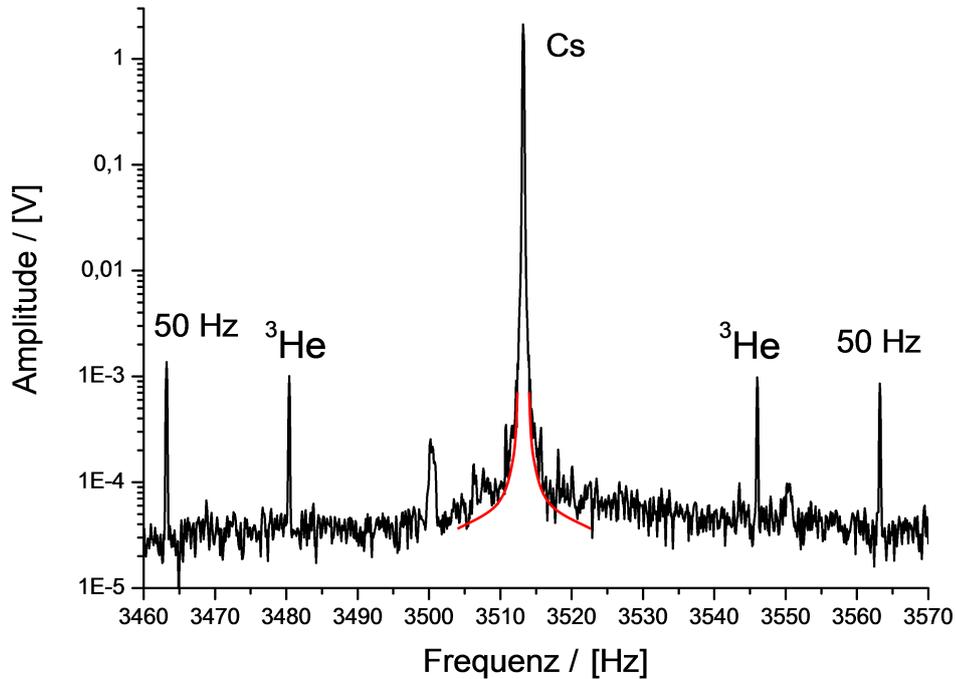
Zusätzlich zu den 50-Hz-Seitenbändern taucht nur ein weiterer einzelner Peak im FFT-Spektrum auf. Das Cs-Magnetometer wird beim Betrieb in der transversalen Konfiguration demnach von weniger äußeren Störungen beeinflusst als in der longitudinalen Konfiguration. Dies erklärt sich durch das in Abschnitt [6.1] gezeigte bessere Abschirmverhalten des Testschildes in transversaler Richtung.

Für die von der  $^3\text{He}$ -Zelle erzeugte mittlere Magnetisierung  $b$  in z-Richtung über den Bereich der Magnetometerzelle ergibt sich aus obigen Werten mit Gleichung (6.7) ein Wert von 8,5 pT. Dieser Wert unterscheidet sich um etwa 1 pT von der im Feld des Solenoiden gemessenen mittleren Magnetisierung  $b$  über den Bereich der Cs-Magnetometerzelle. Dies erklärt sich durch die unterschiedliche Geometrie der beiden Messungen.

Bei der Messung im Solenoidenfeld ist die Zylinderachse der  $^3\text{He}$ -Zelle parallel zur Achse des Führungsfeldes ausgerichtet. Hingegen ist im Feld der Cosinusspule die Zylinderachse der  $^3\text{He}$ -Zelle senkrecht zur Führungsfeldachse angeordnet. Dadurch resultiert aus der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession in den jeweiligen Führungsfeldern eine leicht veränderte Geometrie des erzeugten magnetischen Dipolfeldes. Anhand dieser Verän-

derung in der Geometrie des magnetischen Dipolfeldes erklären sich die Unterschiede in der jeweils gemessenen mittleren Magnetisierung b.

Beim Betrieb des Cs-Magnetometers wurde im Feld der Cosinusspule (mit zusätzlicher Metglasabschirmung) oberhalb von 10 Hz ein Rauschen von  $0,2 - 0,3 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  bestimmt (siehe Abschnitt [6.3.3]). Somit ergibt sich bei einer gemessenen Magnetisierung von 8,5 pt ein SNR von etwa 34 bei einer Bandbreite von 1 Hz.



**Abbildung 6.20.:** FFT-Spektrum des Cs-Magnetometers bei  $^3\text{He}$ -Spinpräzession im Feld der Cosinusspule.

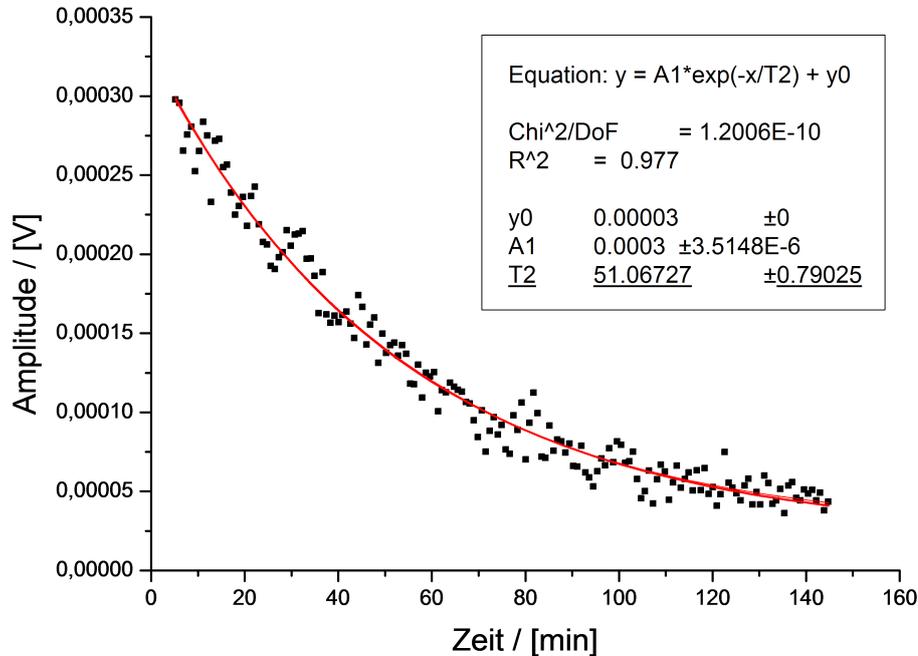
(Rot) Angedeuteter Verlauf des Cs-Peaks ohne  $1/f$ -Rauschen.

Aus der Frequenz des Cs-Trägersignals errechnet sich eine magnetische Flussdichte von  $B_{z,\text{Cos,Cs}} = 1,0038 \mu\text{T}$  im Bereich der Cs-Magnetometerzelle. Anhand der Frequenz der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession lässt sich am Ort der  $^3\text{He}$ -Zelle eine magnetische Flussdichte von  $B_{z,\text{Cos},^3\text{He}} = 1,0123 \mu\text{T}$  ermitteln. Bei einem Abstand  $a=7 \text{ cm}$  zwischen den Mittelpunkten der  $^3\text{He}$ -Zelle und der Zelle des Cs-Magnetometers ergibt sich damit entlang der Verbindungsgeraden von  $^3\text{He}$ - und Magnetometerzelle ein durchschnittlicher absoluter Gradient von etwa  $\partial B_{z,\text{Cos}}/\partial a = 1,21 \text{ nT/cm}$ . Auch hier lässt der so bestimmte absolute Gradient  $\partial B_{y,\text{Sol}}/\partial a$  keine weiteren Rückschlüsse auf die absoluten Gradienten  $\partial B_{z,\text{Cos}}/\partial x$ ,  $\partial B_{z,\text{Cos}}/\partial y$  und  $\partial B_{z,\text{Cos}}/\partial z$  zu. Da der absolute Gradient  $\partial B_{z,\text{Cos}}/\partial a$  allerdings etwa doppelt so groß ist wie  $\partial B_{y,\text{Sol}}/\partial a$  im Feld des Solenoiden, deutet dies auf eine schlechtere Feldhomogenität der Cosinusspule im Vergleich zur Homogenität des Solenoiden hin.

Auch in diesem Spektrum wird die Breite des Trägersignalpeaks durch das  $1/f$ -Rauschen bestimmt. Ohne  $1/f$ -Rauschen würde sich in etwa der angedeutete Verlauf (rot) ergeben. Bei einer Amplitude von  $1 \cdot 10^{-4} \text{ V}$  ergibt sich die Peakbreite zu 4,4 Hz. Bei dem Betrieb des Cs-Magnetometers im Haltefeld des Solenoiden ergab sich bei dieser Amplitude eine Peakbreite von etwa 7 Hz (siehe Abbildung 6.18). Die Breite des Trägersignalpeaks ist in der transversalen Konfiguration (Cosinusspule) demnach deutlich geringer als in der longitudinalen Konfiguration (Solenoid). Da die

Peakbreite durch das  $1/f$ -Rauschen bestimmt wird, folgt daraus, dass in dem Feld der Cosinusspule ein geringeres  $1/f$ -Rauschen vorliegt als im Solenoidenfeld.

Dies ist konsistent mit den in Abschnitt [6.3.3] gemachten Beobachtungen. Dort wurde gezeigt, dass durch die zusätzliche Metglasabschirmung der Verlauf des  $1/f$ -Rauschens im Feld der Cosinusspule viel stärker abgesenkt wurde als im Feld des Solenoiden. Dieses Verhalten konnte hier anhand der jeweiligen Breite der Trägerfrequenzpeaks in obigen FFT-Spektren bestätigt werden.



**Abbildung 6.21.:** Zeitlicher Abfall der  $^3\text{He}$ -Signalamplituden und daraus errechnete  $T_2^*$ -Zeit von etwa 50 Minuten bei der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession im Magnetfeld der Cosinusspule.

### $T_2^*$ -Zeiten

Die  $T_2^*$ -Zeit im Feld der Cosinusspule wird wiederum über den zeitlichen Verlauf der  $^3\text{He}$ -Signalamplituden bestimmt. Dieser Verlauf ist in Abbildung 6.21 dargestellt. Abhängig von äußeren Störungen ergaben sich  $T_2^*$ -Zeiten von etwa 30 bis maximal 50 Minuten. Diese  $T_2^*$ -Zeiten sind etwas geringer als die  $T_2^*$ -Zeiten, die im Feld des Solenoiden gemessen wurden. Dies deutet wiederum auf eine schlechtere Magnetfeldhomogenität der Cosinusspule im Vergleich zur Feldhomogenität des Solenoiden hin.

### 6.5.3. Abschätzung der Feldhomogenität des Spulensystems

Zusätzlich zu den obigen Messungen wurde eine Messreihe durchgeführt, bei der der innere Aufbau mit  $^3\text{He}$ -Zelle und Cs-Magnetometer schrittweise über einen Bereich von knapp 10 cm in  $y$ -Richtung im Spulensystem verschoben wurde. Es wurden jeweils die  $T_2^*$ -Zeiten bei der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession im Solenoidenfeld bzw. Feld der Cosinusspule ermittelt. Dabei konnten keine signifikanten Änderungen der  $T_2^*$ -Zeiten

beobachtet werden. Demnach weisen beide Spulen in ihrem Inneren über einen Bereich von mindestens 10 cm entlang der Mittelachse jeweils gleichbleibende Feldgradienten auf. Allerdings deuten die Unterschiede in den in beiden Spulen gemessenen  $T_2^*$ -Zeiten darauf hin, dass die Feldgradienten der Cosinusspule etwas größer sind als die Feldgradienten des Solenoiden.

Die Feldgradienten beider Spulen im inneren Bereich können indirekt über die  $T_2^*$ -Zeiten abgeschätzt werden.

### Solenoid

Anhand Abschnitt [3.3.1] gilt für die  $T_2^*$ -Zeit:

$$\begin{aligned} \frac{1}{T_2^*} &= \frac{1}{T_1^{\text{wand}}} + \frac{1}{T_2^{\text{grad}}} \\ &= \frac{1}{T_1^{\text{wand}}} + \frac{\gamma_{\text{He}}^2 L^4}{120 D} \left( \frac{\partial B_{y,\text{Sol}}}{\partial x} \right)^2 + \frac{7\gamma_{\text{He}}^2 R^4}{96 D} \left( \frac{\partial B_{y,\text{Sol}}}{\partial z} \right)^2, \end{aligned} \quad (6.8)$$

dabei sind L und R die Länge und der Radius der Zelle von 6 cm bzw. 3 cm. D ist die Diffusionskonstante bei einem Druck von 1 mbar mit  $D \approx 1800 \text{ cm}^2/\text{s}$  [92].

Das Magnetfeld  $B_{y,\text{Sol}}$  ist dabei entlang der y-Achse ausgerichtet.

Zusätzlich gilt nach Gleichung (3.9):

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_1^{\text{grad}}} + \frac{1}{T_1^{\text{wand}}} + \frac{1}{T_1^{\text{dipol}}} \quad (6.9)$$

. Die Messzelle ist mit einem Druck von 1 mbar gefüllt. Daher kann der Term der  $T_1^{\text{dipol}}$ -Relaxation aufgrund binärer Stöße zwischen den <sup>3</sup>He-Atomen vernachlässigt werden (siehe Abschnitt [3.2.3]).

Für die gradientenbedingte Relaxationszeit  $T_1^{\text{grad}}$  gilt nach Gleichung (3.12):

$$T_1^{\text{grad}} [\text{h}] \approx \frac{1}{6900} \frac{p [\text{bar}]}{G_r^2 [\text{cm}^{-2}]} \quad (6.10)$$

Dabei gilt nach [93] für den relativen radialen Gradienten  $G_r$  in einem Solenoidenfeld:

$$G_r = \frac{1}{B_0} \sqrt{\left( \frac{\partial B_{y,\text{Sol}}}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial B_{y,\text{Sol}}}{\partial r} \right)^2}, \quad (6.11)$$

im vorliegenden Fall ist  $B_0 \approx 1 \mu\text{T}$ .

Aufgrund der Zylindersymmetrie des Solenoiden kann man die absoluten Gradienten  $\partial B_{y,\text{Sol}}/\partial x$  und  $\partial B_{y,\text{Sol}}/\partial z$  gleichsetzen. Es gilt also:

$\partial B_{y,\text{Sol}}/\partial x = \partial B_{y,\text{Sol}}/\partial y = \partial B_{y,\text{Sol}}/\partial r$ . Zusätzlich wird nun angenommen, dass die beiden absoluten Gradienten  $\partial B_{y,\text{Sol}}/\partial y$  und  $\partial B_{y,\text{Sol}}/\partial r$  in derselben Größenordnung liegen und daher näherungsweise gleichgesetzt werden können.

Durch eine Messung des zeitlichen Abfalls der <sup>3</sup>He-Polarisation in der Messzelle mit dem optischen Polarisationsnachweis lässt sich die  $T_1$ -Gesamtrelaxationszeit abhängig von äußeren Störungen auf einen Wert von  $T_1 \approx 50 - 60 \text{ min}$  bestimmen. Demnach liegen im Solenoidenfeld die  $T_1$ -Zeit und die  $T_2^*$ -Zeit bei der verwendeten Messzelle in derselben Größenordnung.

Kombiniert man nun Gleichung (6.8) und Gleichung (6.9), lassen sich die absoluten Feldgradienten und die Wandrelaxationszeit  $T_1^{\text{wand}}$  bestimmen. Mit der maximal

erreichten  $T_2^*$ -Zeit von etwa 60 Minuten und der maximalen  $T_1$ -Zeit von etwa 60 Minuten ermittelt man absolute Feldgradienten  $\partial B_{y,\text{Sol}}/\partial x = \partial B_{y,\text{Sol}}/\partial z \approx \partial B_{y,\text{Sol}}/\partial y$  im Bereich von 150-350 pT/cm. Die Wandrelaxationszeit der Messzelle ergibt sich zu  $T_1^{\text{wand}} \approx 65$  min.

### Cosinus-Spule

Im Unterschied zum Solenoiden liegt in der Cosinusspule keine Zylindersymmetrie vor. Zum Abschätzen der absoluten Feldgradienten wird trotzdem angenommen, dass die Feldgradienten  $\partial B_{z,\text{Cos}}/\partial x$  und  $\partial B_{z,\text{Cos}}/\partial y$  in der gleichen Größenordnung liegen und näherungsweise gleichgesetzt werden können:  $\partial B_{z,\text{Cos}}/\partial x \approx \partial B_{z,\text{Cos}}/\partial y$ . Mit der oben ermittelten Wandrelaxationszeit  $T_1^{\text{wand}} \approx 65$  min und der maximal gemessenen  $T_2^*$ -Zeit von 50 Minuten ergeben sich somit im Feld der Cosinusspule anhand Gleichung (6.8) absolute Feldgradienten  $\partial B_{z,\text{Cos}}/\partial x \approx \partial B_{z,\text{Cos}}/\partial y = \partial B_{z,\text{Cos}}/\partial r$  im Bereich von 350-450 pT/cm.

Sowohl für den Solenoiden als auch die Cosinusspule liegen die relativen Gradienten im Bereich von  $\approx 10^{-4}\text{cm}^{-1}$ . Die Homogenität ist demnach in der Realität um etwa eine Größenordnungen schlechter als in der Simulation [84]. Da allerdings die primäre Zielsetzung des oben beschriebenen Aufbaus war, mit den vorhandenen Mitteln die  $^3\text{He}$ -Spinpräzession nachzuweisen, ist dies nicht weiter von Belang. Nach [31] und [68] liegen die absoluten Feldgradienten im BMSR II der PTB bzw. der nEDM-Abschirmung am PSI in der Größenordnung von 20-50 pT/cm. Die hier ermittelten Werte des Spulensystems sind demnach um etwa eine Größenordnung schlechter. Dennoch konnte mit den vorangegangenen Messungen gezeigt werden, dass auch mit einem recht einfach konstruierten Spulensystem hinreichende Bedingungen für den Betrieb eines  $^3\text{He}/\text{Cs}$ -Testaufbaus geschaffen werden können.

Durch die Messungen in diesem Kapitel wurde bewiesen, dass durch Kombination des Testschildes und des lampengepumpten Cs-Magnetometers zusammen mit dem neu konstruierten Spulensystem die  $^3\text{He}$ -Spinpräzession eindeutig nachweisbar ist. Die Signalsichtbarkeit und das SNR übertreffen die Messungen am PSI, 2009, bei Weitem.

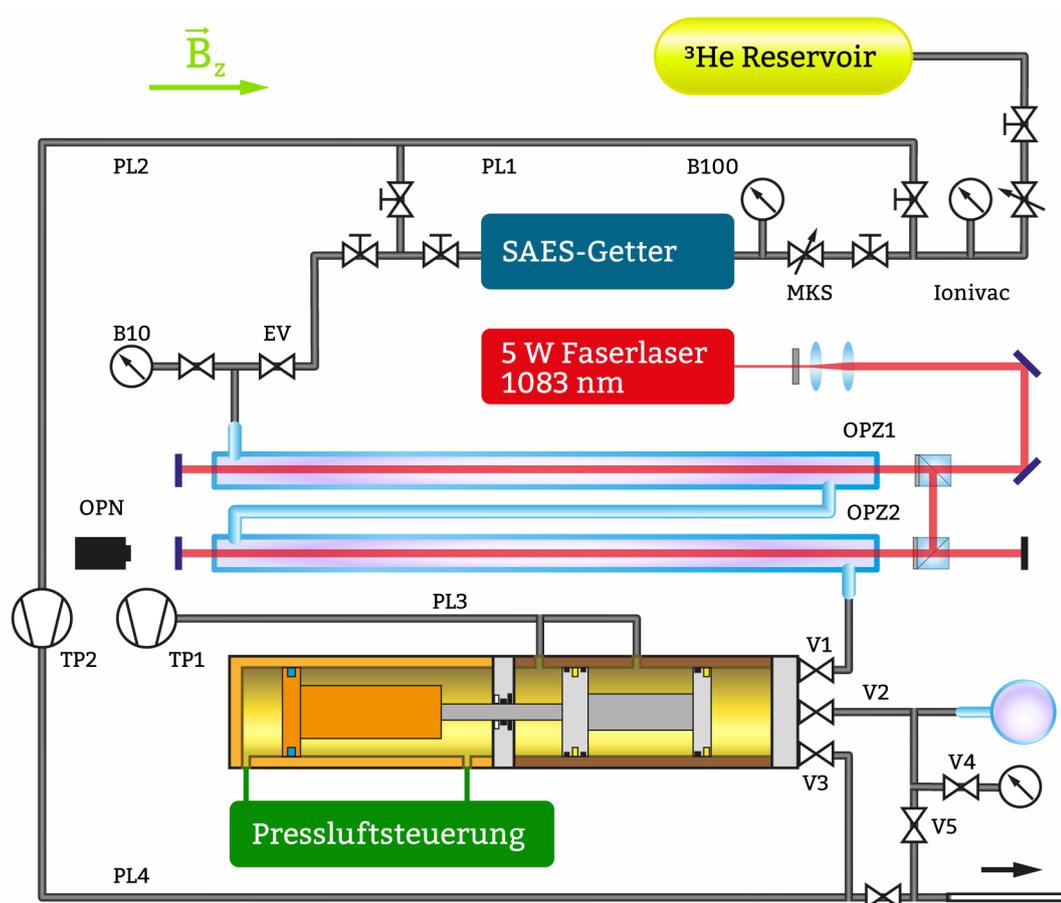
Mit diesem Aufbau ist es zum ersten Mal möglich, die Spinpräzession von in situ polarisierten  $^3\text{He}$ -Atomen in einer geschlossenen Glaszelle bei einem Druck von 1 mbar online und beliebig oft reproduzierbar zu messen.

Nach Verwirklichung dieses  $^3\text{He}/\text{Cs}$ -Testaufbaus stand ab Mitte 2011 in Mainz ein geeignetes Werkzeug zur Verfügung, um nach Fertigstellung der ultrakompakten Polarisatoreinheit direkt vor Ort die Realisierbarkeit eines polarisationserhaltenden Transfers von  $^3\text{He}$  aus dem Polarisator ins Testschild mit nachfolgender Spinpräzession zu untersuchen.

In dem in diesem Kapitel beschriebenen Aufbau wurden im November 2011 mit den Kollegen aus Fribourg Messungen durchgeführt, um die  $^3\text{He}$ -Spinpräzession mit Hilfe von lasergepumpten Cs-Magnetometern nachzuweisen. Dabei wurden insgesamt drei Magnetometer sowohl einzeln als auch im „Master-Slave-Mode“ betrieben. Aufbau und Ergebnisse sind kurz in Anhang A beschrieben.

# Ultrakompakter $^3\text{He}$ -Polarisator

Parallel zu den in den vorigen Kapiteln beschriebenen Experimenten und Arbeiten wurde seit Ende 2009 eine mobile und ultrakompakte  $^3\text{He}$ -Polarisationseinheit geplant und aufgebaut. Der prinzipielle Aufbau und die Arbeitsweise dieses Systems wird mit folgendem Schema verdeutlicht:



**Abbildung 7.1.:** Schematischer Aufbau des ultrakompakten Polarisators. Von oben nach unten:

Gassystem, Laser und optische Komponenten, optische Pumpzellen, Kompressor und Füllzelle. Nähere Erklärungen siehe Text.

$^3\text{He}$  aus einem Reservoir wird über einen Druckminderer ins Gassystem eingeleitet. Der Druck dort wird automatisch mit Hilfe eines Drucksensors (B100) und eines steuerbaren Ventils (MKS) geregelt. In einem SAES-Getter wird das Gas gereinigt und fließt über das Einlassventil (EV) in die optischen Pumpzellen (OPZ1 und OPZ2) bis dort vom Drucksensor B10 ein Druck von 1 mbar gemessen wird. In den optischen Pumpzellen wird das  $^3\text{He}$  mit Hilfe des 5 Watt Faserlasers (siehe Abschnitt [6.4.1]) polarisiert. Der Grad der Polarisation wird dabei über ein Polarimeter (OPN) nachgewiesen. Über das Ventil V1 wird das polarisierte Gas von einem pressluftbetriebenen Kolbenkompressor angesaugt, verdichtet und dann durch das Ventil V2 in eine Füllzelle ausgestoßen. Währenddessen fließt unpolarisiertes Gas aus dem Gassystem in die optischen Pumpzellen und wird dort wiederum polarisiert. Diese Arbeitsschritte wiederholen sich zyklisch (Zykluszeit  $\sim 45$  Sekunden) solange bis ein Drucksensor am Ventil V4 den gewünschten Füllzellendruck ermittelt. Beim Öffnen des Ventils V5 wird das Gas aus der Füllzelle über einen Schlauch in die Magnetometerzellen innerhalb des Experiments eingeleitet (schwarzer Pfeil, Abbildung 7.1, unten rechts). Über die Ventile V3 und V6 können Kompressorinnenraum, Füllzelle und der Schlauch zum Experiment über die Pumpleitung PL4 evakuiert werden. Alle übrigen Komponenten des Systems können über die Pumpleitungen PL1-PL3 von zwei Vakuumpumpen TP1 und TP2 abgepumpt werden.

Die optischen Pumpzellen, der Kompressor und die Füllzelle befinden sich innerhalb einer Magnetfeldspule und eines Mumetallschildes (nicht eingezeichnet). Sowohl die zylindrischen Pumpzellen als auch der  $\mathbf{k}$ -Vektor des Laserstrahls sind parallel zum Magnetfeld ( $\mathbf{B}_z$ ) ausgerichtet. Alle Komponenten innerhalb der magnetischen Abschirmung sind vollständig aus unmagnetischen Materialien gefertigt, um eine negative Beeinflussung der Magnetfeldhomogenität zu vermeiden. Nur so ist es möglich, das  $^3\text{He}$  zu polarisieren und diese Polarisation auch zu bewahren.

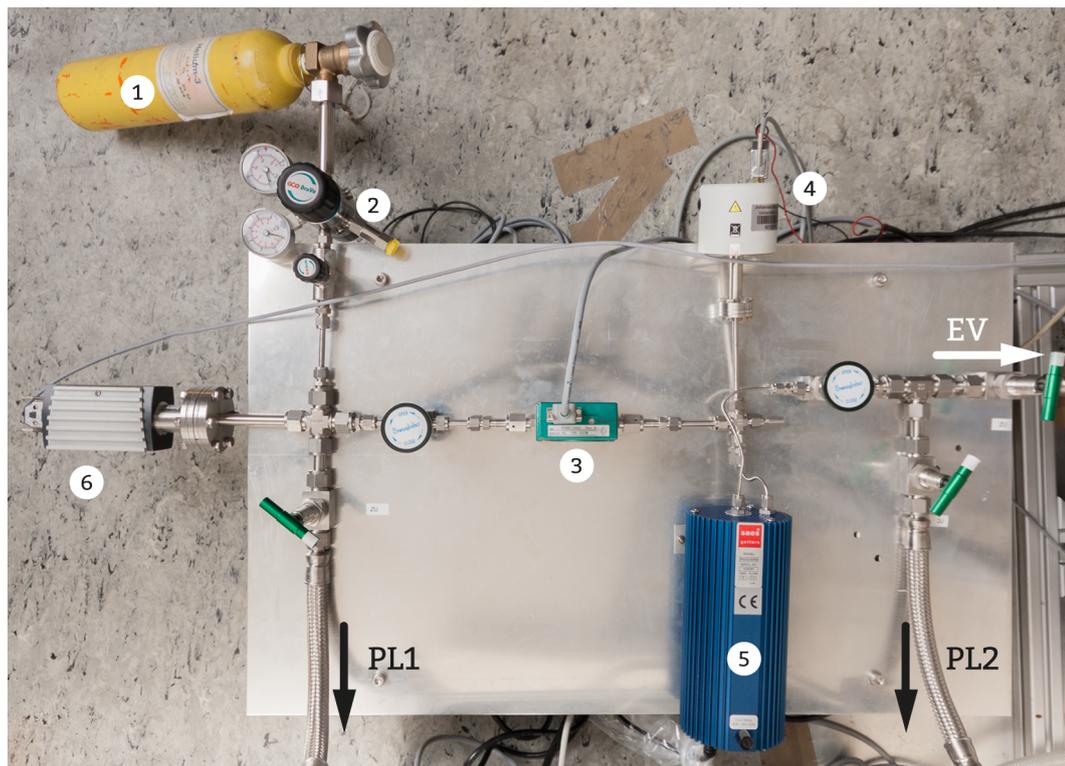
Die Auslese der Signale der drei Drucksensoren, des Vakuumsensors und des Polarimeters erfolgt über eine DAQ-Karte von National Instruments. Über eine weitere Karte können alle pneumatischen Ventile, der Pressluftantrieb des Kompressors und der Flussregler des Gassystems angesteuert werden. Die Steuerung des Gesamtsystems erfolgt über ein dazu entwickeltes LabView-Programm (siehe Anhang B).

Die verschiedenen Bestandteile dieses Systems werden im Folgenden detailliert erläutert.

## 7.1. Gassystem

Das Gassystem umfasst alle Komponenten des Polarisators von der  $^3\text{He}$ -Speicherflasche bis zum Einlass an den optischen Pumpzellen. Bis auf die Gasleitung, die ins Innere des Polarisators führt, und das Einlassventil der Pumpzellen musste bei den übrigen Komponenten des Gassystems keinerlei Wert auf unmagnetische Eigenschaften gelegt werden. Daher war es möglich, sämtliche Rohrleitungen als Standardedelstahlverschraubungen der Firma Swagelok auszuführen. Die Realisierung des Gassystems ist anhand von Abbildung 7.2 ersichtlich. Der Druck in der  $^3\text{He}$ -Gasflasche (1) wird von einem Druckminderer (2) auf etwa 100 mbar reduziert und ins Gassystem eingelassen. Ein Flussregler der Marke MKS (3) dient als elektronisch steuerbares Ventil und arbeitet mit einem Drucksensor Barocell (Messbereich 100 mbar)(4) in einem Regelkreis. Dieser Regelkreis wird über die LabView-Betriebssoftware des Polarisators betrieben und sorgt dafür, dass sich im Gassystem hinter dem Flussregler immer ein Druck von etwa 10 mbar befindet. Aufgrund des viel kleineren Gesamtvolumens

des Gassystems im Vergleich zum Pumpzellenvolumen hat sich dieser Druck während des Polarisatorbetriebes als sinnvoll erwiesen, um die optischen Pumpzellen über das Einlassventil reproduzierbar innerhalb weniger Sekunden immer wieder auf den zum optischen Pumpen benötigten Druck von  $1 \pm 0,05$  mbar aufzufüllen (siehe Abschnitt [7.8.1]). Durch einen SAES-Getter (5) wird das durchfließende Gas derart gereinigt, dass die Verunreinigungen des Gases in der Größenordnung von 0,01 ppm liegen [47]. Erst dadurch ist ein effizientes optisches Pumpen des  $^3\text{He}$  gewährleistet. Beim Betrieb des Polarisators ist zu beachten, dass der Getter nach dem Einschalten eine Warmlaufphase von etwa einer Stunde benötigt, um ordnungsgemäß arbeiten zu können. Schließlich gelangt das Gas über eine Titanleitung (Pfeil EV) bis zum Einlassventil an den optischen Pumpzellen innerhalb der Polarisatorabschirmung.



**Abbildung 7.2.:** Foto des Gassystems:

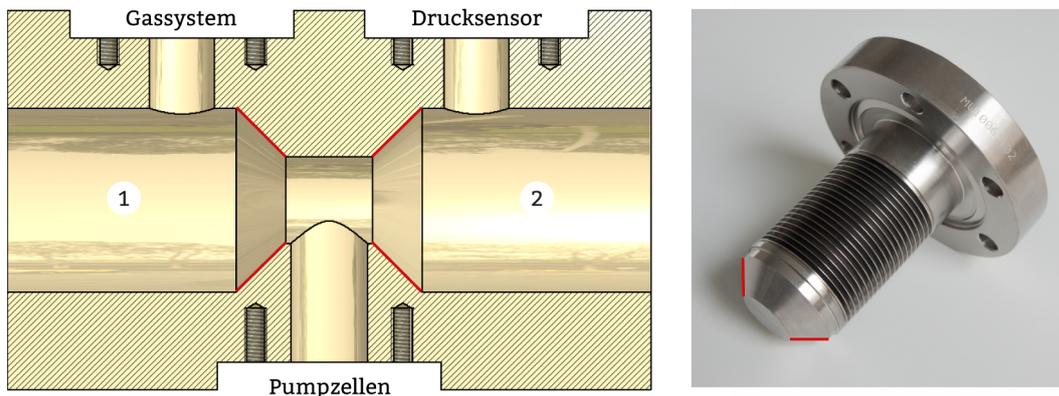
(1) Gasflasche mit  $^3\text{He}$ , (2) Druckminderer, (3) Flussregler, (4) Drucksensor, (5) SAES-Getter, (6) Vakuumsensor, Pfeile: Verbindung zum Einlassventil (EV) bzw. zu den Pumpleitungen PL1 und PL2.

Da das Gassystem verständlicherweise nicht permanent, sondern nur vor dem Einfüllen des Gases aus der  $^3\text{He}$ -Gasflasche abgepumpt werden kann, sind die Anforderungen an die Vakuumdichtigkeit des Systems sehr hoch. Daher ist das gesamte Gassystem einschließlich des Einlassventils vollständig metallisch gedichtet. Somit wird eine Verschmutzung des gereinigten Gases durch eventuelles Ausgasen, wie es bei Elastomer-Dichtungen der Fall ist, verhindert. Durch die Vollmetalldichtung wird eine Leckrate erreicht, die außerhalb des Messbereichs des in Mainz vorhandenen Leckdetektors liegt und demnach kleiner als  $10^{-11}$  mbarL/s ist. Zur Kontrolle des Vakuums vor dem Befüllen des Gassystems mit  $^3\text{He}$  ist zusätzlich ein Vakuumsensor der Marke Ionivac verbaut. Dort wird ein Vakuum im niedrigen  $10^{-7}$  mbar-Bereich

erreicht. In Abbildung 7.2 sind zusätzlich noch fünf manuelle Ventile zu erkennen. Zwei dieser Ventile dienen zum Öffnen und Schließen der Pumpverbindungen PL1 und PL2 zur Vakuumpumpe TP2. Die anderen drei erlauben es die verschiedenen Komponenten des Gassystems voneinander zu entkoppeln, um bei einem eventuellen Austausch einer der Komponenten nicht das gesamte System belüften zu müssen.

### 7.1.1. Einlassventil

Das sogenannte Einlassventil ist in Form eines Doppelventilblocks ausgeführt und erfüllt zwei verschiedene Funktionen. Mit einem der beiden Ventile (EV) kann die Verbindung zwischen den optischen Pumpzellen und dem Titanrohr des Gassystems geöffnet und geschlossen werden, so dass sich die Möglichkeit ergibt, den Zufluss von unpolarisiertem <sup>3</sup>He ins optische Pumpvolumen zu regulieren. Das zweite Ventil öffnet und schließt die Verbindung zum zweiten Drucksensor Barocell (Messbereich 10 mbar). In der Realität wird dieses zweite Ventil allerdings kaum genutzt und ist beim Betrieb des Polarisators immer zum Drucksensor hin geöffnet. Dieser Drucksensor besitzt einen geringeren Messbereich als der Drucksensor des Gassystems, arbeitet daher exakter und misst fortwährend den Druck in den optischen Pumpzellen. Die Bestimmung des Absolutdrucks erfolgt in beiden Sensoren B10 und B100 über die elektrische Messung der Bewegung einer dünnen Metallmembran bei Druckänderung.



**Abbildung 7.3.:** Links: Schnittzeichnung durch den Einlassventilblock.

Rechte: Einer der beiden Ventilstößel. Details siehe Text.

Abbildung 7.3 gibt einen Einblick in den Aufbau des Einlassventilblocks. Das Ventil (1), welches die Verbindung zum Gassystem öffnet und schließt, arbeitet mit dem Drucksensor (B10) in einem Regelkreis. Dieser Regelkreis wird wie der Regelkreis zwischen dem Ventil (MKS) und dem Drucksensor (B100) des Gassystems vom Polarisatorbetriebsprogramm automatisch gesteuert. Nachdem polarisiertes Gas aus den optischen Pumpzellen vom Kompressor angesaugt wurde und somit der Druck im Pumpvolumen absinkt, öffnet sich die Verbindung zwischen Pumpzellen und Gassystem und frisches Gas strömt nach. Sobald der Pumpzellensensor einen Druck von 1 mbar registriert, schließt das Ventil (1) sofort und die Verbindung wird unterbrochen. Dies wiederholt sich periodisch bei jedem Arbeitszyklus des Polarisators. Die Reproduzierbarkeit dieses Vorgangs liegt in einem Bereich von  $\pm 0,05$  mbar Druck-

differenz in den optischen Pumpzellen.

Die beiden Ventile arbeiten nach dem gleichen Arbeitsprinzip wie die Ventile im Kompressorkopf und Ventilblock (siehe Abschnitt [7.4.1]). Je ein Ventilstößel steckt in einer Bohrung des Einlassventilblocks und öffnet oder schließt die zugehörige Verbindung. Der Stößel in Bohrung (1) reguliert den Zufluss vom Gassystem in die optischen Pumpzellen. Der Stößel in Bohrung (2) öffnet oder schließt die Verbindung zwischen Pumpzellen und Drucksensor. Einer der beiden Stößel ist auf der rechten Seite von Abbildung 7.3 abgebildet. Der vordere Dichtkonus ist über einen Titanmembranbalg mit dem hinteren CF-Dichtflansch hochvakuumtauglich verbunden. Der Antrieb erfolgt über einen modifizierten Festo-Hubzylinder. Dieser schiebt den Dichtkonus entweder nach vorne und schließt dadurch das Ventil oder zieht ihn zurück und öffnet so dasselbe. Dabei wird der Membranbalg auseinandergedrückt bzw. zusammengezogen. Einlassventilblock und beide Ventilstößel sind aus Titan gefertigt.

Die Abdichtung des Einlassventils muss vollständig metallisch erfolgen, um eine Verunreinigung des  $^3\text{He}$  durch ausgasende Materialien zu vermeiden. Aus diesem Grund ergibt sich die Dichtfunktion der beiden Ventile nur über das Aufeinanderpressen der beiden rot markierten konischen Flächen des Stößels (siehe Abbildung 7.3) und der Stößelbohrung. Aufgrund dessen ist eine völlig Dichtigkeit der Ventile natürlich nicht zu gewährleisten.

Zur Untersuchung der Abdichtwirkung der Ventile wurde an der Flanschverbindung für die optischen Pumpzellen eine Vakuumpumpe samt Leckdetektor angeschlossen. Während auf die Öffnung zum Gassystem bzw. Drucksensor der normale Atmosphärendruck wirkte, ergab sich bei geschlossenen Ventilen eine Leckrate von  $10^{-2}$  mbarL/s. Dies erscheint zwar recht hoch, da aber im Normalbetrieb aus dem Gassystem maximal ein Druck von 10 mbar auf die Ventildichtfläche einwirkt, ist die zugehörige Leckrate dementsprechend geringer. Im Testbetrieb des Polarisators hat sich gezeigt, dass die Gasmenge, die bei geschlossenem Pumpzellenventil aus dem Gassystem in die optischen Pumpzellen strömt, völlig zu vernachlässigen ist.

## 7.2. Optische Pumpzellen

Das optische Pumpvolumen ist in der Form von zwei gleich großen miteinander verbundenen optischen Pumpzellen (OPZ1 und OPZ2) realisiert (siehe Abbildung 7.4, links).

Jede dieser beiden Zellen besteht aus einem Glasrohr aus Duran mit einer Länge von 110 cm und einem Innendurchmesser von 5,4 cm. Die Glasrohre sind an den offenen Enden mit je zwei Fenstern aus Quarzglas hochvakuumdicht verschlossen. Insgesamt ergibt sich so ein Gesamtvolumen von 5 Litern. Aus dem Verhältnis von Pumpzellenvolumen zu Kompressionsvolumen des Kompressors (3 Liter) von etwa 2 zu 1 resultiert nach dem Öffnen des Pumpzellenventils am Kompressor (V1) und dem damit verbundenen Druckausgleich zwischen den beiden Volumina ein Gesamtdruck von etwa 0,6 mbar. Dieser Druck gewährleistet, dass der Kompressor in einer annehmbaren Zahl von Arbeitszyklen die für den Einsatz am n2EDM-Experiment erforderliche Gasmenge von etwa 16 mbarL in die Füllzelle liefert.

Die beiden Pumpzellen sind über ein 80 cm langes Rohr mit einem Innendurchmesser von 2 cm verbunden (siehe Abbildung 7.4, links). Diese Verbindung führt vom oberen Ende von OPZ1 zum unteren Ende von OPZ2. Unpolarisiertes Gas aus dem Gassystem, das über das Einlassventil ins untere Ende von OPZ1 eingefüllt

wird, durchläuft die Pumpzelle über die gesamte Länge, gelangt dann über das Verbindungsrohr in den unteren Teil von OPZ2 und wird schließlich nach Durchlaufen dieser Pumpzelle am oberen Ende von OPZ2 zum Kompressor hin entnommen. Dadurch ist gewährleistet, dass unpolarisiertes Gas aus dem Gassystem auf seinem Weg vom Einlassventil bis zum Pumpzellenventil des Kompressors (V1) beide Pumpzellen vollständig durchläuft und alles Gas, was in die Pumpzellen fließt, diese auch verlässt, ohne sich längere Zeit an einem Punkt ohne Fluss zu sammeln.



**Abbildung 7.4.:** Links: Erstes Pumpzellenpaar.

Rechts: Durch den Kleber hervorgerufener Spannungsriss in einem der vier Glasflansche.

Der bestehende Mainzer  $^3\text{He}$ -Polarisator für medizinische Anwendungen besitzt ein optisches Pumpvolumen von etwa 35 Litern, das von fünf optischen Pumpzellen gebildet wird [78]. Das optische Pumpvolumen ist dabei in zwei Bereiche mit gleichen Volumina von jeweils etwa 17 Litern unterteilt. In den ersten Bereich - bestehend aus zwei optischen Pumpzellen - wird unpolarisiertes Gas aus dem Gassystem geleitet. Der zweite Bereich besteht aus drei optischen Pumpzellen. Aus ihm wird hochpolarisiertes Gas vom Kompressor angesaugt. Beide Volumina sind über ein Glasrohr von 50 cm Länge und 2 cm Durchmesser miteinander verbunden. Dieses Rohr dient in diesem Fall als Diffusionssperre zwischen den beiden Volumina. Für die Diffusionszeit  $T_{\text{diff}}$  gilt dabei:

$$T_{\text{diff}} = \frac{V \cdot l}{D \cdot A} \quad (7.1)$$

Hierbei ist  $V$  das Volumen der betrachteten optischen Pumpzelle,  $D=1920 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ , die Diffusionskonstante bei  $T=300 \text{ K}$  und  $p=1 \text{ mbar}$ ,  $A= 3 \text{ cm}^2$  die Querschnittsfläche des Verbindungsrohres und  $l= 50 \text{ cm}$  die Verbindungsrohrlänge. In [78] wird für die Diffusionszeit von Gas aus einer optischen Pumpzelle ( $V=8,7 \text{ L}$ ) des ersten Bereiches durch das Verbindungsrohr in eine Pumpzelle des zweiten Bereiches ein Zeitintervall von  $T_{\text{diff}}=75 \text{ s}$  angegeben. Da dieser Polarisator mit einer Zykluszeit von etwa 20 Sekunden betrieben wird, wird somit verhindert, dass sich unpolarisiertes bzw. schwach polarisiertes Gas aus dem ersten Bereich mit hochpolarisiertem Gas aus dem zweiten Bereich durchmischt. Somit kann erreicht werden, dass sich

frisch eingefülltes Gas mindestens über die doppelte Zykluszeit im optischen Pumpvolumen befindet und daher auch über die doppelte Zykluszeit optisch gepumpt wird. Dieser Vorgang wird auch als fraktioniertes optisches Pumpen bezeichnet.

Für das vorliegende System mit zwei optischen Pumpzellen mit einem Volumen von jeweils 2,5 Litern und einer Verbindungsrohrlänge von 80 cm errechnet sich nach Gleichung (7.1) eine Diffusionszeit von Gas aus OPZ1 nach OPZ2 von  $T_{\text{diff}}=35$  s. Der hier beschriebene ultrakompakte Polarisator wird zum Erreichen der notwendigen Maximalpolarisation mit einer Zykluszeit von 45 s betrieben. Da die Zykluszeit größer ist als die Diffusionszeit, ist die vorhandene Verbindung zwischen beiden Pumpzellen nicht als ausreichende Diffusionssperre anzusehen. Das Prinzip des fraktionierten optischen Pumpens kommt hierbei aufgrund der viel geringeren Volumina der optischen Pumpzellen demnach nicht zum Tragen. Vielmehr sind beide optische Pumpzellen als ein zusammenhängendes optisches Pumpvolumen zu betrachten.

Zum Generieren der Gasentladung innerhalb der optischen Pumpzellen sind diese über die gesamte Länge mit Elektroden aus Kupferfolie beklebt (siehe Abbildung 7.13). Die Elektroden der beiden Zellen sind parallel verschaltet und mit einem Verstärker und einem Frequenzgenerator verbunden. Zum Betrieb der Gasentladung ist eine Frequenz von etwa 6,9 MHz notwendig. Über einen an den Pumpzellen zugeführten Draht ist ein Zünden der Gasentladung mittels eines Spark-Generators von außen möglich.

Als Material für die insgesamt vier Fenster der optischen Pumpzellen wurde Quarzglas gewählt, um thermische Doppelbrechung beim Durchstrahlen des Laserlichtes zu vermeiden [47]. Zusätzlich müssen die Fenster beidseitig für die Laserwellenlänge von 1083 nm entspiegelt sein. Bei Fenstern ohne Antirefleksionsbeschichtung verliert das Laserlicht pro durchquerte Oberfläche etwa 4 Prozent an Leistung [94]. Im späteren Polarisatorbetrieb durchstrahlt der Laser jedes der vier Pumpzellenfenster insgesamt zweimal (siehe Abbildung 7.8). Dadurch summieren sich die Verluste von jeweils 8 Prozent Laserleistung pro durchquertem Fenster am Ende des Strahlenganges auf insgesamt fast die Hälfte der ursprünglichen Laserleistung auf. Durch die beidseitige Entspiegelung der Fenster werden die Verluste pro Oberfläche auf etwa 1 Prozent reduziert [94]. Somit ergibt sich nach dem vollständigen Durchqueren beider optischen Pumpzellen ein tolerierbarer Verlust von knapp 15 Prozent.

Die Hauptschwierigkeit bei der Herstellung der Pumpzellen bestand darin, die Quarzglasfenster mit den Duranglasrohren hochvakuumdicht zu verbinden: Zum Erreichen einer hohen Endpolarisation muss jegliche Verunreinigung des  $^3\text{He}$  durch Undichtigkeiten oder Ausgasen verhindert werden. Gleichzeitig durften bei diesen Dichtverfahren die Fensterbeschichtungen nicht negativ beeinflusst werden.

### 7.2.1. Frühere Dichtverfahren

Ein Anschmelzen der Quarzfenster an die Duranglasrohre der optischen Pumpzellen scheidet von vornherein aus. Aufgrund der stark unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten von Quarz<sup>1</sup> und Duran<sup>2</sup> ist es technisch nicht möglich die beiden Glasarten direkt spannungsfrei miteinander zu verschmelzen [95]. Darüber hinaus würde jede glastechnische Bearbeitung oberhalb einer Temperatur von 230°C die Fensterbeschichtung zerstören [94].

Diese beiden Probleme wurden in der für medizinische Zwecke betriebenen Polarisat-

<sup>1</sup> $\alpha_{\text{Quarz}} = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ .

<sup>2</sup> $\alpha_{\text{Duran}} = 3,25 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ .

toreinheit umgangen, indem statt planarer Fenster Quarzfenster mit einem Rohransatz in Becherform verwendet wurden. Dazu wurde jeweils an ein planares Quarzfenster mittels eines Diffusionsverfahrens ein Quarzrohransatz angebracht. Da die Beschichtung der Quarzfenster erst nach diesem Vorgang erfolgen konnte, war es bedingt durch den „Schattenwurf“ des Quarzrohransatzes nur möglich, die Außenseite des Fensters zu beschichten. Anschließend wurde durch schrittweises Anschmelzen von mehreren Glasrohrstücken mit jeweils leicht ansteigendem Ausdehnungskoeffizient ein spannungsfreier Übergang von Quarz auf Duran hergestellt [95]. Dieses Verfahren erschien für die oben beschriebenen Pumpzellen einerseits zu aufwendig, andererseits wurde die Verwendung von beidseitig beschichteten Fenstern angestrebt. Im Rahmen von mehreren Diplomarbeiten [94][96][97] wurde im Hinblick auf die Entwicklung eines neuen kompakten Polarisators für die medizinische Anwendung von polarisierten  $^3\text{He}$  mehrere Verfahren untersucht und getestet, um die Quarzglasfenster mit Hilfe eines Hochvakuumklebers direkt mit den Duranglasrohren zu verkleben. Dazu wurde eine Teflonform um die Endflansche der Glasrohre installiert, das Quarzglasfenster auf der Stirnseite des Endflansches platziert und die Teflonform mit Kleber ausgegossen. Der Kleber wurde zum Aushärten auf etwa  $140\text{ }^\circ\text{C}$  erhitzt. Aufgrund vielversprechender Ergebnisse wurde dieses Verfahren für die Herstellung der Pumpzellen des ultrakompakten n2EDM-Polarisators übernommen. Allerdings trat bei der Herstellung des ersten Pumpzellenpaares folgendes Problem auf: Durch den hohen Ausdehnungskoeffizienten des Klebers ( $\alpha = 35 \cdot 10^{-6}\text{K}^{-1}$ ) ergaben sich nach dem Abkühlen unerwünschte Spannungen im Glas. Dies führte beim Abpumpen des Zellenpaares zu einem Spannungsriss innerhalb eines der vier Glasflansche (siehe Abbildung 7.4, rechts) und dem Verlust der Vakuumdichtigkeit. Aufgrund glastechnischer Fertigungsschritte musste das Glaszellenpaar zusammen mit dem Verbindungsrohr, allen Glasansätzen für den Zu- und Abfluss des Gases und den Verbindungsstegen zur Stabilität des Glaspaars komplett vor den Fensterklebungen fertig gestellt werden. Dies hatte zur Folge, dass das gesamte Zellenpaar aufgrund des einen Spannungsrisses irreparabel zerstört wurde.

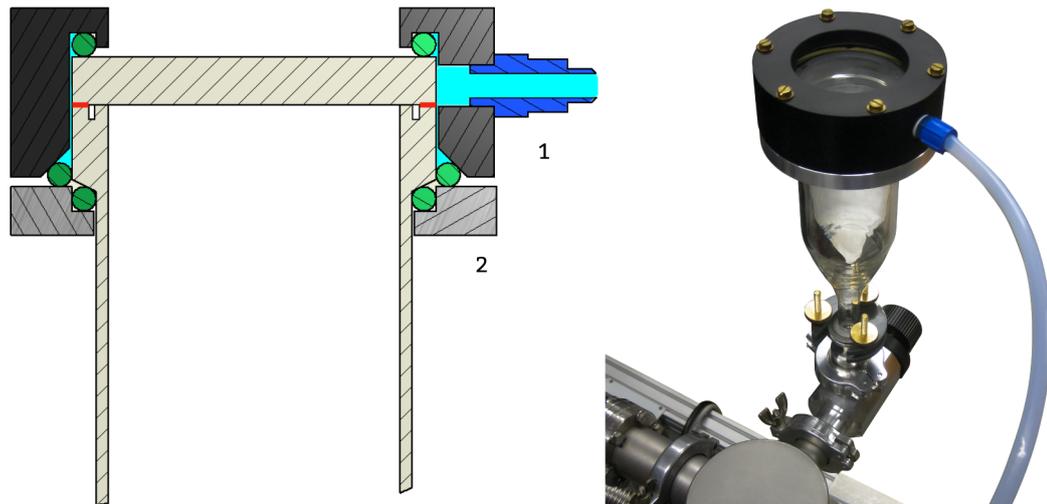
Dieses Klebeverfahren ist daher als höchst ungenügend zu bewerten.

### 7.2.2. Heutige Fensterdichtung

Nach diesem Misserfolg wurde ein völlig anderer Weg beschritten. Es wurden verschiedene Tests durchgeführt, um den Spalt zwischen Quarzglasfenster und einem abpumpbaren Testflansch durch Verwendung des Hochvakuumfett Apiezon H abzudichten. Dabei sind zwei Dinge zu beachten. Es muss verhindert werden, dass Fett ins Innere der Glaszelle gelangt, dort mit der zur Polarisation notwendigen Gasentladung in Kontakt kommt und so eine Verschmutzung des Gases hervorruft. Zusätzlich tritt bei abgepumpten Zellen der Effekt auf, dass der äußere Luftdruck im Fett selbst Kapillarrisse erzeugt und so die Abdichtung mit der Zeit ihre Dichtigkeit einbüßt. Das erste Problem wurde dahingehend gelöst, dass der Flansch mit einer etwa 1,5 mm breiten und 2 mm tiefen Nut in der Flanschmitte versehen wurde und so in einen äußeren und einen inneren Flanschring unterteilt wurde (siehe Abbildung 7.5 links). Bringt man nun Vakuumfett auf den äußeren Flanschring auf und drückt das Quarzglasfenster auf dieser Fettschicht fest, verhindert die Nut, dass beim Andrücken des Fensters Fett ins Zelleninnere gelangt.

Um das Quarzfenster auf dem Flansch zu fixieren, wurde eine spezielle Klemmhalterung entwickelt, bestehend aus einem Überwurfring (1) und zwei Halbschalen (2), um somit den Überwurf am Glasflansch zu fixieren. Diese Klemme wurde so konstruiert,

dass sie auf der Quarzfensteroberseite und an der Flanschseite den Klemmeninnenraum über zwei O-Ringe nach außen hin abdichtet. Der Klemmeninnenraum kann über eine seitliche Bohrung abgepumpt werden. Durch dieses differentielle Pumpen wird automatisch der äußere Luftdruck von der Fettdichtung genommen. Es konnte gezeigt werden, dass das fettgedichtete Innere des Probeflansches problemlos auf ein Vakuum von  $2 \cdot 10^{-8}$  mbar abgepumpt werden kann. Bei diesem Test war über einen Zeitraum von zwei Wochen an der Fettdichtung des Probeflansches keine Veränderung feststellbar. Solange das differentielle Pumpen aufrechterhalten wird, ist diese Fettdichtung als dauerhaft hochvakuumdicht anzusehen.



**Abbildung 7.5.:** Links: Schnittzeichnung der Pumpzellendichtung: Fettdichtung auf dem äußeren Flanschring zwischen Quarzfenster und Flansch (rot), Dichtringe (grün), Klemmeninnenraum (hellblau), Anschluss zum differentiellen Pumpen (blau), Überwurfring (1) und Halbschale (2).

Rechts: Testflansch mit Fettdichtung und differentiellem Pumpen an einer Pumpstation.

Ein neu gefertigtes Pumpzellenpaar wurde mit dieser Dichtungstechnik abgedichtet und in die Polarisatoreinheit eingebaut. Während des Betriebs des Polarisators werden die vier Fensterflansche der optischen Pumpzellen über einen Schlauch, der aus dem Polarisator herausführt und an einer Vorpumpe angeschlossen ist, permanent gepumpt. Ein großer Vorteil dieser Dichttechnik im Vergleich zum Verkleben der Fenster ergibt sich auch aus der Möglichkeit, die Zellen bei einer eventuellen Verschmutzung erneut öffnen und säubern zu können.

### 7.2.3. Glas-Kupferblag-Verbindung

Eine weitere Neuerung ergibt sich beim Verbinden des Pumpzelleneinlasses mit dem Einlassventil und des Pumpzellenauslasses mit dem Kompressorkopf. Im älteren Mainzer Polarisator wurden die vorhandenen Glas-Metallübergänge in der Form von Indiumdichtungen realisiert. Durch den kompakten Aufbau der neuen Polarisatoreinheit besteht bei solch einer starren Dichtung allerdings die Gefahr, dass sich eventuelle Vibrationen des Kompressors auf die Glasteile übertragen und dieser dau-

erhafte Stress irgendwann einen Glasbruch hervorruft. Zur Vermeidung dieses Risikos wurden für die beiden Pumpzellenanschlüsse unmagnetische Glas-Kupferblag-Verbindungen verwendet.

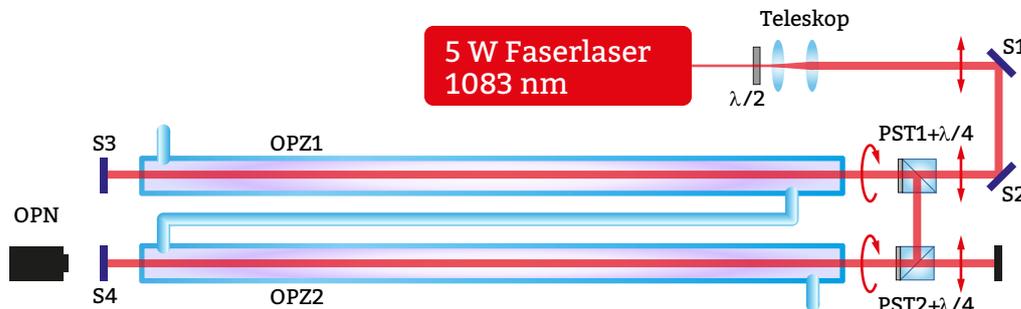
Das Glasteil dieser Verbindungen wurde mit den Glasanschlüssen der Pumpzellen verschmolzen. Der Kupferbalg entkoppelt die Glasteile von möglichen Schwingungen der Polarisatormechanik. Über einen Flansch in CF-Form lässt sich durch Verwendung von Dichtringen aus weichem Reinstaluminium eine vollmetallische hochvakuuntaugliche Verbindung mit dem Anschluss am Einlassventil bzw. Kompressorkopf realisieren. Durch diese Anschlussart ist es zusätzlich möglich, die Pumpzellen im Fall einer Kompressorwartung problemlos aus dem System auszubauen.



**Abbildung 7.6.:** Links: Glas-Kupferbalg-Verbindung zum spannungsfreien Anschluss der Pumpzellen an Einlassventil und Kompressorkopf. Rechts: Verbindung der optischen Pumpzellen zum Kompressorkopf.

### 7.3. Optische Komponenten

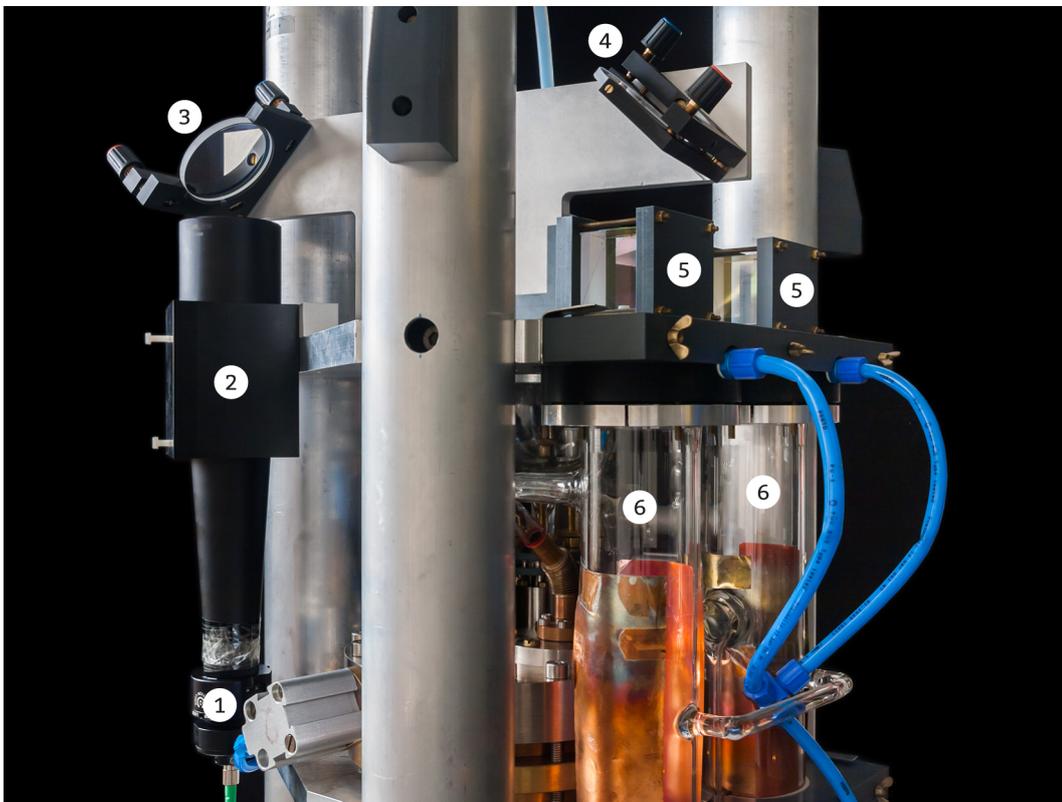
Das optische System des Polarisators ist in folgender Abbildung schematisch dargestellt:



**Abbildung 7.7.:** Optisches System der Polarisatoreinheit. Beschreibung siehe Text.

Zur Polarisation des  $^3\text{He}$  in den optischen Pumpzellen wird der in Abschnitt [6.4.1]

beschriebene Faserlaser mit einer Wellenlänge von 1083 nm verwendet und bei Maximalleistung von 6,29 Watt betrieben. Der auf einen Durchmesser von 1,5 mm kollimierte Strahl der Ausgangsfaser wird mit einem Teleskop auf einen Durchmesser von 30 mm aufgeweitet. Das Teleskop musste aus Platzgründen im Polarisator parallel zu den optischen Pumpzellen verbaut werden. Daher muss der Laserstrahl nach dem Verlassen des Teleskops über zwei Spiegel (S1 und S2)<sup>3</sup> zweimal um 45° umgelenkt werden und trifft dann auf den ersten Polarisationsstrahlteilerwürfel (PST1)<sup>4</sup>. Über ein drehbares  $\lambda/2$ -Plättchen zwischen Faserkollimator und Teleskop kann die Polarisationsrichtung des linearpolarisierten Laserlichtes so eingestellt werden, dass 99 Prozent der Laserleistung vom Strahlteilerwürfel transmittiert und nur etwa 1 Prozent reflektiert wird. Durch ein direkt am Strahlteilerwürfel angekittetes  $\lambda/4$ -Plättchen wird das einfallende vertikal-linearpolarisierte Licht in links-zirkularpolarisiertes Licht umgewandelt.



**Abbildung 7.8.:** *Optisches System:*

(1) Faserkollimator und drehbares  $\lambda/2$ -Plättchen, (2) Teleskop, (3) Spiegel S1, (4) Spiegel S2, (5) Polarisationsstrahlteilerwürfel PST1 und PST2 mit angekittetem  $\lambda/4$ -Plättchen und (6) optische Pumpzellen.

Über dieses  $\sigma^-$ -Licht wird das  $^3\text{He}$  in OPZ1 optisch gepumpt. Nach Reflexion an einem dichroitischen Spiegel S3 und erneuter Durchquerung des  $\lambda/4$ -Plättchen wird

<sup>3</sup>Alle hier verwendeten Spiegel wurden von Laseroptik GmbH hergestellt und haben einen Durchmesser von 60 mm.

<sup>4</sup>Spezialanfertigung von B.Halle, Optische Werkstätten mit einer Kantenlänge von 40 mm.

das nun horizontal-linear polarisierte Licht von PST1 zu PST2 hin reflektiert. Dort wird es um 90 Grad umgelenkt, durch das angekittete  $\lambda/4$  wiederum in links-zirkular polarisiertes Licht umgewandelt und schließlich zur Polarisation des  $^3\text{He}$ -Gases in OPZ2 genutzt. Der Laserstrahl wird in Spiegel S4 reflektiert und durch erneute Durchquerung des  $\lambda/4$ -Plättchens in vertikal-linear polarisiertes Licht umgewandelt. Nach Transmission des PST2 wird das restliche Licht in einen Beamdump geblockt.

Bei der Justage des Laserstrahls muss darauf geachtet werden, dass der Strahl nicht an den Wänden der Pumpzellen reflektiert wird. Bei dieser Reflexion würde Licht mit falscher Zirkularpolarisationskomponente erzeugt und depolarisierend wirken. Nach exakter Justage der Optiken durch Mikrometerschrauben an allen Spiegeln ist eine Parallelität des Laserstrahls innerhalb des Pumpzellensystems gegeben.

Abbildung 7.8 veranschaulicht die Realisierung dieses optischen Systems.

Zur Überwachung der Polarisation innerhalb des Pumpvolumens wurde unterhalb der Pumpzelle OPZ2 ein Polarimeter (OPN, siehe Abschnitt [6.4.3]) montiert.

## 7.4. Kompressor

Der zur Verdichtung des polarisierten Gases aus den optischen Pumpzellen benötigte Kompressor ist in Form eines Kolbenkompressors verwirklicht. Wie alle übrigen Bestandteile des Gesamtsystems, die in Kontakt mit dem polarisierten Gas treten und sich innerhalb von Spule und Abschirmung des Polarisators befinden, sind alle Einzelteile dieser Baugruppe aus unmagnetischen Materialien wie Titan, Aluminium, Bronze, Messing etc. gefertigt. Abbildung 7.9 veranschaulicht Aufbau und Arbeitsweise des Kompressors.

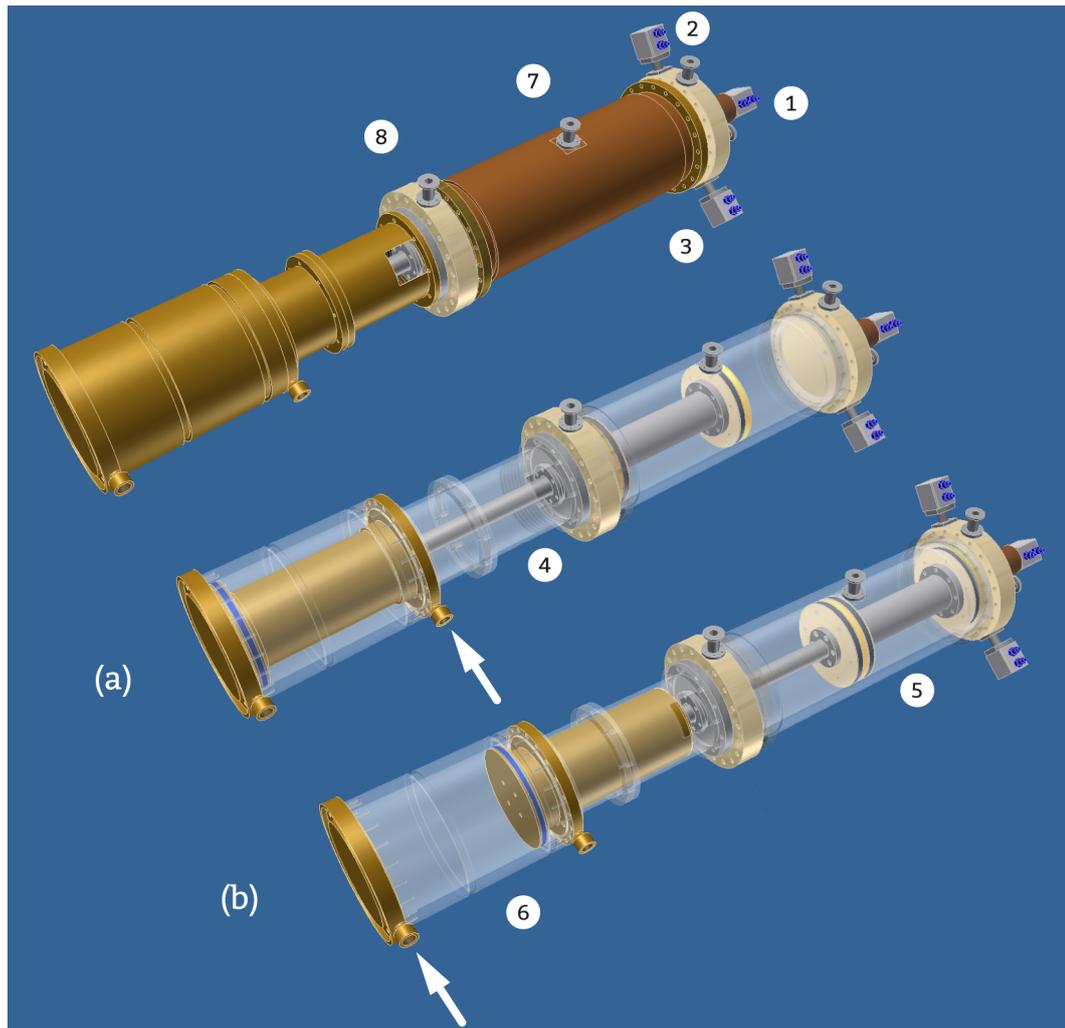
Hauptbestandteile des Kompressors sind zwei Zylinder mit zugehörigen Kolben und der Kompressorkopf, in dem insgesamt drei Ventile verbaut sind. Ventil V1 (1) stellt die Verbindung zu den optischen Pumpzellen her, Ventil V2 (2) gibt die Verbindung zum Ventilblock (siehe Abschnitt [7.4.2]) und zur Füllzelle für das polarisierte  $^3\text{He}$  frei und Ventil V3 (3) dient als Zugang für eine Pumpleitung, um den Kompressorinnenraum evakuieren zu können.

Die beiden Kolben sind über eine Kolbenstange (4) miteinander verbunden. Der Kolben auf der rechten Seite (5) komprimiert das Gas aus den optischen Pumpzellen (Heliumkolben), der Kolben auf linken Seite (6) dient zum Antrieb des gesamten Kolbensystems mit Hilfe von Pressluft (Arbeitskolben).

Abbildung 7.9 a zeigt die Stellung des Kolbensystems, wenn der Arbeitskolben durch Pressluft vollständig nach hinten gefahren wurde. Dadurch wird auch der Heliumkolben zurückgezogen und das Kompressionsvolumen freigelegt. Nach Öffnen von Ventil V1 strömt so lange Gas aus den optischen Pumpzellen in den Kompressorinnenraum bis sich ein Druckgleichgewicht eingestellt hat. Nun wird Ventil V1 geschlossen, Pressluft in den hinteren Teil des Antriebszylinders geleitet und der Arbeitskolben vorgeschoben (Abbildung 7.9 a). Dadurch bewegt sich der Heliumkolben in Richtung Kompressorkopf und das Gas im Inneren wird komprimiert. Ventil V2 öffnet sich und das Gas strömt durch den Ventilblock in die Füllzelle. Im letzten Schritt wird im Kompressor verbliebenes relaxiertes Restgas über Ventil V3 abgepumpt. Dieser Vorgang wird so lange zyklisch wiederholt, bis sich in der Füllzelle die gewünschte Gasmenge befindet.

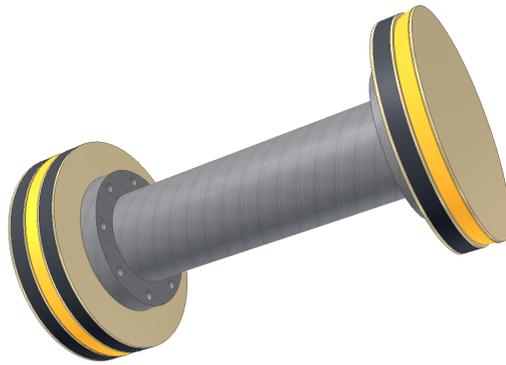
Bei der Herstellung von Zylindern und Kolben waren hohe Anforderungen an Präzision und Passgenauigkeit zu erfüllen. Die jeweilige Toleranz zwischen Zylinderinnen-

durchmesser zu Außendurchmesser der Metallteile des Kolbens beträgt nur wenige Zehntel Millimeter. Die beiden Zylinder wurden im Inneren hartverchromt und auf eine Genauigkeit von wenigen Hundertstel Millimetern gehont [98]. Die Dichtung der beiden Kolben erfolgt über speziell angefertigte Dichtringe. Beim Arbeitskolben muss eine pressluftdichte Barriere geschaffen werden, um den Kolben antreiben zu können. Bei der Dichtung zwischen Kolben und Zylinder zur Komprimierung des Heliums war allerdings zu beachten, dass die Dichtung auch im bewegten Zustand hohe Ansprüche an Vakuumdichtigkeit erfüllt, damit Relaxationsprozesse des polarisierten  $^3\text{He}$  mit Restgasen verhindert werden.



**Abbildung 7.9.:** Bestandteile des unmagnetischen Kolbenkompressors:  
 (1) Pumpzellenventil, (2) Füllzellenventil, (3) Pumpenventil, (4) Kolbenstange, (5) Heliumkolben, (6) Arbeitskolben, (7) Pumpflansch zum differentiellen Pumpen des Kolbenzwischenraums, (8) Pumpflansch zum Abpumpen des Kolbenrückraums. (a) Arbeitsstellung des Kolbensystems beim Einlassen von frischem Gas aus den optischen Pumpzellen, (b) Arbeitsstellung des Kolbensystems nach der Kompression des polarisierten  $^3\text{He}$ . Die Pfeile markieren den bei den jeweiligen Arbeitsstellungen aktivierten Presslufteinlass.

Der Heliumkolben ist in Form einer Hantel mit zwei separaten Dichtscheiben aufgebaut. Dadurch ist es möglich den Kolbenzwischenraum über den Pumpanschluss (7) und Pumpleitung PL3 differentiell zu pumpen und somit das Vakuum im Kompressionsvolumen zu optimieren. Dort erreicht man bei sich bewegendem Kolben immer noch ein Vakuum von  $10^{-6}$  mbar. Zusätzlich wird der Kolbenrückraum über den Pumpanschluss (8) evakuiert. Dadurch wird ein Gegendruck durch komprimierte Luft beim Rückfahren des Kolbens vermieden. Die Dichtigkeit des Rückraums wird über eine Vakuumdurchführung der sich ebenfalls bewegenden Kolbenstange gewährleistet. Der Aufbau des Heliumkolbens ist in folgender Abbildung zu sehen:



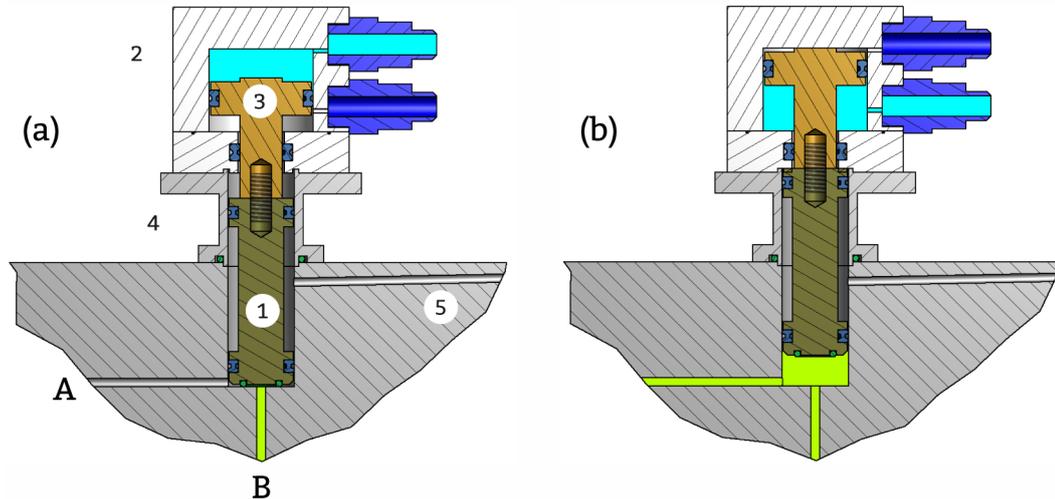
**Abbildung 7.10.:** Heliumkolben mit den beiden Dichtscheiben: Dichtringe (gelb), Gleitrings (schwarz).

Jede der beiden Kolbenscheiben ist mit einem speziellen Dichtring abgedichtet (gelb). Zusätzlich sind in jeder Dichtscheibe ein bzw. zwei Gleitrings (schwarz) verbaut, um einen passgenauen Lauf des Kolbens im Zylinder zu garantieren und die Abnutzung der Dichtringe zu minimieren.

Beim Bau des Kompressors wurde versucht, das Totvolumen des Kompressionsvolumens so gering wie möglich zu halten. Unter Totvolumen versteht man das Volumen, in dem sich nach der Kompression des polarisierten  $^3\text{He}$  in die Füllzelle noch Gas befindet und somit im Kompressor zurückbleibt. Dieses Gas relaxiert aufgrund des schlechten Oberfläche-zu-Volumen-Verhältnisses sofort, würde daher im nächsten Arbeitszyklus zu einer Verdünnung des frisch eingeleiteten polarisierten Gases führen und somit die Gaspolarisation insgesamt vermindern. Um diesen Effekt zu unterbinden, wird nach jeder Kompression das im Kompressor verbliebene Restgas über das Ventil V3 abgepumpt. Das Totvolumen wird durch die Bohrungen der drei Ventileinlässe im Kompressorkopf, die Form des Dichtrings der vorderen Kolbenscheibe und eventuelle Schlitze zwischen Dichtring und der Kante der Nut, in der dieser eingebaut ist, verursacht. Kompressorkopf und Kopfseite des Zylinders werden über einen O-Ring miteinander abgedichtet. Aufgrund der hohen Passgenauigkeit der beiden Bauteile lassen sich möglicherweise dort vorhandene Schlitze, die zum Totvolumen beitragen, vernachlässigen. Das Totvolumen wurde auf etwa  $2,8 \text{ cm}^3$  bestimmt. Bei einem Kompressionsvolumen von 3,03 Litern ergibt sich damit ein Kompressionsverhältnis von etwa 1000.

### 7.4.1. Ventile

Ebenso wie der Heliumkolben müssen die in Kompressorkopf und Ventilblock verbauten Ventile hohe Anforderungen an Vakuumdichtigkeit erfüllen, um eine Verunreinigung des Gases und die damit verbundene Relaxation zu vermeiden. Zusätzlich müssen natürlich auch diese vollkommen unmagnetisch sein. Die Arbeitsweise eines solchen Ventils wird in folgender Abbildung veranschaulicht:



**Abbildung 7.11.:** Schnittzeichnung eines der in Kompressor und Ventilblock verbauten Ventile:

(a) geschlossenes Ventil.

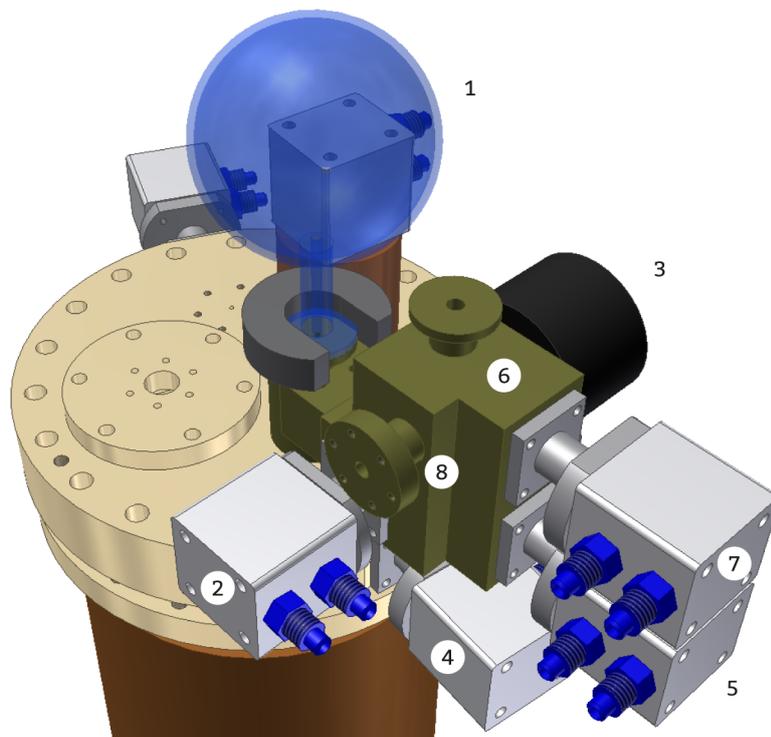
(b) geöffnetes Ventil.

Hauptbestandteil des Ventils ist ein Stößel (1) aus Titan, der mit einer geringen Toleranz in einer Bohrung des Kompressorkopfes bzw. Ventilblocks platziert ist. Im vorgeschobenen Zustand verschließt der Stößel die Bohrung A, in der sich das polarisierte  $^3\text{He}$  (grün) befindet (a). Die Abdichtung erfolgt dabei über einen O-Ring, der in die Stößelstirnseite integriert ist. Wird der Stößel zurückgezogen, wird der Weg von A nach B geöffnet (b). Der so freigegebene Raum der Stößelbohrung wird über einen Quadring (blau) abgedichtet, um zu verhindern, dass der komplette Ventilrückraum voll Gas laufen kann. Der Antrieb des Ventils erfolgt über einen modifizierten Festo-Hubzylinder (2). Der ursprünglich aus Edelstahl gefertigte Stößel des Hubzylinders wurde durch einen Stößel aus Messing ersetzt (3). Hubzylinderstößel und Ventilstößel sind über eine Gewindestange miteinander verbunden. Die Halterung des Hubzylinders erfolgt über einen Ventilsitz (4), der passgenau mit der Ventilstößelbohrung abschließt. Die Abdichtung des Ventilrückraums gegen den Außenbereich ist durch einen O-Ring zwischen Ventilsitz und der darunterliegenden Planfläche und einen zweiten Quadring, der die Bewegung des Stößels nach hinten hin abdichtet, gewährleistet. Das Volumen zwischen den beiden Quadrings kann über eine weitere Bohrung (5) differentiell gepumpt werden. Das Ventil wird pneumatisch betätigt: Wird Pressluft (hellblau) in den hinteren Teil des Hubzylinders geleitet, werden beide Stößel nach vorne geschoben und das Ventil ist geschlossen (a). Leitet man Pressluft in den vorderen Bereich des Hubzylinders, werden die Stößel zurückgeschoben und das Ventil geöffnet (b). Die Steuerung der Pressluft erfolgt

über Festo-Magnetventile, die sich außerhalb der Polarisatoreinheit befinden<sup>5</sup>. Diese Magnetventile werden ihrerseits über das LabView-Betriebsprogramm des Polarisators angesteuert.

#### 7.4.2. Ventilblock und Füllzelle

Der Kompressorkopf mit seinen Ventilbohrungen und den Schrägbohrungen zum differentiellen Pumpen der Ventiltrückräume ist fertigungstechnisch eine der aufwendigsten Komponenten des gesamten Polarisatorsystem. Daher bestand seit Beginn der Planung und Fertigung des Polarisators die Absicht, einen vorhandenen Kompressorkopf einer ganz frühen Mainzer Polarisatorversion wiederzuverwenden und im geplanten System zu integrieren. Die drei in diesem Kompressorkopf schon vorhandenen Ventile waren zur vollständigen Realisierung des geplanten Systems nicht ausreichend und es war aus Platzgründen nicht möglich, weitere Ventile im Kompressorkopf einzubauen. Daher musste ein zusätzlicher Ventilblock konstruiert und gefertigt werden, der direkt am Ausgang des Ventils V2 angeflanscht wird. Dieser Ventilblock ist in folgender Abbildung zu erkennen:



**Abbildung 7.12.:** Der am Kompressorkopf montierte Ventilblock:

(1) Füllzelle, (2) Drucksensorventil V4, (3) Drucksensor, (4) Ventil V2, (5) Ventil V5 zum Auslassflansch, (6) Auslassflansch, (7) Ventil V6, (8) Flansch für Pumpleitungsanschluss.

Ein Teil des Ventilblocks ist als KF-Flansch ausgeführt. Die Durchgangsbohrung dieses Flansches mündet im montierten Zustand genau in der Auslassbohrung von

<sup>5</sup>Der Pressluftdruck liegt bei den Ventilen bei etwa 8 bar, beim Kompressorantrieb bei etwa 2 bar.

Ventil V2 des Kompressorkopfes. An diesem Flansch wird die Füllzelle (1) mit Apiezon H Vakuummfett vakuumdicht angeschlossen. Bei geöffnetem Ventil V2 wird die Füllzelle durch die Bohrung des KF-Flansches mit polarisiertem und komprimiertem  $^3\text{He}$  aus dem Kompressorinnenraum gefüllt.

Die Füllzelle besitzt ein Innenvolumen von etwa 0,33 Litern und ist aus der speziellen Glasmischung GE 180<sup>6</sup> gefertigt. Dieses Glas wird in der Arbeitsgruppe seit längerer Zeit verwendet, um Speicherzellen für  $^3\text{He}$  herzustellen, bei denen die Wandrelaxationsrate des eingefüllten Gases minimiert ist und somit sehr lange  $T_1$ -Zeiten erreicht werden können.

Ein Drucksensor (2) am Ventilblock ist über eine Bohrung mit der Füllzelle verbunden und misst den Druck in derselben. Das Polarisatorbetriebsprogramm lässt die einzelnen Arbeitsschritte des Gesamtsystems solange zyklisch wiederholen, bis der Drucksensor den für die Füllzelle gewünschten Druck anzeigt. Über Ventil V4(4) kann der Drucksensor vom Rest des Systems abgekoppelt werden.

Ventil V5 (5) öffnet eine Verbindung von der Füllzelle zum Auslassflansch (3). An diesem Flansch wird später ein Schlauch angeschlossen, um das polarisierte  $^3\text{He}$  aus der Füllzelle ins Experiment zu leiten (siehe Abschnitt [8.1.4]). An einem dritten Flansch ist die Pumpleitung PL4 angeschlossen (7). Die Verbindung der Ventilblockbohrungen zu diesem Pumpflansch kann über Ventil V6 (6) geöffnet werden. Dadurch ist es möglich, die Füllzelle zu evakuieren.

Bei der späteren Nutzung des Polarisators, das polarisierte und komprimierte  $^3\text{He}$  über einen Schlauch in die Magnetometerzellen am Ort des eigentlichen n2EDM-Spektrometers zu leiten, können Schlauch und Magnetometerzelle über die an diesem Flansch angeschlossene Pumpleitung abgepumpt werden.

## 7.5. Innere Halterung

Die innere Halterung des Polarisators besteht aus drei Aluminiumrohren, die über insgesamt sieben Aluminiumplatten in Dreiecksform miteinander verbunden werden. In den inneren Passungen dieser Dreiecke wird der Kompressor montiert. Zur Aufnahme der Pumpzellen sind pro Halteplatte je zwei äußere Fräsungen vorgesehen. Das Einlassventil und die optischen Komponenten werden ebenfalls mit der inneren Halterung verschraubt.

Die beiden äußeren Halteplatten sind jeweils mit einem Flansch versehen. Über den unteren Flansch kann die gesamte Konstruktion in der Passung eines Ständers aus Aluminiumprofilen verankert werden. Durch den symmetrischen Aufbau von oberer und unterer Halteplatte mit zugehörigem Flansch lässt sich diese Konstruktion prinzipiell auch kopfüber montieren. Dies kann bei der späteren Installation des Polarisators im n2EDM-Setup von Bedeutung sein. Nach Montage aller Bauteile erhält man den in Abbildung 7.13 gezeigten Aufbau.

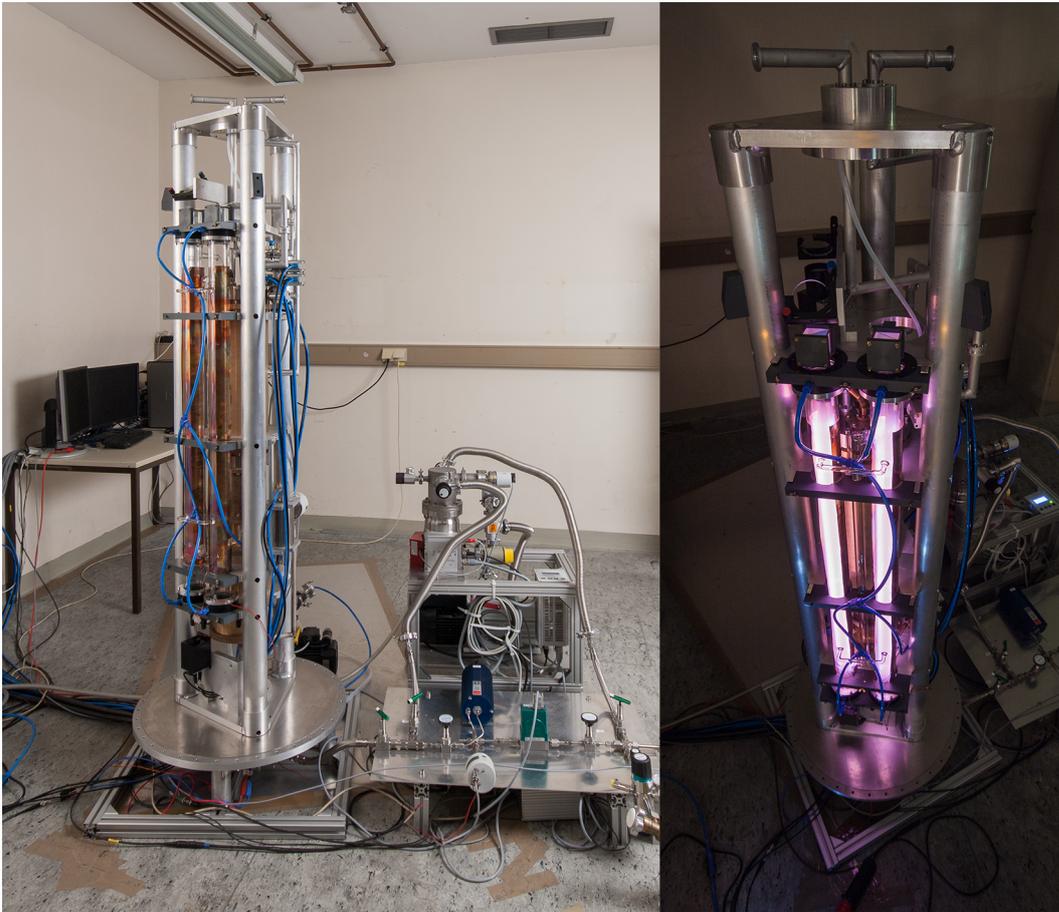
Die Konstruktion hat eine Gesamthöhe von 205 cm und die Grundplatte des Ständers Außenmaße von 70 mal 70 cm.

Alle Verbindungsleitungen, wie die Pressluftversorgung des Kompressors und der Ventile, die Heliumleitung vom Gassystem zum Einlassventil und die Pumpleitungen PL3 und PL4, werden durch den unteren bzw. oberen Flansch (Innendurchmesser 8,5 cm) der äußeren Halteplatten geführt.

Zum Betrieb des Polarisators ist nun nur noch ein Magnetfeld notwendig, das im

<sup>6</sup>Hersteller General Electric, Zusammensetzung:  $\text{SiO}_2$  (60%),  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (14%) und  $\text{CaO}$  (7%).

Bereich der Füllzelle und der optischen Pumpzellen die Homogenitätsbedingung von  $(\partial B_z / \partial z) / B_z \leq 3,8 \cdot 10^{-4} \text{cm}^{-1}$  erfüllt (siehe Abschnitt [3.2.1]).



**Abbildung 7.13.:** Links: Ultrakompakte Polarisations-einheit nach der Montage. Spule und Abschirmung sind bei dieser Abbildung abgenommen. Rechts: Brennende Gasentladung in den beiden montierten optischen Pumpzellen.

## 7.6. Magnetfeld

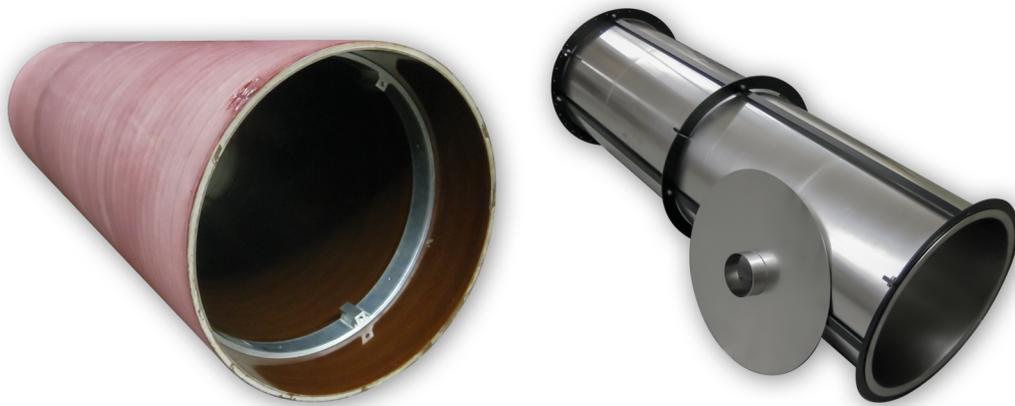
Das zur Polarisation erforderliche Magnetfeld  $\mathbf{B}_z$  wird durch eine Solenoidenspule mit einem Durchmesser von 51,6 cm und einer Länge von 182 cm erzeugt. Als Spulenkörper wurde ein Rohr aus GFK<sup>7</sup> verwendet, das so mechanisch bearbeitet wurde, dass die Zylindersymmetrie des Solenoiden gegeben war. Auf dieses Rohr wurde die Solenoidenspule mit 1 mm dickem Kupferlackdraht über die gesamte Länge durchgehend und in einer Lage gewickelt. Die Magnetfeldspule befindet sich nach vollständiger Montage des Polarisators innerhalb einer magnetischen Abschirmung. Diese Abschirmung dient dazu, das Magnetfeld zu homogenisieren und gleichzeitig die Polarisatoreinheit gegen eventuelle äußere Störfelder abzuschirmen. Die Abschirmung

<sup>7</sup>Glasfaserverstärktem Kunststoff.

besteht aus einem Mumetallrohr mit angeschweißten Endflanschen (Innendurchmesser 55 cm) und zwei Mumetaldeckeln, mit denen die offenen Enden des Rohrs verschlossen werden.

Durch zwei Kamine - mit einem Durchmesser von 12,5 cm und einer Höhe von 5 cm in der Mitte der beiden Deckel - ragen die beiden Flansche der inneren Halterung, durch die alle Versorgungsleitungen geführt werden, aus der Abschirmung heraus. Zur Stabilisierung ist das Mumetallrohr von einem Korsett aus Edelstahlstreben umgeben.

Aus technischen Gründen konnte die Spule nicht bis zu den Enden des GFK-Rohrs gewickelt werden - ein schmaler Steg von 3 mm Breite ist notwendig, um ein Abrutschen der äußersten Spulenwicklungen vom Rohr zu vermeiden. Im Idealfall sollte das Mumetallrohr bündig mit der Spule abschließen. Um die beiden Haltestege auszugleichen, mussten auf die beiden Spulenenden jeweils drei Zusatzwicklungen aufgebracht werden.



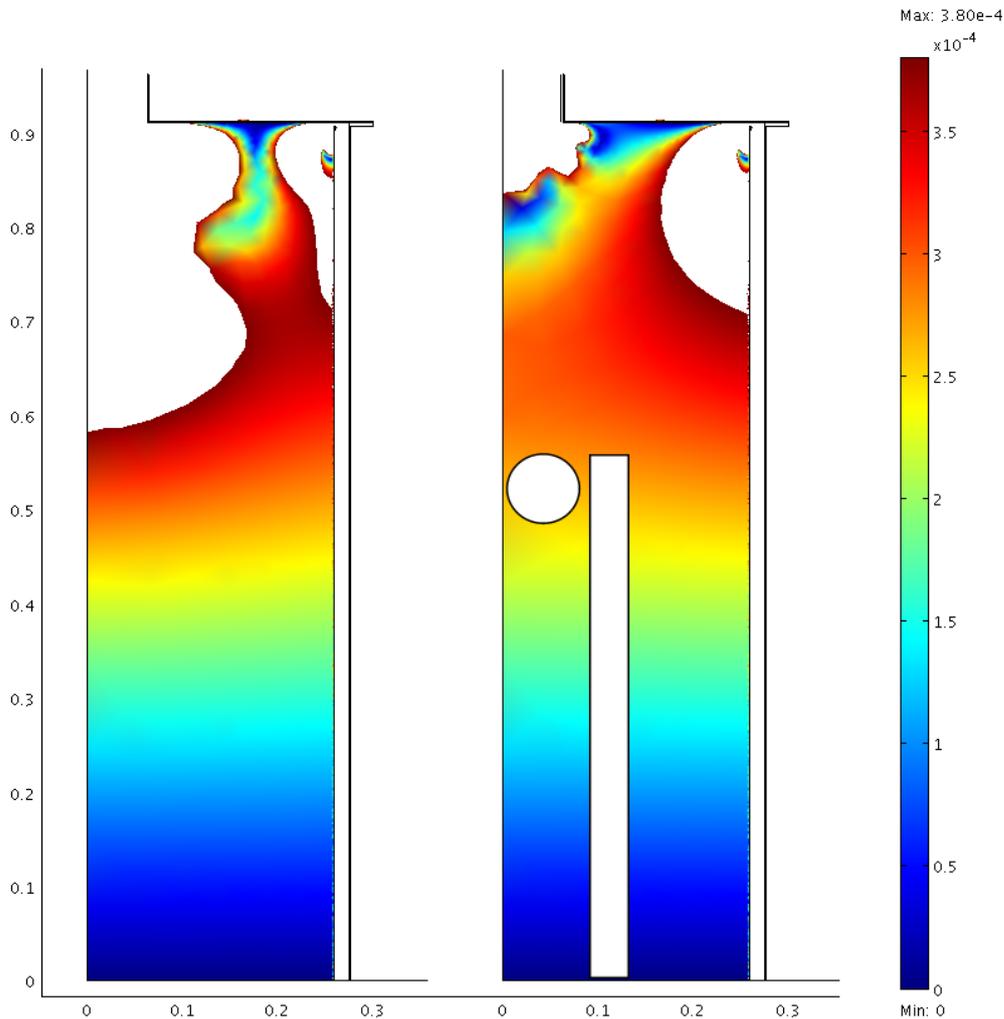
**Abbildung 7.14.:** Links: GFK-Spulenkörper mit gewickeltem Solenoiden und eingeschraubtem Aluminiumring zur Montage der Spule.  
Rechts: Mumetallrohr und ein Deckel der magnetischen Abschirmung direkt nach der Lieferung vom Hersteller.

Die Herstellerfirma<sup>8</sup> der Abschirmung konnte beim Mumetallrohr eine Längentoleranz von bis zu + 2 mm gegenüber der GFK-Rohrlänge gewährleisten. Beim späteren Stand von Spule und Abschirmung auf einer gemeinsamen ebenen Grundfläche kommt dieser Längenunterschied nur am oberen Teil von GFK- und Mumetallrohr zum Tragen. Zum Ausgleich der ermittelten Längendifferenz von etwa 1,5 mm wurde am oberen Ende der Spule nachträglich eine zusätzliche Korrekturwicklung aufgebracht.

Mit dem Programm Comsol Multiphysics wurde die Homogenität des Solenoidenfeldes innerhalb der Abschirmung bei einer magnetischen Flussdichte von zwei Gauß simuliert. Dabei wurde ein äußeres Magnetfeld mit einer Stärke von 50 A/m berücksichtigt. Aufgrund der Zylindersymmetrie von Spule und Abschirmung konnte die Simulation zweidimensional gerechnet werden. Bei Verwendung der in der Realität ermittelten Maße und Abstände ergeben sich für das obere Magnetfeldviertel die Plots in Abbildung 7.15.

<sup>8</sup>Sekels GmbH, Ober-Mörlen.

In Abbildung 7.15, links, erkennt man, dass die Homogenitätsbedingung von  $(\partial B_z / \partial z) / B_z \leq 3,8 \cdot 10^{-4} \text{cm}^{-1}$  am Spulenrand ab einem Abstand von 20 cm vom Mumetaldeckel erfüllt wird.

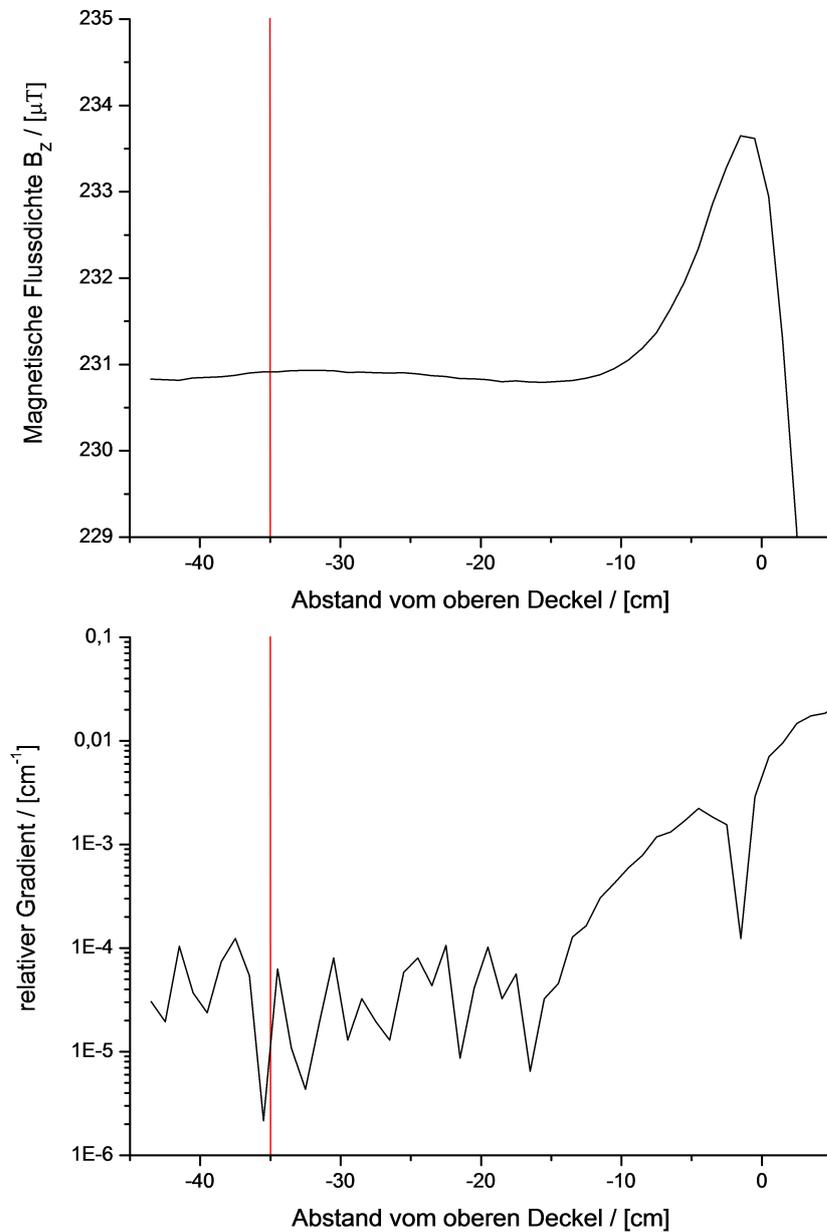


**Abbildung 7.15.:** Simulation der Magnetfeldhomogenität innerhalb der Abschirmung. Die Farbskala veranschaulicht den relativen Gradienten in der Einheit  $[\text{cm}^{-1}]$ . Der Maximalwert liegt bei  $3,8 \cdot 10^{-4} \text{cm}^{-1}$ . Die x- und die y- Achse geben den Radius bzw. die Höhe in Metern innerhalb der Abschirmung an.  
Links: Ohne Korrekturspulen.  
Rechts: Mit Korrekturspulen in der Öffnung des Mumetaldeckels. Die Positionen von Pump- und Füllzelle sind weiß eingezeichnet.

Im Spuleninneren kommt es allerdings durch die Kaminöffnung zu einer Störung der Homogenität. Dort ist die Homogenitätsbedingung erst bei einem Abstand von 33 cm vom Deckel erfüllt. Zum Ausgleich dieser Störung wird im Kamin eine Korrekturspule mit einem Durchmesser von 12 cm und 5 cm Höhe platziert (Abbildung 7.15, rechts). Die Stromdichte der Korrekturspule entspricht dabei der Stromdichte der Hauptspule. In der Realität können Solenoid und Korrekturspulen demnach in

Serie an die Stromversorgung angeschlossen werden.

Die beiden Korrekturspulen werden bei der Montage des Polarisators über die Flansche der äußeren Halteplatten gesteckt und befinden sich somit im Inneren der beiden Kammine.



**Abbildung 7.16.:** *Oben: Gemessener Verlauf der magnetischen Flussdichte  $B_z$  vom Deckel in die Abschirmung hinein.*

*Unten: Aus dem gemessenen Verlauf errechneter relativer Gradient.*

*Jeweils links der roten Linie befinden sich die optischen Pumpzellen und die Füllzelle.*

Durch die Korrekturspule wird der homogene Magnetfeldbereich im Spulenzentrum vergrößert und die Homogenitätsbedingung ab einem Abstand von etwa 8 cm

zum Mumetaldeckel eingehalten. Die optischen Pumpzellen und die Füllzelle (weiß eingezeichnet) liegen somit tief innerhalb des erforderlichen homogenen Bereichs.

Für die Simulation des unteren Bereichs von Spule und Abschirmung wurde die vierte Korrekturwicklung entfernt und der Abstand zwischen GFK-Rohrstirnfläche und Mumetaldeckel auf null reduziert. Man erhält für den Abstand des homogenen Magnetfeldbereichs zum Abschirmungsdeckel ohne Korrekturspule Werte von etwa 5 cm am Rand und von 30 cm in der Spulenmitte. Mit Korrekturspule verringert sich der Abstand in der Mitte auf 9 cm, der Randabstand bleibt unverändert.

Zur Überprüfung der Simulation wurde das innere Magnetfeld (etwa zwei Gauß bei 200 mA Spulenstrom) nach Montage der gesamten Polarisatoreinheit mit der Magnetfeldsonde Bartington MAG-03 MS ausgemessen. Bedingt durch die Bauweise des Systems war es nur möglich, das Magnetfeld  $\mathbf{B}_z$  durch den oberen Kamin der Abschirmung und entlang der Mittelachse in z-Richtung bis zu einer Tiefe von knapp 50 cm unterhalb der Kaminoberkante in Schritten von einem Zentimeter zu messen - die Komponenten  $B_x$  und  $B_y$  sind über diese Strecke nicht richtungsinvariant messbar und lassen sich aufgrund der viel geringeren Größe vernachlässigen. Der ermittelte Magnetfeldverlauf und die daraus errechnete Homogenität ist in Abbildung 7.16 zu sehen. Der Nullpunkt der Messungen befindet sich dabei auf Höhe der Unterkante des oberen Mumetaldeckels.

Wie aus dem unteren Plot ersichtlich, wird die Homogenitätsbedingung schon bei einem Abstand von etwa 10 cm vom Deckel erfüllt. Dieses Ergebnis stimmt gut mit der Simulation überein. Man kann also davon ausgehen, dass ab etwa 10 cm unterhalb dieses Punktes auch außerhalb der Mittelachse die Homogenität des Magnetfeldes im geforderten Bereich liegt. Durch den symmetrischen Aufbau von Spule und Abschirmung - abgesehen von der vierten Korrekturwicklung und dem Längenunterschied von 1,5 mm im oberen Teil - ist sichergestellt, dass im unteren Bereich der Abschirmung die Homogenitätsbedingung ebenfalls ab einem Abstand von maximal 20 cm vom unteren Mumetaldeckel erreicht wird.

Pumpzellenstirnflächen bzw. Füllzelle befinden sich in einem Abstand von 35 cm vom Deckel und liegen damit deutlich innerhalb des zur Polarisierung und Speicherung von  $^3\text{He}$  erforderlichen homogenen Magnetfeldes.

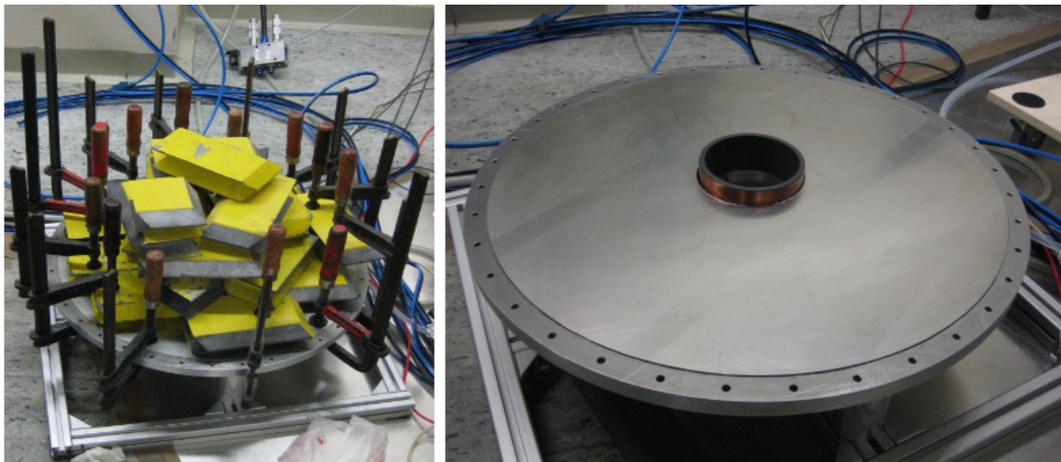
## 7.7. Montage von Spule und Abschirmung

Die Abschirmung musste zum Erreichen einer hohen Permeabilität des Mumetalls in einem letzten Bearbeitungsschritt bei einer Temperatur von etwa 1000 Grad schlussgeglüht werden. Dadurch verzogen sich die ursprünglich flachen Deckel teilweise extrem und der erforderliche magnetische Kontakt zwischen Deckeln und Mumetalrohr war nicht mehr überall gegeben. Zum Ausgleich dieser Welligkeit wurden die beiden Deckel mit einem Epoxidharz auf eine 1,5 cm bzw. 2,5 cm dicke Aluminiumplatte geklebt. Die dickere der beiden Platten ist Bestandteil des Ständers der inneren Polarisatorhalterung (siehe Abbildung 7.13). Bis zum Trocknen des Klebers mussten die Deckel mit Bleistenen beschwert und mit Schraubzwingen an die Aluminiumplatten gepresst werden. Abbildung 7.17 zeigt diese Vorgehensweise anhand der Verklebung von unterem Mumetaldeckel mit der Aluminiumplatte des Ständers.

Diese Platte mit dem darauf geklebten Mumetaldeckel dient gleichzeitig als Standfläche für Spule und Mumetalrohr. Bei der Montage der Abschirmung wird der untere Haltering des Korsetts mit der Aluminiumplatte verschraubt, die Stirnfläche des Mumetalrohrs auf den Mumetaldeckel gepresst und somit magnetischer Kontakt

hergestellt. Der magnetische Kontakt zwischen oberem Deckel und Mumetallrohr wird ebenfalls durch Verschrauben des oberen Korsettrings mit der Aluminiumplatte des Deckels erzielt.

Aufgrund der Gesamthöhe der inneren Polaristorhalterung von 205 cm und der Länge von 182 cm von Spule bzw. Mumetallrohr ist es bei einer üblichen Labordeckenhöhe von drei Metern unmöglich den Polarisator vertikal zu montieren, d.h. Spule und Abschirmung über den inneren Aufbau zu stützen. Nur in einem Kellerlabor des Instituts ist eine 1 mal 2 Meter große Stelle vorhanden, an der die Deckenhöhe 389 cm beträgt. Platziert man die Spule bzw. Abschirmung an dieser Stelle über der Polaristorhalterung, ist noch ein Spiel von 4 cm vorhanden. Für diese vorhandenen Randbedingungen wurde ein spezieller Hebemechanismus konstruiert und an der Decke montiert. Durch Verschraubung von Spule und Abschirmung mit einer Hebeplatte (Dicke 1 cm) mit abgesenkter Aufhängung ist es möglich beide Rohre bis zum Anstoßen an die Decken nach oben zu ziehen. Dazu wurde vor dem Wickeln der Spule in das GFK-Rohr ein innerer Ring aus Aluminium eingepasst (siehe Abbildung 7.14, links). Über herausnehmbare Gewindestangen kann der Spulenkörper mit der Hebeplatte verbunden werden. Die Abschirmung wird zur Montage über den oberen Korsettring mit der Hebeplatte verschraubt.



**Abbildung 7.17.:** *Links: Verkleben des unteren Mumetaldeckels auf die Aluminiumplatte des Ständers.*

*Rechts: Fertige Standfläche für Spule und Mumetallrohr. Im Kamin des Mumetaldeckels ist die untere Korrekturspule platziert.*

Die Montage von Spule und Abschirmung wird wie folgt durchgeführt:

Die Spule wird auf einem Transportwagen unter die Hebeplatte gefahren, mit dieser verschraubt und hochgezogen. Über ein Schienensystem lassen sich nun Spule und Hebeplatte bis über die Polarisatorhalterung verfahren. Dort wird die Spule abgelassen und über drei Plastikspacer der inneren Halterung zentriert. Dieser Vorgang wiederholt sich mit dem Mumetallrohr, das nach dem Absenken mit der runden Grundplatte des Ständers verschraubt wird.

Nachdem der obere Mumetaldeckel aufgesetzt und verschraubt ist, werden die Verlängerungen der Pumpleitungen PL3 und PL4 montiert und die Verbindungsleitungen der Spulen angeschlossen - der Polarisator ist einsatzbereit.



Abbildung 7.18.: Montage von Spule und Abschirmung mit Hilfe des Hebe- und Verschiebemechanismus.

## 7.8. Testbetrieb

Nach der Montage der Polarisatoreinheit wurde das gesamte System über einen Zeitraum von etwa einem Monat abgepumpt. Am Drucksensor der Vakuumpumpe wurde nach dieser Zeit ein Druck von  $3,4 \cdot 10^{-8}$  mbar erreicht. Sind alle Absperrventile am Pumpstand geschlossen, erreicht man dort einen Vakuumwert von  $8 \cdot 10^{-9}$  mbar. Aus den beiden Werten bei geschlossener und geöffneter Pumpe lässt sich berechnen, dass das Vakuum bei allen Komponenten, die in direktem Kontakt mit  $^3\text{He}$  treten können, mindestens im Bereich unterhalb von  $5 \cdot 10^{-5}$  mbar liegt. Dieser Wert ist zum Betrieb des Polarisators völlig ausreichend.

Während dieser Reinigungsphase wurde das System zusätzlich mehrere Male mit  $^4\text{He}$  gespült. Zur Säuberung der optischen Pumpzellen wurden diese bei einer Temperatur von etwa  $200\text{ }^\circ\text{C}$  ausgeheizt. Dabei musste allerdings darauf geachtet werden, dass sich die Rohrenden mit den Fettdichtungen nicht zu stark erhitzen, da das Vakuumfett Apiezon H ab einer Temperatur von  $240\text{ }^\circ\text{C}$  seine Dichtfähigkeit verliert. Das Einlassventil und das Titanrohr vom Einlassventil zum Gassystem wurden ebenfalls ausgeheizt. Alle Swagelokbauteile des Gassystems wurden laut Hersteller unter Reinstbedingungen verpackt - daher konnte dort auf ein Ausheizen verzichtet werden. Nach dem Ausheizen wurde die Gasentladung in den Pumpzellen gezündet und jeweils etwa einen Tag lang betrieben, um noch letzte Verunreinigungen zu beseitigen.

### 7.8.1. Polarisationsmessungen

#### Maximalpolarisation in den Pumpzellen

Zur Bestimmung der erreichbaren Polarisation in den optischen Pumpzellen wurden diese mit einem Druck von 1 mbar gefüllt. Die Gasentladung wurde bei einer Frequenz von 6,9 MHz betrieben und die Amplitude so eingestellt, dass die Gasentladung gerade noch über die gesamte Pumpzellenlänge brannte.

Das innere Magnetfeld betrug bei einer Stromstärke von 200 mA durch Solenoide und Korrekturspulen etwa 2,5 Gauß. Nach Justage des Lasers auf die C8-Linie wurde Polarisationskurve in Abbildung 7.19 aufgenommen.

Innerhalb von etwa 45 Sekunden wird eine Maximalpolarisation von 54 Prozent erreicht. Anhand dieser Polarisationskurve wurde die Zykluszeit des Polarisators auf 45 Sekunden festgelegt.

Weitere 45 Sekunden nach Erreichen der Maximalpolarisation wurde der Laser ausgeschaltet. Aus dem zeitlichen Abfall der Polarisation können die  $T_1$ -Zeiten für die optischen Pumpzellen ermittelt werden. Bei brennender Gasentladung (Hellentladung) ergibt sich eine  $T_{1,\text{hell}}$ -Zeit von 1,5 Minuten. Ohne Gasentladung (Dunkelentladung) errechnet sich die  $T_{1,\text{dunkel}}$ -Zeit zu etwa 8 Minuten. Diese Werte stimmen recht gut mit den beim alten Polarisator ermittelten Werten ( $T_{1,\text{hell}}=2\text{ min}$ ,  $T_{1,\text{dunkel}}=10\text{ min}$ ) überein - dies ist ein indirekter Beweis für eine gute Magnetfeldhomogenität innerhalb der Polarisatorabschirmung.

An dieser Stelle sei noch einmal darauf hingewiesen, dass die Vorlaufzeit des Getters vor Betrieb des Polarisators etwa eine Stunde betragen muss. Bei verschiedenen Messungen mit einer Getterwarmlaufphase von etwa 30 Minuten konnten nur Maximalpolarisationen von 25 bis 40 Prozent erreicht werden. Aus diesem Sachverhalt ist die hohe Abhängigkeit zwischen Gasreinheit und erreichbarer Maximalpolarisation ersichtlich. Man kann davon ausgehen, dass beim späteren Dauerbetrieb des

Systems und der damit verbundenen Selbstreinigung durch die ständig brennende Gasentladung noch höhere Maximalpolarisationen als die obigen 54 Prozent erreicht werden.

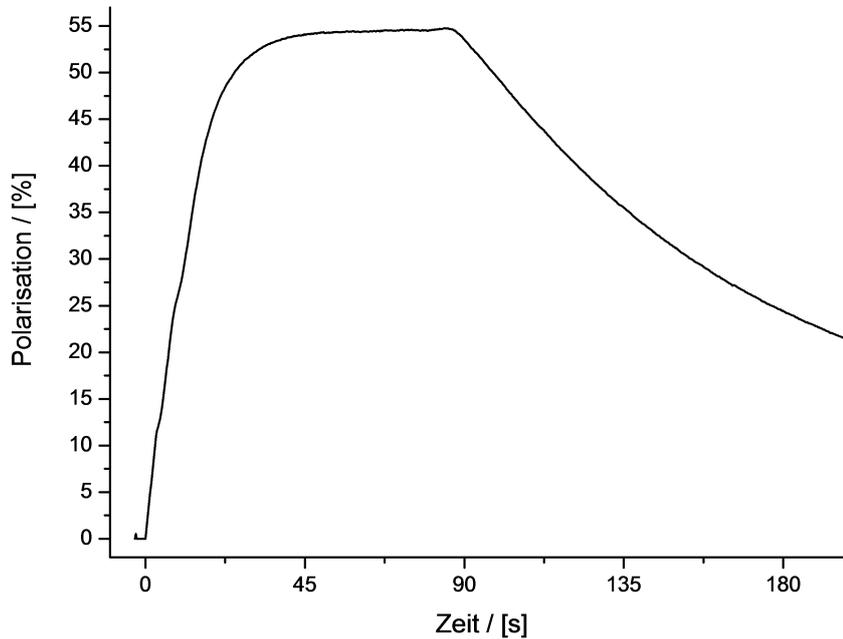


Abbildung 7.19.: Polarisationskurve bei einem Pumpzellendruck von 1 mbar.

### Kompression von polarisiertem Pumpzellengas in die Füllzelle und wieder zurück

In einem nächsten Schritt musste untersucht werden, ob die polarisationserhaltende Funktionsweise von Kompressor, Ventilblock und Füllzelle gewährleistet ist. Bei der späteren Verwendung des Polarisators am n2EDM-Experiment wird jeweils nach 15 Minuten die Füllzelle zum Experiment hin geleert. Gas vom ersten Zyklusschritt befindet sich demnach maximal 15 Minuten innerhalb der Füllzelle. Es musste gezeigt werden, dass während dieser Zeit im Idealfall kein Verlust an Polarisation auftritt. Dazu wurde  $^3\text{He}$  in den optischen Pumpzellen bei einem Druck von 1 mbar auf 41 Prozent aufpolarisiert (siehe Abbildung 7.20). Nach Öffnen des Pumpzellenventils am Kompressor strömt Gas in den Kompressionsraum, bis sich ein Druckgleichgewicht von 0,625 mbar einstellt. Der jetzt niedrigere Druck in den Pumpzellen führt zu einer Veränderung der Gasentladung, wodurch vom Polarimeter eine überhöhte Polarisation gemessen wird. So erklärt sich auch die falsche Nullpolarisation von etwa 3 Prozent nach der Depolarisation des Pumpzellengases.

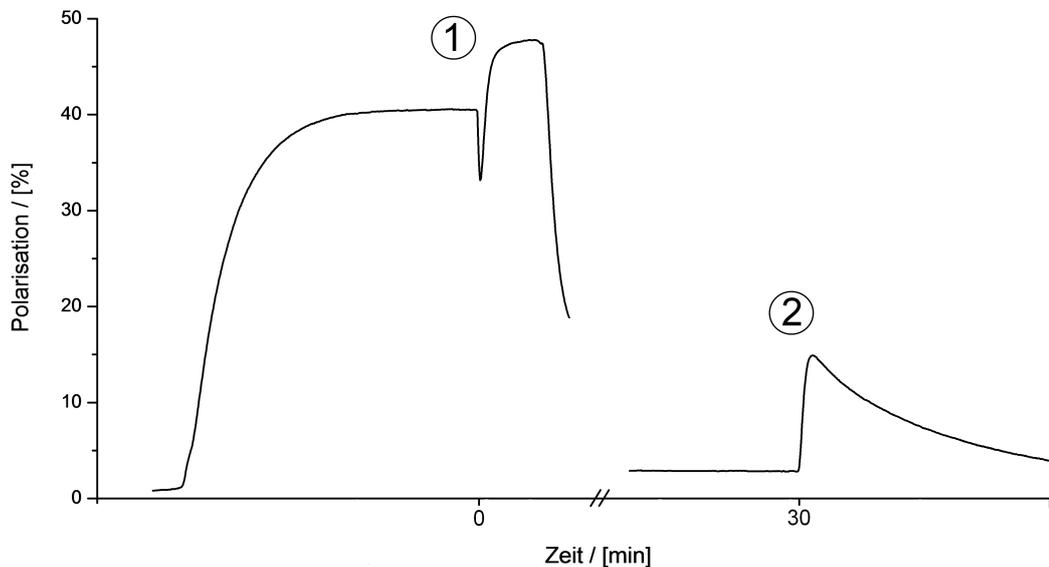
Nach Schließen des Pumpzellenventils wurde Ventil V2 geöffnet und das Gas in die Füllzelle komprimiert. Anschließend wurde die Polarisation in den Pumpzellen durch kurzzeitiges optisches Pumpen mit der C3-Linie fast vollständig zerstört (siehe starker Abfall in Abbildung 7.20). Danach wurde der Laser ausgeschaltet und mit Hilfe des Polarimeters der Zerfall der noch vorhandenen Polarisation beobachtet, bis sich die konstante Nullpolarisation von etwa 3 Prozent einstellte.

Nach einer Zeit von 30 Minuten wurde das Gas aus der Füllzelle zurück in den Kompressor gefüllt und von dort zurück in die Pumpzellen komprimiert. Dieser Arbeitsschritt lässt sich in Abbildung 7.20 mit dem sprunghaften Anstieg der Polarisationskurve

tion auf 15 Prozent identifizieren. Die dort gemessene Polarisation ist eine Mischung der Polarisation des Füllzellengases und des in den Pumpzellen verbliebenen - jetzt unpolarisierten -  $^3\text{He}$ . Die Gasmenge in der Füllzelle entspricht näherungsweise der Gasmenge, die ins Kompressionsvolumen einströmte. Somit gilt für die gesuchte Polarisation  $x$  innerhalb der Füllzelle vor dem Rückfüllen ins optische Pumpvolumen:

$$5 \text{ L} \cdot 1 \text{ mbar} \cdot 15 \% = 5 \text{ L} \cdot 0,625 \text{ mbar} \cdot 0 \% + 3 \text{ L} \cdot 0,625 \text{ mbar} \cdot x \% \quad (7.2)$$

Die gesuchte Polarisation  $x$  entspricht 40 Prozent. Die Anfangspolarisation lag bei 41 Prozent. Der Polarisationsverlust des Füllzellengases nach zweimaligem Durchlauf von Kompressor und den jeweiligen Ventilbohrungen beträgt nach einer Standzeit von 30 Minuten nur 1 Prozent. Dieser Verlust ist beim späteren Betrieb des Polarisators völlig vernachlässigbar.



**Abbildung 7.20.:** *Polarisationskurve beim Öffnen des Pumpzellenventils am Kompressor (1) und beim Rücktransfer des Füllzellengases in die Pumpzellen nach 30 Minuten (2).*

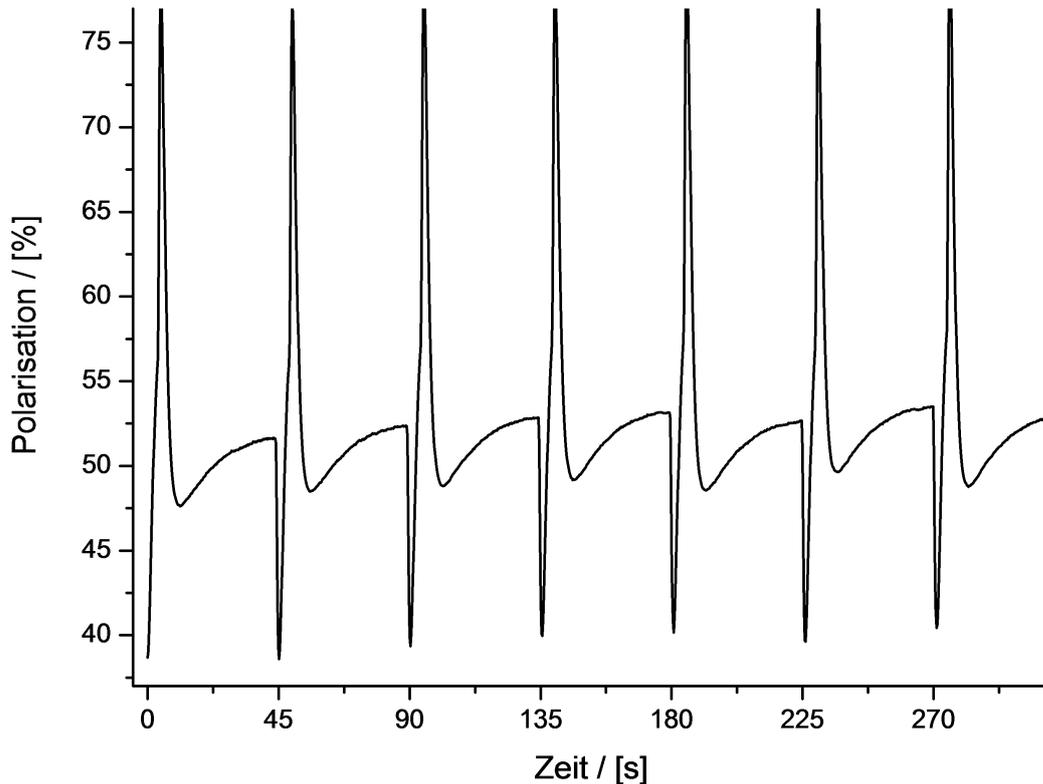
### Zyklischer Polarisatorbetrieb

Beim zyklischen Betrieb des Polarisators ergibt sich der in Abbildung 7.21 gezeigte Verlauf der Pumpzellenpolarisation.

In diesem Graphen erkennt man insgesamt sieben einzelne Aufpolarisationskurven. Die im Graphen nach unten bzw. oben gerichteten Spitzen resultieren aus einem Sättigungseffekt der Polarimeterphotodiode bei einer schlagartigen Änderung der Gasentladung. Sobald eine Polarisation von etwa 52 Prozent erreicht wird, öffnet sich das Pumpzellenventil am Kompressorkopf und polarisiertes Gas aus den Pumpzellen strömt in den Kompressionsraum. Die abrupte Verringerung des Druckes in den Pumpzellen führt zu einer Veränderung der Gasentladungsintensität, woraus sich jeweils die nach unten gerichteten Spitzen im Graphen ergeben. Anschließend erfolgt in einem Zeitrahmen von etwa 5 Sekunden das Auffüllen der Pumpzellen auf den Arbeitsdruck von 1 mbar mit frischem Gas aus dem Gassystem. Die damit ver-

bundene erneute Gasentladungsänderung spiegelt sich in dem jeweils zweiten Peak wieder. Danach folgt eine neue Aufpolarisationskurve.

Dieser periodische Verlauf zeugt von einer reproduzierbaren Arbeitsweise des Systems. Sollten Teile des Kompressors verschmutzt oder nicht absolut vakuumdicht sein, könnte diese Verschmutzung oder eindringende Luft beim Öffnen des Pumpzellenventils vom Kompressor in die Pumpzellen gelangen und das dort vorhandene Gas verunreinigen. Dies würde sich in einem Absinken der Maximalpolarisation der einzelnen Aufpolarisationskurven äußern. Aufgrund des gemessenen Verlaufs der Pumpzellenpolarisation kann solch ein Verhalten definitiv ausgeschlossen werden: Alle Teile des Kompressors sind sauber und vakuumdicht.



**Abbildung 7.21.:** Verlauf der Pumpzellenpolarisation bei zyklischer Arbeitsweise des Polarisators.

### 7.8.2. Kompressionstests und Arbeitsleistung

Zur Untersuchung der Arbeitsleistung des Systems, d.h. der in die Füllzelle gelieferten Gasmenge pro Zeit, wurde aufgrund des hohen Preises von  $^3\text{He}$  von 2500 Euro/barL  $^4\text{He}$ -Gas als Messgas verwendet. Die pro Zeit gelieferte Gasmenge ist dabei abhängig vom Druck innerhalb der Pumpzelle. Es wurden mehrere Messungen bei einem Pumpzellendruck von 0,6 mbar, 0,8 mbar und 1 mbar durchgeführt. Die dabei ermittelten Werte sind in Tabelle 7.1 aufgeführt.

Bei einem Pumpzellendruck von 1 mbar wird nach 9 Kompressionszyklen eine Gasmenge von 16,9 mbarL in die Füllzelle geliefert. Diese Gasmenge reicht aus, um die geforderten 1 mbar Druck in den 16 Liter Volumen der beiden n2EDM-Magnetometerzellen zu erreichen. Bei einer Zykluszeit von 45 Sekunden wird diese Gasmenge in

weniger als 7 Minuten bereitgestellt. Die in Abschnitt [2.4.2] an die Arbeitsleistung der Polarisatoreinheit gestellte Bedingung ist also deutlich erfüllt.

Bei einem Druck in den optischen Pumpzellen von 0,6 mbar bzw. 0,8 mbar wird für diese Gasmenge eine Zeit von knapp 11 Minuten (15 Zyklen) bzw. etwa 8 Minuten (11 Zyklen) benötigt.

Je geringer der Arbeitsdruck in den Pumpzellen, desto mehr zusätzliche Kompressionszyklen werden benötigt, um die gewünschte Gasmenge zu erhalten. Allerdings wird bei geringerem Pumpzellendruck auch eine höhere Maximalpolarisation erreicht [78]. Bei höherer Polarisation des gespeicherten Gases in der Füllzelle bzw. des in die Magnetometerzellen eingefüllten Gases wird hingegen zum Erreichen der gleichen  $^3\text{He}$ -Magnetisierung eine kleinere Gasmenge benötigt. Eine Optimierung dieser Einstellungen muss nach Installation des Polarisators im n2EDM-Experiment vorgenommen werden.

		0,6 mbar		0,8 mbar		1 mbar
Zyklus	Druck [mbar]	Gasmenge [mbarL]	Druck [mbar]	Gasmenge [mbarL]	Druck [mbar]	Gasmenge [mbarL]
1	3,4	1,1	4,1	1,4	5,7	1,9
2	6,7	2,2	8,1	2,7	11,5	3,8
3	10	3,3	13	4,3	17,3	5,7
4	13,3	4,4	17,6	5,8	22,9	7,6
5	16,6	5,5	22,2	7,3	28,5	9,4
6	20	6,6	26,5	8,7	34,2	11,3
7	23,2	7,7	31	10,2	40,4	13,3
8	26,5	8,7	35,5	11,7	46	15,2
9	29,7	9,8	40,1	13,2	51,4	<b>16,9</b>
10	33,3	11	44,6	14,7	57,1	18,8
11	36,5	12	48,9	<b>16,1</b>	62,5	20,6
12	39,8	13,1	53,4	17,6	68	22,4
13	43,3	14,3	57,6	19,0	73,5	24,3
14	46,5	15,3	62	20,5	79	26,0
15	49,7	<b>16,4</b>	66,5	21,9	84,5	27,9
16	52,8	17,4	70,8	23,4	89,9	29,7
17	56,4	18,6	75,2	24,8	95,4	31,5
18	59,6	19,7	79,4	26,2	101,2	33,4
19	62,8	20,7	83,8	27,6	107,3	35,4
20	65,9	21,7	88,1	29,0	112,7	37,2

**Tabelle 7.1.:** Füllzellendruck und in der Füllzelle ( $V_{\text{Fuell}} = 0,33 \text{ L}$ ) enthaltene Gasmenge in Abhängigkeit vom jeweiligen Arbeitszyklus für einen Pumpzellendruck von 0,6 mbar, 0,8 mbar und 1 mbar.

Mit obigen Messungen konnte gezeigt werden, dass der Polarisator funktioniert und alle vor Planung und Bau festgelegten Anforderungen an Arbeitsleistung und Reproduzierbarkeit der Arbeitsschritte vollständig erfüllt werden.

Dennoch ist eine tiefere Charakterisierung des System zur Optimierung der einzelnen Parameter notwendig. Zum jetzigen Zeitpunkt kann einmal in Pump-

bzw. Füllzelle abgefülltes Gas nur durch Abpumpen entfernt werden und geht somit verloren. Es ist geplant, bis zur Installation der Polarisatoreinheit am n2EDM-Experiment ein Rückführsystem zu installieren, um das aus Pump-, Füll- und Magnetometerzellen abgepumpte Gas zurück ins Gassystem zu füllen und dort vom Getter säubern und aufbereiten zu lassen. Durch dieses System könnte der Polarisator mit den später angeschlossenen Magnetometerzellen als annähernd geschlossener Kreislauf realisiert werden. Aufgrund des hohen  $^3\text{He}$  Preises erscheinen weitere Untersuchungen der erreichbaren Maximalpolarisation und der lieferbaren Gasmenge pro Zeit in Abhängigkeit vom Pumpzellendruck zurzeit als nicht sinnvoll. Die Optimierung der Systemeinstellungen sollte erst nach Fertigstellung des Wiedergewinnungssystems durchgeführt werden.

# Transfer vom Polarisator ins Testschild

Dieses Kapitel befasst sich mit dem Transfer des vom Polarisator gelieferten polarisierten  $^3\text{He}$  ins Spulensystem des Testschildes (siehe Abschnitt [6.3]). Die finale Aufgabe der Doktorarbeit bestand darin, die Spinpräzession des transferierten  $^3\text{He}$  mit dem lampengepumpten Cs-Magnetometers nachzuweisen und somit zu zeigen, dass der in Abschnitt [2.4.1] geplante Aufbau eines  $^3\text{He}$ -Magnetometers für das n2EDM-Experiment prinzipiell realisierbar ist.

Bei der Konstruktion des Transfersystems konnte teilweise auf die Erfahrung, die bei der 2009 am PSI durchgeführten „Proof of Principle“-Messung gewonnen wurde, zurückgegriffen werden. Im Unterschied zu damals bestand die Schwierigkeit, dass es aufgrund der räumlichen Gegebenheiten nicht möglich ist, das  $^3\text{He}$  über eine einfache vertikale Leitung ins Schild zu transferieren. Vielmehr muss die Transferleitung zweimal um 90 Grad abgewinkelt werden, um sie durch den oberen Kamin des Testschildes ins Spulensystem führen zu können. Zur Vermeidung eines Verlustes der  $^3\text{He}$ -Polarisation beim Transfer mussten geeignete Führungsfelder entlang der Transferleitung realisiert werden.

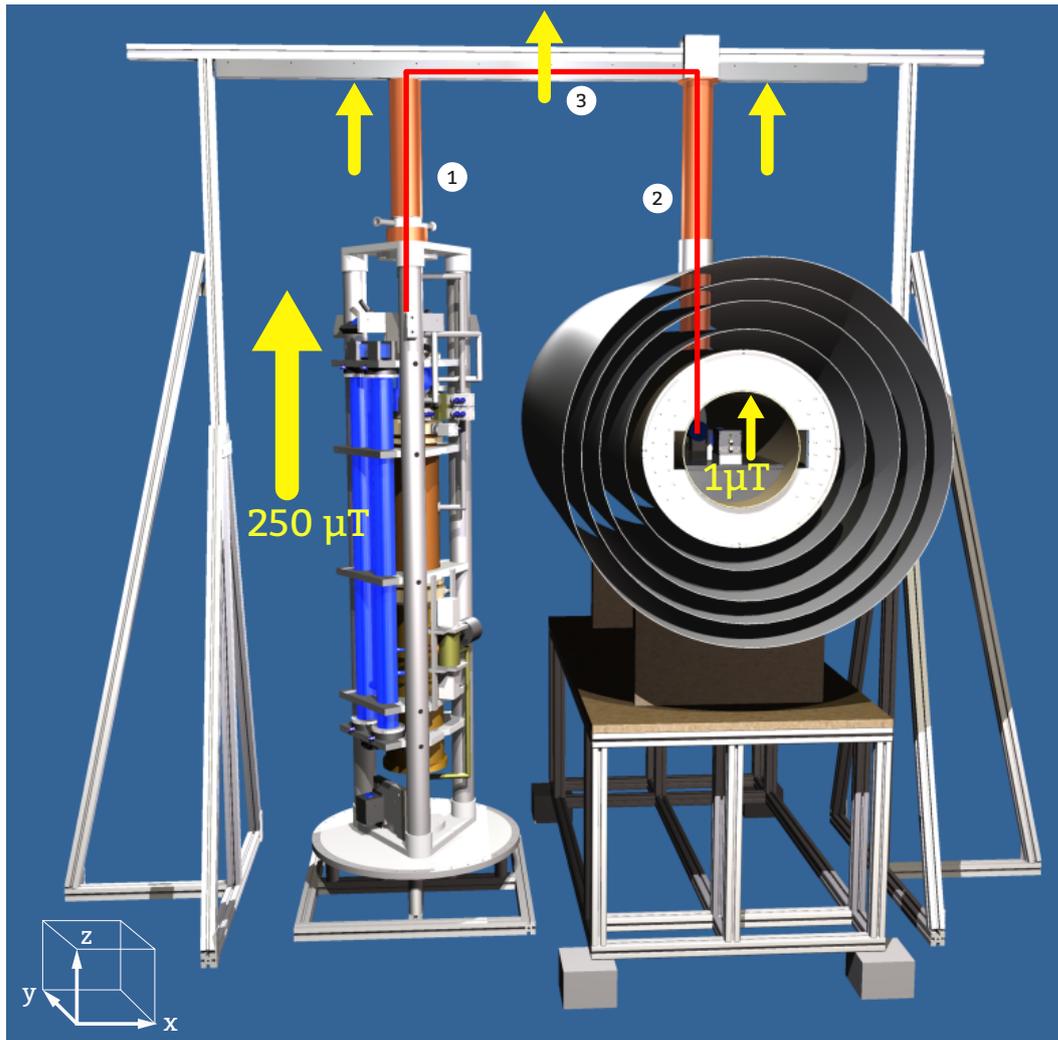
Zum jetzigen Zeitpunkt ist es noch völlig unklar, unter welchen räumlichen Bedingungen die Installation der Polarisatoreinheit am n2EDM-Experiment erfolgen muss. Mit Hinblick darauf ist eine frühzeitige Untersuchung des Transfers von polarisiertem  $^3\text{He}$  über eine gewinkelte Transferleitung von großem Interesse.

## 8.1. Aufbau

Der geplante Aufbau für den Transfer des  $^3\text{He}$  vom Polarisator ins Testschild ist in Abbildung 8.1 zu sehen. Auf der linken Seite befindet sich der Polarisator - hier ohne Spule und Abschirmung dargestellt. Rechts daneben ist das Testschild abgebildet. Die Transferleitung für das  $^3\text{He}$  aus dem Polarisator ins Schild ist rot eingezeichnet. Die Führungsfelder entlang der Transferleitung müssen so geartet sein, dass die einzelnen Magnetfelder, die vom Gas durchquert werden, immer dieselbe Orientierung aufweisen (gelbe Pfeile). Das Arbeitsfeld des Polarisators ist beim Betrieb vertikal nach oben gerichtet. Im Inneren des Testschildes wird - wie beim späteren n2EDM-Experiment - durch die Cosinusspule des Spulensystems ein vertikales Magnetfeld erzeugt. Die Cosinusspule ist im vorliegenden Fall so geschaltet, dass das resultierende Magnetfeld ebenfalls vertikal nach oben zeigt. Daher ist es notwendig, dass

auch alle Führungsfelder entlang der Transferleitung vertikal nach oben orientiert sind.

Zur Realisierung dieser Führungsfelder sind insgesamt drei Spulen erforderlich. Zwei Spulen sind als Solenoide konstruiert. Die erste Solenoidenspule (1) erzeugt ein vertikales Magnetfeld aus dem Polarisator heraus nach oben. Das ebenfalls vertikal nach oben gerichtete Führungsfeld des zweiten Solenoiden (2) reicht durch den oberen Kamin bis ins Innere des Testschildes. Die dritte Spule (3) stellt die Verbindung der beiden Solenoidführungsfelder dar. Sie muss so konstruiert werden, dass sie über die gesamte Länge der Verbindungsstrecke zwischen beiden Solenoiden in der Horizontalen ein vertikal nach oben gerichtetes Magnetfeld erzeugt.



**Abbildung 8.1.:** Gerenderte CAD-Zeichnung des Transferaufbaus mit Polarisator (ohne Spule und Abschirmung) links und Testschild rechts. Die Transferleitung ist rot eingezeichnet. (1) Solenoid für das Führungsfeld aus dem Polarisator heraus, (2) Solenoid für das Führungsfeld ins Testschildinnere und (3) Querspule als Verbindung der beiden Solenoidenfelder.

Der Spulenkörper von Solenoid 1 wird mit dem oberen Endflansch der inneren Halterung des Polarisators verschraubt. Die Querspule und der Spulenkörper von Solenoid

2 werden über ein Gestell aus Aluminiumprofilen positioniert.

Das Polarisatormagnetfeld liegt bei Betrieb in einer Größenordnung von  $B_{(z,Pol)} \approx 2,3$  Gauß. Im Inneren des Testschildes wird wie bei den Messungen in Kapitel 6 und wie auch im späteren n2EDM-Experiment ein Magnetfeld von der Größe  $B_{(z,TS)} \approx 1 \mu\text{T}$  erzeugt. Von den Führungsfeldern muss gewährleistet werden, dass der Übergang vom Magnetfeld  $B_{(z,Pol)} \approx 230 \mu\text{T}$  des Polarisators auf das innere Magnetfeld  $B_{(z,TS)} \approx 1 \mu\text{T}$  des Testschildes mit möglichst geringen Magnetfeldgradienten erfolgt. Dies ist nötig, um eine Relaxation und eine damit verbundene Depolarisation des  $^3\text{He}$  zu vermeiden oder zumindest zu minimieren (siehe Abschnitt [3.2.1]). Gerade beim Übergang vom Führungsfeld des zweiten Solenoiden ins schwache Feld im Testschildinnern, muss verhindert werden, dass aufgrund der Magnetfeldverzerrung beim Durchgang durch die einzelnen Mumetallschichten des Schildes und die zusätzliche Metglasabschirmung des Spulensystems ein Nulldurchgang und ein damit verbundener Vorzeichenwechsel der Magnetfeldrichtung eintritt. Dies würde zu einem Umklappen der  $^3\text{He}$ -Spins und damit zu einem sofortigen Verlust der Polarisation führen.

Aufgrund des 3-dimensionalen Aufbaus des Transfersystems und der verschiedenen Führungsfelder und der damit verbundenen komplexen Überlagerung der einzelnen Magnetfelder war es nicht möglich, das gesamte Transfersystem vorab in einer einzigen Simulation anschaulich zu berechnen. Die Spulen konnten nur einzeln simuliert werden. Daher wurden Prototypen gefertigt und das jeweils erzeugte Führungsfeld mit einer Magnetfeldsonde ausgemessen.

### 8.1.1. Solenoid 1

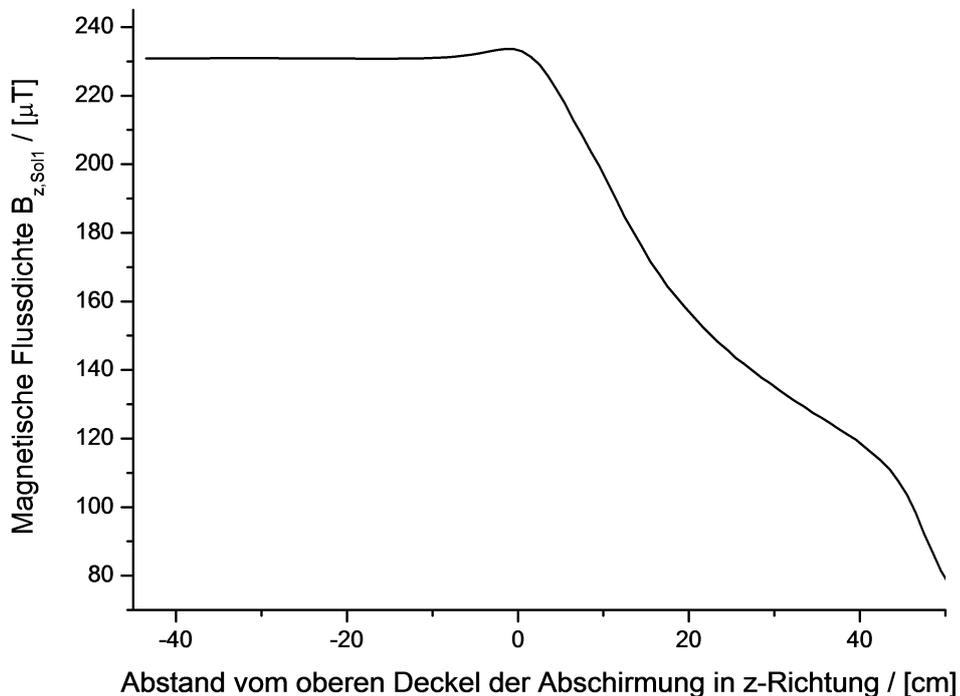


Abbildung 8.2.: Magnetfeldverlauf vom Inneren der Polarisatorabschirmung bis zum oberen Ende des ersten Solenoiden des Transfersystems.

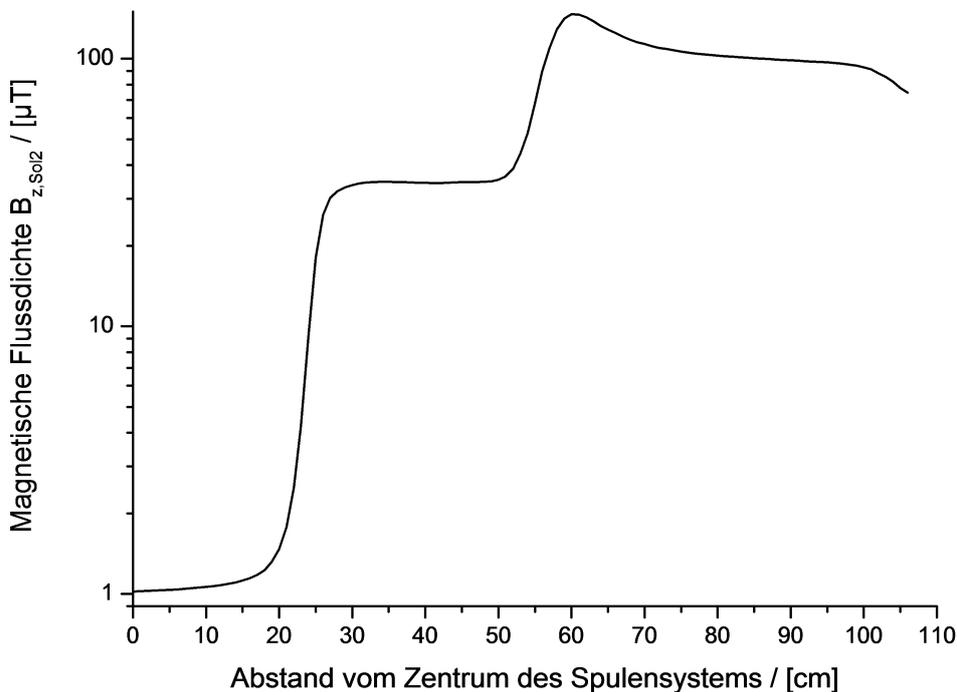
Diese Solenoidenspule hat einen Durchmesser von 9 cm und ist über eine Länge

von 39 cm mit 1 mm dickem Kupferlackdraht gewickelt. Der untere Teil des Spulenkörpers ist in Flanschform ausgeführt und kann mit der inneren Polarisatorhalterung direkt verschraubt werden. Über zwei Fräsungen im Spulenkörper werden die Vakuumpumpleitungen des Polarisators nach außen geführt (siehe Abbildung 8.4, links). Für die Messung des Magnetfeldverlaufs wurde das Arbeitsfeld des Polarisators (großer Solenoid und Korrekturspulen) mit einer Stromstärke von 200 mA und der erste Solenoid des Transfersystems mit einer Stromstärke von 30 mA betrieben. Die Änderung des Magnetfeldes in Schritten von je einem Zentimeter entlang der Spulenachse zeigt den Verlauf in Abbildung 8.2.

Der Nullpunkt liegt hier wie bei Abbildung 7.16 an der Unterkante des oberen Abschirmungsdeckels. Die Messung beginnt etwa 45 cm im Inneren der Abschirmung und endet am oberen Rand des ersten Transfersystemsolenoiden. Das Führungsfeld ist an dieser Stelle mit etwa  $80 \mu\text{T}$  noch etwa doppelt so groß wie das äußere Erdmagnetfeld. Die relativen Magnetfeldgradienten liegen innerhalb der Abschirmung in einem Bereich zwischen  $2 \cdot 10^{-5} \text{cm}^{-1}$  (tief im Inneren der Abschirmung bei  $-40 \text{cm}$ ) und  $9 \cdot 10^{-3} \text{cm}^{-1}$  (am oberen Ende des Kamins der Abschirmung bei  $+5 \text{cm}$ ). Außerhalb der Abschirmung im Führungsfeld des Solenoiden ergeben sich relative Gradienten von  $1 \cdot 10^{-2} \text{cm}^{-1}$  bis maximal  $6 \cdot 10^{-2} \text{cm}^{-1}$  (am oberen Ende des Solenoiden bei  $+45 \text{cm}$ ).

Zur Erinnerung: Die relativen Gradienten der Messung am PSI, 2009, betragen maximal  $0,16 \text{cm}^{-1}$  (siehe Abschnitt [5.1]). Daher sind die hier vorliegenden relativen Gradienten als unproblematisch für den  $^3\text{He}$ -Transfer anzusehen.

### 8.1.2. Solenoid 2



**Abbildung 8.3.:** Magnetfeldverlauf von der Längsachse des Spulensystems des Testschildes bis zum oberen Ende des zweiten Solenoiden.

Die zweite Solenoidenspule des Transfersystems mit einem Durchmesser von 90 mm

ist zur Erleichterung der Montage zweigeteilt und aus zwei Spulen aufgebaut. Der erste Teil ist über eine Länge von 49 cm gewickelt und ragt etwa 2 cm in den oberen Kamin des Testschildes hinein (siehe Abbildung 8.4, rechts). Die zweite Spule besitzt eine Länge von 30 cm und befindet sich komplett im Kamininneren. Beide Spulen werden seriell verschaltet und mit einer Stromstärke von 30 mA betrieben. Damit ergibt sich von der Spulenoberkante bis zum  $1 \mu\text{T}$  Arbeitsfeld im Schildinneren der in Abbildung 8.3 gezeigte Magnetfeldverlauf für die  $B_z$ -Komponente.

Der Nullpunkt dieser Messung liegt auf der Längsachse des Testschildspulensystems. Die magnetische Flussdichte steigt von den  $1 \mu\text{T}$  im Inneren des Spulensystems auf bis zu  $150 \mu\text{T}$  im Zentrum der oberen Spule (bei + 60 cm) an und fällt dann bis zum oberen Ende des Solenoiden wie bei Solenoid 1 auf etwa  $80 \mu\text{T}$  ab (bei + 110 cm). Im Inneren des Testschildes liegen die relativen Gradienten zwischen  $3 \cdot 10^{-4} \text{cm}^{-1}$  (bei 0 cm) und  $7 \cdot 10^{-3} \text{cm}^{-1}$  (bei + 19 cm). Entlang des Führungsfeldes des Solenoiden (bei + 31 cm bis + 110 cm) liegen die relativen Gradienten im Bereich zwischen  $3 \cdot 10^{-3} \text{cm}^{-1}$  und  $4 \cdot 10^{-2} \text{cm}^{-1}$ .

Nur im Bereich zwischen 19 und 31 Zentimeter Abstand vom Nullpunkt der Messung steigen die relativen Gradienten stärker an und liegen über eine Länge von 7 cm bei bis zu  $0,5 \text{cm}^{-1}$ . Diese relativen Gradienten sind damit teilweise mehr als dreimal stärker als bei der Heliumtransfermessung am PSI.

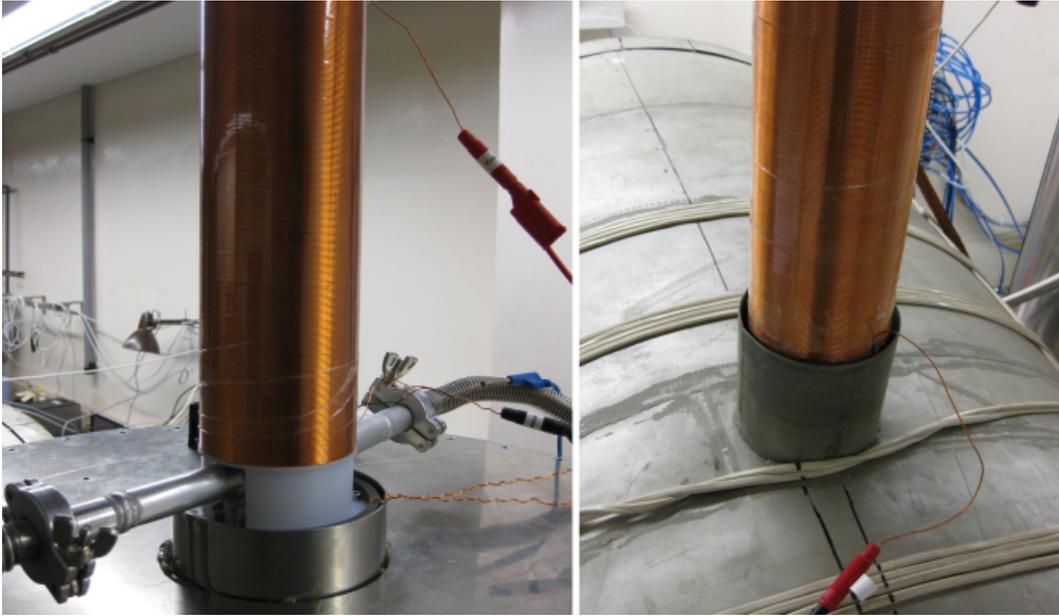
Die zusätzliche Metglasabschirmung des Spulensystems befindet sich in einem radialen Abstand von 26 cm vom Spulensystemzentrum. Als Durchgang durch diese Abschirmung dient ein Loch mit 3 cm Durchmesser. Die hohen relativen Gradienten im Bereich von 19 bis 31 cm ergeben sich gerade durch starke Verzerrung der Feldlinien des  $1 \mu\text{T}$ -Arbeitsfeldes im Inneren und des äußeren Führungsfeldes bei Durchquerung des Lochs in der Metglasabschirmung. Jeweils 3 cm von den Metglas-schichten nach außen und nach innen gemessen ergeben sich relative Gradienten von  $0,3 \text{cm}^{-1}$  bis  $0,5 \text{cm}^{-1}$ . Es wurde versucht, durch zusätzliche Korrekturspulen diese hohen Gradienten zu minimieren, jedoch konnten keine signifikanten Verbesserungen erzielt werden. Eine mögliche Verbesserung könnte durch eine Vergrößerung des Durchgangs durch die Metglasabschirmung erreicht werden. Dies wurde allerdings nicht versucht, da das Risiko zu groß erschien, bei der dazu notwendigen Bearbeitung die Leiterbahnen des Spulensystems zu zerstören.

Der waagrechte Verlauf der magnetischen Flussdichte im Bereich von 32 bis 49 cm resultiert aus einer Verformung und teilweisen Homogenisierung der Feldlinien des Führungsfeldes beim Durchgang durch die einzelnen Kamine der vier Mumetallschichten.

Über den gesamten Verlauf und gerade im Bereich der schwachen Felder sind die Komponenten  $B_x$  und  $B_y$  des Magnetfeldes etwa 5 bis 10 mal kleiner als die jeweiligen  $B_z$ -Komponenten. Eine negative Beeinflussung der Polarisierung durch diese beiden Magnetfeldkomponenten kann daher annähernd vernachlässigt werden.

Die in diesem Teil des Führungsfeldes (aus dem Testschildinnere in das Führungsfeld des zweiten Solenoiden) gemessenen relativen Gradienten von bis zu  $0,5 \text{cm}^{-1}$  sind die höchsten relativen Gradienten des gesamten Führungsfeldverlaufes entlang der Transferstrecke aus dem Polarisator ins Testschild.

In Abschnitt [8.2.2] dieses Kapitels wird eine Abschätzung vorgenommen, inwieweit diese hohen Gradienten Transferverluste hervorrufen können.



**Abbildung 8.4.:** Links: Erster Solenoid zur Erzeugung des Führungsfeldes aus dem Polarisator heraus mit seitlichen Fräsungen zur Durchführung der Pumpleitungen.  
Rechts: Zweiter Solenoid zur Erzeugung des Führungsfeldes ins Testschildinnere.

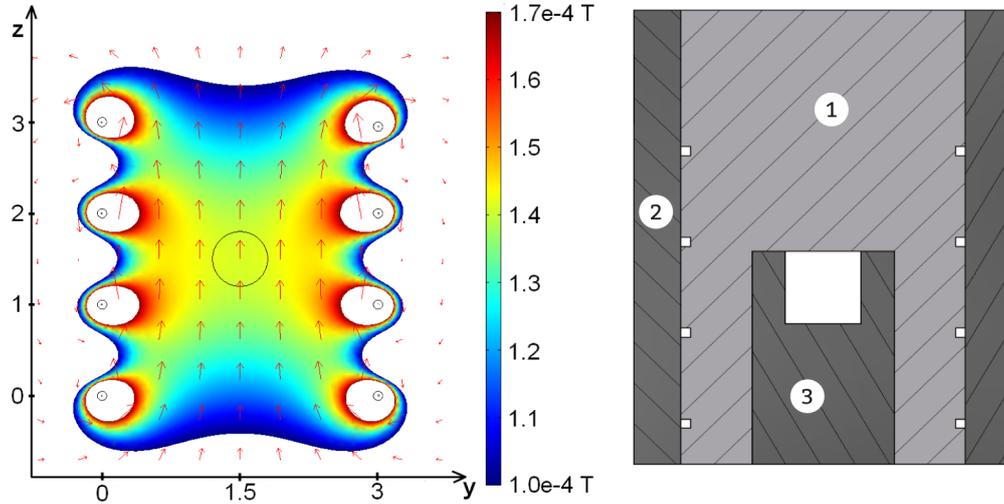
### 8.1.3. Querspule

Die beiden Solenoiden des Transfersystems (1 und 2) befinden sich in dem in Abbildung 8.1 gezeigten Aufbau in einem horizontalen Abstand von etwa 120 cm. Über diese Strecke muss ein Magnetfeld mit vertikaler Orientierung (z-Richtung) erzeugt werden, um das obere Ende von Solenoid 1 mit dem Führungsfeld aus dem Polarisator heraus mit dem Führungsfeld ins Testschildinnere von Solenoid 2 zu verbinden. Zur Generierung dieses Magnetfeldes wurde eine Spule mit einer Gesamtlänge von 180 cm konstruiert. Das Profil dieser Spule ist in Abbildung 8.5, rechts, zu sehen. Insgesamt acht Kupferlackdrähte (Dicke 1 mm) werden in die äußeren Fräsungen einer inneren Plastikschiene (1) eingelegt und über zwei Halteplatten (2) in den jeweiligen Nuten fixiert. Die einzelnen Drähte werden an den Spulenstirnflächen so miteinander verschaltet, dass eine zusammenhängende Leiterschleife entsteht. Schließt man die beiden offenen Enden dieser Schleife an eine Stromquelle an, fließt bei geeigneter Polung der Strom durch die Drähte auf der rechten Seite immer in die Bildebene hinein und auf der linken Spulenseite immer aus der Bildebene heraus. Dadurch ergibt sich im Spuleninneren ein nach oben gerichtetes Magnetfeld.

Das Profil dieser Spule wurde in Comsol Multiphysics simuliert. Das resultierende Magnetfeld ist in Abbildung 8.5, links, gezeigt. Der Abstand zwischen den Leitern auf der linken Spulenseite zu den rechten Leitern beträgt 3 cm. Zwei benachbarte Leiter sind dabei jeweils 1 cm voneinander entfernt. Der Kreis im Spulenzentrum verdeutlicht die spätere Position der Transferleitung. Die roten Pfeile veranschaulichen die Magnetfeldrichtung. Die Farbskala gibt die ortsabhängige magnetische Flussdichte in Tesla an. Bei einem Spulenstrom von 2 Ampere erreicht man im Spulenzentrum im Bereich der Transferleitung ein vertikal gerichtetes Magnetfeld von

etwa  $140 \mu\text{T}$ .

Die innere Plastikschiene (1) der Spule ist über die gesamte Länge mit einer 1,5 cm breiten und 2,5 cm tiefen Aussparung versehen. Dort wird später die Transferleitung eingelegt und über eine weitere Plastikschiene (3) von unten fixiert.



**Abbildung 8.5.:** Links: Simulation der Querspule mit Comsol Multiphysics. Die Farbskala gibt die magnetische Flussdichte in Tesla (von  $1,0 \cdot 10^{-4} \text{ T}$  bis  $1,7 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ ) an. Rechts: Schnittzeichnung des Querspulenprofils. Details siehe Text.

Die vertikale Komponente  $B_{(z,\text{Gesamt})}$  des Magnetfeldes im Spuleninneren wurde in x-Richtung über die gesamte Länge von 180 cm in Schritten von einem Zentimeter ausgemessen. Dabei ergibt sich der in Abbildung 8.6 gezeigte Verlauf.

Der obere Graph (schwarz) gibt die Messung des aus Spulenmagnetfeld und dem lokalen Erdmagnetfeld resultierenden Gesamtmagnetfeld  $B_{(z,\text{Gesamt})}$  wieder.

Der untere Graph (rot) zeigt die Veränderung der z-Komponente des Erdmagnetfeldes über die Spulenlänge. Der mittlere Graph (blau) berechnet sich aus der Differenz der z-Komponenten von Gesamtmagnetfeld und dem ortsabhängigen Erdmagnetfeld. Dieser Verlauf gibt das von der Spule selbst erzeugte Magnetfeld  $B_{(z,\text{Quer})}$  wieder.

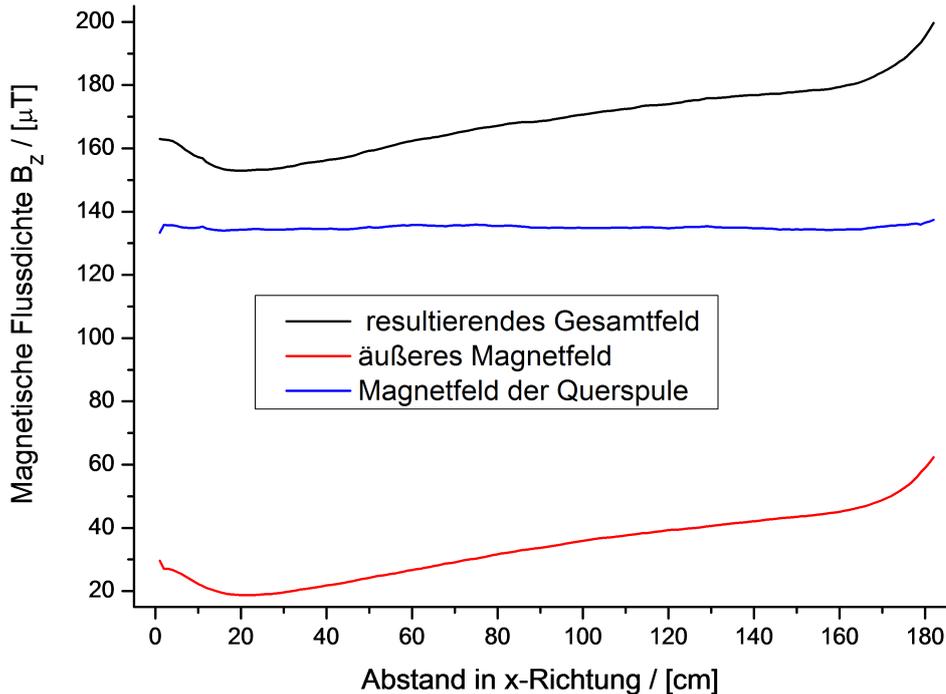
Der relative Gradient  $(\partial B_{(z,\text{Quer})}/\partial x)/B_{(z,\text{Quer})}$  in x-Richtung liegt für die inneren 160 cm der Spule im Bereich von  $1 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ .

Damit ist gezeigt, dass es möglich ist, auf recht einfache Art eine Spule zu konstruieren, die in x-Richtungen eine hohe Homogenität der z-Komponente des Magnetfeldes liefert. Nur in den beiden äußeren zehn Zentimetern der Spule (zwischen 0 cm und 10 cm bzw. zwischen 170 cm und 180 cm) ist die Homogenität aufgrund der Verschaltung der einzelnen Spulendrähte untereinander auf den Stirnflächen der Spule geringer. Dort wird nur ein relativer Gradient von etwa  $0,01 \text{ cm}^{-1}$  erreicht.

Beim Betrieb des Transfersystems werden nur die inneren 120 cm der Spule (der Bereich zwischen 30 cm und 150 cm in Abbildung 8.6) als Führungsfeld genutzt. Dort liegt der relative Gradient der z-Komponente des aus Spulenmagnetfeld und dem lokalen Erdmagnetfeld resultierenden Gesamtmagnetfeld bei  $7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$  bis maximal  $3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Bei dieser Homogenität sollte es problemlos möglich sein,

$^3\text{He}$  ohne größere Polarisationsverluste in horizontaler Richtung durch die Querspule zu leiten und vom Führungsfeld des ersten Solenoiden ins Führungsfeld der Testschildsolenoiden zu transferieren.

Zur Montage des Führungsfeldsystems wird die horizontale Spule mit der Querstange eines galgenartigen Gestells aus Aluminiumprofilen verbunden (siehe Abbildung 8.1). Die Querspule wird dann samt Gestell so über dem Solenoiden des Polarisatorführungsfeldes positioniert, dass sich die Nut zur Aufnahme der Transferleitung in y-Richtung mittig über der Solenoidachse befindet. Zuletzt wird der zweite Solenoid derartig an der Querspule befestigt, dass er hängend in den oberen Kamin des Testschildes ragt.



**Abbildung 8.6.:** Verlauf der vertikalen Magnetfeldkomponente  $B_z$ :

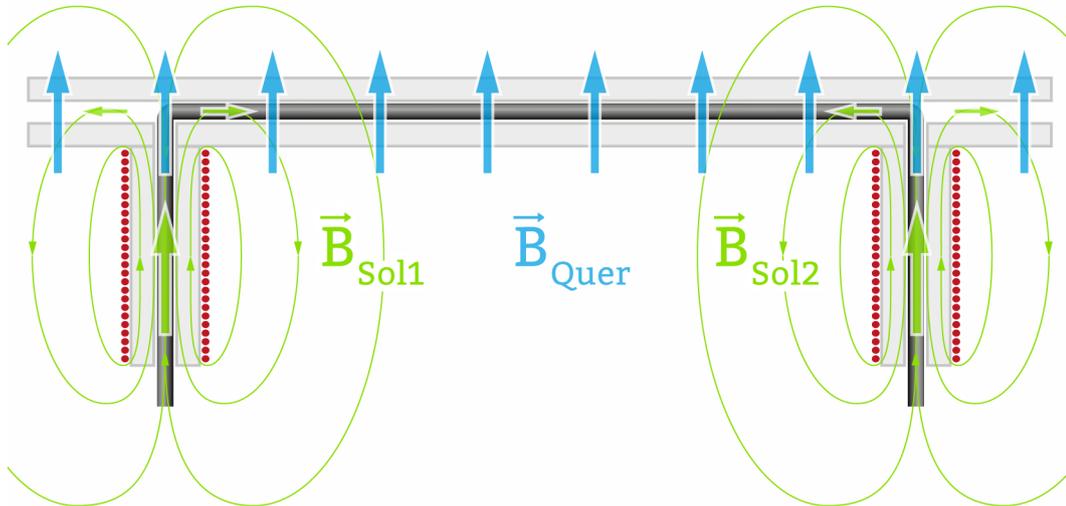
*Oben: Verlauf des Gesamtfeldes aus Spulenmagnetfeld und äußerem Erdmagnetfeld*

*Mitte: Magnetfeld der Querspule.*

*Unten: Verlauf des Erdmagnetfeldes über die gesamte Spulenlänge.*

Wie oben gezeigt, wurde der Feldverlauf der einzelnen Spulen separat bestimmt. Aufgrund des kompakten Aufbaus des Transfersystems und der Größe der vorhandenen Magnetfeldsonden ist es nicht möglich, den Führungsfeldverlauf durchgehend über die gesamte Länge der Transferleitung auszumessen. Bedingt durch die vorliegende Bauweise kann an den beiden Kopplungsstellen des Führungsfeldes zwischen den Solenoiden und der Querspule, genau dort, wo die Transferleitung um jeweils  $90^\circ$  abgewinkelt wird, keine exakte Messung des Magnetfeldverlaufes entlang der Transferleitung durchgeführt werden. Gerade dort ist es enorm wichtig zu gewährleisten, dass es nicht durch die Überlagerungen der verschiedenen Felder zu eventuellen Drehungen und Verkippen des Führungsfeldes kommt. Zu starke Veränderungen des

Führungsfeldes würden zu einem Umklappen der transferierten  $^3\text{He}$ -Spins und damit zu einem hohen oder gar vollständigen Verlust der  $^3\text{He}$ -Polarisation führen. Der Verlauf des Führungsfeldes an den beiden Kopplungsstellen lässt sich allerdings anhand der folgenden Abbildung qualitativ nachvollziehen:



**Abbildung 8.7.:** Qualitativer Verlauf der von Solenoid 1, Querspule und Solenoid 2 erzeugten magnetischen Feldlinien.

In dieser Abbildung ist das von der Querspule erzeugte vertikale Magnetfeld  $\mathbf{B}_{\text{Quer}}$  als blaue Pfeile dargestellt. Die grünen Pfeile veranschaulichen die Richtungen der von den beiden Solenoiden generierten Magnetfelder. Der Verlauf der Transferleitung für das polarisierte  $^3\text{He}$  ist schwarz eingezeichnet.

Im Inneren der beiden Solenoiden ergibt sich jeweils ein vertikal nach oben gerichtetes Magnetfeld  $\mathbf{B}_{\text{Sol1}}$  bzw.  $\mathbf{B}_{\text{Sol2}}$ . Beim Verlassen der Solenoiden werden die magnetischen Feldlinien umgebogen und erhalten schließlich eine den inneren Feldlinien entgegengesetzte Orientierung. Durch diesen Wechsel der Magnetfeldrichtung entstehen jeweils an den Enden der Solenoiden Magnetfeldkomponenten in x- und y-Richtung - dargestellt als kleine grüne Pfeile. Ohne das vertikale Magnetfeld der Querspule lösen diese Magnetfelder in x- und y-Richtung bei dem durch die Transferleitung fließenden  $^3\text{He}$  einen Spinflip aus und zerstören somit die Polarisation.

Selbst bei angeschaltetem Querspulenmagnetfeld kommt es zu einer Überlagerung der Magnetfeldkomponenten  $B_{x,\text{Sol}}$  der Solenoiden und  $B_{z,\text{Quer}}$  der Querspule und somit zu einer eventuell negativen Beeinflussung der  $^3\text{He}$ -Spins. Nur wenn das vertikale Magnetfeld der Querspule deutlich größer ist als die Magnetfeldkomponenten der Solenoiden in x- und y-Richtung, ist gewährleistet, dass kein Umklappen der  $^3\text{He}$ -Spins erfolgt und das  $^3\text{He}$  ohne größere Polarisationsverluste die beiden Kopplungsstellen zwischen den Spulen durchqueren kann.

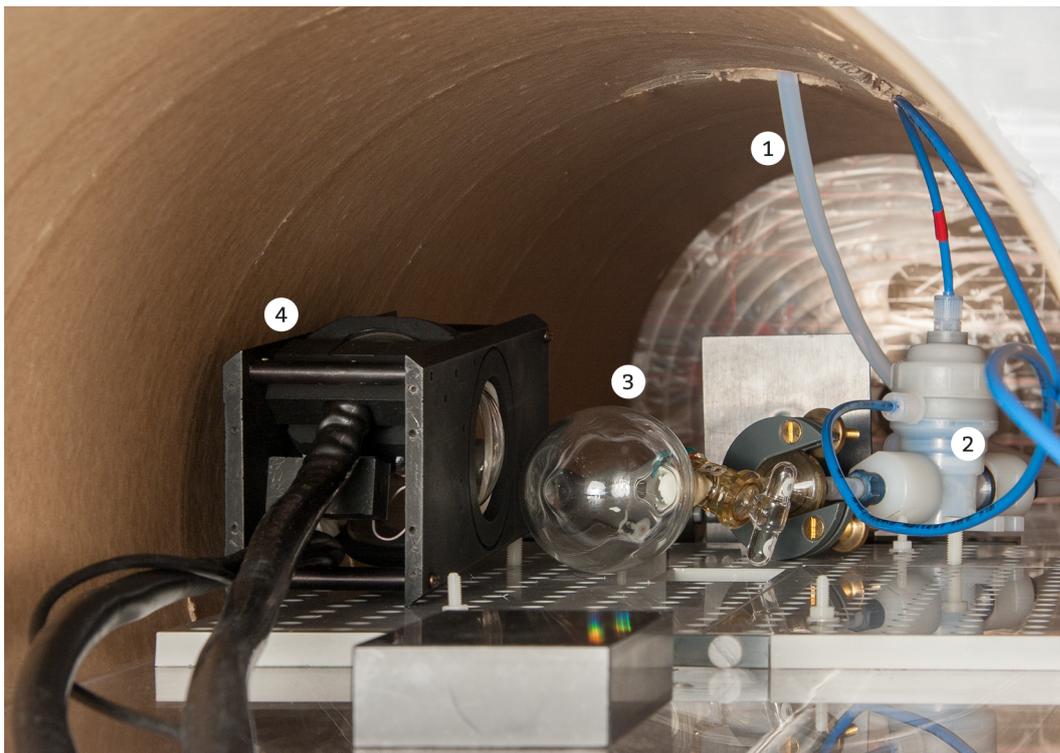
Beim Betrieb der Solenoiden mit einem Spulenstrom von 30 mA - wie bei den obigen Messungen zum Feldverlauf - betragen die magnetischen Flussdichten in x- und y-Richtung am oberen Ende der Spulen im Bereich der Transferleitung maximal  $B_{x,y} \approx 25 \mu\text{T}$ . Die Querspule liefert bei einem Spulenstrom von 2 Ampere zusammen mit dem äußeren Erdmagnetfeld ein Gesamtmagnetfeld von  $B_z \approx 160 \mu\text{T}$ . Bei der Überlagerung der Solenoidenfelder mit dem Feld der Querspule ergibt sich für

den vorliegenden Fall mit  $B_z \gg B_{x,y}$  praktisch ein resultierendes Magnetfeld mit einem Feldvektor in vertikaler Richtung.

Wie sich bei den später präsentierten Ergebnissen der Transfermessungen zeigen wird, kann durch diese Verschaltung der Führungsfelder eine negative Beeinflussung der Polarisations des transferierten  $^3\text{He}$  vermieden werden.

#### 8.1.4. Transferleitung, Ventil und Magnetometerzelle

Als Transferleitung wird ein Teflonschlauch verwendet, wie er schon beim ersten Experiment 2009 am PSI benutzt wurde. Der Schlauch hat einen Innendurchmesser von 6 mm und eine Länge von knapp 4 Metern. Das eine Ende des Schlauches wird am Polarisatorventilblock angeflanscht. Am anderen Schlauchende im Testschildinneren wird das 2009 am PSI verwendete Plastikventil montiert. Vor dem Anschluss einer Magnetometerzelle am Ventil wurde dort ein Vakuumsensor installiert, um das an dieser Stelle erreichbare Vakuum zu ermitteln. Nach etwa drei Stunden Pumpzeit wird am Vakuumsensor ein Vakuum von  $2 \cdot 10^{-2}$  mbar erreicht. Dieser schlechte Wert resultiert aus dem geringen Pumpquerschnitt der Transferleitung und der Ventilblockbohrungen und der insgesamt etwa 6 Meter langen Strecke vom Plastikventil bis zur Vakuumpumpe TP2 (Transferleitung plus Pumpleitung von der Vakuumpumpe zum Ventilblock). Zum anderen spielt die hohe Ausgasrate des Schlauches eine entscheidende Rolle.



**Abbildung 8.8.:** Testschildinnenraum nach Montage des Transfersystems:  
(1) Teflonschlauch, (2) Plastikventil, (3) Magnetometerzelle und  
(4) lampengepumptes Cs-Magnetometer.

Es ist geplant, bei der Installation der Polarisatoreinheit am n2EDM-Experiment

statt des Teflonschlauchs eine Kupferleitung aus sauerstoffarmem Kupfer als Einfüllleitung zu verwenden. Dadurch kann in der Einfüllleitung ein besseres Vakuum erzielt und die Verschmutzung des eingefüllten  $^3\text{He}$  durch ausgasende Materialien reduziert werden.

Zusätzlich wird dann statt des kommerziellen Plastikventils ein neu entwickeltes pressluftgesteuertes Ventil aus Materialien wie Peek, Aluminium und Kupfer verbaut werden. Dieses Ventil wird momentan im Rahmen einer Diplomarbeit in Form eines Drei-Wege-Ventils konstruiert [99]. Nach Fertigstellung des Ventils wird es möglich sein, die Magnetometerzellen über eine dünne Einfüllleitung (Durchmesser 6 mm) mit polarisiertem  $^3\text{He}$ -Gas aus dem Polarisator zu befüllen. Das Abpumpen der Zellen wird dann aber über eine zusätzliche Rückführleitung durchgeführt werden. Diese Pumpleitung wird einen größeren Durchmesser (15 mm) als die Transferleitung aufweisen. Dadurch kann einerseits die Abpumpzeit der Magnetometerzellen auf wenige Minuten minimiert werden und andererseits ein besseres Vakuum innerhalb der Magnetometerzellen erreicht werden. Die Bauart dieses Ventils wird darüber hinaus gewährleisten, dass nach der Installation des  $^3\text{He}$ -Magnetometersystems in der Vakuumkammer des n2EDM-Experiments Verunreinigungen des äußeren Vakuums durch Undichtigkeiten der Pressluftsteuerung des Ventil vermieden werden.

Nach dem Vakuumtest wurde an Stelle des Vakuumsensors eine sphärische Glaszelle (Volumen etwa 0,09 Liter, Durchmesser knapp 6 cm) angeschlossen. Glaszellen dieser Art wurden in der Vergangenheit bei Magnetometermessungen an der PTB verwendet [69] und weisen  $T_1$ -Zeiten von mehreren Stunden auf.

Die 2009 am PSI benutzte große Magnetometerzelle (Volumen 4 Liter) kann aufgrund der begrenzten räumlichen Verhältnisse des Testschildes und des inneren Spulensystems nicht verwendet werden. Die Form und Größe der Magnetometerzelle spielt an dieser Stelle jedoch keine Rolle, da das primäre Ziel der Transfermessungen ist, nachzuweisen, dass es prinzipiell möglich ist, vom Polarisator geliefertes  $^3\text{He}$  polarisationserhaltend ins Testschild einzufüllen und dort die  $^3\text{He}$ -Spinpräzession mit dem lampengepumpten Cs-Magnetometer zu messen. Abbildung 8.8 zeigt das Innere des Testschildspulensystems nach Montage von Plastikventil und Magnetometerzelle.

Das Cs-Magnetometer wurde in diesem Aufbau so platziert, dass die Verbindungsgerade zwischen den Mittelpunkten der Cs-Magnetometerzelle und der  $^3\text{He}$ -Zelle mit der Feldrichtung des Solenoiden in der x-y-Ebene einen Winkel  $\alpha = 45^\circ$  einschließt. Der Abstand zwischen den Zellenmittelpunkten beträgt dabei  $r = 7$  cm. Dadurch wird die vom Cs-Magnetometer gemessene Feldänderung bei Präzession der  $^3\text{He}$ -Spins um die Achse des  $\mathbf{B}_{y,\text{Sol}}$ -Solenoidenfeldes und somit das Signal der Spinpräzession maximal.

### 8.1.5. Montage

Die Montage des Transfersystems wird wie folgt durchgeführt:

Nach Anschluss des Schlauchs am vorgesehenen Ventilblockflansch wird dieser durch den Kamin des oberen Deckels der Polarisatorabschirmung gesteckt. Nach Verschraubung des Deckels mit dem Mumetallrohr der Abschirmung wird der Schlauch durch die erste Solenoidenspule des Führungsfeldes geführt und mit zwei Plastikspacern entlang der Solenoidenachse positioniert.

Die Solenoidenspule kann dann mit dem oberen Endflansch der inneren Polarisatorhalterung verbunden werden. Das Haltegestell der Querspule wird nun mittig über dem Solenoiden und dem oberen Kamin des Testschildes platziert. Die Transferlei-

tung wird in die Nut der Querspule eingelegt und von unten mit der Plastikschiene (Abbildung 8.5, (3)) fixiert. Sie wird dann durch die zweite Solenoidenspule geführt, dort wiederum mit zwei Plastikspacern entlang der Spulenachse ausgerichtet und gelangt schließlich durch den Testschildkamin und eine Bohrung im Papprohr ins innere Spulensystem. Nach Ausrichtung und Fixierung des zweiten Solenoiden an der Querspule können Plastikventil und Magnetometerzelle im Schildinneren an das Schlauchende angeschlossen werden.

Folgende Abbildung zeigt den Gesamtaufbau des Transfersystems nach Montage aller Komponenten wie Polarisatoreinheit, Testschild und Transferleitung:

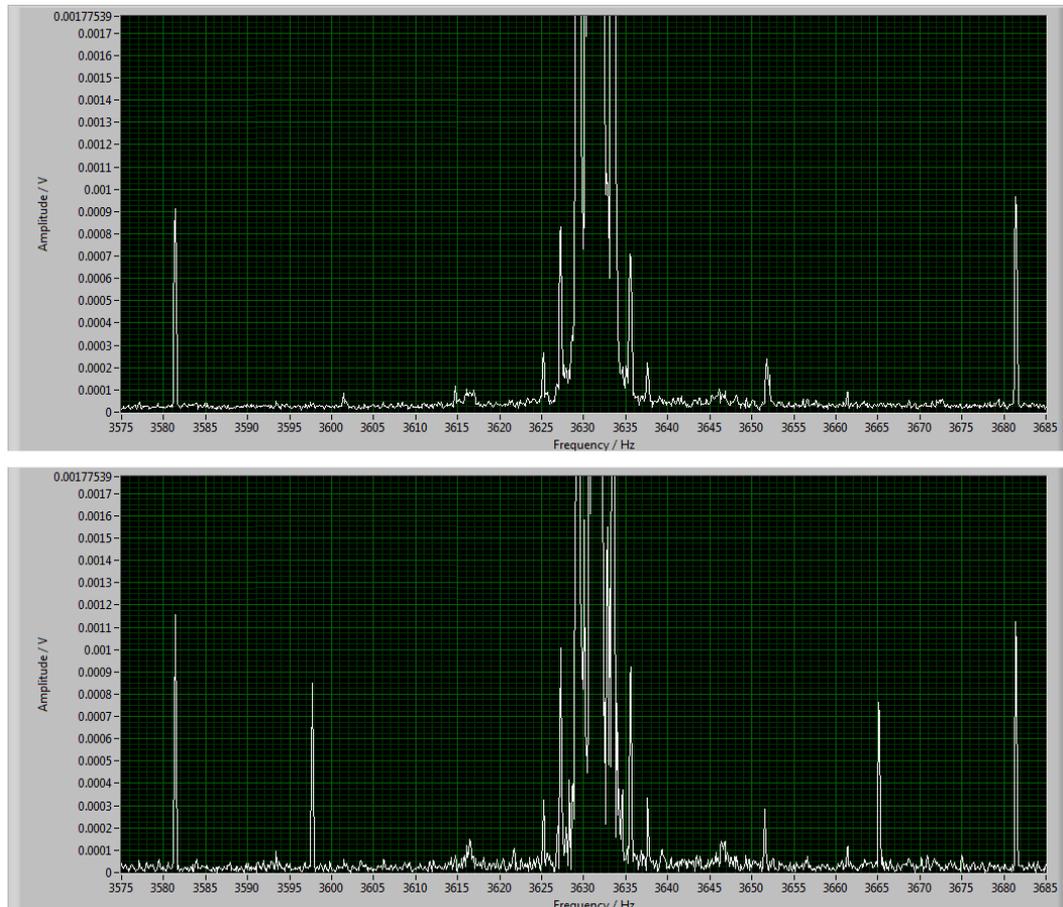


**Abbildung 8.9.:** Gesamtaufbau des Transfersystems nach Montage aller Teilkomponenten. Die vier Stülpdeckel des Testschildes sind bei diesem Bild abgenommen.

Der Nachteil bei dieser Montage besteht darin, dass zum eventuellen Öffnen der Polarisatoreinheit zuerst die gesamte Transferleitung zurückgebaut werden muss, indem obige Montageschritte in umgekehrter Reihenfolge durchgeführt werden. Beim vorliegenden Aufbau war es nicht möglich, den Transferschlauch mit verschiedenen Kopplungsstellen zu versehen, um beispielsweise den Polarisator getrennt vom Rest des Aufbaus demontieren zu können. Bei der zukünftigen Transferleitungen ist allerdings geplant, verschiedene Kopplungsflansche aus Kupfer zu realisieren und die beiden Solenoiden durch zwei zerlegbare Spulen zu ersetzen. Dadurch soll der Auf- und Abbau des Transfersystems wesentlich vereinfacht werden.

## 8.2. Ergebnisse

Bei den im Folgenden aufgeführten Transfermessungen wurden Haupt- und Korrekturspule des Polarisators mit einem Strom von 250 mA betrieben. Die Stromstärke der beiden Führungsfeldsolenoiden beträgt 30 mA. Durch die Querspule wurde ein Strom von 2 A geleitet. Die Cosinusspule des inneren Spulensystems des Testschildes erzeugte ein vertikal nach oben gerichtetes Magnetfeld von etwa  $1 \mu\text{T}$ .



**Abbildung 8.10.:** *FFT-Spektrum des Cs-Magnetometers.*

*Oben: Vor dem Einfüllen des polarisierten  $^3\text{He}$  ins Testschild.*

*Unten: Signal der Spinpräzession des eingefüllten  $^3\text{He}$  in Form von Seitenbändern bei etwa  $\pm 33 \text{ Hz}$  von der Cs-Trägerfrequenz.*

Für eine erste Transfermessung wurde vom Polarisator in einem Zyklusschritt eine Gasmenge von  $\sim 1,5 \text{ mbarL}$  mit einer Polarisation von etwa 20 Prozent<sup>1</sup> präpariert. Nach dem Öffnen des Auslassventils am Ventilblock des Polarisators strömte das polarisierte  $^3\text{He}$  durch das Transfersystem in die Magnetometerzelle. Es stellte sich ein Gleichgewichtsdruck von etwa 3 mbar zwischen Füllzelle und Magnetometerzelle ein. Nach dem Schließen des Magnetometerzellenventils wurde das Feld im zweiten Solenoiden abgeschaltet, um dessen Streufeld im Schildinneren zu unterbinden. Dann wurde mit der Switchbox (siehe Abschnitt [6.5.2]) das Feld im Testschild vom

<sup>1</sup>Die Vorlaufzeit des Getters betrug bei dieser Messung nur etwa 20 Minuten, wodurch nur die geringe Polarisation von 20 Prozent erreicht werden konnte.

vertikalen Feld der Cosinusspule auf das horizontale Feld des Solenoiden umgeschaltet. Durch diese nicht-adiabatische Felddrehung wurde die freie Spinpräzession der polarisierten  $^3\text{He}$ -Atome um die Achse des Solenoidenfeldes ausgelöst.

Die in Abbildung 8.10 gezeigten Fourierspektren wurden mit dem Programm zur Aufnahme des Cs-Magnetometersignals erzeugt. Vor dem Einfüllen des polarisierten  $^3\text{He}$  erhält man das obere Spektrum. Das untere Spektrum wurde nach dem Einfüllen des Gases aufgenommen und man erkennt die durch die Spinpräzession des eingefüllten Gases entstehenden Seitenbänder bei etwa  $\pm 33$  Hz bezogen auf das Hauptträgersignal des Cs-Magnetometers. Ein Transfer des polarisierten  $^3\text{He}$  aus dem Polarisator ins Testschild ist also durchführbar.

### 8.2.1. Transfermessung mit der für das n2EDM-Experiment benötigten $^3\text{He}$ -Gasmenge

Bei einer weiteren Transfermessung wurde vom Polarisator eine Gasmenge von 16 mbarL auf 52 Prozent aufpolarisiert (siehe Abbildung 7.21) und in der Füllzelle zwischengespeichert. Diese 16 mbarL entsprechen gerade der Gasmenge, die später im n2EDM-Experiment benötigt wird, um die beiden großen Magnetometerzellen (Volumen 16 Liter) mit einem Druck von 1 mbar zu füllen.

Nach dem Öffnen des Auslassventils (V5) erfolgte innerhalb von etwa 0,5 Sekunden ein Druckausgleich zwischen Füllzelle und Transferschlauch und Magnetometerzelle, die beide zuvor über einen Zeitraum von etwa einer Stunde evakuiert wurden.

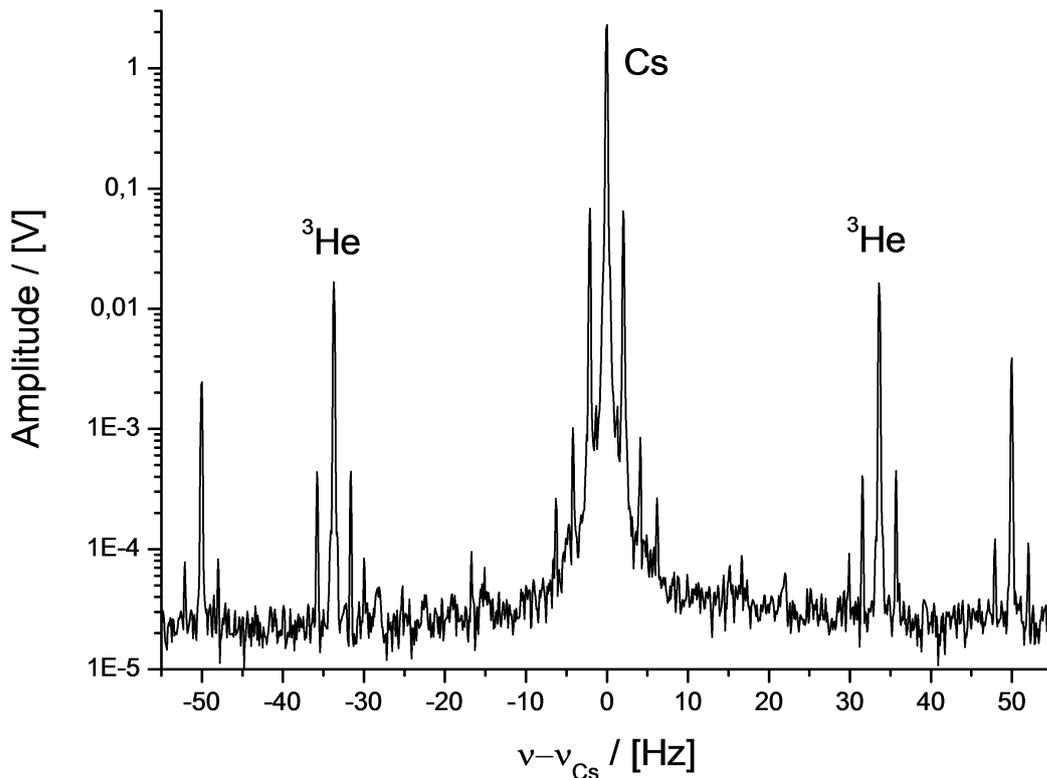


Abbildung 8.11.: Fourierspektrum zu Beginn einer Spinpräzessionsmessung. In der Magnetometerzelle herrschte ein Druck von 30 mbar und die anfängliche Gaspolarisation betrug  $\approx 52$  Prozent.

Es stellt sich in der Magnetometerzelle ein Druck von  $\sim 30 \text{ mbar}^2$  ein. Nach dem Auslösen der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession wurde das in Abbildung 8.11 gezeigte Fourierspektrum aufgenommen.

Für dieses Spektrum lag die Abtastrate des Cs-Magnetometersignals bei 50 kHz und es wurden Daten über einen Zeitraum von 10 Sekunden aufgezeichnet.

Die magnetische Flussdichte des Solenoidenfeldes lag bei  $1,04 \mu\text{T}$ . Man erkennt in der Mitte den Cäsiumpeak mit einer Amplitude von 2,2 Volt. Zusätzlich zu den 50-Hz-Seitenbändern mit einer Amplitude von 2 mV sind die aus der Spinpräzession resultierenden Seitenbänder - mit einem Abstand von  $\pm 33,6 \text{ Hz}$  von der Hauptträgerfrequenz und einer Amplitude von 18 mV - deutlich sichtbar. Die kleineren Satellitenpeaks rechts und links jedes der Seitenbänder und des Trägersignals resultieren aus Schwingungen und Vibrationen des experimentellen Aufbaus in unteren Hz-Bereich während der Datenaufnahme.

Nach Gleichung (4.21) kann man aus obigem FFT-Spektrum berechnen, dass die vom Cs-Magnetometer gesehene Magnetisierung der  $^3\text{He}$ -Zelle parallel zum Solenoidenfeld  $157,1 \text{ pT}$  beträgt. Mit dem Rauschniveau des Solenoidenfeldes von etwa  $0,2 - 0,3 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  ergibt sich somit ein SNR von etwa 630 bei einer Bandbreite von 1 Hz.

Damit errechnet sich für einen Magnetometerzellendruck von 1 mbar ein SNR von 21 bei einer Bandbreite von 1 Hz.

Zur Erinnerung: Mit der abgezogenen Glaszelle wurde bei einer  $^3\text{He}$ -Polarisation von etwa 65 Prozent und bei gleichem Abstand zwischen  $^3\text{He}$ -Zelle und Cs-Magnetometer im Solenoidenfeld ein SNR von 30 bei einer Bandbreite von 1 Hz erreicht (siehe Abschnitt [6.5.1]). Der Vergleich dieser beiden SNR-Werte lässt schon an dieser Stelle den Schluss zu, dass die  $^3\text{He}$ -Polarisation bei dem Transfer vom Polarisator ins Testschild größtenteils erhalten bleibt.

### 8.2.2. Abschätzung der Transferverluste

Bei den oben durchgeführten Transfermessungen ist es nicht möglich, eventuelle Transferverluste des transferierten  $^3\text{He}$ -Gases direkt über eine Messung zu bestimmen. Allerdings können mögliche Transferverluste indirekt abgeschätzt werden. Im Folgenden werden zwei Varianten einer solchen Abschätzung aufgeführt.

#### Abschätzung der Transferverluste anhand der relativen Magnetfeldgradienten

In Abhängigkeit von der Größe der relativen Feldgradienten entlang der Transferleitung kann das transferierte Gas teilweise depolarisiert werden.

Die größten relativen Magnetfeldgradienten entlang der Transferleitung vom Polarisator ins Innere des Testschildes ergeben sich beim Durchqueren der Metglasabschirmung des Spulensystems. Dort wurden über einen Bereich von etwa 7 cm relative Gradienten von bis zu  $0,5 \text{ cm}^{-1}$  ermittelt.

Nach Gleichung (3.12) ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen den relativen Gradienten und der gradientenbedingten Relaxationszeit  $T_1^{\text{grad}}$ :

$$T_1^{\text{grad}} [\text{h}] \approx \frac{1}{6900} \frac{p [\text{bar}]}{G_r^2 [\text{cm}^{-2}]} \quad (8.1)$$

<sup>2</sup> $30 \text{ mbar} \approx 16 \text{ mbarL} / (V_{\text{Fuell}} + V_{\text{Trans}} + V_{\text{Magn}})$ . Mit dem Volumen der Füllzelle  $V_{\text{Fuell}} = 0,33 \text{ L}$ , dem Transferleitungsvolumen  $V_{\text{Trans}} = 0,11 \text{ L}$  bei 4 m Länge und dem Volumen der Magnetometerzelle  $V_{\text{Magn}} = 0,09 \text{ L}$ .

Auch hier ist wie in Abschnitt [5.1.1] zu beachten, dass Gleichung (8.1) streng genommen nur für den stationären Fall der Diffusion von  $^3\text{He}$ -Atomen in einem Gradientenfeld gilt. Bei der hier vorliegenden Transferströmung von  $^3\text{He}$ -Gas von der Füllzelle des Polarisators in die Magnetometerzelle im Testschild kann Gleichung (8.1) nur benutzt werden, um zumindest die Größenordnung der  $T_1^{\text{grad}}$ -Zeiten grob abzuschätzen<sup>3</sup>.

Der Druck, mit dem das von der Füllzelle des Polarisators zur Magnetometerzelle transferierte Gas durch die Transferleitung strömt, lässt sich nicht ermitteln. Daher wird hier näherungsweise der sich einstellende Gleichgewichtsdruck nach dem Transfer von  $p=30$  mbar angenommen<sup>4</sup>. Damit erhält man im Bereich mit relativen Gradienten von  $0,5 \text{ cm}^{-1}$  eine recht geringe  $T_1^{\text{grad}}$ -Zeit von nur  $T_1^{\text{grad}} \approx 65$  ms. Um Polarisationsverluste zu vermeiden, muss das Zeitintervall  $t$ , welches das transferierte Gas benötigt, um die Bereiche mit relativen Feldgradienten von  $0,5 \text{ cm}^{-1}$  zu durchströmen, deutlich geringer sein als dieses Zeitintervall von 65 ms ( $t \ll T_1^{\text{grad}}$ ). Zur Bestimmung der Gesamttransferzeit  $t_{\text{gesamt}}$  wurde anstelle der Magnetometerzelle ein Drucksensor angeschlossen. Der Drucksensor war dabei mit einem Vorvolumen versehen, so dass das Gesamtvolumen aus Vorvolumen und Drucksensorvolumen näherungsweise gerade dem Volumen der Magnetometerzelle von  $V_{\text{Magn}} = 0,09 \text{ L}$  entsprach. Mit diesem Aufbau konnte gezeigt werden, dass der Druckausgleich zwischen der Füllzelle des Polarisators und dem angeschlossenen Transfersystem in einem Zeitintervall von maximal etwa  $t_{\text{gesamt}} \approx 0,5$  s erfolgt. Diese Zeit ist als Maximalwert anzusehen, da die Größe der endlichen Ansprechzeit des Drucksensors nicht bekannt ist.

Zwischen der Gesamttransferzeit  $t_{\text{gesamt}}$  und der Zeit  $t$ , in der sich das transferierte Gas näherungsweise im Bereich der relativen Feldgradienten von  $0,5 \text{ cm}^{-1}$  befindet, gilt folgender Zusammenhang:

$$t \approx t_{\text{gesamt}} \cdot \frac{7 \text{ cm}}{400 \text{ cm}} \approx 9 \text{ ms} \quad , \quad (8.2)$$

dabei entsprechen die 7 cm der Länge des Bereichs der hohen relativen Magnetfeldgradienten und die 400 cm der Gesamtlänge der Transferleitung. Man erhält für das Zeitintervall  $t$  einen Wert von  $t \approx 9$  ms. Damit ist die Zeit  $t \approx 9$  ms, die das polarisierte Gas benötigt, um die Bereiche mit hohen relativen Magnetfeldgradienten zu durchströmen, deutlich geringer als die abgeschätzte  $T_1^{\text{grad}}$ -Zeit von  $\approx 65$  ms in diesem Bereich.

Der Verlust an Polarisation beim Durchqueren der Bereiche mit hohen relativen Feldgradienten ergibt sich nun wie folgt:

$$P_{\text{Transfer}} = P_0 \cdot e^{-(t/T_1^{\text{grad}})} \quad , \quad (8.3)$$

dabei ist  $P_0$  die ursprüngliche  $^3\text{He}$ -Polarisation vor dem Transfer,  $P_{\text{Transfer}}$  die  $^3\text{He}$ -Polarisation nach dem Durchqueren der Bereiche mit hohen relativen Feldgradienten und  $t$  die Zeit  $t \approx 9$  ms, die das Gas benötigt diese Bereiche zu durchströmen.

Man erhält somit:

$$P_{\text{Transfer}} \approx 0,87 \cdot P_0 \quad , \quad (8.4)$$

<sup>3</sup>Siehe Anhang C für den Ansatz einer genaueren Abschätzung der  $T_1^{\text{grad}}$ -Zeiten.

<sup>4</sup>Bei höheren Transferdrücken ergeben sich nach Gleichung (8.1) dementsprechend höhere  $T_1^{\text{grad}}$ -Zeiten.

Die  $^3\text{He}$ -Polarisation wird bei dem Durchqueren der Bereiche mit hohen relativen Feldgradienten demnach um etwa 13 Prozent verringert.

In allen anderen Bereichen der Transferleitung liegen die relativen Magnetfeldgradienten größtenteils deutlich unter  $0,1 \text{ cm}^{-1}$ . Für diese Bereiche kann man nach Gleichung (3.12)  $T_1^{\text{grad}}$ -Zeiten in der Größenordnung von mehreren Sekunden abschätzen. Die Verluste an  $^3\text{He}$ -Polarisation beim Durchqueren dieser Bereiche können daher vernachlässigt werden.

Aufgrund dieser Abschätzung kann man davon ausgehen, dass die anfängliche  $^3\text{He}$ -Polarisation aufgrund der vorliegenden relativen Magnetfeldgradienten entlang der Transferleitung maximal um etwa 13 Prozent verringert wird. Bei einer  $^3\text{He}$ -Polarisation von etwa 52 Prozent in der Füllzelle des Polarisator ergibt sich somit nach dem Transfer für das Gas in der Magnetometerzelle eine  $^3\text{He}$ -Polarisation von mindestens 45 Prozent. Dieser Verlust ist tolerierbar. Durch Optimierung der Feldeigenschaften des Transfersystems bei der Installation des Polarisators am n2EDM-Experiment sollten diese Transferverluste weiter zu minimieren sein.

### Berechnung der theoretischen Signalstärke

Zusätzlich kann man eventuelle Transferverluste abschätzen, indem man das vom Cs-Magnetometer maximal wahrnehmbare Spinpräzessionssignal und die damit verbundene magnetische Flussdichtenänderung entlang der Hauptfeldrichtung bei obiger Anordnung, Polarisation und Druck wie folgt berechnet.

Nach Gleichung (3.17) gilt für den Betrag des resultierenden magnetischen Moments  $m$  in der Magnetometerzelle:

$$m = \mu_{^3\text{He}} \cdot P \cdot N \quad , \quad (8.5)$$

dabei ist  $\mu_{^3\text{He}} = 2,127 \cdot \mu_{\text{K}}$  der Betrag des magnetischen Moments eines  $^3\text{He}$ -Atomes,  $P$  der Grad der Polarisation und  $N$  die Teilchenzahl in der Magnetometerzelle. Es gilt weiter:

$$N = N_{\text{A}} \cdot n = N_{\text{A}} \cdot \frac{R \cdot T}{p \cdot V} \quad , \quad (8.6)$$

mit der Avogadrozahl  $N_{\text{A}} = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ , der Molanzahl  $n$  in der Magnetometerzelle und der Gaskonstante  $R = 8,314 \text{ J/mol} \cdot \text{K}$ . Somit folgt:

$$m = \frac{2,127 \cdot \mu_{\text{K}} \cdot P \cdot N_{\text{A}} \cdot p \cdot V}{R \cdot T} \quad . \quad (8.7)$$

Bei Raumtemperatur  $T=293 \text{ K}$ , einer Polarisation von 52 Prozent, einem Druck von 30 mbar und dem Volumen der Magnetometerzelle von 0,09 L ergibt sich mit  $\mu_{\text{K}} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ J/T}$  ein Betrag des resultierenden magnetischen Moments  $m$  von  $m = 3,66 \cdot 10^{-7} \text{ Am}^2$ . Aus der Präzession dieses resultierenden magnetischen Moments in der  $x$ - $z$ -Ebene um die Hauptfeldrichtung der Solenoidenspule ( $y$ -Richtung) ergibt sich nach Gleichung (6.1) ein vom Abstand zur Magnetometerzelle abhängiges magnetisches Dipolfeld folgender Form:

$$\mathbf{B}_{\text{Dipol}}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3\mathbf{r}(\mathbf{m} \cdot \mathbf{r}) - \mathbf{m} \cdot r^2}{r^5} \quad , \quad (8.8)$$

Der Ursprung des Dipolfeldes liegt im Zentrum der Magnetometerzelle. Bedingt

durch die sphärische Form der Zelle befindet sich das resultierende magnetische Moment  $\mathbf{m}$  im Zellenmittelpunkt. Zur Vereinfachung wird die Gleichung des Dipolfeldes für den Fall gelöst, dass das magnetische Moment der präzedierenden Spins gerade vollständig in x-Richtung ausgerichtet es. Dann gilt:

$$\mathbf{m} = 3,66 \cdot 10^{-7} \text{Am}^2 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} . \quad (8.9)$$

$\mathbf{r}$  ist der Verbindungsvektor zwischen dem Mittelpunkt der Magnetometerzelle und der Cs-Zelle. Bei einer Anordnung von  $45^\circ$  bezüglich der Hauptfeldrichtung und einem Abstand von 7 cm ergibt sich für  $\mathbf{r}$ :

$$\mathbf{r} = 0,07 \text{ m} \cdot \begin{pmatrix} \sin(45^\circ) \\ \cos(45^\circ) \\ 0 \end{pmatrix} . \quad (8.10)$$

Da das Cs-Magnetometer nur Änderungen der magnetischen Flussdichte in Hauptfeldrichtung wahrnimmt, ist nur die y-Komponente des Dipolfeldes von Interesse:

$$B_{y,\text{Dipol}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3 \cdot 3,66 \cdot 10^{-7} \sin(45^\circ) \cos(45^\circ)}{(0,07)^3} \left[ \frac{\text{A}}{\text{m}} \right] . \quad (8.11)$$

Man erkennt aus obiger Gleichung, dass aufgrund des  $(\sin(\alpha) \cos(\alpha))$ -Terms Fehler von bis zu  $\Delta\alpha = \pm 5^\circ$  in der Winkorientierung zwischen  $^3\text{He}$ -Zelle und Cs-Magnetometerzelle praktisch vernachlässigt werden können.

Allerdings geht in dieser Formel der Abstand  $r$  zwischen den Zellenmittelpunkten in der dritten Potenz ein. Somit ergibt sich eine starke Abhängigkeit zwischen der maximal wahrnehmbaren Signalamplitude und dem Abstand zwischen den Zellenmittelpunkten der  $^3\text{He}$ -Zelle und der Cs-Magnetometerzelle. Für den vorliegenden Abstand  $r = 7 \text{ cm}$  wird eine Messungenauigkeit von  $\pm 0,2 \text{ cm}$  angenommen.

Im Fall eines  $^3\text{He}$ -Gastransfers ohne Polarisationsverluste ergibt sich somit aus Gleichung (8.11) eine magnetische Flussdichte parallel zum Solenoidenfeld von  $B_{y,\text{Dipol}} = 160 \text{ pT} \pm 14 \text{ pT}$ . Aus dem Fourierspektrum wurde eine wahrgenommene Magnetisierung von  $157,1 \text{ pT}$  bestimmt. Dieser gemessene Wert liegt im Rahmen der Fehler des theoretischen Wertes. Aufgrund der Proportionalität der jeweiligen Magnetisierung zur vorliegenden  $^3\text{He}$ -Polarisation kann man aus dem Vergleich des gemessenen Wertes mit dem maximalen theoretischen Wert folgern, dass der Transferverlust an Polarisation im Bereich von maximal 11 Prozent liegt.

Dieser Wert stimmt mit dem anhand der relativen Magnetfeldgradienten abgeschätzten Wert von 13 Prozent sehr gut überein.

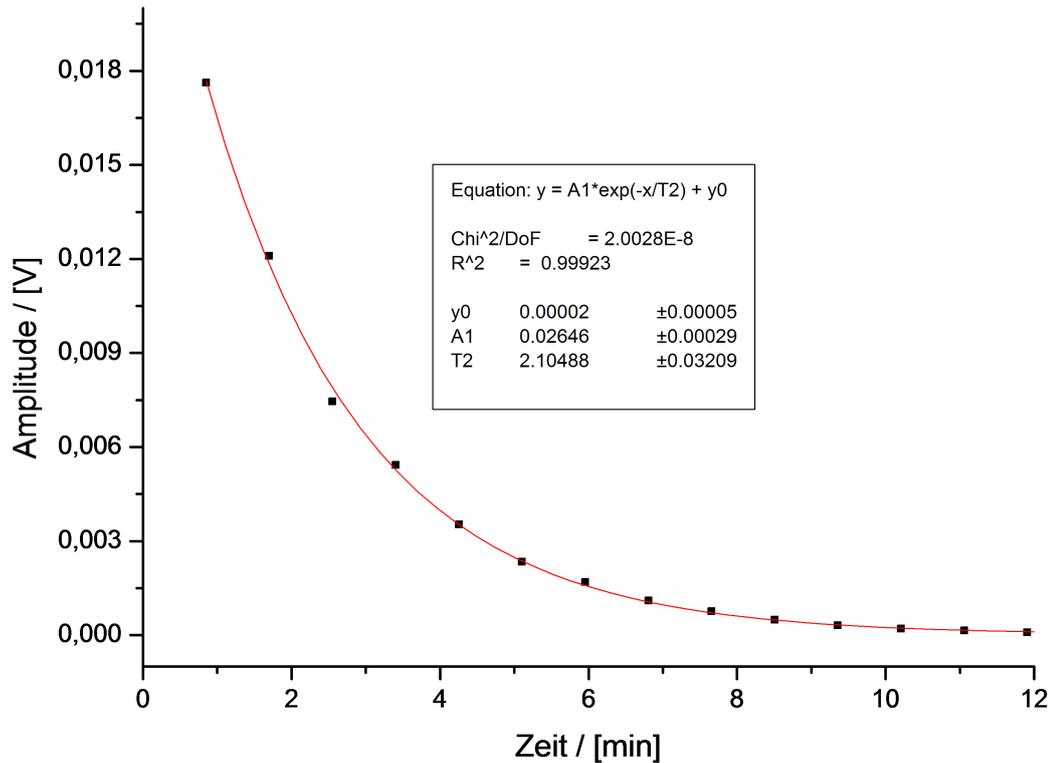
Hiermit wurde mittels zweier unterschiedlicher Abschätzverfahren gezeigt, dass der Verlust an  $^3\text{He}$ -Polarisation beim Transfer vom Polarisator ins Innere des Testschildes in der Größenordnung von etwa 10 Prozent liegt.

Mit den obigen Messungen wurde zum ersten Mal bewiesen, dass ein nahezu polarisationserhaltender Transfer über ein doppelt gewinkeltes Transfersystem aus einem Magnetfeld zum optischen Pumpen mit  $B_{\text{Pol}} \approx 230 \mu\text{T}$  durch eine mehrlagige Metallabschirmung in ein Arbeitsfeld mit  $B_{\text{TS}} \approx 1 \mu\text{T}$  realisiert werden kann.

### 8.2.3. $T_2^*$ -Zeiten

Aus dem zeitlichen Abfall der Amplituden der  $^3\text{He}$ -Seitenbänder ergibt sich der Plot in Abbildung 8.12. Die  $T_2^*$ -Zeit bestimmt sich hieraus auf etwa 2 Minuten.

Um auszuschließen, dass dieser relativ kleine Wert aus der druckabhängigen Relaxation des polarisierten  $^3\text{He}$  resultiert, wurden weitere Messungen mit verschiedenen geringeren Magnetometerzellendrücken durchgeführt. Bei all diesen Messungen konnte immer nur eine  $T_2^*$ -Zeit im Bereich von 2 bis 3 Minuten erreicht werden. Daher ist davon auszugehen, dass der die  $T_2^*$ -Zeit limitierende Faktor nicht der jeweilige Zellendruck ist.



**Abbildung 8.12.:** Zeitlicher Abfall der Amplituden der  $^3\text{He}$ -Seitenbänder bei einem eingefüllten Druck von etwa 30 mbar.

Bei den Messungen mit der abgezogenen Glaszelle in Kapitel 6 wurden  $T_2^*$ -Zeiten im Bereich von einer Stunde erreicht. Es stellt sich also die Frage, warum im vorliegenden Fall nur solch geringe  $T_2^*$ -Zeiten erreicht werden können.

Die Feldeigenschaften des Testschildes wurden bei dieser Messung im Vergleich zu den Messungen aus Kapitel 6 nicht verändert. Daher muss man davon ausgehen, dass bei solch einer geringen  $T_2^*$ -Zeit die  $T_1$ -Zeit ebenfalls in einer Größenordnung von nur wenigen Minuten liegt.

Nimmt man eine  $T_1$ -Zeit in der Größenordnung von etwa  $T_1 \approx 3$  min an, kann man anhand Gleichung (3.16) abschätzen, ob mögliche Undichtigkeiten des Transfersystems und das Eindringen von Sauerstoff die Ursache für diese geringe  $T_1$ -Zeit sind. Es gilt:

$$T_1^{\text{O}_2} [\text{s}] = \frac{2,5}{p_{\text{O}_2} [\text{bar}]} \quad (8.12)$$

Zur Erklärung einer  $T_1$ -Zeit von etwa 3 Minuten, aufgrund von Relaxation des polarisierten  $^3\text{He}$  mit eindringendem Sauerstoff, müsste sich in der Magnetometerzelle

Sauerstoff mit einem Druck von etwa 14 mbar befinden. Eine solche Undichtigkeit des Transfersystems ist aber vollständig auszuschließen.

Ein andere mögliche Ursache könnte in der Geometrie der Magnetometerzelle liegen: An der Zelle befindet sich ein etwa 8 cm langer Glasappendix mit einem manuellen Absperrhahn aus Glas. Dieser Absperrhahn findet bei den Magnetometermessungen an der PTB, für die diese Art von Zellen entwickelt wurden, Verwendung, wird aber im hier vorliegenden Fall nicht benötigt. Die Verbindung von Glasappendix und dem pneumatisch steuerbaren Magnetometerzellenventil erfolgt über einen etwa 4 cm langen Teflonschlauch. Bis zum Schließmechanismus des Ventils besitzt die Magnetometerzelle insgesamt einen Appendix von knapp 17 cm Länge. Dieser Appendix trägt zur Relaxation des eingefüllten  $^3\text{He}$  bei. Das Gas im Appendix relaxiert aufgrund des schlechten Oberflächen-zu-Volumen-Verhältnisses viel schneller als in der eigentlichen Zelle. Relaxiertes Gas aus dem Appendix vermischt sich durch Diffusion mit noch nicht relaxiertem Zellengas.

Dieser Effekt wird von der Gradientenrelaxation überlagert, die aus der Inhomogenität des Magnetfeldes herrührt. Das Magnetfeld des Solenoiden wurde ursprünglich für den Einsatz der kleinen abgezogenen Heliumzelle aus Abschnitt [6.4.2] simuliert. Diese Zelle hat einen Durchmesser und eine Länge von jeweils 6 cm. Simulation und Konstruktion des Spulensystems wurden darauf ausgelegt, über einen Bereich dieser Größe möglichst homogen zu sein. Aufgrund ihres Appendix ragt die Magnetometerzelle deutlich aus diesem Bereich heraus. Bei der Diffusion der  $^3\text{He}$ -Atome aus der Magnetometerzelle in den Appendix und zurück nehmen die  $^3\text{He}$ -Atome somit deutlich stärker Feldgradienten wahr als die  $^3\text{He}$ -Atome in der abgezogenen Glaszelle in Kapitel 6.

Inwieweit die geringe  $T_2^*$ -Zeit aus diesen beiden Effekten resultiert, kann mit dem vorhandenen Aufbau (Magnetometerzelle, Plastikventil und Teflonschlauch) nicht abschließend geklärt werden.

Nach Fertigstellung des neuen Magnetometerzellenventils wird untersucht werden, ob durch einen optimierten Aufbau eine signifikante Verbesserung der  $T_2^*$ -Zeiten erreicht werden kann. Zusätzlich soll dann die Abhängigkeit der  $T_2^*$ -Zeit vom jeweiligen Magnetometerzellendruck und von Ort und Orientierung der Zelle innerhalb der Abschirmung genauer untersucht werden. Die Ergebnisse dieser Messungen werden in einer z.Z. durchgeführten Diplomarbeit zu finden sein [99].

Abschließend lässt sich sagen, dass die in diesem Kapitel dargelegten Transfermessungen als erfolgreich zu bewerten sind.

Die Intention der Transfermessungen bestand darin, zu untersuchen, ob ein Transfer von polarisiertem  $^3\text{He}$ -Gas aus der Speicherzelle des Polarisators in eine Magnetometerzelle im Inneren des Testschildes realisiert werden kann. Es konnte gezeigt werden, dass der Transfer von polarisiertem  $^3\text{He}$ -Gas größtenteils polarisationserhaltend mit nur geringen Transferverlusten durchgeführt werden kann. Die geringen  $T_2^*$ -Zeiten sind hierbei nicht relevant, da während der Transfermessung am PSI (siehe Kapitel 5) gezeigt wurde, dass innerhalb der großen n2EDM-Magnetometerzellen  $T_2^*$ -Zeiten in der Größenordnung bis zu einer Stunde erreicht werden können.

Kombiniert man die Ergebnisse der obigen Transfermessungen vom Polarisator ins Testschild und der Transfermessung am PSI, wird klar, dass somit die Funktionsweise aller Komponenten des geplanten  $^3\text{He}$ -Magnetometers für das n2EDM-Experiment erfolgreich demonstriert werden konnte.

# Kapitel 9

## Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurden die einzelnen Bestandteile eines  $^3\text{He}$ -Magnetometers für ein mögliches Experiment zur Bestimmung des elektrischen Dipolmoments des freien Neutrons geplant und in Betrieb genommen.

Im ersten Kapitel erfolgte die theoretische Beschreibung eines möglichen elektrischen Dipolmoments des freien Neutrons und der Eigenschaften von ultrakalten Neutronen, die als Messobjekt bei nEDM-Experimenten dienen.

Im zweiten Kapitel dieser Arbeit wurde das Messprinzip und die Funktionsweise bisher durchgeführter und noch laufender nEDM-Experimente erläutert. Zusätzlich wurde der Planungsstand des zukünftigen nEDM-Experiments aufgeführt und der mögliche Einsatz zweier  $^3\text{He}$ -Magnetometer in diesem Experiment beschrieben.

Darauffolgend wurden in den Kapiteln 3 und 4 sämtliche im Rahmen dieser Arbeit benötigten theoretischen Grundlagen bezüglich der Präparation einer Kernspinpolarisation von  $^3\text{He}$  und der Auslese des  $^3\text{He}$ -Spinpräzessionssignals mit optisch gepumpten Cs-Magnetometern kurz aufgeführt.

Durch die in Kapitel 5 beschriebene Messung am PSI wurde nachgewiesen, dass innerhalb der nEDM-Abschirmung in den Magnetometerzellen mit einem Durchmesser von 35 cm  $T_2^*$ -Zeiten von bis zu einer Stunde erreicht werden können. Dies ist ausreichend, um die  $^3\text{He}$ -Spinpräzession im späteren nEDM über mehrere Ramsey-Zyklen mit gleichbleibender Signalstärke beobachten zu können.

Im Kapitel 6 wurde der Aufbau und die Umsetzung einer Testanlage beschrieben, um die  $^3\text{He}$ -Spinpräzession mit einem lampengepumpten Cs-Magnetometer online und reproduzierbar nachzuweisen. Dabei konnte mit einer abgeschlossenen und in situ polarisierten  $^3\text{He}$ -Zelle ein Signal-zu-Rauschen-Verhältnis von etwa 30 bei einer Bandbreite von 1 Hz und  $T_2^*$ -Zeiten von bis zu einer Stunde erreicht werden. Dadurch wurde die Möglichkeit geschaffen, die Funktionsweise einer ultrakompakten  $^3\text{He}$ -Polarisationseinheit und den Transfer von polarisiertem  $^3\text{He}$  in eine magnetische Abschirmung vor Ort in Mainz untersuchen zu können.

Kapitel 7 befasste sich mit dem Aufbau und der Funktionsweise einer ultrakompakten mobilen Polarisatoreinheit. Der Polarisator erreicht bei einem Pumpzellen-Druck von 1 mbar momentan Kernspinpolarisation von knapp 55 Prozent und besitzt eine Arbeitsleistung von etwa 16 mbarL in weniger als 7 Minuten. Dies ist ausreichend, um die zum Befüllen der Magnetometerzellen erforderliche Gasmenge im angestrebten Zeitrahmen von unter 15 Minuten bereit zu stellen. Die gesamte Polarisatoreinheit ist dabei so aufgebaut, dass eine einfache Demontage und ein Wiederaufbau an einem anderen Ort problemlos gegeben sind.

Abschließend konnte mit den in Kapitel 8 beschriebenen Transfermessungen erst-

malig gezeigt werden, dass es möglich ist, vollständig automatisiert  $^3\text{He}$  mit Hilfe einer zyklisch und reproduzierbar arbeitenden ultrakompakten Polarisatoreinheit zu polarisieren, das Gas nahezu vollständig polarisationserhaltend über ein zweifach gewinkeltes Transfersystem ins Innere einer mehrlagigen Mumetallabschirmung zu füllen und dort die freie Spinpräzession der  $^3\text{He}$ -Atome mit einem lampengepumpten Cs-Magnetometern nachzuweisen. Dabei wurde im vorhandenen Testaufbau ein Signal-zu-Rauschen-Verhältnis von etwa 21 bei einer Bandbreite von 1 Hz bezogen auf einen Magnetometerzellendruck von 1 mbar erreicht.

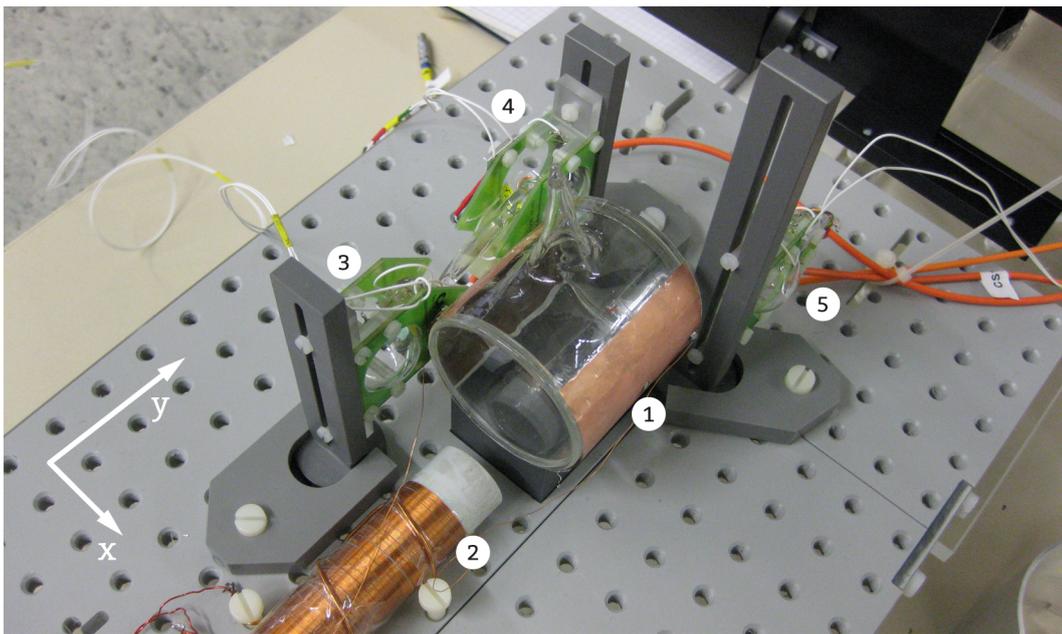
Damit sind prinzipiell alle benötigten Komponenten zum Betrieb eines hochsensitiven  $^3\text{He}$ -Magnetometers realisiert und einsatzbereit. Nach Verwirklichung eines quasi geschlossenen  $^3\text{He}$ -Kreislaufs durch Wiedergewinnung und Aufbereitung des Gases aus den Magnetometerzellen und abschließenden Untersuchungen zur Vereinfachung und Optimierung des Transfersystemaufbaus ist die Polarisatoreinheit bereit zur Installation am n2EDM-Experiment.



# Anhang **A**

## $^3\text{He}/\text{Cs}$ -Testaufbau mit lasergepumpten Cs-Magnetometern

Im November 2011 wurden mit den Kollegen aus Fribourg verschiedene Messungen mit dem  $^3\text{He}/\text{Cs}$ -Testaufbau durchgeführt, bei denen drei lasergepumpte Cs-Magnetometer im Aufbau installiert wurden.



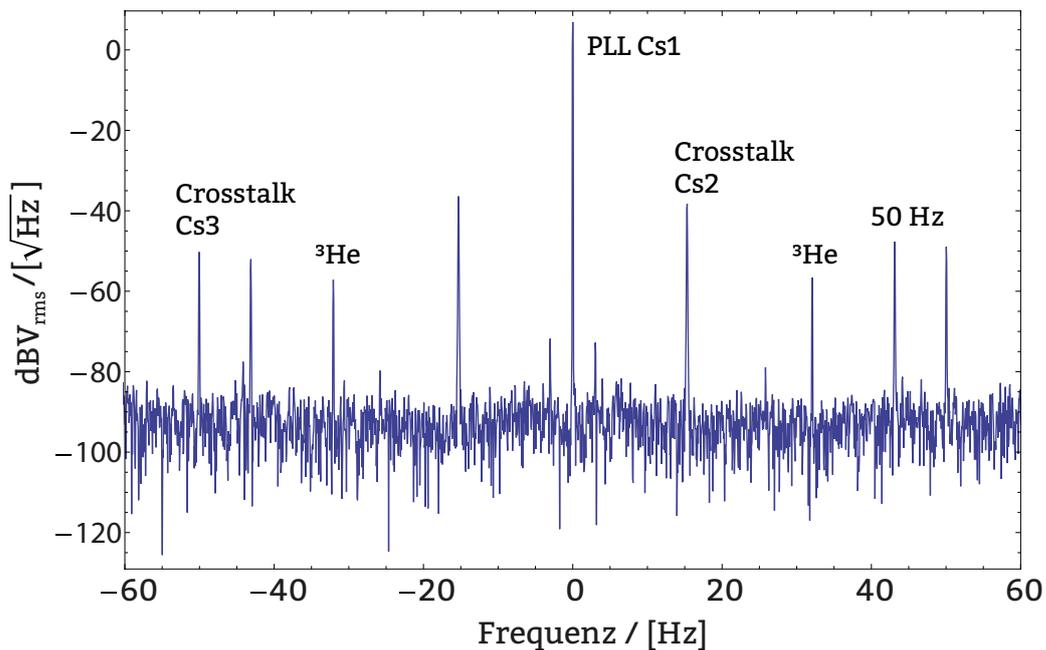
**Abbildung A.1.:** Innerer Aufbau bei den Messungen mit lasergepumpten Cs-Magnetometern: (1)  $^3\text{He}$ -Zelle, (2) Teslatriansformator zum Zünden der Gasentladung, drei lasergepumpte Cs-Magnetometer: Cs1 (5), Cs2 (4), Cs3 (3).

Das Arbeitsprinzip dieser lasergepumpten Magnetometer entspricht dem des lampengepumpten. Statt der Cs-Gasentladungslampe wird aber ein frequenzstabilisierter Laser verwendet, der die Magnetometerzelle direkt über eine gewünschte Hyperfeinlinie des  $D_1$ -Übergangs bei einer Wellenlänge  $\lambda=894$  nm optisch pumpt.

Das von der Gasentladungslampe eines lampengepumpten Cs-Magnetometer generierte Licht wird über den kompletten Raumwinkel abgestrahlt. Der Durchmesser einer Gasentladungszelle beträgt etwa 1 cm. Daher benötigt man bei lampengepumpten Cs-Magnetometern Lichtleiter mit einem Durchmesser im Zentimeterbereich, um ausreichend viel Pumplicht der Gasentladungslampe in die Magnetometerzelle einstrahlen zu können.

Hingegen kann bei Verwendung eines Lasers die gesamte Lichtleistung in Fasern mit einem Durchmesser von etwa 1 mm eingekoppelt werden. Eine zusätzliche Verkleinerung der Cs-Magnetometerzelle auf einen Durchmesser von 3 cm ermöglicht eine viel kompaktere Bauweise des Sensorkopfes im Vergleich zum lampengepumpten Cs-Magnetometer.

Die drei lasergepumpten Cs-Magnetometer wurden auf einer optischen Platte aus PVC rund um die  $^3\text{He}$ -Zelle installiert. Dieser Aufbau ist in Abbildung A.1 veranschaulicht. Die drei lasergepumpten Magnetometer wurden so montiert, dass die Verbindungsgerade ihrer jeweiligen Zellenmittelpunkte zum Mittelpunkt der  $^3\text{He}$ -Zelle bezogen auf die Grundebene der optischen Platte (x-y-Ebene) mit der y-Achse einen Winkel von etwa  $45^\circ$  einschließen. Somit ist gewährleistet, dass sie sich beim Betrieb des Testaufbaus im  $1 \mu\text{T}$ -Feld des Solenoiden im Bereich der maximalen aus der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession resultierenden Feldänderung befinden. Die Auslese der lasergepumpten Magnetometer erfolgte über einen ZiHF2 Lock-In-Verstärker von Zürich Instruments.



**Abbildung A.2.:** *Fourierspektrum von Magnetometer Cs1 (5) beim Betrieb aller Magnetometer im Single Mode. Neben den  $^3\text{He}$ - und 50 Hz Seitenbändern ergaben sich zwei zusätzliche Seitenbänder durch den Crosstalk der beiden anderen Magnetometer Cs2 und Cs3 [82].*

## A.1. Single-Mode

Bei einer ersten Messung wurden alle drei lasergepumpte Magnetometer gleichzeitig im „lock mode“<sup>1</sup> betrieben. Mit einem der drei Magnetometer (Cs1) wurde das in Abbildung A.2 gezeigte Fourierspektrum aufgenommen.

Man erkennt in der Mitte die Hauptträgerfrequenz des Cs-Signals (PPL). In einem Abstand von  $\pm 32$  Hz vom PPL-Signal befinden sich die durch die <sup>3</sup>He-Spinpräzession hervorgerufenen Seitenbänder. Zusätzlich zu den 50-Hz-Signalen findet man noch zwei weitere Seitenbänder bei  $\pm 15$  Hz und  $\pm 58$  Hz.

Durch die Feldgradienten des Spulensystems sehen die einzelnen Magnetometer an ihren jeweiligen Positionen ein etwas anderes Haltefeld. Dies führt in den RF-Spulen der einzelnen Magnetometer zu jeweils anderen Resonanzfrequenzen. Diese resultierenden Wechselfelder haben ein Übersprechen auf die anderen Magnetometer und erscheinen daher ebenfalls als Seitenbänder in dem Fourierspektrum der jeweils betrachteten Cs-Magnetometer. Dieser sogenannte „Crosstalk“ von Magnetometer Cs2 und Cs3 auf Magnetometer Cs1 ist im FFT-Spektrum der Abbildung A.2 erkennbar.

Bei einem Vergleich der von zwei verschiedenen Magnetometern gemessenen Frequenz der <sup>3</sup>He-Spinpräzession ergab sich ein Frequenzunterschied von nur 0,03 Prozent über einen Messzeitraum von 100 Sekunden [31].

## A.2. Master-Slave-Mode

In einer zweiten Messreihe wurden zwei der drei Magnetometer im sogenannten „Master-Slave-Mode“ betrieben. Das dritte Magnetometer war dabei ausgeschaltet. Im „Master-Slave-Mode“ wird ein Magnetometer (Master) im „lock mode“ betrieben. Die PLL-Frequenz des Masters wird zusätzlich dazu genutzt die RF-Spulen des zweiten Magnetometers (Slave) zu betreiben. Beide Magnetometer werden also mit derselben Resonanzfrequenz betrieben. Dieses Verfahren ist nur anwendbar, wenn sich die jeweiligen Flussdichten des Haltefeldes an den Positionen der beiden Magnetometer, bezogen auf die jeweilige PLL-Frequenz, nur um höchstens  $16 \text{ Hz}^2$  unterscheiden ( $\Delta\nu = \nu_{\text{Cs1}} - \nu_{\text{Cs2}} < 16 \text{ Hz}^2$ ). Dies entspricht gerade einer Flussdichtendifferenz von etwa 4,6 nT zwischen den Positionen der beiden Magnetometer im Haltefeld.

Die optische Platte mit den darauf montierten lasergepumpte Cs-Magnetometern und der <sup>3</sup>He-Zelle wurde so lange im Inneren des Spulensystems verschoben, bis der Unterschied in der PLL-Frequenz der beiden angeschalteten Magnetometer unterhalb von  $16 \text{ Hz}^2$  lag. Dann wurde eines der beiden Magnetometer als Master, das andere Magnetometer als Slave betrieben. Die zum Betrieb der RF-Spulen des Masters (Cs1) benutzte PLL-Frequenz wurde auch auf die RF-Spulen des Slave (Cs2) gegeben.

Abbildung A.3 zeigt das Fourierspektrum von Magnetometer Cs1 beim Betrieb von Cs1 und Cs2 im „Master-Slave-Mode“.

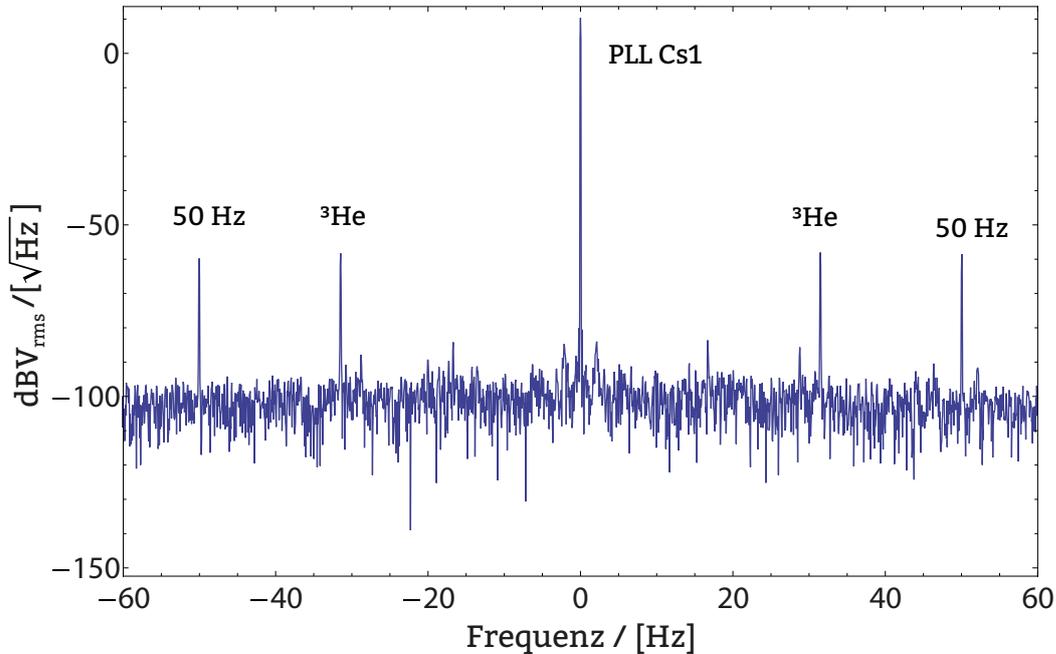
Da beide Magnetometer nun mit derselben Resonanzfrequenz betrieben wurden, kam es nicht mehr zum Übersprechen zwischen beiden Magnetometern. Die zuvor

<sup>1</sup>Im „lock mode“ werden die RF-Spulen resonant zur Frequenz des gemessenen Hauptträgersignals betrieben. Das jeweilige Cs-Magnetometer ist demnach auf sein Hauptträgersignal „geloct“.

<sup>2</sup>Diese  $16 \text{ Hz}^2$  entsprechen dabei gerade der Breite der Cs-Resonanzkurve.

in Abbildung A.2 sichtbaren „Crosstalk“-Seitenbänder von  $\text{Cs}_2$  sind in diesem Spektrum verschwunden.

Aus der Beobachtung des zeitlichen Abfalls der Amplitude des  $^3\text{He}$ -Signals konnte auch bei diesen Messungen im Solenoidenfeld eine  $T_2^*$ -Zeit von etwa einer Stunde ermittelt werden. Dies ist eine Bestätigung der in Abschnitt [6.5] aufgeführten Messungen.



**Abbildung A.3.:** *Fourierspektrum eines der lasergepumpten Cs-Magnetometer beim Betrieb zweier Magnetometer im „Master-Slave-Mode“ [82].*

Aus den bei diesen Messungen gewonnenen Daten wurde von den Fribourger Kollegen als vorläufiges Ergebnis eine Sensitivität für ein mit Cs-Magnetometern ausgelesenes  $^3\text{He}$ -Magnetometer von 80 pT pro 2 Sekunden Messzeit ermittelt.

Die große Diskrepanz zwischen diesem Wert und den angestrebten - und schon bei Messungen an der PTB nachgewiesenen - 50 fT pro 200 Sekunden Messzeit resultiert hauptsächlich aus der nicht ausreichend guten Feldqualität und Stabilität im  $^3\text{He}/\text{Cs}$ -Testaufbau. Im vorhandenen Aufbau ist es aufgrund von äußeren Störungen und daraus resultierenden Feldschwankungen nicht möglich, über den bei einem nEDM-Experiment angestrebten Messzeitraum von jeweils 200 Sekunden eine ideale Feldstabilität zu gewährleisten. Somit können in dem vorhandenen Aufbau keine Langzeitmessungen zur Bestimmung einer intrinsischen Sensitivität eines  $^3\text{He}/\text{Cs}$ -Magnetometers durchgeführt werden. Es ist daher geplant tiefere Messungen im BMSR-2 der PTB durchzuführen.

Eine detaillierte Beschreibung und vollständige Auswertung der oben beschriebenen Messungen wird in einer zurzeit laufenden Doktorarbeit [82] zu finden sein. In dieser Arbeit wird auch die in einem nEDM-Experiment erreichbare Sensitivität eines mit Cs-Magnetometern ausgelesenen  $^3\text{He}$ -Magnetometers tiefergehend untersucht werden.

# Anhang **B**

## Betriebsprogramm der Polarisatoreinheit

Die Programmierung des Steuerungsprogramms der Polarisatoreinheit erfolgte über die Software LabView von National Instruments. Die Benutzeroberfläche dieses Programms ist in Abbildung B.1 dargestellt. Man erkennt schematisch dargestellt den Kompressor mit Ventilblock sowie die beiden optischen Pumpzellen und zwei zylindrische Magnetometerzellen.

Im Graphen unten links wird der vom Polarimeter gemessene momentane Polarisationsgrad in den optischen Pumpzellen angezeigt.

Über drei Eingabefenster können vor Betrieb des Polarisators der gewünschte Pumpzellendruck (**Pumpzellen Soll**), der Druck im Gassystem (**Gassystem Soll**) und der zu erreichende Druck in der Füllzelle (**Füllzelle SOLL**) eingestellt werden. Wird der eingestellte Wert erreicht, leuchtet das zugehörige Licht auf.

Der Betrieb kann automatisiert oder manuell erfolgen:

### B.1. Manueller Betrieb

Nach Aktivierung der Schaltfläche **Manuell** oben rechts, können alle pressluftbetriebenen Ventile der Einheit manuell betätigt werden. Dazu muss der dem jeweiligen Ventil zugeordnete Knopf gedrückt werden. Im geöffneten Zustand eines Ventils leuchtet der zugehörige Knopf. Im vorliegenden Fall sind demnach die Ventile zum Drucksensor Barocell 10 am Einlassventil und über das Ventil V3 (Pumpe Kompressor) die Verbindung zwischen Kompressorinnenraum und der Pumpleitung PL4 geöffnet.

### B.2. Automatischer Betrieb

Rechts oben sind drei weitere Schaltflächen zu sehen:

- **Polarisation**

Nach Aktivierung dieses Knopfes arbeitet der Polarisator zyklisch:  $^3\text{He}$  wird in den optischen Pumpzellen polarisiert. Anschließend wird Gas vom Kompressor angesaugt und in die Füllzelle komprimiert. Frisches  $^3\text{He}$  aus dem Gassystem strömt in die optischen Pumpzellen, bis der Soll-Druck erreicht ist, und wird dort wiederum polarisiert usw. Dieser Vorgang wiederholt sich so lange, bis die

Arbeitszyklen entweder über den Stopp-Knopf angehalten werden oder aber in der Füllzelle der gewünschte Soll-Druck erreicht wird. Im diesem Fall leuchtet bei Erreichen des Füllzellen Soll-Drucks das Licht **Druck>SOLL**.

- **Einfüllen**

Bei Aktivierung werden das Ventil V5 (Auslass zum Schlauch) und die beiden Ventile an den Magnetometerzellen geöffnet und das Gas strömt durch die Transferleitung in die Magnetometerzelle. Nach etwa 3 Sekunden werden die Zellenventile geschlossen. Das Licht **MAGNETOMETERZELLEN** leuchtet, um anzuzeigen, dass die Zellen gefüllt sind. Nun wird Ventil V6 (Pumpe am Ventilblock) geöffnet und Transferschlauch und Ventilblock abgepumpt. Nach 20 Sekunden schließt sich Ventil V5 und der Polarisator ist wieder einsatzbereit, um neues Füllzellengas zu präparieren. Die Transferleitung wird weiterhin gepumpt.

- **Abpumpen**

Bei Aktivierung werden die Magnetometerzellenventile geöffnet und das Gas über die Transferleitung und Ventil V6 abgepumpt. Nach etwa zwei Minuten schließt sich die Verbindung zur Pumpe. Jetzt kann frisches polarisiertes  $^3\text{He}$  aus der Füllzelle in die Magnetometerzellen eingeleitet werden.

Bei der späteren Installation der Polarisatoreinheit am n2EDM-Experiment muss dieses Betriebsprogramm so in die bestehende Steuerung implementiert werden, dass die Abfolge der drei Vorgänge Polarisierung, Einfüllen und Abpumpen vollständig automatisiert erfolgt.

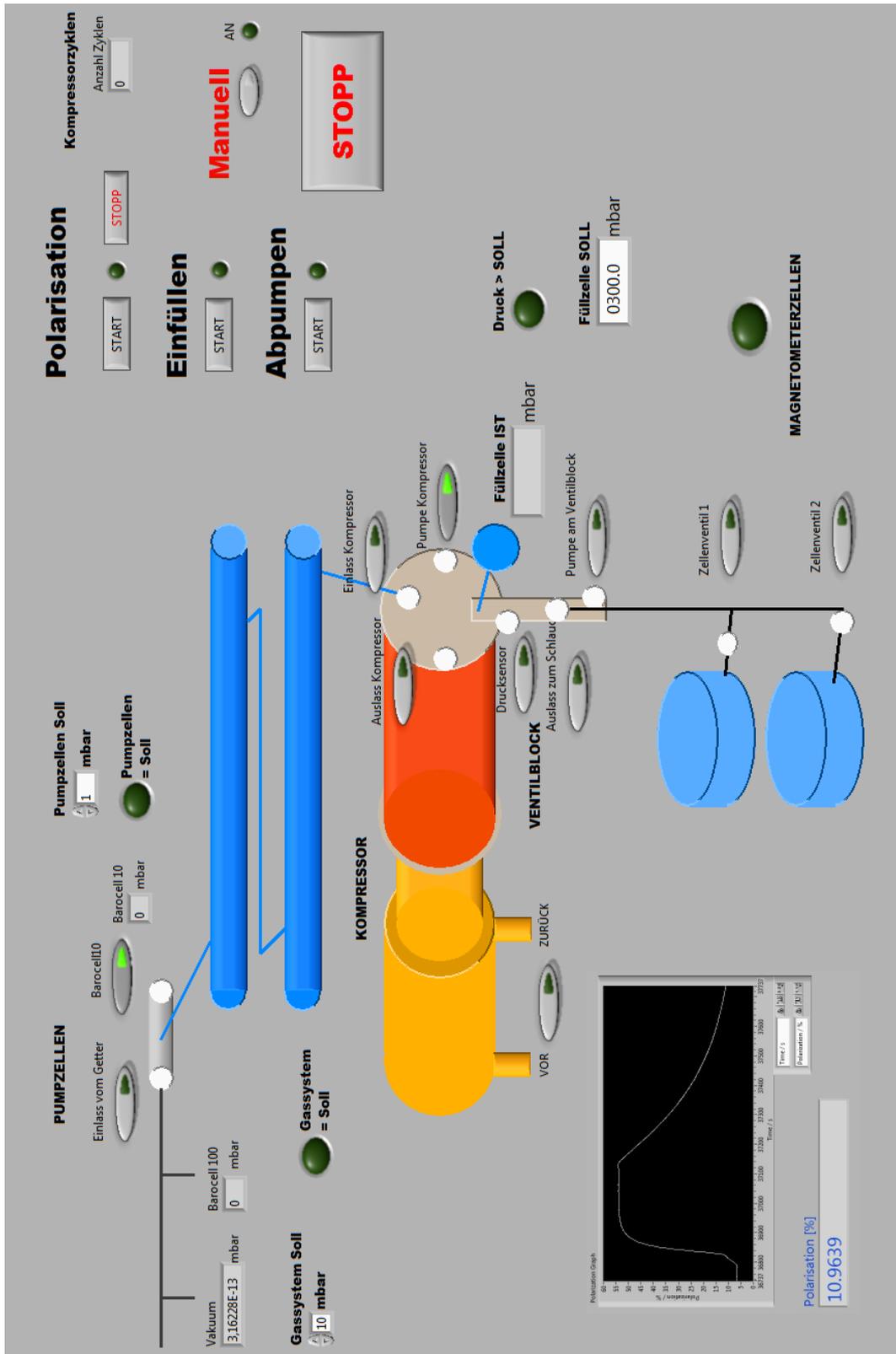


Abbildung B.1.: Benutzeroberfläche des Polarisatorbetriebsprogramms.

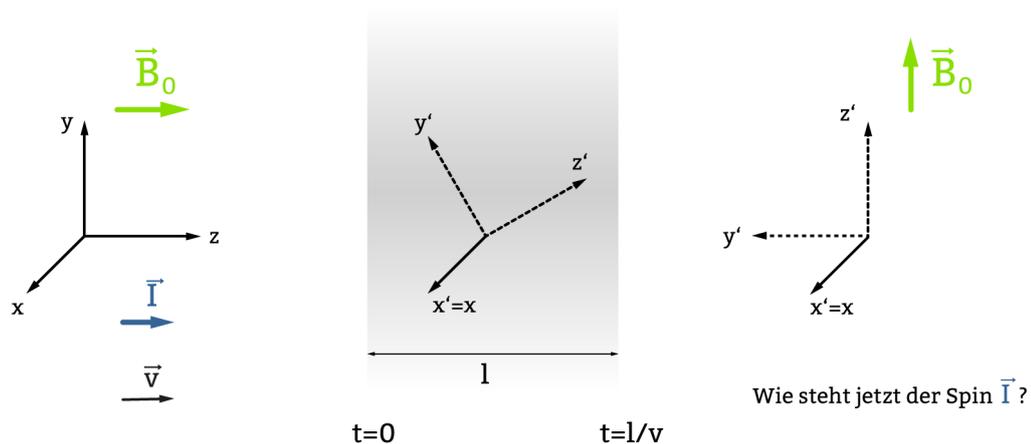


# Anhang **C**

## Transferverluste in Abhängigkeit von der Adiabasie der $^3\text{He}$ -Spins

Zur korrekten Abschätzung von Polarisationsverlusten bei Transfermessungen von  $^3\text{He}$  wie in Kapitel 5 und 8 muss die Adiabasie der einzelnen  $^3\text{He}$ -Spins bei der Strömung durch die jeweiligen Führungsfelder betrachtet werden.

Aufgrund der Bedingung  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  resultiert aus Gradienten des Führungsfeldes aus Sicht der  $^3\text{He}$ -Atome eine „Drehung“ der Magnetfeldrichtung. Nur wenn die einzelnen Spins „schnell“ genug möglichen gradientenbedingten Änderungen der Magnetfeldrichtung folgen können, bleibt die Polarisation vollständig erhalten. Ergeben sich hingegen aus der Drehung der Magnetfeldrichtung transversale Spinkomponenten, fallen diese mit der Zerfallskonstante  $T_2^*$  ab. Dies führt zu einem teilweisen Verlust an Polarisation beim Transfer durch Gradientenfelder. Folgende Abbildung beschreibt diesen Sachverhalt:



**Abbildung C.1.:** Adiabasie der  $^3\text{He}$ -Spins bei „Drehung“ der Magnetfeldrichtung der Führungsfelder.

Zur Zeit ( $t=0$ ) sind die Spins  $\mathbf{I}$  parallel zu Magnetfeldrichtung  $\mathbf{B}_0$  in  $z$ -Richtung

ausgerichtet und strömen mit der Geschwindigkeit  $v$  durch das Magnetfeld. Es gilt:

$$\mathbf{I} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ I_z \end{pmatrix} \quad (\text{C.1})$$

Dreht sich die Magnetfeldrichtung innerhalb einer Strecke  $l$  um einen Winkel  $\alpha$ , müssen die Spins innerhalb der Zeit ( $\Delta t = l/v$ ) dieser Felddrehung folgen, damit keine transversalen Spinkomponenten resultieren.

Die Bewegung eines einzelnen Spins  $\mathbf{I}$  kann dabei über die Blochgleichung beschrieben werden. Für die Komponenten des Spins  $\mathbf{I}'$  gilt nach der Zeit  $t$ :

$$I'_x = \frac{\omega_L \Omega}{\sqrt{\omega_L^2 + \Omega^2}} \left[ \cos \left( \sqrt{\omega_L^2 + \Omega^2} \cdot t \right) - 1 \right] \quad , \quad (\text{C.2})$$

$$I'_y = -\frac{\Omega}{\sqrt{\omega_L^2 + \Omega^2}} \cdot \sin \left( \sqrt{\omega_L^2 + \Omega^2} \cdot t \right) \quad , \quad (\text{C.3})$$

$$I'_z = -\frac{1}{1 + \Omega^2/\omega_L^2} \left[ 1 + \frac{\Omega^2}{\omega_L^2} \cos \left( \sqrt{\omega_L^2 + \Omega^2} \cdot t \right) \right] \quad . \quad (\text{C.4})$$

Hierbei ist  $\omega_L = \gamma_{^3\text{He}} \cdot B_0$  die Larmorfrequenz der  $^3\text{He}$ -Spins im Magnetfeld  $\mathbf{B}_0$  und es gilt:

$$\Omega = \frac{\alpha}{\Delta t} = \alpha \cdot \frac{v}{l} \quad . \quad (\text{C.5})$$

Für den Fall ( $\Omega \ll \omega_L$ ) ist der Übergang adiabatisch, d.h. die Spins können der Felddrehung „schnell“ genug folgen. Gilt jedoch ( $\Omega \gg \omega_L$ ) ergibt sich ein nicht-adiabatischer Übergang und es kommt aufgrund der resultierenden transversalen Spinkomponenten zu einem Verlust an Polarisation.

Für eine detaillierte und korrekte Abschätzung möglicher Transferverluste müssten obige Blochgleichungen für den Spin jedes einzelnen  $^3\text{He}$ -Atoms des transferierten Gases analytisch gelöst werden. Dies ist nur mittels einer Monte-Carlo-Simulation möglich. Solch eine Simulation konnte aus Zeitgründen im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden.

Allerdings ist die Genauigkeit der anderen zuvor aufgeführten Abschätzungen für mögliche Transferverluste hinreichend:

Für den Betrieb eines  $^3\text{He}$ -Magnetometers ist es nur notwendig, dass der Großteil der Kernspinpolarisation beim Transfer erhalten bleibt. Dies konnte in der vorliegenden Arbeit eindeutig gezeigt werden.

# Literaturverzeichnis

- [1] D. N. Spergel et al. Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Implications For Cosmology. *Astrophys. J. Supp.* 170, no.2, 377, 2007.
- [2] A. D. Sakharov. Violation of CP invariance, C asymmetry and baryon asymmetry of the universe. *JETP Lett.* 5, 24, 1967.
- [3] A. Riotto and M. Trodden. Recent Progress in Baryogenesis. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sc.* 49, 35, 1999.
- [4] D. Richardson R. Gollub and S. K. Lamoreaux. *Ultra-cold neutrons.* Taylor and Francis, 1991.
- [5] G. Lüders. Proof of the TCP theorem. *Ann. of Phys.* 2, no. 1, 1, 1957.
- [6] J. Beringer et al. The Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D* 86, 010001, 2012.
- [7] T. Lauer. Investigation of a superthermal ultracold neutron source based on solid deuterium converter for the TRIGA Mainz reactor. Dissertation, Universität Mainz, 2010.
- [8] K. Nakamura et al. Review of Particle Physics. *Journal of Physics G*, 37, 2010.
- [9] C. Amsler et al. The Review of Particle Physics. *Phys. Lett. B* 667, 1, 2008.
- [10] K. J. Kügler et al. Nestor - A magnetic storage ring for slow neutrons. *Nucl. Instr. A. Meth.* 228(2-3):240-258, 1985.
- [11] S. Materne et al. Penelope - on the way towards a new neutron lifetime experiment with magnetic storage of ultra-cold neutrons and proton extraction. *Nucl. Instr. A. Meth.* 611(2-3): 176-180, 2009.
- [12] A. Serebrov et al. Measurement of the neutron lifetime using a gravitational trap and low-temperature fomblin coating. *Phys. Lett. B*, 605/1-2): 72-78, 2005.
- [13] E. Fermi. *Ricerca Scientifica*, 13, 1936.
- [14] M. Daum F. Atchison, B. Blau. Diamondlike carbon can replace beryllium in physics with ultracold neutrons. *Phys. Lett. B* 642, 24-27, 2006.
- [15] M. Daum F. Atchison, B. Blau. Measurement of the Fermi potential of diamond-like carbon and other materials. *Nucl. Instr. A. Meth.* 260, 647-656, 2007.

- 
- [16] M. Daum Yu. Sobolev, Th. Lauer. Cubic boron nitride: a new prospective material for ultracold neutron application. Nucl. Instr. A. Meth. A 614, 416-467, 2010.
- [17] V. K. Ignatovich. The Physics of Ultracold Neutrons. Clarendon Press, Oxford, 1990.
- [18] D. J. R. May. A high precision comparison Of the gyromagnetic ratios of  $^{199}\text{Hg}$  Atom an the Neutron. Dissertation, University of Sussex, 1998.
- [19] A. Steyerl. A neutron turbine as an efficient source of ultracold neutrons. Nucl. Instr. Meth. 125, 461, 1975.
- [20] A. Steyerl. A new source of cold and ultracold neutrons. Phys. Lett. A 116, 347, 1986.
- [21] [www.ill.eu](http://www.ill.eu).
- [22] A. Saunders et al. demonstration of a solid deuterium source of ultra-cold neutrons. Phys. Lett. B 593, 55, 2004.
- [23] H. Yoshiki et al. Observation of ultracold-neutron production by 9-Angström cold neutrons in superfluid helium. Phys. Rev. Lett. 68, no 9, 1323, 1992.
- [24] R. Golub and J. M. Pendlebury. Super-thermal sources of ultra-cold neutrons. Phys. Lett. A 53, 133, 1975.
- [25] T. Zechlau. Parameterstudien an der neuen Quelle für ultrakalte Neutronen am TRIGA Mainz. Diplomarbeit, Mainz, 2012.
- [26] F. Atchison et al. Cold neutron energy dependent production of ultracold neutrons in solid deuterium. Phys. Rev. Lett. 99:262502, 2007.
- [27] N. F. Ramsey. A Molecular Beam Resonance Method with seperated Oscillating Fields. Phys. Rev. 78, no. 6, 695, 1950.
- [28] S. Groeger. Laser-pumped cesium magnetometers for the PSI-nEDM experiment. Dissertation, Universität Fribourg, 2005.
- [29] P. G. Harris. The Neutron EDM Experiment. arXiv:0709.3100v2, 2007.
- [30] J. M. Pendlebury P. G. Harris, D. J. R. May. The neutron edm experiment at ill. Nucl. Instr. A. Meth. 440(3), 479-482, 2000.
- [31] nEDM collaboration. Measurement of the Neutron Electric Dipole Moment. Progress Report 2011 of PSI Proposal R-05-03.1, 2011.
- [32] E.M. Purcell J. H. Smith and N. F. Ramsey. Experimental Limit to the Electric Dipole Moment of the Neutron. Phys. Rev. 108, no. 1, 120, 1957.
- [33] C. G. Shull and R. Nathans. Search for a Neutron Electric Dipole Moment by a Scattering Experiment. Phys. Rev. Lett. 16, no. 7, 384, 1967.
- [34] V. W. Cohen et al. Electric Dipole Moment of the Neutron. Phys. Rev. 177, no.5, 1942, 1969.

- 
- [35] S. Apostolescu et al. Upper Limit of the Electric Dipole Moment of the Neutron. *Phys. Roum. Phys* 15, 343, 1970.
- [36] I. S. Altarev et al. A Search for the Electric Dipole Moment of the Neutron Using Ultracold Neutrons. *Nucl. Phys. A* 342, 269, 1980.
- [37] I. S. Altarev et al. Search for the Neutron Electric Dipole Moment. *Nucl.* 59, 1152, 1996.
- [38] C. A. Baker et al. Improved Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron. *Phys. Rev. Lett.* 97, no. 13, 131801, 2006.
- [39] F. Bloch and A. Siegert. Magnetic Resonance for Nonrotating Fields. *Phys. Rev.* 57, no. 6, 522, 1940.
- [40] K. Green et al. Performance of an atomic mercury magnetometer in the neutron edm experiment. *Nucl. Instr. A. Meth. A*, 404(2-3),381-393, 1998.
- [41] C. A. Baker et al. The search for the neutron electric dipole moment at the Paul Scherrer Institut. *Phys. Pro.* 00, 1-9, 2010.
- [42] J. M. Pendlebury et al. Geometric-phase-induced false electric dipole moment signals for particles in traps. *Phys. Rev. A* 70, 032102, 2004.
- [43] P. G. Hariss and J. M. Pendlebury. Dipole-field contributions to geometricphase- induced false electric-dipole-moment signals for particles in traps. *Phys.Rev. A* 73, 014101, 2006.
- [44] N. du Fresne von Hohenesche. Speicherexperiment mit Ultrakalten Neutronen in Sitall am TRIGA-Reaktor Mainz. Diplomarbeit, Universität Mainz, 2009.
- [45] nEDM collaboration. Measurement of the Neutron Electric Dipole Moment. Progress Report 2010 of PSI Proposal R-05-03.1, 2010.
- [46] HD. Hahlbohm J. Bork and R. Klein. The 8-layered magnetically shielded room of the PTB: Design and construction. *Biomag*, 2000.
- [47] M. Wolf. Erzeugung höchster  $^3\text{He}$  Kernspinpolarisation durch metastabiles optisches Pumpen. Dissertation, Mainz, 2004.
- [48] Haken und Wolf. *Atom- und Quantenphysik*. Springer-Verlag, 1989.
- [49] P. J. Mohr et al. CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2006. *Review of Modern Physics*, Vol. 80, 2008.
- [50] A. B. Baranga S. Appelt. Theory of spin-exchange optical pumping of  $^3\text{He}$  and  $^{129}\text{Xe}$ . *Physical Review A*, 58(2), 1998.
- [51] A. Nikiel et al. Metastability exchange optical pumping of  $^3\text{He}$  at high pressure and high magnetic field for medical applications. *Eur. Phys. J. Special Topics* 144, 255-263, 2007.
- [52] P.-J. Nacher G. Tastevin K. Kiersnowski T. Dohnalik E. Courtade, F. Marion. Magnetic field effects on the 1083 nm atomic line of helium. *Eur. Phys. J. D* 21, 25-55, 2002.

- 
- [53] F. M. Pipkin S. D. Rosner. Hyperfine Structure of the  $2\ ^3S_1$  state of  $^3\text{He}$ . *Phys. Rev. A* 1, 571-586, 1970.
- [54] W. Happer. Optical pumping. *Rev. Mod. Phys.* 44:2, 169-250, 1972.
- [55] M. Leduc N. P. Bigelow, P. J. Nacher. Accurate optical measurement of nuclear polarization in optically pumped  $^3\text{He}$  gas. *J. Phys. II France* 2, 2159, 1992.
- [56] W. Happer G. D. Cates, S. R. Schaefer. Relaxation of spins due to field inhomogeneities in gaseous samples at low magnetic fields an low pressure. *Phys. Rev. A* 37:8, 2877-2885, 1988.
- [57] C. R. Wilke and C. Y. Lee. Estimation of Diffusion Coefficients for Gases and Vapors. *Ind. Eng. Chem. Res.* 47(6): p. 1253-1257, 1955.
- [58] M. Leduc R. Barbe and F. Laloe. Resonance magnetique en champ de radiofrequence inhomogene - 2 e partie: Verifications experimentales; mesure du coefficient de self-diffusion de  $^3\text{He}$ . *J. Phys. France*, 35:935, 1974.
- [59] S. Karpuk E. Otten. Phelinet User's Guide for  $^3\text{He}$ -Vessels and Spin Boxes. Universität Mainz, 2008.
- [60] E. W. Otten et al. J. Schmiedeskamp, W. Heil. Paramagnetic relaxation of spin polarized  $^3\text{He}$  at bare glass Surfaces. Part I. *Eur. Phys. J. D.*, 38, 427-438, 2006.
- [61] E. W. Otten et al. A. Deninger, W. Heil. Paramagnetic relaxation of spin polarized  $^3\text{He}$  at coated glass Walls. Part II. *Eur. Phys. J. D.*, 38, 439-443, 2006.
- [62] W. Heil et al. J. Schmiedeskamp, H. J. Elmers. Relaxation of spin polarized  $^3\text{He}$  by magnetized ferromagnetic Contaminants. Part III. *Eur. Phys. J. D.*, 38, 445-454, 2006.
- [63] G. D. Cates W. Happer H. Middleton N. R. Newbury, A. S. Barton. Gaseous  $^3\text{He}$ - $^3\text{He}$  magnetic dipolar spin relaxation. *Phys. Rev. A* 48:6, 4411-4420, 1993.
- [64] N. R. Newbury. Gaseous  $^3\text{He}$ - $^3\text{He}$  magnetic dipolar spin relaxation:. *Phys. Rev. A* 48:6, 4411-4420, 1993.
- [65] B. Saam et al. Nuclear relaxation of  $^3\text{He}$  in the presence of  $\text{O}_2$ . *Phys. Rev. A*, 52(1):862-865, 1995.
- [66] D. D. McGregor. Transverse relaxation of spin-polarized  $^3\text{He}$  gas due to a magnetic field gradient. *Phys. Rev. A*, 41(5):2631-2635, 1990.
- [67] K. Lenz. Test eines  $^3\text{He}$ -Magnetometers für ein nEDM Experiment am PSI. Diplomarbeit, Universität Mainz, 2009.
- [68] K. Tullney. Test der Lorentzinvarianz mit Hilfe eine  $^3\text{He}$ - $^{129}\text{Xe}$ -Komagnometers. Diplomarbeit, Universität Mainz, 2009.
- [69] C. Gemmel. Test of Lorentz Symmetry with a  $^3\text{He}$ - $^{129}\text{Xe}$  Clock-Comparison Experiment. Dissertation, Universität Mainz, 2010.
- [70] H. Weinstock. SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication and Applications. Springer, 1996.

- 
- [71] M. S. Kay. Fundamentals of statistical signal processing. Estimation theory. Prentice-Hall, 1993.
- [72] C. Gemmel et al. Ultra-sensitive magnetometry based on free precession of nuclear spins. EPJ D, 57, 303-320, 2010.
- [73] N. F. Ramsey. Resonance transitions induced by perturbations at two or more frequencies. Phys. Rev. 100(4):1191-1194, 1955.
- [74] G. Bison. Development of an optical cardio-magnetometer. Dissertation, Universität Fribourg, 2004.
- [75] F. Bloch. Nuclear Induction. Phys. Rev., 70(7-8), 460-474, 1946.
- [76] G. Bison R. Wynands, A. Weis. Optimization and performance of an optical cardiomagnetometer. J. Opt. Soc. Am., 22: 77-87, 2005.
- [77] M. V. Balabas Y. V. Borisov, E. B. Aleksandrov. A noise-immun cesium magnetometer. Instruments and Experimental Techniques, 50, 2007.
- [78] M. Ebert. Technische Realisierung eines leistungsstarken Polarisators und Kompressors für  $^3\text{He}$  für medizinische MR Tomographie. Dissertation, Universität Mainz, 2000.
- [79] T. Großmann. Vervollständigung des  $^3\text{He}$ -Kreislaufs zur geschwindigkeitsselektiven  $^3\text{He}$ -Magnet-Resonanz-Tomographie. Dissertation, Universität Mainz, 2000.
- [80] Gerthsen. Lehrbuch Physik. Springer-Verlag, 1989.
- [81] U. Leute. Physik und ihre Anwendung in Technik und Umwelt. Hanser-Verlag, 2004.
- [82] H. C. Koch. Cs/ $^3\text{He}$ -Magnetometry. Dissertation Universität Fribourg und Universität Mainz, to be published.
- [83] nEDM collaboration. Measurement of the Neutron Electric Dipole Moment. Progress Report 2009 of PSI Proposal R-05-03.1, 2009.
- [84] D. Neumann. Untersuchung der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession mit einem lampengepumpten Cs-Magnetometer in einer Glaszelle bei kleinem Druck. Diplomarbeit, Universität Mainz, 2011.
- [85] S. Czekaj M. Daum, T. Brys. Magnetic field stabilization for magnetically shielded volumes by external field coils. J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol., 110, 2005.
- [86] R. Hoffmann. Signalanalyse und -erkennung. Eine Einführung für Informationstechniker. Springer-Verlag, 1998.
- [87] Y. Sobolev. Private Konversation und technische Ratschläge, 2011.
- [88] S. Kubo I. Sasada and K. Harada. Effective shielding for low-level magnetic fields. Journal of Applied Physics, 64(10), 5696-5698, 1988.

- [89] Sasada et al. Design of a large-scale vertical open-structure cylindrical shield employing magnetic shaking. *Journal of Applied Physics* 87, 9: 5962-5964, 2000.
- [90] E. Paperno and I. Sasada. Effect of magnetic anisotropy on magnetic shaking. *Journal of Applied Physics*, 85(8), 4645-4647, 1999.
- [91] J. Hasse. Charakterisierung und Optimierung eines  $^3\text{He}$ -Kompressors. Diplomarbeit, Universität Mainz, 2000.
- [92] A. E. Morbach. Diffusionsgewichtete Helium-3 Magnetresonanztomographie zur Untersuchung der Lunge. Dissertation, Universität Mainz, 2006.
- [93] S. Hiebel. Methodische und technische Weiterentwicklung der  $^3\text{He}$ -MRT im Hinblick auf erweiterte lungendiagnostische Anwendungsmöglichkeiten. Dissertation Universität Mainz, 2006.
- [94] J. Klemmer. Untersuchung zum optischen Pumpen von  $^3\text{He}$  hinsichtlich der Entwicklung eines kompakten Polarisators. Diplomarbeit, Universität Mainz, 2008.
- [95] R. Jera. Private Konversation und technische Ratschläge, 2010.
- [96] C. Hauke. Konstruktion einer kompakten Anlage für die Polarisation von  $^3\text{He}$ . Diplomarbeit, Universität Mainz, 2009.
- [97] O. Endner. Aufbau eines kompakten magnetisch abgeschirmten  $^3\text{He}$ -Polarisators. Diplomarbeit, Universität Mainz, 2008.
- [98] L. Funke. Private Konversation und technische Ratschläge, 2011.
- [99] S. Zimmer. Optimierung eines  $^3\text{He}$ -Magnetometers für das n2EDM-Experiment. zukünftige Diplomarbeit, Universität Mainz, to be published 2013.

# Abbildungsverzeichnis

1.1.	Wirkung des Paritätsoperators ( $P(\mathbf{r}) \rightarrow -\mathbf{r}$ ) bzw. des Zeitumkehroperators ( $T(t) \rightarrow -t$ ) auf Spin ( $\mathbf{I}$ ) und EDM ( $\mathbf{d}$ ) eines Neutrons. . . . .	7
1.2.	Energieaufspaltung des Neutrons in einem Magnetfeld $\mathbf{B}$ und einem elektrischen Feld $\mathbf{E}$ bei Vorhandensein eines nEDM und in Abhängigkeit der Ausrichtung der Felder zueinander: Links: $\mathbf{B}$ und $\mathbf{E}$ stehen antiparallel zueinander. Rechts: $\mathbf{B}$ und $\mathbf{E}$ stehen parallel zueinander. . . . .	8
2.1.	Ramsey Methode der separaten oszillierenden Felder [28]: Links: Resonanzfall $\omega_{\text{RF}} = \omega_{\text{L}}$ . Rechts: Verstimmung zwischen eingestrahlter Frequenz $\omega_{\text{RF}}$ und Larmorfrequenz $\omega_{\text{L}}$ . Weitere Erklärung siehe Text. . . . .	18
2.2.	Ramsey-Resonanz-Kurve [29]: Neutronenzählrate mit Spin Up in Abhängigkeit von der Frequenz des Oszillators. Der blaue Pfeil markiert die Resonanzfrequenz. Die schwarz markierten Punkte dienen als Arbeitspunkte. . . . .	19
2.3.	Aufbau des OILL-Experiments am ILL bzw. nEDM am PSI [29]. Erläuterung siehe Text. . . . .	23
2.4.	Vergleich zwischen der über die Ramsey-Methode gemessenen Präzessionsfrequenz der Neutronen (blau) und der Neutronen-Frequenz nach Normalisierung mit der Magnetfeldmessung des Hg-Magnetometers (rot). Ein Datenpunkt gibt dabei die mittlere Frequenz während eines Ramsey-Zyklus wieder [29]. . . . .	25
2.5.	Die Größe der $T_{2,\text{Hg}}^*$ -Zeit des Hg-Magnetometers gemessen über mehrere Messzyklen. Die Abnahme in der transversalen Relaxationszeit $T_2^*$ korreliert mit dem Umschalten des elektrischen Feldes [40]. . . . .	28
2.6.	Schnittzeichnung der geplanten n2EDM-Spektrometerkammer: (1) UCN-Speicherkammern, (2) Neutronenleiter, (3) Hochspannungselektrode, (4) $^{199}\text{Hg}$ -Polarisationskammer, (5) $^3\text{He}$ -Magnetometerzellen, (6) lasergepumpte Cs-Magnetometer [45]. . . . .	31
2.7.	Abschirmung und äußerer Aufbau des geplanten n2EDM: (1) Spektrometerkammer, (2) Vakuumkammer, (3) Innere zylindrische Mumetallabschirmung, (4) 5-lagige kubische äußere Abschirmung, (5) supraleitender Magnet zur Polarisation der Neutronen [45]. . . . .	32

- 2.8. Skizze des n2EDM-Experiments mit ultrakompakten  $^3\text{He}$ -Polarisator:  
 (1) Spulensystem zur Erzeugung des Magnetfeldes  $\mathbf{B}_0$ , (2) Cs-Magnetometer, (3)  $^3\text{He}$ -Magnetometerzelle, (4) Neutronenleiter, (5) Shutter zum Befüllen der Speicherzellen, (6) UCN-Speicherzellen, (7) Magnetometerzellenventil, (8) magnetische Abschirmung, (9) unmagnetischer Kolbenkompressor, (10)  $^3\text{He}$ -Füllzelle, (11) optische Pumpzelle für  $^3\text{He}$ , (12) Transferleitung und (13)  $^3\text{He}$ -Reservoir. . . . . 35
- 3.1. Links: Termschema von  $^3\text{He}$  mit den beim optischen Pumpen relevanten Übergängen.  
 Rechts: Ausschnitt des Termschemas mit den neun Hyperfeinlinien C1-C9 zwischen den Zuständen  $2\ ^3\text{S}_1$  und  $2\ ^3\text{P}_{0,1,2}$ . . . . . 38
- 3.2. Optischer Pumpprozess über die C8- bzw. C9-Linie bei Verwendung von links zirkular polarisiertem  $\sigma^-$ -Licht. Entvölkerung der Zustände mit größerem  $m_F$  zugunsten der mit niedrigerem  $m_F$ . . . . . 40
- 3.3. Darstellung des Stromlinienbildes der magnetischen Flussdichte innerhalb der n2EDM-Abschirmung resultierend aus der Magnetisierung der  $^3\text{He}$ -Atome:  
 (1)  $^3\text{He}$ -Magnetometerzellen und (2) UCN Speicherzellen. Die Magnetisierung ist in x-Richtung ausgerichtet und ergibt sich aus einer  $^3\text{He}$ -Polarisation von 55 Prozent und einem Druck von 2 mbar [67]. Zusätzlich ist eines der Cs-Magnetometer (weiß) eingezeichnet. Es befindet sich an einer Position, wo die aus der  $^3\text{He}$ -Magnetisierung resultierende Flussdichte parallel zum Haltefeld  $\mathbf{B}_{0z}$  gerade maximal ist. . . . . 49
- 3.4. Differenz  $\Delta B$  der zusätzlichen Magnetfelder in z-Richtung in Abhängigkeit vom Flipwinkelfehler und dem Unterschied in der Polarisation zwischen oberer Magnetometerkammer ( $P_o$ ) und unterer Magnetometerkammer ( $P_u$ ) [67]. . . . . 52
- 4.1. Links: Feinstruktur- und Hyperfeinstrukturaufspaltung der  $6\ \text{S}_{1/2}$  und  $6\ \text{P}_{1/2}$ -Zustände von  $^{133}\text{Cs}$ .  
 Rechts: Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinstruktur. Die Aufspaltung der einzelnen  $m_f$ - bzw.  $M_F$ -Unterniveaus ist abhängig von Wert und Vorzeichen der zugehörigen Lande-Faktoren  $g_f$  bzw.  $g_F$ . . . . . 54
- 4.2. Links: Optisches Pumpen mit  $\sigma^+$ -Licht zwischen den verschiedenen Zeeman-Niveaus  $6\ \text{S}_{1/2}$ ,  $F=4$  und  $6\ \text{P}_{1/2}$ ,  $f=3$  der Hyperfeinstruktur. Die Zerfallskanäle sind als blaue Pfeile eingezeichnet. Befinden sich alle  $^{133}\text{Cs}$ -Atome in einem der Dunkel-Zustände  $|F=4, M_F=3, 4\rangle$  wird kein  $\sigma^+$ -Pumplicht mehr absorbiert.  
 Rechts: Besetzungszahlverhältnis der Grundzustände  $F=3$  und  $F=4$  mit einer durch optisches Pumpen generierten Gleichgewichtspolarisation  $P_0 < 1$  unter Berücksichtigung von Relaxationsmechanismen. . . . . 55
- 4.3.  $M_z$ -Konfiguration eines Cs-Magnetometers:  
 Pumplicht und Haltefeld sind parallel zueinander ausgerichtet. . . . . 56
- 4.4. Präzession des Magnetisierungsvektors  $\mathbf{M}$  im Laborsystem um die z-Achse mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega_L$ . . . . . 58
- 4.5. Aufbau des verwendeten lampengepumpten Cs-Magnetometers bestehend aus Gasentladungslampe (1), Sensorkopf (2-8) und Ausleseelektronik (9-11). Details siehe Text. . . . . 59

- 5.1. Schematische Darstellung des Experiments:  
 (1) Umfüllsystem mit 5 Gauß Haltefeld, (2) Füllzelle mit 150  $\mu\text{T}$  Transport- und Führungsfeld, (3) abpumpbares Einfüllsystem mit unmagnetischem Ventil an der Magnetometerzelle, (4) magnetische Abschirmung und Vakuumtank des nEDM-Experiments mit 1  $\mu\text{T}$  Arbeitsfeld und Spule zum Auslösen den  $\pi/2$ -Spinflips und (5)  $^3\text{He}$ -Magnetometerzelle umgeben von Cs-Magnetometern. . . . . 63
- 5.2. Links: Helmholtzspulenpaar zur Lagerung von Transportzelle und Umfüllsystem.  
 Rechts: Detailansicht von Transportzelle mit polarisiertem  $^3\text{He}$  (1), Füllzelle (2) und Umfüllsystem (3). . . . . 64
- 5.3. Füllsystem mit Ventil (1) zum Abpumpen von Schlauch und Magnetometerzelle, Ventil (2) zum Befüllen der Magnetometerzelle mit polarisiertem  $^3\text{He}$ -Gas, Füllzelle (3) und Schlauch, der durch den oberen Kamin der Abschirmung bis zur Magnetometerzelle reicht (4) . . . . 65
- 5.4. Magnetfeldverlauf vom Zentrum der Transportspule bis in die Mitte der magnetischen Abschirmung. . . . . 66
- 5.5. Fettgedichtete Magnetometerzelle (1) mit angeschlossenen unmagnetischem und pneumatisch steuerbarem Plastikventil (2). . . . . 67
- 5.6. Simulation der aus der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession hervorgerufenen Feldänderung des Haltefeldes  $\mathbf{B}_{0z}$  bei einem Magnetometerzellendruck von 1 mbar und einer Polarisation von 100 Prozent.  
 Die Bereiche der maximalen Feldänderung befinden gerade oberhalb bzw. unterhalb des vollen Magnetometerzelleninnendurchmessers. Die Cs-Magnetometer werden daher so platziert, dass sich die Mittelpunkte der Cs-Magnetometerzellen jeweils in einem radialen Abstand von 17,5 cm und einer Höhe von  $\pm 5,5$  cm bezogen auf den Mittelpunkt der  $^3\text{He}$ -Magnetometerzelle befinden. Die Zahlen geben die Feldänderung in z-Richtung auf den jeweiligen Äquipotentiallinien in pT an. . . . . 71
- 5.7. Links:  $^3\text{He}$ -Magnetometerzelle mit insgesamt acht paarweise angeordneten Cs-Magnetometern. Eines der Cs-Magnetometer wurde für Abschirmungstests mit einer Aluminiumkappe versehen.  
 Rechts: Detailaufnahme von zwei im Gradiometermodus angeordneten Cs-Magnetometern. . . . . 72
- 5.8. FFT-Spektrum eines der Cs-Magnetometer mit sichtbaren  $^3\text{He}$ -Spinpräzessionssignalen (mit roten Pfeilen markiert). Die Amplitude ist in  $V_{\text{rms}} = V/\sqrt{2}$  angegeben. . . . . 74
- 5.9. Inverse gemessene  $T_2^*$ -Zeiten in Abhängigkeit vom Magnetometerzellendruck p. . . . . 76
- 6.1. Lampengepumptes Cs-Magnetometer von der Gruppe um A.Weis, Fribourg: (1) Sensorkopf, (2) Gasentladungslampe und (3) Magnetometerelektronik. . . . . 79
- 6.2. 4-lagiges Mumetallschild nach der Anlieferung vom PSI im November 2010. Die Stülpedeckel der einzelnen Mumetall-Lagen sind abgenommen. Die Entgaßungsspulen sind als weiße Kabel zu erkennen. . . . 80

- 
- 6.3. Skizze der vierlagigen magnetischen Abschirmung. Zusätzlich sind die Testspule (rot) und das Cs-Magnetometer (blau), die bei den in diesem Abschnitt beschriebenen Messungen zur Charakterisierung der Abschirmung verwendet wurden, eingezeichnet (nicht skaliert). Links oben ist das im Folgenden verwendete Koordinatensystem abgebildet. 81
- 6.4. Messung der Stabilität der Cs-Magnetometerfrequenz über einen Zeitraum von 24 Stunden bei einem angelegten Magnetfeld mit einer Flussdichte von etwa  $2 \mu\text{T}$ . . . . . 82
- 6.5. Messungen des Untergundrauschens beim Betrieb des Cs-Magnetometers im Testsolenoiden. Das  $1/f$ -Rauschen startet bei  $0,05 \text{ Hz}$  und geht oberhalb von  $5 \text{ Hz}$  ins weiße Rauschen über. . . . . 83
- 6.6. Geometrische Anordnung von Cs-Magnetometerzelle und  $^3\text{He}$ -Zelle zur Maximierung des vom Cs-Magnetometers wahrgenommenen  $^3\text{He}$ -Spinpräzessionssignals. Details siehe Text. . . . . 85
- 6.7. Skizze des Spulensystems bestehend aus Solenoid und Cosinusspule mit den zugehörigen Bemaßungen. Nähere Beschreibung siehe Text. . 87
- 6.8. Verlauf der magnetische Flussdichte  $B_{y,\text{Sol}}$  des vom Solenoiden erzeugten longitudinalen Magnetfeldes entlang der Zylinderachse. . . . 88
- 6.9. Verlauf der magnetische Flussdichte  $B_{z,\text{Cos}}(y)$  des von der Cosinusspule erzeugten transversalen Magnetfeldes entlang der Zylinderachse ( $y$ -Richtung). . . . . 90
- 6.10. Die einzelnen Bestandteile des Spulensystems:  
 Links: Cosinusspule mit den über die Mantelfläche geführten Leiterschleifen.  
 Mitte: Solenoid mit den einzelnen Spulensegmenten.  
 Rechts: Vorderseite des Spulensystems mit Zugang zum inneren Papprohr und kleinem Plexiglasdeckel mit Aluminiumverschraubungen zum Schließen der Leiterschleifen. . . . . 91
- 6.11. Aufbau der Entgaßungsapparatur:  
 Die kleinere Spule mit einem Kern aus gegeneinander isolierten Metallstreifen lässt sich über einen Schrittmotor aus dem Inneren der großen Spule heraus verfahren. Die große Spule ist an eine Stromquelle mit  $2 \text{ Ampere}$  und  $50 \text{ Hz}$  Wechselstromfrequenz angeschlossen. Die kleine Spule ist mit den Entgaßungsspulen des Spulensystems verbunden. . . . . 93
- 6.12. Gemessenes Rauschen beim Betrieb des Cs-Magnetometers im Magnetfeld des Solenoiden.  
 Oben: Vor dem Aufbringen der Metglasabschirmung. Das Rauschen oberhalb von  $1 \text{ Hz}$  liegt bei etwa  $1,5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Peakstruktur bei  $0,9 \text{ Hz}$ .  
 Unten: Mit zusätzlicher Metglasabschirmung und Entgaßung. Rauschen oberhalb von  $4 \text{ Hz}$  etwa  $0,2 - 0,3 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Peakstruktur bei  $8 \text{ Hz}$ . Die Ursache der verschiedenen Peakstrukturen ist nicht abschließend zu klären. . . . . 95

- 6.13. Gemessenes Rauschen beim Betrieb des Cs-Magnetometers im Magnetfeld der Cosinusspule.  
 Oben: Vor dem Aufbringen der Metglasabschirmung. Das Rauschen oberhalb von 1 Hz liegt bei etwa  $0,6 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ .  
 Unten: Mit zusätzlicher Metglasabschirmung und Entgaßung. Rauschen oberhalb von 1 Hz etwa  $0,2 - 0,3 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Peakstruktur bei 7 Hz. Die Ursache der verschiedenen Peakstrukturen ist nicht abschließend zu klären. Mit zusätzlicher Metglasabschirmung ergibt sich für das Magnetfeld der Cosinusspule eine deutliche Abnahme des  $1/f$ -Rauschens. . . . . 96
- 6.14. Aufbau der  $^3\text{He}/\text{Cs}$ -Testanlage:  
 (1) Laser mit 1083 nm Wellenlänge, (2) Teleskop zur Aufweitung des Laserstrahls und  $\lambda/2$  zum Einstellen der Polarisationsrichtung, (3) Shutter zum Blocken des Laserlichts, (4) Polarisationsstrahlteilerwürfel mit angekittetem  $\lambda/4$ , (5) Cs-Magnetometer, (6)  $^3\text{He}$ -Zelle, (7) Spiegel zur Reflexion des Laserlichts, (8) OPN zur Überwachung der Polarisation, (9) Frequenzgenerator zum Auslösen des  $\pi/2$ -Pulses, (10) Messrechner mit DAQ-Karte und (11) Frequenzgenerator zum Betrieb der Gasentladung.  
 Die Komponenten (2)-(8) sind auf einer Plexiglasplatte montiert und befinden sich im Inneren des Spulensystems. . . . . 97
- 6.15. Links: Fluoreszenzspektrum der Monitorfaser des zu  $^3\text{He}$ -Polarisation verwendeten Lasers.  
 Rechts: Aufbau zur Aufnahme des Fluoreszenzspektrums. (1) Kollimator der Monitorfaser, (2)  $^3\text{He}$ -Zelle mit brennender Gasentladung und (3) Photodiode zur Registrierung des emittierten Lichtes. . . . . 98
- 6.16. Links: Aufbau des Polarimeters mit Flüssigkeitskristall. Von links nach rechts:  $\lambda/4$ -Verzögerer, schaltbarer  $\lambda/2$ -Flüssigkeitskristallverzögerer, linearer Polarisator, Interferenzfilter und Photodiode. Alle Komponenten jeweils für eine Wellenlänge von 668 nm.  
 Rechts: Größenvergleich zwischen dem kompakten Polarimeter und einer 1-Cent Münze. . . . . 100
- 6.17. Innerer Aufbau der  $^3\text{He}/\text{Cs}$ -Testanlage:  
 (1) Laserfaser und Teleskop, (2) Polarisationsstrahlteilerwürfel mit angekittetem  $\lambda/4$ -Plättchen, (3) pneumatischer Shutter, (4) Teslaspule zum Zünden der Gasentladung, (5)  $^3\text{He}$ -Zelle, (6) lampengepumptes Cs-Magnetometer, (7) Spiegel und (8) Polarimeter. Die  $^3\text{He}$ -Zelle und das Cs-Magnetometer sind so angeordnet, dass die Verbindungsgerade der beiden Zellenmittelpunkte mit der Solenoidenachse und dem  $\mathbf{k}$ -Vektor des Laserlichts einen Winkel von  $45^\circ$  einschließt. . . . . 102
- 6.18. FFT-Spektrum des Cs-Magnetometers bei  $^3\text{He}$ -Spinpräzession um die Achse des Solenoidenfeldes.  
 Angedeuteter Verlauf des Cs-Peaks ohne  $1/f$ -Rauschen (rot). . . . . 104
- 6.19. Zeitlicher Abfall der  $^3\text{He}$ -Signalamplituden und daraus errechnete  $T_2^*$ -Zeit von etwa 60 Minuten bei der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession im Magnetfeld des Solenoiden. . . . . 105
- 6.20. FFT-Spektrum des Cs-Magnetometers bei  $^3\text{He}$ -Spinpräzession im Feld der Cosinusspule.  
 (Rot) Angedeuteter Verlauf des Cs-Peaks ohne  $1/f$ -Rauschen. . . . . 107

- 6.21. Zeitlicher Abfall der  $^3\text{He}$ -Signalamplituden und daraus errechnete  $T_2^*$ -Zeit von etwa 50 Minuten bei der  $^3\text{He}$ -Spinpräzession im Magnetfeld der Cosinusspule. . . . . 108
- 7.1. Schematischer Aufbau des ultrakompakten Polarisators. Von oben nach unten:  
Gassystem, Laser und optische Komponenten, optische Pumpzellen, Kompressor und Füllzelle. Nähere Erklärungen siehe Text. . . . . 111
- 7.2. Foto des Gassystems:  
(1) Gasflasche mit  $^3\text{He}$ , (2) Druckminderer, (3) Flussregler, (4) Drucksensor, (5) SAES-Getter, (6) Vakuumsensor, Pfeile: Verbindung zum Einlassventil (EV) bzw. zu den Pumpleitungen PL1 und PL2. . . . . 113
- 7.3. Links: Schnittzeichnung durch den Einlassventilblock.  
Rechts: Einer der beiden Ventilstößel. Details siehe Text. . . . . 114
- 7.4. Links: Erstes Pumpzellenpaar.  
Rechts: Durch den Kleber hervorgerufener Spannungsriss in einem der vier Glasflansche. . . . . 116
- 7.5. Links: Schnittzeichnung der Pumpzellendichtung: Fettdichtung auf dem äußeren Flanschring zwischen Quarzfenster und Flansch (rot), Dichtringe (grün), Klemmeninnenraum (hellblau), Anschluss zum differentiellen Pumpen (blau), Überwurfring (1) und Halbschale (2).  
Rechts: Testflansch mit Fettdichtung und differentiellem Pumpen an einer Pumpstation. . . . . 119
- 7.6. Links: Glas-Kupferbalg-Verbindung zum spannungsfreien Anschluss der Pumpzellen an Einlassventil und Kompressorkopf.  
Rechts: Verbindung der optischen Pumpzellen zum Kompressorkopf. . 120
- 7.7. Optisches System der Polarisatoreinheit. Beschreibung siehe Text. . . 120
- 7.8. Optisches System:  
(1) Faserkollimator und drehbares  $\lambda/2$ -Plättchen, (2) Teleskop, (3) Spiegel S1, (4) Spiegel S2, (5) Polarisationsstrahlteilerwürfel PST1 und PST2 mit angekittetem  $\lambda/4$ -Plättchen und (6) optische Pumpzellen. . . . . 121
- 7.9. Bestandteile des unmagnetischen Kolbenkompressors:  
(1) Pumpzellenventil, (2) Füllzellenventil, (3) Pumpenventil, (4) Kolbenstange, (5) Heliumkolben, (6) Arbeitskolben, (7) Pumpflansch zum differentiellen Pumpen des Kolbenzwischenraums, (8) Pumpflansch zum Abpumpen des Kolbenrückraums. (a) Arbeitsstellung des Kolbensystems beim Einlassen von frischem Gas aus den optischen Pumpzellen, (b) Arbeitsstellung des Kolbensystems nach der Kompression des polarisierten  $^3\text{He}$ .  
Die Pfeile markieren den bei den jeweiligen Arbeitsstellungen aktivierten Presslufteinlass. . . . . 123
- 7.10. Heliumkolben mit den beiden Dichtscheiben: Dichtringe (gelb), Gleitringe (schwarz). . . . . 124
- 7.11. Schnittzeichnung eines der in Kompressor und Ventilblock verbauten Ventile:  
(a) geschlossenes Ventil.  
(b) geöffnetes Ventil. . . . . 125

- 7.12. Der am Kompressorkopf montierte Ventilblock:  
 (1) Füllzelle, (2) Drucksensorventil V4, (3) Drucksensor, (4) Ventil V2, (5) Ventil V5 zum Auslassflansch, (6) Auslassflansch, (7) Ventil V6, (8) Flansch für Pumpleitungsanschluss. . . . . 126
- 7.13. Links: Ultrakompakte Polarisationsseinheit nach der Montage. Spule und Abschirmung sind bei dieser Abbildung abgenommen.  
 Rechts: Brennende Gasentladung in den beiden montierten optischen Pumpzellen. . . . . 128
- 7.14. Links: GFK-Spulenkörper mit gewickeltem Solenoiden und eingeschraubtem Aluminiumring zur Montage der Spule.  
 Rechts: Mumetallrohr und ein Deckel der magnetischen Abschirmung direkt nach der Lieferung vom Hersteller. . . . . 129
- 7.15. Simulation der Magnetfeldhomogenität innerhalb der Abschirmung. Die Farbskala veranschaulicht den relativen Gradienten in der Einheit  $[\text{cm}^{-1}]$ . Der Maximalwert liegt bei  $3,8 \cdot 10^{-4} \text{cm}^{-1}$ . Die x- und die y- Achse geben den Radius bzw. die Höhe in Metern innerhalb der Abschirmung an.  
 Links: Ohne Korrekturspulen.  
 Rechts: Mit Korrekturspulen in der Öffnung des Mumetaldeckels. Die Positionen von Pump- und Füllzelle sind weiß eingezeichnet. . . . . 130
- 7.16. Oben: Gemessener Verlauf der magnetischen Flussdichte  $B_z$  vom Deckel in die Abschirmung hinein.  
 Unten: Aus dem gemessenen Verlauf errechneter relativer Gradient. Jeweils links der roten Linie befinden sich die optischen Pumpzellen und die Füllzelle. . . . . 131
- 7.17. Links: Verkleben des unteren Mumetaldeckels auf die Aluminiumplatte des Ständers.  
 Rechts: Fertige Standfläche für Spule und Mumetallrohr. Im Kamin des Mumetaldeckels ist die untere Korrekturspule platziert. . . . . 133
- 7.18. Montage von Spule und Abschirmung mit Hilfe des Hebe- und Verschiebemechanismus. . . . . 134
- 7.19. Polarisationskurve bei einem Pumpzellendruck von 1 mbar. . . . . 136
- 7.20. Polarisationskurve beim Öffnen des Pumpzellenventils am Kompressor (1) und beim Rücktransfer des Füllzellengases in die Pumpzellen nach 30 Minuten (2). . . . . 137
- 7.21. Verlauf der Pumpzellenpolarisation bei zyklischer Arbeitsweise des Polarisators. . . . . 138
- 8.1. Gerenderte CAD-Zeichnung des Transferaufbaus mit Polarisator (ohne Spule und Abschirmung) links und Testschild rechts. Die Transferleitung ist rot eingezeichnet. (1) Solenoid für das Führungsfeld aus dem Polarisator heraus, (2) Solenoid für das Führungsfeld ins Testschildinnere und (3) Querspule als Verbindung der beiden Solenoidfelder. . . . . 142
- 8.2. Magnetfeldverlauf vom Inneren der Polarisatorabschirmung bis zum oberen Ende des ersten Solenoiden des Transfersystems. . . . . 143
- 8.3. Magnetfeldverlauf von der Längsachse des Spulensystems des Testschildes bis zum oberen Ende des zweiten Solenoiden. . . . . 144

8.4.	Links: Erster Solenoid zur Erzeugung des Führungsfeldes aus dem Polarisator heraus mit seitlichen Fräsungen zur Durchführung der Pumpleitungen. Rechts: Zweiter Solenoid zur Erzeugung des Führungsfeldes ins Testschildinnere. . . . .	146
8.5.	Links: Simulation der Querspule mit Comsol Multiphysics. Die Farbskala gibt die magnetische Flussdichte in Tesla (von $1,0 \cdot 10^{-4}$ T bis $1,7 \cdot 10^{-4}$ T) an. Rechts: Schnittzeichnung des Querspulenprofils. Details siehe Text. . .	147
8.6.	Verlauf der vertikalen Magnetfeldkomponente $B_z$ : Oben: Verlauf des Gesamtfeldes aus Spulenmagnetfeld und äußerem Erdmagnetfeld Mitte: Magnetfeld der Querspule. Unten: Verlauf des Erdmagnetfeldes über die gesamte Spulenlänge. . .	148
8.7.	Qualitativer Verlauf der von Solenoid 1, Querspule und Solenoid 2 erzeugten magnetischen Feldlinien. . . . .	149
8.8.	Testschildinnenraum nach Montage des Transfersystems: (1) Teflonschlauch, (2) Plastikventil, (3) Magnetometerzelle und (4) lampengepumptes Cs-Magnetometer. . . . .	150
8.9.	Gesamtaufbau des Transfersystems nach Montage aller Teilkomponenten. Die vier Stülpedeckel des Testschildes sind bei diesem Bild abgenommen. . . . .	152
8.10.	FFT-Spektrum des Cs-Magnetometers. Oben: Vor dem Einfüllen des polarisierten $^3\text{He}$ ins Testschild. Unten: Signal der Spinpräzession des eingefüllten $^3\text{He}$ in Form von Seitenbändern bei etwa $\pm 33$ Hz von der Cs-Trägerfrequenz. . . . .	153
8.11.	Fourierspektrum zu Beginn einer Spinpräzessionsmessung. In der Magnetometerzelle herrschte ein Druck von 30 mbar und die anfängliche Gaspolarisation betrug $\approx 52$ Prozent. . . . .	154
8.12.	Zeitlicher Abfall der Amplituden der $^3\text{He}$ -Seitenbänder bei einem eingefüllten Druck von etwa 30 mbar. . . . .	159
A.1.	Innerer Aufbau bei den Messungen mit lasergepumpten Cs-Magnetometern: (1) $^3\text{He}$ -Zelle, (2) Teslatransformator zum Zünden der Gasentladung, drei lasergepumpte Cs-Magnetometer: Cs1 (5), Cs2 (4), Cs3 (3). . . . .	163
A.2.	Fourierspektrum von Magnetometer Cs1 (5) beim Betrieb aller Magnetometer im Single Mode. Neben den $^3\text{He}$ - und 50 Hz Seitenbändern ergaben sich zwei zusätzliche Seitenbänder durch den Crosstalk der beiden anderen Magnetometer Cs2 und Cs3 [82]. . . . .	164
A.3.	Fourierspektrum eines der lasergepumpten Cs-Magnetometer beim Betrieb zweier Magnetometer im „Master-Slave-Mode“ [82]. . . . .	166
B.1.	Benutzeroberfläche des Polarisatorbetriebsprogramms. . . . .	169
C.1.	Adiabasie der $^3\text{He}$ -Spins bei „Drehung“ der Magnetfeldrichtung der Führungsfelder. . . . .	171

# Tabellenverzeichnis

1.1. Klassifizierung von Neutronen anhand ihrer kinetischen Energie $E_{\text{kin}}$ bzw. Geschwindigkeit $v$ [7]. . . . .	9
1.2. Auflistung verschiedener Materialien mit zugehörigem Fermipotential, die beim Aufbau von Speicherexperimenten mit ultrakalten Neutronen Verwendung finden [4], [14], [15], [16], [17], [18] . . . . .	13
7.1. Füllzellendruck und in der Füllzelle ( $V_{\text{Fuell}} = 0,33 \text{ L}$ ) enthaltene Gasmenge in Abhängigkeit vom jeweiligen Arbeitszyklus für einen Pumpzellendruck von 0,6 mbar, 0,8 mbar und 1 mbar. . . . .	139



# Erklärung

Ich versichere hiermit, dass die Inhalte der vorliegenden Arbeit selbstständig erarbeitet und keine weiteren Quellen und Hilfsmittel als angegeben verwendet wurden. Die Arbeit ist in dieser oder ähnlicher Form noch nicht als Prüfungsarbeit eingereicht worden.

Alle Abbildungen in dieser Arbeit, die nicht explizit durch Angabe von Quellen gekennzeichnet wurden, unterliegen meinem Urheberrecht und dürfen nur mit ausdrücklicher schriftlicher Genehmigung weiterverwendet werden.

Höhn-Oellingen, im September 2012

(Andreas Kraft)



# Danksagung



# Lebenslauf