# Erhöhung der Phasenraumdichte eines ultrakalten Atomstrahls durch magnetische Kompression

## Bachelorarbeit

vorgelegt von

## Christian Zimmer

am

## 19. September 2013



Universität Stuttgart 5. Physikalisches Institut Prof. Dr. Tilman Pfau

## Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre,

- dass ich diese Bachelorarbeit selbständig verfasst habe,
- dass ich keine anderen als die angegebenen Quellen benutzt und alle wörtlich oder sinngemäß aus anderen Werken übernommenen Aussagen als solche gekennzeichnet habe,
- dass die eingereichte Arbeit weder vollständig noch in wesentlichen Teilen Gegenstand eines anderen Prüfungsverfahrens gewesen ist,
- dass ich die Arbeit weder vollständig noch in Teilen bereits veröffentlicht habe, es sei denn, der Prüfungsausschuss hat die Veröffentlichung vorher genehmigt und
- dass der Inhalt des elektronischen Exemplars mit dem des Druckexemplars übereinstimmt.

Stuttgart, den 19. September 2013

Christian Zimmer

# Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung							
<b>2</b>	The	oretische Grundlagen						
	2.1	Laserk	ühlung	6				
		2.1.1	Spontane Lichtkräfte	6				
		2.1.2	Zeeman-Slower	7				
	2.2	Magne	to-optische Falle (MOT) $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	13				
		2.2.1	Technik der optischen Melasse	13				
		2.2.2	Einfangen der Atome in der MOT	16				
		Auskopplung der Atome aus der MOT	18					
	2.3	Guide	19					
		2.3.1	Magnetleiter	19				
		2.3.2	Kompressionszone	21				
	2.4	Zusätz	liche magnetische Kompression	23				
3	Praktische Umsetzung							
	3.1 Simulation							
		3.1.1	Beschreibung des MATLAB-Programms	26				
		3.1.2	Anforderungen an die Kompensationsspulen	26				
		3.1.3	Ergebnisse für die Kompensationsspulen-Konfiguration	28				
		3.1.4	Methodik und Wahl eines geeigneten Kompensationsstroms	30				
		3.1.5	Störung des Zeeman-Slowers	37				
		3.1.6	Erhöhte magnetische Kompression	43				
		3.1.7	Störungen der idealen Parameter	45				
	igung und Anbringung	51						
<b>4</b>	Exp	erime	ntelle Messungen	55				
	4.1	erfahren und Auswertungsmethode	55					
	4.2 Erste Messungen $\ldots$							
	4.3	.3 Untersuchung auf Asymmetrie						
	4.4	4.4 Anpassung des Zeeman-Slowers						
	4.5 Anpassung des MOT-detunings							
	4.6	4.6 Veränderte MOT-Form im Kompensationsbetrieb						

5 Zusammenfassung und Ausblick	73
Abbildungsverzeichnis	78
Literaturverzeichnis	81
Danksagung	83

## Kapitel 1

# Einleitung

Magnetfelder finden in Experimenten aus dem Gebiet der Atomphysik auf vielfältige Art und Weise Anwendung. Exemplarisch genannt seien hier die Zeeman-Aufspaltung atomarer Energieniveaus, der Aufbau magnetischer Fallenpotentiale sowie die Feshbach-Resonanzen [27].

Im Chromstrahl(Cr)-Experiment sind Magnetfelder ein wichtiges Hilfsmittel zur Erzeugung eines kontinuierlichen ultrakalten Atomstrahls. Insbesondere das kontinuierliche Laden der optischen Dipolfalle (englisch: optical dipole trap, ODT) stellt dabei eine Besonderheit des Experiments dar. Durch den Aspekt der Kontinuität eröffnet sich ein weitreichendes Forschungsgebiet, welches nicht zuletzt zahlreiche technische Anwendungen atomphysikalischer Phänomene ermöglichen kann.

Auch auf dem Gebiet der Grundlagenforschung finden kontinuierliche Atomstrahlen eine wichtige Verwendung, so beispielsweise in der Interferometrie mit Materiewellen [6]. Mithilfe kontinuierlicher Atomstrahlen kann dabei eine noch höhere Genauigkeit erreicht werden. Zu dem breiten Anwendungsspektrum dieses Verfahrens zählt etwa die Präzisionsmessung von Naturkonstanten, wie der Gravitationskonstante [9, 18, 20] oder der Feinstrukturkonstante [4, 28]. Auch der Nachweis von Gravitationswellen soll so möglich gemacht werden [7].

Die Grundlagenforschung in der ultrakalten Chemie zählt ebenfalls zu den Profiteuren ultrakalter Atome und Moleküle [5, 15, 19]. So kann durch deren Einsatz beispielsweise die Kontrolle chemischer Reaktionen verbessert werden. Die Entwicklung einer effizienten Methode zur Isotopentrennung macht ebenfalls Gebrauch von der Erzeugung ultrakalter und kontinuierlicher Atomstrahlen und könnte letztlich zur Ersetzung des Calutron führen [23].

Von nicht minderer Bedeutung sind die zahlreichen Einsatzmöglichkeiten kontinuierlicher Bose-Einstein-Kondensate (BEC), deren Erzeugung unter anderem mithilfe kontinuierlicher ultrakalter Atomstrahlen angestrebt wird [26]. Die Erforschung von Bose-Einstein-Kondensaten trug sogar mit zur Verleihung des Physiknobelpreises an E. Cornell, W. Ketterle und C.Wieman "für die Erzeugung der Bose-Einstein-Kondensation in verdünnten Gasen aus Alkaliatomen, und für frühe grundsätzliche Studien über die Eigenschaften der Kondensate" im Jahr 2001 bei [1]. Kontinuierliche BEC würden schließlich einen wichtigen Schritt auf dem Weg hin zur Realisierung kontinuierlicher Atomlaser darstellen [3, 22, 25]. Denkbare Anwendungen von Atomlasern sind erneut Präzisionsmessungen oder auch die Atomlithografie [16], bei der es möglich gemacht werden könnte, in sehr viel kleinere Größenskalen vorzudringen [12].

### Motivation und Zielsetzung

Im Cr-Experiment wird folgender Weg zur Erzeugung eines Atomstrahls mit einer Phasenraumdichte von bis zu  $5 \cdot 10^{-7}$  gewählt. Nachdem die Chromatome im Ofen auf etwa 1600 °C erhitzt wurden, gelangt das atomare Gas in den Zeeman-Slower. Dort werden die Atome abgebremst, sodass sie direkt im Anschluss in der magneto-optischen Falle (englisch: magneto-optical trap, MOT) gefangen werden können. In der Falle wird durch Laserkühlung die Breite der Geschwindigkeitsverteilung der Atome im Impulsraum und somit ihre Temperatur verringert. Durch Ausnutzung der Technik der moving-molasses MOT (MM-MOT) können die Atome dann in den Magnetleiter ausgekoppelt werden, in dem sie mithilfe eines radialen magnetischen Einschlusspotentials zur ODT geleitet werden. Sowohl für den Mechanismus der MM-MOT als auch den der Magnetfalle ist es somit notwendig, im Guide<sup>1</sup> ein magnetisches Quadrupolfeld aufzubauen. Um beim Laden der Atome aus dem Magnetleiter in die ODT eine hohe Effizienz zu erzielen, wird zunächst mithilfe der Kompressionszone die Phasenraumdichte der Atome erhöht.

Die Kompressionszone stellt eine Besonderheit des Cr-Experiments dar. Der Magnetleiter wird dabei durch einen Bereich unterbrochen, in dem die guidebar-Abstände verringert werden. Durch adiabatische Kompression kommt es infolgedessen sowohl zu einer Verringerung des räumlichen Einschlussbereichs der Atome als auch zu einem Anstieg der Temperatur. Indem die Atome durch Laserkühlung erneut auf Dopplertemperatur gebracht werden und sie sich anschließend wieder adiabatisch ausdehnen, kann die Phasenraumdichte allein mithilfe der Kompressionszone um einen Faktor von etwa 38 erhöht werden [12]. Dieser Anstieg ist bestimmt durch das Kompressionsverhältnis zwischen den Magnetfeldgradienten in der MOT und in der Kompressionszone. Zudem liegt die Temperatur der Atome nach der Kompressionszone unterhalb des Dopplerlimits.

Um nun in der ODT bessere Versuchsbedingungen herzustellen, ist es unumgänglich, die PSD noch weiter zu erhöhen, da diese das entscheidende Kriterium für die Lade-Effizienz der ODT darstellt [2, 8]. Allerdings genügt es dazu nicht, ausschließlich den Strom in den guidebars zu erhöhen. Zwar würde dies ein größeres magnetisches Einschlusspotential erzeugen, das Kompressionsverhältnis bliebe jedoch unverändert. Vielmehr ist es notwendig, zugleich den Magnetfeldgradienten im Einfangbereich der MOT konstant zu halten. Das erfordert die Kompensation des Guide-Magnetfelds mithilfe eines weiteren Magnetfelds im MOT-Bereich.

An diesem Punkt setzen die im Rahmen dieser Bachelor-Arbeit angefertigten Kompensationsspulen an, die auf der linken Seite des schematisch in Abbildung 1.1 dargestellten

 $<sup>^1\</sup>mathrm{Mit}$  Guide ist der Magnetleiter gemeint, dessen vier stromführende Leiter als guidebars bezeichnet werden.

Cr-Experiment-Ablaufs zu sehen sind. Ihre Aufgabe ist es, im Bereich der MOT ein zusätzliches Quadrupolfeld zu erzeugen, das sich mit dem des Magnetleiters überlagert. Auf diese Weise kann dort das magnetische Einschlusspotential konstant gehalten werden. Ziel ist es also, den Einfluss höherer Guide-Ströme auf die MOT aufzuheben und dadurch gleichzeitig das Kompressionsverhältnis zu steigern. Die entsprechend höhere Phasenraumdichte des Chromstrahls sollte schließlich zu den angestrebten Verbesserungen beim Laden der ODT mit Atomen führen.

Ein weiterer nicht zu vernachlässigender Effekt des Kompensationsspulen-Betriebs bei erhöhtem magnetischen Einschluss besteht in der Erhaltung des MOT-Aufbaus. Dadurch, dass das in der MOT zum Einfangen und Kühlen der Atome benötigte Magnetfeld keinerlei Veränderung erfährt, ist es auch nicht notwendig, andere MOT-Parameter anzupassen. So können insbesondere alle zur Kühlung verwendeten Laser, deren Konfiguration vom Magnetfeld abhängt, in ihrer ursprünglichen Einstellung betrieben werden.

Der Betrieb der Kompensationsspulen stellt somit eine elegante und einfache Möglichkeit dar, durch magnetische Kompression die Phasenraumdichte des ultrakalten Atomstrahls zu erhöhen.

### Inhaltlicher Aufbau der Arbeit

Das zweite Kapitel dieser Arbeit widmet sich zunächst der theoretischen Beschreibung sämtlicher physikalischer Phänomene und Mechanismen, die im Zusammenhang mit den Tätigkeiten rund um die Kompensationsspulen auftreten.

Das darauffolgende Kapitel beinhaltet die numerische Simulation aller magnetischen Felder. Mithilfe dieser Berechnungen konnten insbesondere die notwendige Spulenkonfiguration bestimmt sowie die Auswirkungen des Kompensationsfelds auf das restliche Experiment analysiert werden. Auch die Folgen möglicher Störungen der Spulen-Konfiguration konnten bereits im Vorfeld abgeschätzt werden. Das Kapitel schließt mit der Beschreibung der Anfertigung und Montage der Kompensationsspulen.

Im letzten Kapitel werden die Messungen, die im Kompensationsspulen-Betrieb aufgenommen werden konnten, vorgestellt. Durch Auswertung dieser Daten lassen sich letztendlich Schlüsse bezüglich des Zielerreichungsgrads ziehen.



Abbildung 1.1: Schematischer Ablauf des Cr-Experiments im Kompensationsmodus:

Dargestellt ist der Magnetleiter, der die  ${}^{52}$ Cr-Atome von der MOT (O) durch die Kompressionszone zur ODT führt. Die Kompensationsspulen befinden sich auf Höhe der MOT und sorgen dort für ein von höheren Guideströmen unbeeinflusstes Magnetfeld. Dadurch kann das magnetische Einschlusspotential (orange) im gesamten restlichen Magnetleiter im Vergleich zu dem in der MOT erhöht werden.

Jede Änderung dieses radialen Potentials weist einen adiabatischen Verlauf auf. Ein erhöhter (bzw. verringerter) Magnetfeld-Gradient  $d_r B$  geht somit stets mit einer entsprechenden Änderung der Temperatur T und der Dichte n einher, sodass die Phasenraumdichte bei Kompressions- bzw. Ausdehnungsprozessen unverändert bleibt.

Im Vergleich zum Normalbetrieb, also im Betrieb bei ursprünglichem Guide-Strom, finden im Kompensationsmodus zwei statt nur einer Kompression statt. So werden die Atome sowohl beim Verlassen der MOT  $(\textcircled{O} \rightarrow \textcircled{I})$ , als auch – wie zuvor schon – beim Betreten der Kompressionszone  $(\textcircled{I} \rightarrow \textcircled{O})$  radial komprimiert. Das heißt, dass das nun größere Kompressionsverhältnis zwischen MOT und Kompressionszone zu entsprechend höheren Dichten führt. Da die Atome in der Kompressionszone aber nach wie vor bis etwa ans Dopplerlimit heruntergekühlt werden  $(\textcircled{O} \rightarrow \textcircled{O})$ , kann folglich auch die PSD am Ende des Magnetleiters (A) entsprechend erhöht werden<sup>a</sup>.

 $^{a}$ Die Proportionalität zwischen der Phasenraumdichte und der Dichte n gilt nur bei Vernachlässigung jeglicher Verluste in der Kompressionszone.

## Kapitel 2

# Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel dient der Beschreibung der theoretischen Grundlagen der physikalischen Phänomene, die im Rahmen dieser Arbeit auftreten. Nach einer Erklärung der Laserkühlung von atomaren Gasen in Kapitel 2.1, folgt die Theorie des Einfangens von Atomen in magneto-optischen Fallen (2.2). Noch im selben Kapitel wird das Auskoppeln der Atome aus der MOT und in 2.3 schließlich die Leitung des Atomstrahls von der MOT zur optischen Dipolfalle sowie die Kühlung innerhalb der Kompressionszone erklärt<sup>2</sup>. Zuletzt wird nochmals auf die erhöhte magnetische Kompression eingegangen.

Da das Cr-Experiment unter anderem dazu entworfen wurde, die kontinuierliche Herstellung eines BECs zu erreichen, muss auch das Laden des Experiments mit Atomen einem kontinuierlichen Prinzip folgen. Bei dem momentan üblichen Ladeverfahren finden die notwendigen Vorgänge zeitlich voneinander getrennt, jedoch größtenteils am selben Ort statt. Zur Realisierung des kontinuierlichen Ladens müssen die einzelnen Schritte nun im Gesamten simultan ablaufen. Gleichzeitig heißt dies, dass sie örtlich voneinander getrennt sind. Nur so können die Erzeugung des atomaren Gases, seine Abbremsung, das Einfangen und Kühlen der Atome in der MOT und schließlich das Laden der optischen Dipolfalle mit Atomen ununterbrochen stattfinden.

Neben der angestrebten kontinuierlichen Erzeugung eines BECs besteht ein weiterer Vorteil dieses Verfahrens darin, unabhängig zu sein von der Einschränkung auf zeitlich begrenzte Wiederholungsraten. Das führt auch dazu, dass in der selben Zeit im Mittel mehr Atome in der ODT zur Verfügung stehen, da die Dipolfalle ohne Unterbrechung mit Atomen geladen wird [24].

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Im gesamten Kapitel zur Theorie wird die Vereinfachung eines Zwei-Niveau-Systems getroffen. Dies ändert nichts an den physikalischen Effekten, vereinfacht die Beschreibung des Systems jedoch erheblich.

## 2.1 Laserkühlung

### 2.1.1 Spontane Lichtkräfte

Werden Atome mit Licht bestrahlt, so kann es unter bestimmten Umständen zur Absorption der Photonen kommen. Dies passiert insbesondere dann, wenn die Wellenlänge des eingestrahlten Lichts mit der des atomaren Übergangs übereinstimmt. Aufgrund ihrer Eigenschaft monochromatisches Licht zu erzeugen, werden vor allem Laser zur Erzeugung von Lichtkräften verwendet.

Da dem eingestrahlten Licht in Form von Photonen ein Impuls und eine Energie zugeordnet werden können und diese stets erhalten bleiben müssen, ist die Absorption von Photonen mit einem Impulsübertrag verbunden. Zur maximalen Abbremsung der Atome kommt es genau dann, wenn die Ausbreitungsrichtung des Lichts antiparallel ist zur Bewegungsrichtung der Atome.

Jedes absorbierte Photon überträgt dann einen Impuls genau entgegengesetzt zur Bewegung der Atome. Durch spontane Emission geben die Atome wiederum Photonen ab, die sich isotrop im Raum ausbreiten, wie in Abbildung 2.1 gezeigt ist. Dadurch entsteht die abbremsende effektive Streukraft

$$\vec{F}_{scatt} = \hbar \vec{k} \cdot R_{scatt}$$
$$= \hbar \vec{k} \cdot \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + 4\delta^2/\Gamma^2}$$
(2.1)

mit dem Photonenimpuls  $\hbar \vec{k}$ , der Streurate  $R_{scatt}$ , der Linienbreite  $\Gamma$  und der Sättigungsintensität  $I_{sat}$  des atomaren Übergangs sowie der Verstimmung (englisch: detuning)  $\delta = \omega - \omega_0 + \vec{k}\vec{v}$  des Lasers gegenüber dem atomaren Übergang  $\omega_0$ . Hierbei ist die Dopplerverschiebung  $\vec{k}\vec{v}$  zu berücksichtigen, die aufgrund der Bewegung der Atome auftritt.



**Abbildung 2.1:** Skizze zur Lichtkraft[8]: Im Resonanzfall absorbiert das Atom die Laserstrahlung und erhält dadurch einen Impuls  $\vec{p}$  in Ausbreitungsrichtung  $\vec{k}$  des Lasers. Durch spontane Emission (kleine Pfeile) kommt es zur isotropen Abstrahlung von Photonen. Dadurch entsteht eine effektive Kraft in Laser-Richtung.

Die maximale Bremskraft

$$\vec{F}_{max} = \hbar \vec{k} \cdot \frac{\Gamma}{2} = M \cdot \vec{a}_{max} \tag{2.2}$$

wird somit bei  $I \to \infty$  erreicht. Mithilfe der Atommasse M ergibt sich daraus die maximale Beschleunigung  $a_{max}$  zu

$$a_{max} = \frac{\hbar k}{M} \frac{\Gamma}{2} \tag{2.3}$$

Die maximale Rückstoßgeschwindigkeit  $v_{rec}$  ist definiert durch

$$v_{rec} = a_{max} \cdot 2\tau = \frac{\hbar k}{M} \tag{2.4}$$

wobei  $\tau = \Gamma^{-1}$  die Lebensdauer des atomaren Übergangs bezeichnet[21]. Unter Annahme der Antiparallelität der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  der Atome und der maximalen Bremskraft  $\vec{F}_{max}$  ergibt sich für  $v = |\vec{v}|$  eine Ortsabhängigkeit von

$$v(x) = v_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{x}{L_0}}$$
(2.5)

mit der Anfangsgeschwindigkeit  $v_0$  bei x = 0 und der Länge  $L_0 = \frac{v_0^2}{a_{max}}$ , die zur Abbremsung auf v = 0 benötigt wird [10].

#### 2.1.2 Zeeman-Slower

Um bei der Abbremsung die maximale Bremskraft aufrecht zu erhalten, müssen die entsprechenden Parameter stets an die sich verändernde Dopplerverschiebung angepasst werden. Zur Kompensation dieser Änderung stehen zwei Ansätze zur Verfügung.

Zum Einen kann der maximale Rückstoß durch eine ständige kontinuierliche Anderung der Laserfrequenz gewährleistet werden. Eine andere Möglichkeit, die auch im Cr-Experiment angewandt wird, besteht darin, mithilfe der Zeeman-Aufspaltung die atomare Übergangsfrequenz anzupassen und so die Dopplerverschiebung zu kompensieren.

Aufgrund des Zeeman-Effekts kommt es zu einer Verschiebung der atomaren Energieniveaus. Ändert sich die angelegte magnetische Flussdichte B(x) räumlich entlang der Abbremsstrecke<sup>3</sup> der Atome, so führt dies bei einem atomaren Übergang zu einer Zusatzenergie von

$$\Delta E_{Zeeman} = \Delta(m \cdot g) \cdot \mu_B \cdot B(x) \tag{2.6}$$

wobei m die magnetische Quantenzahl und g den Landé-Faktor bezeichnen<sup>4</sup>.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Sämtliche in dieser Arbeit verwendeten Bezeichnungen für Raumrichtungen entsprechen denen des Cr-Aufbaus. Dieser ist in Abbildung 2.12 dargestellt.

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>Zur einfacheren Beschreibung wurde im Folgenden  $\Delta(m \cdot g) = 1$  gewählt. Dies gilt z.B. für einen atomaren Übergang, bei dem die Änderung der magnetischen Quantenzahl  $\Delta m = +1$  beträgt und die Landé-Faktoren von Anfangs- und Endzustand übereinstimmen.

Die Zusatzenergie erhöht die benötigte Übergangsenergie, sodass an jeder Position xdie Bedingung<sup>5</sup>

$$\omega_0 + \frac{\mu_B}{\hbar} B(x) \stackrel{!}{=} \omega + kv \tag{2.7}$$

erfüllt ist, wobei  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton ist. Mit der Beziehung (2.5) für die Geschwindigkeit der Atome ergibt sich ein entlang  $0 \le x \le L_0$  räumlich abnehmendes Magnetfeld der Form

$$B(x) = B_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{x}{L_0}} + B_{bias}$$
(2.8)  
mit  $B_0 = \frac{\hbar}{\mu_B} k v_0$   
und  $B_{bias} = \frac{\hbar}{\mu_B} (\omega - \omega_0)$ 

Für  $B_{bias} = 0$  führt dies zu dem in Abbildung 2.2 gezeigten Verlauf.

mi



**Abbildung 2.2:** Theoretischer Verlauf eines Zeeman-Slower Magnetfelds B(x) mit  $B_{bias} = 0$  $(d.h. \ \delta = 0)$  im Abbremsbereich  $0 \le x \le L_0$ . Mithilfe des Zeeman-Effekts kann so die Dopplerverschiebung der bewegten Atome kompensiert werden.

Die Ausnutzung des Zeeman-Effekts zur Aufrechterhaltung von  $a_{max}$  hat, im Vergleich zur stetigen Anpassung der Laserfrequenz, insbesondere den Vorteil, dass ein sehr hoher Anteil der Atome abgebremst werden kann. Dazu muss  $B_0$  so groß gewählt werden, dass

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>Gleichung (2.7) gilt erneut unter Annahme der Antiparallelität von  $\vec{v}$  und  $\vec{k}$ .

auch noch die schnellsten Atome Bedingung (2.7) erfüllen. Langsamere Atome gelangen entsprechend später in Resonanz mit dem abbremsenden Laserstrahl.

Aus Gleichungen (2.7) und (2.8) ergibt sich, dass der Gradient  $\frac{dB}{dx}$  des Magnetfelds stets unterhalb eines bestimmten Grenzwerts liegen muss. Nur wenn die Bedingung

$$a_{max} \ge a = v \cdot \frac{dv}{dx} = v \cdot \frac{\mu_B}{\hbar k} \frac{dB}{dx}$$
$$\iff \left| \frac{dB}{dx} \right| \le \frac{\hbar k \cdot a_{max}}{\mu_B \cdot v(x)}$$
(2.9)

an jedem Ort x entlang der Abbremsstrecke erfüllt ist, können die Atome in Resonanz mit dem eingestrahlten Licht gehalten werden. Bei einem zu großen Gradienten können sonst Atome verloren gehen, da Bedingung (2.7) nicht mehr erfüllt ist und die Atome sich mit einer zu hohen Geschwindigkeit in einen noch kleineren Magnetfeldbereich bewegen. Aufgrund des monoton abnehmenden Magnetfelds im restlichen Verlauf würden sie somit ab dieser Stelle nicht mehr in Resonanz gelangen und ihre dort vorliegende Geschwindigkeit beibehalten [17].

Experimentell ist es oftmals schwierig, obigen theoretischen Verlauf der magnetischen Flussdichte durch entsprechende Spulenkonfigurationen exakt zu erzeugen. Deshalb wird beim Entwurf des Spulendesigns im Allgemeinen ein Sicherheitsfaktor einbezogen [13]. Dieser ermöglicht es den größtmöglichen Anteil der Atome abzubremsen. Dabei sollte der Sicherheitsfaktor jedoch aus zwei Gründen nicht zu groß gewählt werden:

Einerseits sollte die transversale Temperaturzunahme

$$\Delta T = \sqrt{n} \cdot T_{rec} \tag{2.10}$$

der Atome innerhalb des Slowers möglichst gering gehalten werden [12]. Dabei ist n die Anzahl der Streuprozesse. Die Rückstoßtemperatur  $T_{rec}$  ist definiert durch

$$T_{rec} = \frac{1}{k_B} \frac{(\hbar k)^2}{2M} \tag{2.11}$$

Zum Anderen weitet sich der Atomstrahl immer weiter auf, je länger die zurückgelegte Strecke ist. Dies liegt daran, dass die Atomquelle, in diesem Fall in Form des Ofens, einen bestimmten Öffnungswinkel aufweist. Um auch beim Laden der MOT noch einen kollimierten Atomstrahl zu haben, sollte die Entfernung der MOT vom Ofen somit so gering wie möglich sein.

Je nach Wahl der entsprechenden Parameter ergeben sich verschiedene Feldverläufe für B(x). So kann insbesondere durch Änderung des frei wählbaren detunings  $\delta$  der Offset  $B_{bias}$  des Magnetfelds festgelegt werden. Die Vor- und Nachteile der unterschiedlichen Feldverläufe müssen vor dem Hintergrund des umgebenden Versuchsaufbaus bewertet werden.

Im Allgemeinen, so auch im Cr-Experiment, wird der Zeeman-Abbremser dazu verwendet, die aus dem Ofen austretenden Atome auf eine Geschwindigkeit abzubremsen, die unterhalb der Einfanggeschwindigkeit der MOT liegt. Bei einer Ofentemperatur von  $T_{oven} = 1600 \,\mathrm{K}$  müssen die Chrom-Atome von einer Geschwindigkeit<sup>6</sup> von  $v_0 = 876 \,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$ auf eine maximale MOT-Einfanggeschwindigkeit von etwa 30  $\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$  abgebremst werden [13].

Aufgrund der sich unmittelbar an den Zeeman-Slower (ZS) anschließenden MOT ist es nicht sinnvoll einen so genannten "increasing Zeeman-Slower" zu verwenden, da dessen zum Ende hin ansteigendes Feld einen zu großen Einfluss auf die MOT ausübt. Dieses Problem könnte zwar durch einen größeren Abstand zur MOT behoben werden, hätte allerdings auch einen Verlust an Atomen zur Folge.

Beim "decreasing Zeeman-Slower", dessen Verlauf in Abbildung 2.2 dargestellt ist, tritt keinerlei Beeinflussung des MOT-Magnetfeldes auf. Diese Konfiguration hat jedoch den Nachteil, dass das Laserlicht nicht nur mit den Atomen im Zeeman-Slower, sondern auch mit jenen im Zentrum der MOT resonant ist und diese somit aus dem Einfangbereich hinaus beschleunigt werden. Ein weiteres Problem besteht darin, in der Praxis den Aufbau exakt so zu wählen, dass die Atome im Anschluss an den Zeeman-Slower nicht mehr mit dem Laserlicht wechselwirken. Da die Atome meist auch noch außerhalb der Spule von dem Laser bestrahlt werden, ist es kaum möglich sie vollständig auf Dopplergeschwindigkeit abzubremsen, ohne dass sie erneut durch die spontane Lichtkraft zurück in die Spule beschleunigt werden.



**Abbildung 2.3:** Theoretischer Verlauf der magnetischen Flussdichte B(x) eines Spinflip-Zeeman-Slowers.

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>Diese ergibt sich durch Auflösen der Energie-Gleichung  $\frac{3}{2}k_BT_{oven} = \frac{M}{2}v_0^2$  nach  $v_0$ .

Einen Kompromiss stellt deshalb der in Abbildung 2.3 gezeigte Verlauf dar, der aufgrund desselben Abstands  $B_0$  zwischen  $B_{min}$  und  $B_{max}$  die gleiche Abbremsungswirkung zur Folge hat.

Zeeman-Slower mit solch einem Verlauf werden Spinflip-Zeeman-Slower genannt und haben mehrere Vorteile:

- Da der maximale Betrag  $B_{max}$  der magnetischen Flussdichte geringer ist, werden keine allzu hohen Ströme zur Erzeugung benötigt. Somit ist auch die Reichweite des Felds geringer. Um jedoch weiterhin auch die schnellsten Atome einzufangen, muss wegen  $B_{bias} = B_{min} \neq 0$  das detuning des Lasers angepasst werden.
- Aufgrund des Vorzeichenwechsels ist das Störfeld im Bereich  $x \ge L_0$  weniger stark ausgeprägt. Infolge das Superpositionsprinzips heben sich hier die Komponenten des Magnetfelds mit  $|\vec{B}| < 0$  zum Teil mit denen mit  $|\vec{B}| > 0$  im Bereich vor dem Vorzeichenwechsel auf.
- Durch den abrupten Abriss des Magnetfelds am Ende des Zeeman-Abbremsers können die Atome diesen verlassen, ohne weiterhin resonant mit dem Laserlicht zu sein.

Durch den Vorzeichenwechsel des Magnetfelds ändert sich für die Atome die Quantisierungsachse und es kommt zu einem plötzlichen Spinflip. Um die Atome weiterhin in Resonanz mit dem Licht zu halten, muss im Fall von <sup>52</sup>Cr ein Umpumpen vom Hyperfeinstruktur-Zustand mit  $m_F = 3$  zu dem mit  $m_F = -3$  stattfinden. Um sicherzustellen, dass dieser Prozess vollständig durchgeführt wird, sollte das Magnetfeld innerhalb eines kleinen Intervalls um den Nulldurchgang einen flacheren Verlauf aufweisen [17].

Unter Berücksichtigung dieser Vorgaben wurde der Zeeman-Slower im Cr-Experiment so entworfen und aufgebaut, dass der oben in Abbildung 2.4 dargestellte Magnetfeldverlauf entsteht. Dabei wurde die x-Achse so gewählt, dass sich das MOT-Zentrum bei x = 0 befindet. Für den Zeeman-Slower wurde ein Sicherheitsfaktor von etwa 25% gewählt. Zusätzlich ist im unteren Teil in 2.4 der Wicklungsplan der Spulen gezeigt.

Die langgestreckte, nach rechts abnehmende Spule besteht dabei aus drei separat ansteuerbaren Teilabschnitten, die jedoch alle denselben Strom  $I_{ZS1} = 14.6$  A führen. Die kleinere, zunehmende Spule befindet sich innerhalb der Vakuumkammer und hat einen im Vergleich zur ersten Spule umgekehrten Stromfluss von  $I_{ZS2} = -12.366$  A, sodass zwischen den beiden Spulen ein Spinflip entsteht. Zusätzlich wurden in der unteren Darstellung die guidebars des Magnetleiters eingezeichnet, deren Magnetfeld jedoch nicht im oberen Plot berücksichtigt ist. Die schwarzen Pfeile zeigen die Ausrichtung der magnetischen Flussdichte.





**oben**: Verlauf des Betrags der magnetischen Flussdichte B entlang der Achse des Zeeman-Slowers

**unten**: Wicklungsplan der Zeeman-Slower Spulen. Die längere der beiden Spulen hat etwa 250 Wicklungsschichten und einen Innendurchmesser von 15 mm. Der für sie verwendete wassergekühlte Draht hat einen Durchmesser von 1.8 mm, sodass ihre Gesamtlänge etwa 450 mm beträgt.

Die kürzere, näher am Zentrum liegende Spule befindet sich innerhalb der Vakuumkammer, hat 14 Wicklungsschichten und einen Innendurchmesser von 7.5 mm. Mit einem wassergekühlten Draht mit einem Durchmesser von 3 mm hat sie eine Länge von 42 mm.

Im Normalbetrieb führt die längere Spule einen Strom von  $I_{ZS1} = 14.6$  A und die kürzere den Strom  $I_{ZS2} = -12.366$  A.

## 2.2 Magneto-optische Falle (MOT)

### 2.2.1 Technik der optischen Melasse

Atome innerhalb eines Gases bewegen sich nicht nur in eine Richtung, sondern können sich in alle drei Raumrichtungen ausbreiten. Aus diesem Grund genügt es nicht, die Atome nur aus einer Richtung mit einem Laser zu bestrahlen, um deren Temperatur zu verringern. Vielmehr werden sechs Laser benötigt, jeweils zwei entgegengesetzt ausgerichtete entlang jeder der drei Raumrichtungen.

Im stationären Fall, d.h. wenn das Atom ruht, heben sich alle Lichtkräfte gegeneinander auf. Bewegt sich das Atom jedoch in eine bestimmte Richtung, so kann mithilfe der Laser unter Ausnutzung des Dopplereffekts eine Bremskraft auf das Atom ausgeübt werden. Dabei muss erneut die entsprechende Resonanzbedingung erfüllt werden. Aufgrund der Dopplerverschiebung muss das eingestrahlte Licht für eine Bremswirkung leicht rotverschoben sein, d.h. eine Frequenz besitzen, die leicht unterhalb der atomaren Übergangsfrequenz liegt ("red frequency detuning").

Durch die beiden entgegengesetzten Laser ergibt sich im eindimensionalen Fall<sup>7</sup> bei Bewegung in positive y-Richtung eine effektive Kraft<sup>8</sup> von

$$F_{molasses} = F_{scatt}(\omega - \omega_0 - kv) - F_{scatt}(\omega - \omega_0 + kv)$$
$$\simeq F_{scatt}(\omega - \omega_0) - kv \frac{\partial F}{\partial \omega} - \left[F_{scatt}(\omega - \omega_0) + kv \frac{\partial F}{\partial \omega}\right]$$
$$\simeq -2 \frac{\partial F}{\partial \omega} kv$$
(2.1)

In Abbildung 2.5 ist der Verlauf von  $F_{molasses}$  in Abhängigkeit der Geschwindigkeit v für die beiden detunings  $\delta = -\Gamma/2$  und  $-\Gamma$  gezeigt.

Unter Einführung der Dämpfungskonstante

$$\alpha = 2k \frac{\partial F}{\partial \omega} = -4\hbar k^2 \frac{I}{I_{sat}} \frac{2\delta/\Gamma}{\left[1 + (2\delta/\Gamma)^2\right]^2}$$
(2.2)

mit der Sättigungsintensität  $I_{sat}$  lässt sich die Abnahme der kinetischen Energie ausdrücken als [10]

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{E}{\tau_{damp}} \tag{2.3}$$

wobei die Kühlrate  $\tau_{damp}$  gegeben ist durch

$$\tau_{damp} = \frac{M}{2\alpha} \tag{2.4}$$

Die Einfanggeschwindigkeit der Atome, das heißt die maximale Geschwindigkeit, die die Atome besitzen können, um noch abgebremst zu werden, ist abhängig vom detuning  $\delta = \omega - \omega_0$  des Lasers.

 $<sup>^7\</sup>mathrm{Die}$ Betrachtung der beiden übrigen Raumrichtungen und som<br/>it auch die des dreidimensionalen Falls erfolgt analog.

 $<sup>^8 \</sup>mathrm{Unter}$ der Annahme kleiner Geschwindigkeiten, sodas<br/>s $kv \ll \Gamma.$ 



**Abbildung 2.5:** Verlauf der effektiven Bremskraft  $F_{molasses}$  in Abhängigkeit der Geschwindigkeit v für die beiden detunings  $\delta = -\Gamma/2$  und  $-\Gamma$ . Die gepunkteten Lorentzkurven stellen jeweils die durch einen Laser ausgeübte Lichtkraft dar. [10]

Bei  $\delta = -\Gamma/2$  können die Atome auf die Temperatur

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \tag{2.5}$$

gebracht werden. Diese so genannte Dopplertemperatur ist die minimale durch die Technik der optischen Melasse erreichbare Temperatur[10].

Die wahrscheinlichste Geschwindigkeit beträgt dann

$$v_D \simeq \sqrt{\frac{\hbar k}{M} \frac{\Gamma}{k}}$$
(2.6)

was mithilfe der Rückstoßgeschwindigkeit  $v_{rec}$  geschrieben werden kann als

$$v_D \simeq \sqrt{v_{rec} v_c} \tag{2.7}$$

wobei  $v_c$  eine Abschätzung für die Einfanggeschwindigkeit der optischen Melasse liefert. Dies ist der Bereich, in dem  $F_{molasses}$  maximal wird[10].

In Tabelle 2.1 sind die Werte einiger charakteristischer Größen für den im Cr-Experiment zur Kühlung verwendeten  ${}^{7}S_{3} \rightarrow {}^{7}P_{4}$  Übergang aufgeführt. Die größte Abbremsung wird für  $v_{c} = 2.14 \text{ m/s}$  erreicht.

Parameter	Formel			Wert für ${}^{52}Cr$
Vakuumwellenlänge	$\lambda$	=	$\frac{2\pi}{k}$	$425.554\mathrm{nm}$
natürliche Linienbreite	Γ	=	$\tau^{-1}$	$2\pi \cdot 5.02\mathrm{MHz}$
				$= 31.5 \cdot 10^6  {\rm s}^{-1}$
Sättigungsintensität	$I_{sat}$	=	$\frac{\pi hc}{3\lambda^3 \tau}$	$8.25\mathrm{mW/cm^2}$
Dopplertemperatur	$T_D$	=	$\frac{1}{k_B}\frac{\hbar\Gamma}{2}$	$124\mu\mathrm{K}$
Rückstoßtemperatur	$T_{rec}$	=	$\frac{1}{k_B}\frac{(\hbar k)^2}{2M}$	$1.02\mu\mathrm{K}$
Rückstoßgeschwindigkeit	$v_{rec}$	=	$\frac{\hbar \bar{k}}{M}$	$1.8\mathrm{cm/s}$

**Tabelle 2.1:** Werte einiger charakteristischer Größen für den Kühlübergang  ${}^{7}S_{3} \rightarrow {}^{7}P_{4}$  von  ${}^{52}Cr$  [12]

Das zugehörige reduzierte Termschema ist in Abbildung 2.6 zu sehen. Da die Atome vom <sup>7</sup>P<sub>4</sub>-Zustand in den metastabilen Zustand <sup>5</sup>D<sub>4</sub> zerfallen können, wird zusätzlich ein Rückpumper ( $\lambda_{repump} = 663.2 \text{ nm}$ ) benötigt, der die Atome in den <sup>7</sup>P<sub>3</sub>-Zustand anregt. Von dort aus können sie dann wieder in den Grundzustand zerfallen, um weiterhin für die Kühlung zur Verfügung zu stehen.

Das Verzweigungsverhältnis zwischen dem Zerfall vom  ${}^{7}P_{4}$ -Zustand in den metastabilen Zustand und dem Zerfall in den Grundzustand beträgt dabei 1:250000 [12].





Der zur Kühlung verwendete Übergang wie auch der Rückpumpvorgang werden ebenfalls für die Fluoreszenzaufnahmen bei den späteren Messungen (siehe Kapitel 4.1) verwendet.

## 2.2.2 Einfangen der Atome in der MOT

Die Technik der optischen Melasse kann bei Erweiterung durch ein entsprechendes Magnetfeld und bei Wahl der richtigen Polarisationen für die eingestrahlten Laser in eine magneto-optische Falle umgewandelt werden, deren Funktionsweise neben der Dopplerverschiebung hauptsächlich auf dem Zeeman-Effekt beruht. Dazu wird ein magnetisches Quadrupolfeld angelegt, welches im Allgemeinen ein Potential erzeugt, das im Zentrum einen verschwindenden Beitrag liefert und radial nach außen näherungsweise linear ansteigt<sup>9</sup>.

Aufgrund des Zeeman-Effekts erzeugt dieses Feld außerhalb des Zentrums ein Ungleichgewicht in den Lichtkräften entgegengesetzter Laserstrahlen. Zusammen mit jeweils umgekehrtem Polarisationsdrehsinn entgegengesetzter Strahlen, die leicht rotverscho-

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup>Die Linearität gilt nur in einem kleinen Bereich um das Zentrum. Bei größeren Abständen kommt ein quadratischer Anteil hinzu. Für eine MOT gilt die lineare Näherung aufgrund der kleinen Längenskalen jedoch sehr gut.

ben sind, entsteht ein Einschluss der Atome im Zentrum der Konfiguration. Dieser Mechanismus ist in Abbildung 2.7 skizziert.



Abbildung 2.7: Schematische Darstellung zur Funktionsweise der MOT für einen Übergang von F=0 zu F=1: Das magnetische Feld erzeugt eine ortsabhängige Aufspaltung der Zustände mit unterschiedlicher magnetischer Quantenzahl  $m_F$ , was zu einem Ungleichgewicht der spontanen Lichtkräfte führt. Durch Einstrahlung mit  $\sigma^+$ -polarisiertem rotverschobenen Licht von links und umgekehrt polarisiertem Licht von rechts können die Atome im Zentrum gefangen werden.

Die unterschiedliche Polarisation der Laserstrahlen und die Zeeman-Verschiebung

$$\frac{g\mu_B}{\hbar}\frac{dB}{dz}z \equiv \beta z \tag{2.8}$$

der Energieniveaus an der Position z (g: Landé-Faktor des Übergangsniveaus) führen zur resonanten Anregung von Atomen, die sich nicht exakt im Zentrum befinden. Durch die effektive spontane Lichtkraft<sup>10</sup>

$$F_{MOT} = F_{scatt}^{\sigma^+}(\omega - kv - (\omega_0 + \beta z)) - F_{scatt}^{\sigma^-}(\omega - kv - (\omega_0 - \beta z))$$
$$\simeq -2\frac{\partial F}{\partial \omega}(kv + \beta z)$$
$$= -\alpha v - \kappa z \tag{2.9}$$

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup>Zur einfacheren Beschreibung erfolgt erneut die eindimensionale Betrachtung. Zudem wurde die Annahme kleiner Zeeman-Verschiebungen  $\beta$  und kleiner Geschwindigkeiten  $kv \ll \Gamma$  getroffen.

die das Atom an dieser Position erfährt, wird es zum Zentrum der MOT hin beschleunigt.  $\alpha$  ist die in (2.2) eingeführte Dämpfungskonstante und

$$\kappa = \frac{\beta}{k}\alpha\tag{2.10}$$

wird als Federkonstante der rücktreibenden Kraft bezeichnet. Die Bewegung des Atoms entspricht der eines gedämpften harmonischen Oszillators.

Im Vergleich zur optischen Melasse können durch den Einsatz einer MOT mehr Atome mit einer höheren Dichte gefangen werden, da die Einfanggeschwindigkeit deutlich größer sein kann. Allerdings herrschen innerhalb der MOT höhere Temperaturen als bei der optischen Melasse, weshalb der gemeinsame Einsatz beider Techniken die besten Resultate liefert[10].

Bei experimentellen Parametern von  $\frac{dB}{dz} = 19 \,\text{G/cm}$  für den Magnetfeldgradienten,  $I = 900 \,\mu\text{W/mm}^2$  für die Intensität der MOT-Laserstrahlen und  $\delta = 2\Gamma$  für das detuning, ergibt sich für das Chromisotop <sup>52</sup>Cr ein maximaler Einfangradius von  $R_c = 7.2 \,\text{mm}$  und eine Einfanggeschwindigkeit von  $v_c = 36 \,\text{m/s}$  [13].

#### 2.2.3 Auskopplung der Atome aus der MOT

Um die in der MOT gefangenen Atome in den Magnetleiter zu laden, der sie zur Dipolfalle leitet, wird die Technik der moving molasses MOT (MM-MOT) angewendet.

Dabei handelt es sich um ein Lasersystem, welches die Atome in einem bewegten Bezugssystem kühlt. Während sie in eine bestimmte Richtung beschleunigt werden, erfahren sie einen Einschluss in den beiden anderen Raumrichtungen.

In Abbildung 2.8 ist schematisch die experimentelle Umsetzung der MM-MOT am Cr-Experiment zu sehen. Die sich aus der Resonanzbedingung (2.7) ergebende effektive Verstimmung von<sup>11</sup>

$$\Delta_{\pm z} = \delta \pm \frac{\epsilon}{2} - k v_z \cos \theta \tag{2.11}$$

der in der y=0-Ebene eingestrahlten Laser, führt zu einer effektiven Kraft entlang der z-Achse auf die Atome.  $\epsilon$  bezeichnet die paarweise Verstimmung entgegengesetzt ausgerichteter Strahlen innerhalb der x-z-Ebene und  $\theta$  ist der Winkel zwischen der z-Achse und den Laserstrahlen<sup>12</sup>.

Die Geschwindigkeit der Atome entlang der z-Achse ergibt sich schließlich im Resonanzfall, d.h. bei  $\Delta = 0$ , zu

$$v_z = \frac{\epsilon}{2k\cos\theta} \tag{2.12}$$

Im Fall des Cr-Experiments ergibt sich eine Geschwindigkeit von

$$v_z \approx 1.5 \,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}} \cdot \epsilon_r$$
 (2.13)

wobei  $\epsilon_r = \epsilon/\Gamma$  die paarweise Verstimmung der Laserstrahlen in Einheiten der natürlichen Linienbreite  $\Gamma$  des atomaren Übergangs ist[12].

<sup>11</sup>Aufgrund unterschiedlicher Ausrichtungen des Lasers und der Bewegung der Atome muss die Beschreibung hier in zwei Dimensionen erfolgen.

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup>Für den Aufbau im Cr-Experiment gilt:  $\theta = 45^{\circ}$ .



Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der MM-MOT im Cr-Experiment[8]: Durch das unterschiedliche detuning entgegengesetzt ausgerichteter Laserstrahlen entsteht eine effektive Kraft in z-Richtung auf das Atom.

## 2.3 Atom-Guide

## 2.3.1 Magnetleiter

Um die aus der MOT ausgekoppelten Atome zur Dipolfalle zu führen, wird ein Magnetleiter verwendet. Dieser basiert auf dem Prinzip der Magnetfalle, die sich den Zeeman-Effekt zu Nutze macht. Ein Atom mit magnetischem Moment  $\vec{\mu}$  erhält in einem magnetischen Feld  $\vec{B}$  eine zusätzliche Energie von

$$E_{Zeeman} = \vec{\mu} \cdot \vec{B} \tag{2.1}$$

die sich mit dem Landé-Faktor  $g_F$ , dem Bohrschen Magneton  $\mu_B$  und der magnetischen Quantenzahl  $m_F$  des atomaren Niveaus schreiben lässt als

$$E_{Zeeman} = g_F \mu_B m_F B \tag{2.2}$$

Dies führt zu einer magnetischen Kraft

$$F_{mag} = -\frac{d}{dy} E_{Zeeman}$$
$$= -g_F \mu_B m_F \frac{dB}{dy}$$
(2.3)

orthogonal zur z-Achse.

Ist  $g_F m_F > 0$  (bzw.  $g_F m_F < 0$ ), so liegt das Energieminimum bei kleinen (bzw. großen) Magnetfeldern. Atome mit diesen Eigenschaften werden low-field-seeker (bzw. high-field-seeker) genannt. Da der Landé-Faktor für Chromatome im Grundzustand  $g_F = +2$  beträgt, wird ein magnetischer Einschluss bei magnetischen Quantenzahlen  $m_F > 0$  (bzw.  $m_F < 0$ ) durch ein Magnetfeldminimum (bzw. -maximum) erzeugt [12].

Bei einem magnetischen Quadrupolfeld mit Minimum entlang der z-Achse ist es somit nur möglich, Atome mit  $m_F > 0$  zu leiten.

Im Cr-Experiment wird das Quadrupolfeld durch vier parallel zur z-Achse ausgerichtete, wassergekühlte Kupferdrähte erzeugt (siehe Abbildung 2.9). Bei Betrachtung in der senkrecht dazu liegenden x-y-Ebene befinden sich die Leiter in den Ecken eines Quadrats mit Seitenlänge d = 46 mm. Jeder Leiter (guidebar) führt einen Strom von I = 180 A, wobei die Ströme in benachbarten Leitern jeweils entgegengesetzt ausgerichtet sind. Dieser Aufbau erzeugt einen magnetischen Gradienten von etwa  $d_r B = 13.6$  G/cm in radialer Richtung. Dieser ist abgestimmt auf die Parameter der MM-MOT.

Wie in Abbildung 2.10 zu sehen ist, hat das erzeugte magnetische Einschlusspotential in radialer Richtung einen nahezu linearen Verlauf.



**Abbildung 2.9:** *links:* Querschnitt durch den Magnetleiter entlang der x-y-Ebene im Cr-Experiment. Die guidebars befinden sich in den Ecken eines Quadrats mit Seitenlänge d = 46 mm und führen im Normalbetrieb jeweils einen Strom von  $I_{guide} = 180 \text{ A}$ . Um ein Quadrupolfeld zu erzeugen, sind die Ströme in benachbarten guidebars entgegengesetzt ausgerichtet.

**rechts:** Darstellung der in dieser Arbeit verwendeten Koordinatensysteme. Das Koordinatensystem bestehend aus s-, r- und z-Achse ist gegenüber dem kartesischen System aus x-, y- und z-Achse um 45° um die z-Achse gedreht (Die z-Achse zeigt in die Zeichenebene hinein.). Die r-Achse wird vor allem für die numerischen Magnetfeld-Berechnungen in Kapitel 3 verwendet.



Abbildung 2.10: Magnetisches Einschlusspotential, das von der in Abbildung 2.9 gezeigten Magnetleiter-Konfiguration bei einem Guide-Strom von I<sub>guide</sub> = 180 A erzeugt wird. Die magnetische Flussdichte wurde numerisch mithilfe der im nächsten Kapitel beschriebenen MATLAB-Simulation berechnet. Aufgetragen ist der Betrag der magnetischen Flussdichte über der r-Achse (siehe Koordinatensystem in Abbildung 2.9).

#### 2.3.2 Kompressionszone

Die Kompressionszone, die den Magnetleiter noch vor der ODT unterbricht, stellt eine Besonderheit im Cr-Experiment dar. Sie dient dazu, die Phasenraumdichte der eingeschlossenen Atome zu erhöhen.

Wie in Abbildung 2.11 gezeigt ist, ist der Abstand der stromführenden Leiter innerhalb der Kompressionszone auf einer Länge von 100 mm auf 9 mm reduziert. Dies führt unmittelbar zu einer Erhöhung des Magnetfeldgradienten auf  $d_r B = 356.2 \text{ G/cm}$  und einem Anstieg der radialen Temperatur, die durch

$$T(r) = T_0 \cdot \left(\frac{d_r B(r)}{d_r B_0(r)}\right)^{2/3}$$
(2.4)

gegeben ist.  $T_0$  und  $B_0$  bezeichnen die Temperatur bzw. die magnetische Flussdichte im unkomprimierten Magnetleiter [12].

Zur Vermeidung von Verlusten in der Atomzahl, sollte die Kompression der Atome auf adiabatische Weise erfolgen. Deshalb darf die Länge, auf der der Abstand zwischen den guidebars reduziert wird, nicht zu klein gewählt werden.

Um die adiabatische Kompression bei einer radialen Anfangstemperatur von  $T_0 = 200 \,\mu\text{K}$  noch zu gewährleisten, darf die Geschwindigkeit der Atome beim Ankommen in der



Abbildung 2.11: Schematische Darstellung der Kompressionszone [8]: Durch die Reduzierung des Abstands zwischen den guidebars erhöht sich das magnetische Einschlusspotential. Gleichzeitig steigt die radiale Temperatur an. Durch Dopplerkühlung innerhalb der Kompressionszone und anschließende Dekompression kommt es zu einer Erhöhung der Phasenraumdichte.

Die blauen Pfeile symbolisieren die Laserstrahlen für die Kühlung und die schwarzen Pfeile deren Polarisation. Mithilfe der Offset-Spulen kann die Kühlung auch bei  $\sigma^+$ -polarisiertem Licht erfolgen.

Kompressionszone  $v_r = 30 \text{ m/s}$  nicht übersteigen. Bei den hier angegebenen Parametern erhöht sich die Temperatur in der Kompressionszone auf T = 1.76 mK, während sich der räumliche Einschluss der Atome verkleinert [12].

Der Zweck der Kompressionszone besteht nun darin, bei konstantem räumlichen Einschluss die Temperatur der Atome innerhalb der Kompressionszone durch Laserkühlung wieder auf Dopplertemperatur zu verringern, um auf diese Weise eine erhöhte Phasenraumdichte

$$\rho = n_0 \cdot \lambda_{dB}^3 \tag{2.5}$$

zu erhalten. Dabei ist  $\lambda_{dB}$  die de-Broglie-Wellenlänge und  $n_0$  das Maximum der radialen räumlichen Teilchendichte-Verteilung

$$n(r) = n_0 \cdot \exp\left(-\frac{\kappa r^2}{2k_B T}\right) \tag{2.6}$$

innerhalb der Kühlzone [12].

Da die Temperatur unabhängig, die Federkonstante  $\kappa$  jedoch quadratisch vom magnetischen Gradienten abhängt, weist auch die Dichte für kleine r einen quadratischen Zusammenhang auf. Bei einer Erhöhung des Gradienten von  $d_r \vec{B} = 13.6 \,\text{G/cm}$  auf  $d_r \vec{B} = 356.2 \,\text{G/cm}$  führt dies zu einer Erhöhung der Dichte um den Faktor  $\left(\frac{356.2}{13.6}\right)^2 \approx 686$ . Aufgrund von Verlusten in der Kompressionszone erhöht sich die Phasenraumdichte jedoch nicht um den gleichen Faktor, sondern in diesem Fall um das etwa 38-fache[12]. Die hier genannten Daten ergeben sich durch eine Berechnung ohne zusätzliches Offsetfeld im Bereich der Kompressionszone. Entsprechend den Vorgängen bei der Kompression verringert sich durch die Dekompression der Atome hinter der Kompressionszone die radiale Temperatur auf  $T \simeq 65 \,\mu\text{K} < T_D$ . Der räumliche Einschluss steigt wieder auf den Ausgangswert vor der Kompressionszone. Die erhöhte Phasenraumdichte aus der Kompressionszone bleibt dabei erhalten.

## 2.4 Zusätzliche magnetische Kompression

Im Anschluss an den Magnetleiter werden die Atome in die Dipolfalle geladen. Die dabei erreichbare Effizienz der Laderate hängt entscheidend von der Phasenraumdichte ab. Gelingt es, diese zu erhöhen, so stehen dort mehr Atome für weitere Experimente zur Verfügung. Hier knüpft die Idee der im Rahmen dieser Arbeit für den MOT-Bereich entworfenen Kompensationsspulen an.

Durch eine Erhöhung des Magnetfeldgradienten im Magnetleiter kann eine höhere Phasenraumdichte und somit auch eine erhöhte Laderate der Dipolfalle erreicht werden. Da die guidebars des Magnetleiters jedoch bereits innerhalb der magneto-optischen Falle beginnen, würde ein höherer Gradient die MOT empfindlich stören bzw. den dortigen Einschluss der Atome bei den gegebenen Lasereinstellungen zerstören. Aufgabe der zusätzlichen Spulen im Bereich der MOT ist es deshalb, dort den erhöhten Magnetfeldgradienten zu kompensieren. Durch Erzeugung eines weiteren Quadrupolfelds, das sich mit dem Guide-Quadrupolfeld im MOT-Bereich überlagert, kann dort der Gradient der magnetischen Flussdichte aufrecht erhalten werden. Gleichzeitig kann im Magnetleiter eine erhöhte magnetische Kompression erzielt werden, wobei Ströme von über I = 300 A in den guidebars möglich sind.

In Kapitel 3.1.6 wird die Auswirkung höherer Guideströme näher untersucht.

Abbildung 2.12 zeigt schematisch den vollständigen Aufbau des Cr-Experiments. Er beinhaltet alle oben beschriebenen Teilabschnitte. Bevor die Chromatome aus dem auf 1600 K erhitzten Gas in die MOT gelangen, werden sie im Zeeman-Slower abgebremst. Durch die anschließende moving-molasses MOT werden die Atome in den Magnetleiter ausgekoppelt. Mithilfe der Kompressionszone wird die Phasenraumdichte der Atome erhöht, bevor sie dann in die optische Dipolfalle geladen werden.



Abbildung 2.12: Schematische Darstellung des Aufbaus des Cr-Experiments. Die blauen Pfeile symbolisieren die zur Kühlung eingesetzten Laser. Nachdem die Cr-Atome den Ofen verlassen, wird zunächst mittels Laserkühlung ihre Temperatur verringert. Im Zeeman-Slower werden sie dann auf die MOT-Einfanggeschwindigkeit abgebremst. In der MOT werden sie gefangen und weiter gekühlt, um dann mithilfe der Technik der MM-MOT in den Magnetleiter ausgekoppelt zu werden. Schließlich wird durch adiabatische Kompression und erneutes Doppler-Kühlen in der Kompressionszone die Phasenraumdichte der Atome erhöht.

## Kapitel 3

## Praktische Umsetzung

Damit die Kompensationsspulen den in Kapitel 2.4 erläuterten Zweck erfüllen, müssen sie einer bestimmten Konfiguration entsprechen und einen auf die magnetische Kompression angepassten Strom führen. Um die Konfiguration zu berechnen, wurde zunächst mithilfe von MATLAB eine Simulation der Magnetfelder im Bereich der MOT und des Magnetleiters durchgeführt. Die endgültige Simulation lieferte schließlich die erforderlichen Spulen-Abmessungen für die praktische Anfertigung der Spulen.

Außerdem konnte mithilfe der Simulation eine Abschätzung über die in den Spulen in Form von Wärme dissipierte Leistung getroffen werden. Vor diesem Hintergrund konnte die Wahl eines geeigneten Kupferdrahts sowie Netzgeräts getroffen werden.

Nachdem in diesem Kapitel zunächst das Simulationsprogramm sowie die Anforderungen an das Kompensationsmagnetfeld vorgestellt werden, folgen einige Ergebnisse der Simulation. Dabei wird auch die Methodik zur Wahl geeigneter Kompensationsströme erklärt. Außerdem werden eine erhöhte magnetische Kompression im Magnetleiter sowie eventuelle Störungen der idealen Kompensations-Parameter untersucht.

Schließlich wird noch kurz auf die Anfertigung und Anbringung der Spulen und aller zusätzlich benötigten Instrumente am bestehenden Versuchsaufbau eingegangen.

## 3.1 Simulation

Zur numerischen Berechnung der im Cr-Experiment vorhandenen Magnetfelder, insbesondere im Bereich des Zeeman-Slowers, der MOT und des Magnetleiters, konnte auf ein bereits vorhandenes *MATLAB*-Programm zurückgegriffen werden.

Zunächst konnten die im Normalbetrieb<sup>13</sup> auftretenden Felder, d.h. sowohl ihr Betrag als auch ihr Gradient und ihre räumliche Ausrichtung, berechnet werden.

Anschließend wurden Berechnungen mit erhöhten Strömen durch die guidebars durchgeführt, um auf diese Weise die notwendigen Ströme sowie die Konfiguration der Kompen-

 $<sup>^{13}</sup>$ Mit Normalbetrieb ist im Folgenden der Experimentbetrieb gemeint, bei dem die guidebars einen Strom von  $I_{guide} = 180$  A führen und die Kompensationsspulen ausgeschaltet sind.

sationsspule bestimmen zu können. Dazu musste das bestehende Programm modifiziert und erweitert werden.

### 3.1.1 Beschreibung des MATLAB-Programms

Die numerische Simulation der Magnetfelder mithilfe von MATLAB basiert im Wesentlichen auf dem Biot-Savartschen-Gesetz

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \vec{J}(\vec{r}') \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV'$$
(3.1)

zur Berechnung des magnetischen Flusses  $\vec{B}$  am Ort  $\vec{r}$ , wobei  $\vec{J}$  die elektrische Stromdichte am Ort  $\vec{r}$  bezeichnet. Die Integration wird im Allgemeinen über den gesamten stromführenden Bereich V ausgeführt.

Da es sich bei dem Programm um eine numerische Berechnung handelt, wird das Integral nicht analytisch berechnet, sondern als Summe über eine bestimmte Anzahl an diskreten Orten. Diese sind abhängig von dem betrachteten Bereich, in dem das Magnetfeld berechnet werden soll. Sie werden in dem jeweiligen Ausgabeprogramm, das aus dem Hauptprogramm ausgelagert ist und für die Erstellung der Ausgabeplots verantwortlich ist, berechnet. Die Größe des zu betrachtenden Bereichs sowie die Abstände der diskreten Orte und damit die Genauigkeit der Berechnung können separat angegeben werden.

Weiterhin wird zur Magnetfeldberechnung die räumliche Position der stromführenden Teile benötigt. Diese wird gemeinsam mit dem darin fließenden Strom in einer ebenfalls ausgelagerten Konfigurationsdatei angegeben. Auch hier handelt es sich aufgrund der numerischen Berechnung um eine Angabe in Form diskreter Linien- und Stromelemente statt einer vektoriellen funktionalen Abhängigkeit. Die Anzahl der diskreten Elemente kann variiert werden und trägt zur Genauigkeit der Berechnung bei.

Auf diese Weise können alle stromführenden Leiter, also der Zeeman-Slower, die guidebars sowie die Zusatzspulen, parametrisiert werden. Durch Angabe bzw. Änderung der entsprechenden Parameter im Hauptprogramm kann die Konfiguration jederzeit modifiziert und an neue Gegebenheiten angepasst werden.

### 3.1.2 Anforderungen an die Kompensationsspulen

Der durch die Kompensationsspulen fließende Strom erzeugt ein Feld, welches sich mit dem Feld des Magnetleiters im Bereich der MOT überlagert. Bei Variation des magnetischen Einschlusspotentials im Magnetleiter soll die effektive Lichtkraft  $F_{MOT}$  (siehe Gleichung (2.9)) im Bereich der MOT unverändert bleiben.

Aus Gleichung (2.9) und (2.10) ist ersichtlich, dass dazu der magnetische Gradient konstant gehalten werden muss. Da es sich bei dem durch die guidebars erzeugten Feld um ein Quadrupolfeld mit Minimum entlang der z-Achse handelt, kann die Kompensation am einfachsten durch die Erzeugung eines weiteren Quadrupolfelds realisiert werden. Dieses sollte ebenfalls entlang der z-Achse ein Minimum aufweisen und denselben radialen Verlauf haben, d.h. einen betragsmäßig linearen Anstieg nach außen hin. Damit es zur destruktiven Überlagerung, also zu einer Kompensation kommen kann, müssen die Magnetfeldlinien des Kompensationsfelds antiparallel sein zu denen des Guide-Magnetfelds.

Die MOT samt guidebars befindet sich innerhalb einer zylinderförmigen Vakuumkammer mit einem Außendurchmesser von 154 mm. Da diese nicht ohne Weiteres geöffnet werden kann, um ein weiteres Spulensystem innerhalb der Kammer zu installieren, müssen die Kompensationsspulen außerhalb der Kammer angebracht werden. Der Abstand der stromführenden Drähte zum Mittelpunkt der MOT kann somit minimal 77 mm betragen. Die guidebars haben jeweils einen Abstand von etwa 32.5 mm zur z-Achse. Deshalb müssen die Kompensationsspulen sehr viel höhere Ströme als die Guidebars führen, um eine Stromerhöhung im Magnetleiter von 180 A auf 300 A zu kompensieren. Dies liegt insbesondere daran, dass die magnetische Flussdichte  $\vec{B}$  nach dem Biot-Savartschen Gesetz (3.1) antiproportional ist zum Abstand des felderzeugenden Stroms.

Der Einschlussbereich der Atome innerhalb der magneto-optischen Falle weist im Cr-Experiment eine torusförmige Gestalt auf mit Abmessungen von etwa 20 mm entlang der z-Achse und einem etwas geringeren Durchmesser entlang der y-Achse. Dies legt den Bereich fest, in dem ein stärkeres Magnetfeld infolge einer Erhöhung des Guidestroms auf bis zu  $I_{guide} = 300$  A keinen Einfluss haben darf. Um einen möglichst homogenen Magnetfeldverlauf entlang der z-Achse zu gewährleisten, müssen die Abmessungen der Kompensationsspulen in dieser Richtung ausreichend groß gewählt werden. Auch hier muss die Abnahme des magnetischen Feldes mit zunehmender Entfernung berücksichtigt werden.

Der Übergang vom Bereich der Kompensationsspulen zum Magnetleiter stellt eine weitere nicht zu vernachlässigende Anforderung an die Spulenkonfiguration dar. Dieser Übergang sollte nicht zu abrupt erfolgen, um große Magnetfeldgradienten entlang der z-Achse zu vermeiden. Diese könnten eventuell einen negativen Einfluss auf den Atomfluss und die Atomzahl haben. Da dieser Effekt nicht näher untersucht wurde, sollte von vornherein versucht werden, den Übergang möglichst gleichmäßig zu gestalten.

Des Weiteren sollte der Stromanschluss der Spulen, d.h. alle zu- und ableitenden Drähte und Kabel möglichst keinen Einfluss auf die Magnetfelder haben. Zur einfacheren Herstellung und Montage und für eine höhere Stabilität der Kompensationsspulen, sollte im Gegensatz zu den guidebars auf eine direkte Verbindung der vier Leiter verzichtet werden. Stattdessen wird die Konfiguration so gewählt, dass jede Spule eine eigene separate Rückführung erhält. Diese soll in radialer Richtung so weit vom Leiter entfernt sein, dass ihr Einfluss auf das Magnetfeld möglichst gering ist, ihre Abmessung im gesamten Versuchsaufbau jedoch keine Behinderung darstellt.

Ein relativ großer Strom durch die Kompensationsspulen hat den Nachteil, dass dazu ein entsprechend leistungsfähiges Netzgerät gewählt werden muss. Auch der Aspekt der in Form von Wärme dissipierten Leistung ist nicht zu vernachlässigen, da diese quadratisch mit dem Strom ansteigt.

Um diese Effekte zu begrenzen, erscheint es sinnvoll, anstelle einer Windung mehrere Windungen pro Zusatzspule<sup>14</sup> zu verwenden. Dies führt zu einer entsprechenden Verrin-

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup>Mit einer Zusatzspule ist jeweils einer der vier Leiter samt Rückführung gemeint. Die Magnetfelder der vier Leiter erzeugen dann gemeinsam das zur Kompensation benötigte Quadrupolfeld.

gerung des benötigten Stroms und dadurch zu einer niedrigeren erforderlichen Leistung des Netzgeräts. Zudem kann hierdurch die Abwärme reduziert werden, sodass sich der Draht nicht so stark erhitzt.

Die als Abwärme dissipierte Leistung kann durch die Verwendung mehrerer Windungen zwar gesenkt werden, ist aber immer noch so groß, dass der stromführende Draht über eine Hochdruck-Wasserkühlung verfügen sollte. Auch sollte er einen möglichst großen Querschnitt haben, um den elektrischen Widerstand R des Drahts zu minimieren. Wie aus den Simulationsergebnissen (siehe Kapitel 3.1.3) klar wird, sind die Ströme durch die Kompensationsspulen noch groß genug, um im Draht relativ hohe Temperaturen zu erzeugen. Temperatursensoren an den Spulen und ein Durchflusssensor am Kühlwasserkreislauf sollten deshalb über den Interlock am Netzgerät den Betrieb der Kompensationsspulen überwachen.

### 3.1.3 Ergebnisse für die Kompensationsspulen-Konfiguration

Unter Berücksichtigung der im vorigen Unterkapitel beschriebenen Anforderungen wurde für die Kompensationsspulen schließlich die in Abbildung 3.1 gezeigte Konfiguration gewählt.

Jede der vier Spulen hat eine quadratische Form mit abgerundeten Ecken. Die Seitenlänge der Spulen beträgt 200 mm und der Krümmungsradius an den Ecken 50 mm. Die vier Kompensationsspulen sind so positioniert, dass die Mitte der zur z-Achse parallelen Seite an der Stelle z = 0 liegt. Der minimale Abstand zwischen MOT-Zentrum und der am nächsten zur MOT befindlichen Spulenwicklung beträgt 90 mm, sodass jede Spule etwa 10 mm von der Vakuumkammer entfernt ist.

Das Teilstück parallel zur z-Achse, welches den geringeren Abstand zur MOT hat, stellt den wichtigsten Teil bezüglich der Magnetfeld-Erzeugung dar. Der restliche Teil der Spule dient lediglich der Rückführung des Stroms. Die Spulen befinden sich jeweils auf der Verbindungsachse zweier gegenüberliegender guidebars, sodass das durch sie erzeugte Quadrupolfeld denselben Verlauf aufweist wie das des Magnetleiters. Um den Einfluss der Stromrückführung zu minimieren, aber gleichzeitig noch einen kompakten Aufbau zu erhalten, wurden für Länge und Breite der Spulen dieselben Abmessungen gewählt.

Als Kompromiss zwischen möglichst geringem elektrischen Widerstand R (und damit einer möglichst kurzen Drahtlänge) sowie einem möglichst geringen Strom wurde eine Wicklungszahl von neun gewählt. Im Querschnitt bilden diese neun Wicklungen eine 3x3-Matrix.




(a) Dreidimensionale Ansicht<sup>b</sup> der Spulenkonfiguration. Dargestellt ist nur die Vakuumkammer im Bereich der MOT, sowie die Kompensationsspulen ohne Zu- und Ableitungen für Strom und Kühlwasser.

(b) Dreidimensionale Darstellung der stromführenden Leiter im MOT-Bereich.
(c) und (d) Zweidimensionale Darstellungen der stromführenden Leiter im MOT-Bereich.

Jede der vier Spulen hat einen quadratischen Umriss mit einer Seitenlänge von etwa 200 mm und abgerundeten Ecken mit einem Krümmungsradius von 50 mm. Die Spulen liegen in der (r = 0)- bzw. (s = 0)-Ebene und haben jeweils einen minimalen Abstand von etwa 90 mm zum MOT-Zentrum. Jede Spule hat neun Wicklungen, angeordnet als (3x3)-Matrix.

<sup>&</sup>lt;sup>b</sup>Die Darstellung wurde mit dem CAD-Programm Autodesk Inventor entworfen.

Da der elektrische Widerstand R über

$$R = \rho \cdot \frac{l}{A} \tag{3.2}$$

von der Drahtlänge l und dem Querschnitt A abhängt ( $\rho$ : materialspezifischer Widerstand), sollte A möglichst groß gewählt werden, um die dissipierte Leistung

$$P = I^2 \cdot R \tag{3.3}$$

zu minimieren. Der hier verwendete wassergekühlte Draht hat einen Außendurchmesser von 4 mm und einen Innendurchmesser von 1.5 mm.

Mithilfe der Simulation kann der Widerstand mit den oben genannten Werten zu  $R_{spule} = 10.9 \,\mathrm{m}\Omega$  pro Spule bestimmt werden. Da alle vier Spulen in Reihe betrieben werden, beträgt der gesamte Widerstand des Kompensationsspulen-Aufbaus  $R_{komp} = 43.49 \,\mathrm{m}\Omega$  bei einer gesamten Drahtlänge<sup>15</sup> von  $l_{komp} = 25.28 \,\mathrm{m}$ .

### 3.1.4 Methodik und Wahl eines geeigneten Kompensationsstroms

Im Folgenden wird die Methodik zur Beurteilung des Kompensationsfelds vorgestellt. Mittels *MATLAB* wird dazu der für verschiedene Guideströme notwendige Strom bestimmt, mit dem die Kompensation eines höheren magnetischen Einschlusses im Bereich der MOT gewährleistet wird. Das Vorgehen wird beispielhaft an dem Fall eines erhöhten Guidestroms von  $I_{quide} = 240$  A dargestellt.

Zunächst wird das durch die Kompensationsspulen erzeugte Feld mit dem des Magnetleiters im Bereich der MOT verglichen. Im ersten Schritt wird dazu das Magnetfeld  $\vec{B}_0$  im Normalbetrieb berechnet, d.h. bei einem Guide-Strom von  $I_{guide} = 180$  A und einem Kompensationsstrom von  $I_{komp} = 0$  A. Anschließend wird dieselbe Rechnung mit einem erhöhten Guidestrom und einem beliebigen Kompensationsstrom durchgeführt. Die magnetische Flussdichte  $\vec{B}$  besteht aus beiden Komponenten.

Die Ergebnisse beider Berechnungen liegen nun in Form der beiden dreidimensionalen Vektoren  $\vec{B}$  und  $\vec{B}_0$  vor, wobei die Rechnung in beiden Fällen entlang zweier orthogonaler Achsen durchgeführt wurde. Dies ist zum einen die z-Richtung und zum anderen die r-Achse in der (z = 0)-Ebene<sup>16</sup>. Da beide Felder entlang der z-Achse verschwinden, wurde entlang dieser Betrachtungsrichtung in r- und s-Richtung ein Offset von jeweils 1 mm gewählt. Nur so kann das Magnetfeld entlang der z-Richtung analysiert werden. Der betrachtete Bereich liegt zwischen  $z = \pm 600 \text{ mm}^{17}$  bzw.  $r = \pm 10 \text{ mm}^{18}$ .

Die aus diesen Daten angefertigten Plots sind in Abbildung 3.2 und 3.3 zu sehen. Die Plots auf der linken Seite in Abbildung 3.2 zeigen die Beträge des Kompensations-Magnetfelds bei einem Kompensationsstrom von  $I_{komp} = 85$  A. Auf der rechten Seite

<sup>&</sup>lt;sup>15</sup>Die Stromanschlüsse zwischen den Spulen und zum Netzgerät wurden hierbei nicht berücksichtigt.

 $<sup>^{16}</sup>$ Das zugehörige Koordinatensystem ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Die r- und s-Achse entsprechen jeweils den Verbindungsachsen gegenüberliegender guidebars.

<sup>&</sup>lt;sup>17</sup>Dabei ist zu beachten, dass der Magnetleiter in der Simulation eine Abmessung von  $\pm 500 \text{ mm}$  hat. Dies ist der Grund für den in Abbildung 3.3 zu sehenden Abfall bei  $z = \pm 500 \text{ mm}$ .

<sup>&</sup>lt;sup>18</sup>Dies umfasst den Bereich, in dem die Atome in der MOT gefangen werden.

befinden sich die entsprechenden Plots der vektoriellen Feldkomponenten. Aufgrund der speziellen Wahl der *r*-Achse als Betrachtungsrichtung liefert allerdings nur die senkrecht zur *r*-Achse stehende Komponente einen nicht verschwindenden Beitrag. Aus diesem Grund kann die vektorielle Betrachtung in diesem Fall vernachlässigt werden.

Der Plot unten links bestätigt sehr gut den theoretisch vorausgesagten linearen Verlauf des Quadrupolfelds für kleine Abstände um sein Minimum.

In Abbildung 3.3 ist sowohl die betragsmäßige Differenz der Magnetfeld-Beträge  $||\vec{B}| - |\vec{B}_0||$  (linke Seite) als auch die Differenz der vektoriellen Komponenten  $\vec{B}_j - \vec{B}_{0,j}$  (rechte Seite) dargestellt.

Zusätzlich sind in Abbildung 3.4 zweidimensionale Darstellungen der Magnetfelder in der (z = 0)-Ebene abgebildet. Auf der linken Seite wurden sowohl der Betrag  $|\vec{B}_0|$ des Magnetfelds im Normalbetrieb ( $I_{guide} = 180$  A und  $I_{komp} = 0$  A, oberer Plot) als auch der Betrag  $|\vec{B}|$  des Magnetfelds im Kompensationsbetrieb bei  $I_{guide} = 240$  A und  $I_{komp} = 85$  A (unterer Plot) aufgetragen. Der Plot auf der rechten Seite zeigt schließlich die Differenz  $||\vec{B}| - |\vec{B}_0||$  der beiden Felder. Der Abbildungsbereich wurde dazu stark vergrößert und der Farbcode entsprechend angepasst.

Um nun den richtigen Kompensationsstrom  $I_{komp}$  zu dem jeweils eingestellten Guidestrom zu bestimmen, wird folgende Methode angewendet:  $I_{komp}$  wird manuell so variiert, dass die Differenz  $||\vec{B}| - |\vec{B}_0||$  der Beträge der Magnetfelder im MOT-Bereich maximal 1 mG beträgt. Links unten in Abbildung 3.3 ist das Ergebnis des auf diese Weise für  $I_{guide} = 240$  A optimierten Kompensationsstroms gezeigt. Der maximale Unterschied der Magnetfelder im MOT-Bereich beträgt hier nur etwa  $6 \cdot 10^{-4}$  G an der Stelle  $|r| \approx 3.5$  mm. Dies entspricht etwa 0.01 % des Magnetfeldwerts von 4.8 G an dieser Stelle im Normalbetrieb (vgl. Abbildung 3.11).

Qualitativ lässt sich die optimale Kompensation ebenso in der rechten Darstellung in Abbildung 3.4 erkennen. Im Bereich des Zentrums der MOT beträgt die Differenz  $||\vec{B}| - |\vec{B}_0||$  der beiden Magnetfelder im Normal- bzw. Kompensationsbetrieb Null, d.h. die Beträge der Felder stimmen dort sehr gut überein.



**Abbildung 3.2:** Numerische Berechnung des Kompensationsfelds bei dem Strom  $I_{komp} = 85 \text{ A}$ : *links oben:* Betrag der magnetischen Flussdichte entlang der z-Achse bei einem Offset von  $r_{offset} = s_{offset} = 1 \text{ mm}$ . Der Offset ist Grund dafür, dass das Magnetfeld entlang der z-Achse überhaupt erst einen nicht verschwindenden Wert aufweist.

**links unten:** Betrag der magnetischen Flussdichte entlang der r-Achse **rechts:** entsprechende kartesische Komponenten des jeweils links gezeigten Magnetfelds

Das von den Kompensationsspulen erzeugte Magnetfeld zeigt den typischen Verlauf eines Quadrupolfelds. Im Bereich des Minimums im Zentrum steigt der Betrag der magnetischen Flussdichte radial nach außen hin linear an. Aufgrund des verwendeten Koordinatensystems (siehe Abbildung 2.9) tritt entlang der r-Achse lediglich die Feldkomponente in Richtung s auf.



**Abbildung 3.3:** Vergleich der numerisch berechneten Felder im Normalbetrieb ( $I_{guide} = 180 \text{ A}$ ,  $I_{komp} = 0 \text{ A}$ ) sowie im Kompensationsbetrieb bei Strömen von  $I_{guide} = 240 \text{ A}$  und  $I_{komp} = 85 \text{ A}$ :

**links oben:** Differenz  $||\vec{B}| - |\vec{B}_0||$  der Beträge der magnetischen Flussdichten entlang der z-Achse bei einem Offset von  $r_{offset} = s_{offset} = 1 \text{ mm}$ 

*links unten:* Differenz  $||\vec{B}| - |\vec{B}_0||$  der Beträge der magnetischen Flussdichten entlang der r-Achse

**rechts:** Differenz  $\vec{B}_j - \vec{B}_{0,j}$  der vektoriellen Komponenten der jeweils links gezeigten Felder

Wie im Plot unten links zu sehen ist, beträgt der maximale Unterschied der Magnetfelder im MOT-Bereich etwa  $6 \cdot 10^{-4}$  G (bei  $|r| \approx 3.5$  mm). Dies entspricht circa 0.01% des Magnetfeldwerts von 4.8 G an dieser Stelle im Normalbetrieb (siehe Plot links oben in Abbildung 3.11). Bei den hier dargestellten Daten handelt es sich bereits um den Betrieb bei optimal eingestelltem Kompensationsstrom.





dungsbereich wurde stark vergrößert und der Farbcode entsprechend angepasst. Deutlich zu erkennen ist, dass beide Felder im Bereich des MOT-Zentrums gleich groß sind. Die Differenz der Magnetfelder beträgt hier Null. Somit kann eine erhöhte magnetische Kompression im gesamten MOT-Bereich gut kompensiert werden. Wird das beschriebene Verfahren für mehrere Werte von  $I_{guide}$  durchgeführt, so können die Daten für  $I_{komp}(I_{guide})$  interpoliert werden, um eine funktionale Abhängigkeit zu erhalten. Das Ergebnis der Interpolation ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Dem linearen Fit liegen dabei sieben Werte von  $I_{komp}$  für Guideströme  $I_{guide}$  zwischen  $I_{guide} = 180$  A bis  $I_{quide} = 300$  A im Abstand von  $\Delta I_{quide} = 20$  A zugrunde.

Erwartungsgemäß handelt es sich um einen linearen Zusammenhang zwischen  $I_{komp}$ und  $I_{guide}$ . Da das magnetische Feld  $\vec{B}$  nach Gleichung (3.1) proportional ist zum Strom I, muss der Kompensationsstrom  $I_{komp}$  proportional zu  $I_{guide}$  ansteigen.

Die benötigten Kompensationsströme für  $180 \text{ A} < I_{guide} < 300 \text{ A}$  liegen in einem Bereich von  $0 \text{ A} < I_{komp} < 170 \text{ A}$  mit dem funktionalen Zusammenhang

$$I_{komp}(I_{quide}) = 1.4167 \cdot I_{quide} - 255 \,\mathrm{A}$$
 (3.4)

Nach Gleichung (3.3) hat dies elektrische Leistungen von bis zu P = 1.26 kW zur Folge. Die benötigte Spannung des Netzgeräts liegt somit bei bis zu U = 7.4 V.



**Abbildung 3.5:** Interpolation der mithilfe der numerischen Berechnung bestimmten Werte für  $I_{komp}$  in Abhängigkeit von  $I_{guide}$ . Aus den sieben zugrunde liegenden Werten von  $I_{komp}$  (rot) für Guideströme zwischen  $I_{guide} = 180$  A und 300 A im Abstand von  $\Delta I_{guide} = 20$  A ergibt sich die lineare Abhängigkeit  $I_{komp}(I_{guide}) = 1.4167 \cdot I_{guide} - 255$  A (grün).

Diese Kompensationsströme gelten für die in Abbildung 3.1 gezeigte Spulenkonfiguration mit neun Windungen.

Um die Qualität der so bestimmten Kompensationsströme besser beurteilen zu können, wird als weiteres Kriterium der Magnetfeldgradient im MOT-Bereich herangezogen. Die zugehörigen Plots sind in Abbildung 3.6 zu sehen.



**Abbildung 3.6:** Numerischer Magnetfeld-Gradient in r-Richtung aufgetragen über r im Bereich der MOT.

**Links:** Gradient  $d_r |\vec{B}_0|$  des Magnetfelds im Normalbetrieb ( $I_{guide} = 180 \text{ A}$ ,  $I_{komp} = 0 \text{ A}$ )

**Mitte:** Gradient  $d_r |\vec{B}|$  des Magnetfelds im Kompensationsbetrieb bei  $I_{guide} = 240 \text{ A}$  und  $I_{komp} = 85 \text{ A}$ 

**Rechts:** Differenz  $d_r |\vec{B}| - d_r |\vec{B_0}|$  der beiden Magnetfeld-Gradienten

Aufgrund der hier gewählten Lage des Koordinatensystems (siehe Abbildung 2.9) ändert sich die magnetische Flussdichte des Quadrupolfelds nur entlang der r-Achse. Die Gradienten in Richtung s und z sind bei Betrachtung entlang r Null, d.h. die Felder sind konstant. Aus diesem Grund sind diese Gradienten  $d_s|\vec{B}(r)|$  und  $d_z|\vec{B}(r)|$  nicht gezeigt.

Aus dem rechtem Plot ist ersichtlich, dass der Magnetfeld-Gradient in beiden Betriebsmodi im MOT-Bereich ( $|r| \leq 10 \text{ mm}$ ) gleich groß ist. Im Kompensationsbetrieb erreicht man deshalb zusammen mit einem erhöhten Gradienten in der Kompressionszone ein höheres Kompressionsverhältnis (siehe Seite 43).

Aufgetragen ist hierbei jeweils der numerische Gradient in r-Richtung über derselben Achse. Mit dem numerischen Gradienten ist die Differenz zwischen zwei benachbarten Datenpunkten von  $|\vec{B}|$  gemeint. Dies bedeutet, dass für jeden Wert auf der r-Achse jeweils die Differenz des zugehörigen Magnetfeldbetrags an dieser Stelle und der vorherigen Stelle gebildet und über r aufgetragen wird. Dabei ist zu beachten, dass es sich bei den Datenpunkten stets um die Änderung des Betrags von  $\vec{B}$  und nicht um die Änderung der vektoriellen Komponenten handelt.

Aufgrund der Lage des Koordinatensystems (siehe Abbildung 2.9) sowie des Verlaufs eines Quadrupolfelds ändert sich das Magnetfeld lediglich in Richtung r bei Betrachtung entlang derselben Achse. Die Gradienten in Richtung s und z betragen Null, d.h. auf der r-Achse sind die Felder in diesen Richtungen konstant.

Die drei Plots in Abbildung 3.6 unterscheiden sich folgendermaßen: Während die erste Spalte den Gradienten  $\frac{d|B_0|}{d_r}$  des Magnetfelds im Normalbetrieb, d.h. ohne Kompensationsspulen und  $I_{guide} = 180 \text{ A}$  zeigt, beruht die mittlere Darstellung auf den Daten  $\frac{d|B|}{d_r}$  mit  $I_{guide} = 240 \text{ A}$  sowie dem sich nach Gleichung (3.4) ergebenden Kompensationsstrom  $I_{komp} = 85 \text{ A}$ . Im rechten Plot ist schließlich die Differenz dieser beiden Fälle aufgetragen, also  $\left(\frac{d|B|}{d_r} - \frac{d|B_0|}{d_r}\right)$ .

Als Resultat der numerischen Berechnungen lässt sich somit feststellen, dass der Gra-

dient innerhalb des MOT-Bereichs mithilfe der Kompensationsspulen auch bei erhöhtem Guidestrom konstant gehalten werden kann. Dies zeigt sich insbesondere im rechten Plot in Abbildung 3.6. Im Intervall  $|r| \leq 8 \text{ mm}$  ist der Gradient sowohl im Normalbetrieb als auch mit Kompensationsspulen gleich groß, sodass die Differenz Null beträgt.

Die beschriebene Methode zur Bestimmung optimaler Kompensationsströme liefert also die gewünschten Magnetfelder und Gradienten, sodass höhere Ströme im Magnetleiter keinerlei Einfluss haben auf die Magnetfelder in der MOT. Infolge des unveränderten Magnetfeld-Gradienten in der MOT und eines erhöhten Gradienten in der Kompressionszone kann insgesamt ein höheres Kompressionsverhältnis erzielt werden.

#### 3.1.5 Störung des Zeeman-Slowers

Zur Bestimmung des optimalen Kompensationsstroms wurden bislang lediglich die Magnetfelder des Magnetleiters und der Spulen berücksichtigt, nicht jedoch andere im Experiment auftretende Felder. Aufgrund des kompakten Experimentaufbaus ist es allerdings notwendig auch diese Magnetfelder in die Betrachtung mit einzubeziehen. Insbesondere die räumliche Nähe zwischen dem Zeeman-Slower und der sich anschließenden magneto-optischen Falle führt dazu, dass das Kompensationsfeld nicht nur das Magnetfeld in der MOT beeinflusst, sondern auch auf das durch den Zeeman-Slower erzeugte Feld. Mithilfe der *MATLAB*-Simulation wird dieser Effekt im Folgenden näher untersucht. Dazu wurde eine neue Konfigurationsdatei entworfen, die, wie in Abbildung 3.7 gezeigt, zusätzlich zu den guidebars und den Kompensationsspulen noch den Zeeman-Slower enthält.

Abbildung 3.8 zeigt im oberen Teil die magnetische Flussdichte und unten deren Gradienten sowohl im Normalbetrieb (blaue Kurve;  $I_{guide} = 180 \text{ A}$ ,  $I_{komp} = 0 \text{ A}$ ,  $I_{ZS1} = 14.6 \text{ A}$ ,  $I_{ZS2} = -12.366 \text{ A}$ ) als auch für den Betrieb mit Kompensationsspulen (rote Kurve;  $I_{guide} = 210 \text{ A}$ ,  $I_{komp} = 42.5 \text{ A}$ ,  $I_{ZS1} = 14.6 \text{ A}$ ,  $I_{ZS2} = -12.366 \text{ A}$ ). Die Zeeman-Slower Ströme  $I_{ZS1}$  und  $I_{ZS2}$  sind in beiden Fällen gleich. Das Koordinatensystem entspricht dem in Abbildung 2.9 gezeigten. Die Skala entspricht der aus Abbildung 2.4, sodass sich das MOT-Zentrum bei x = 0 befindet. Die magnetische Flussdichte  $\vec{B}$  enthält alle relevanten Felder, sowohl das der guidebars und Kompensationsspulen als auch das des Zeeman-Slowers. Da lediglich die x-Komponente  $B_x$  dieses Feldes ungleich Null ist, wurde auch nur diese Komponente über der x-Achse aufgetragen.

Erwartungsgemäß hat das Kompensationsfeld im Bereich  $|x| \simeq 150 \,\mathrm{mm}$  den größten Einfluss auf das Magnetfeld des Zeeman-Slowers. Abbildung 3.9 zeigt deshalb einen vergrößerten Ausschnitt, auf dem die Auswirkungen des Kompensationsfelds besser zu erkennen sind. Es kommt im Wesentlichen zu einer Abschwächung der magnetischen Flussdichte, was zwei bedeutende Konsequenzen hat.

Zum einen hat der Nulldurchgang sowohl eine andere Position als auch einen etwas steileren Gradienten. Dies kann unter Umständen zu Verlusten in der Atomzahl führen, wenn nicht mehr alle Atome in den magnetischen Unterzustand wechseln können, in dem sie weiterhin resonant angeregt werden können. Zum anderen nimmt die maximale Flussdichte einen geringeren Wert an als im Normalbetrieb. Der Maximalwert legt die Geschwindigkeit fest, mit der die Atome den Zeeman-Slower verlassen.



Abbildung 3.7: Erweiterte Darstellung der stromführenden Leiter im MOT-Bereich. links: dreidimensionale Ansicht im s-r-z-Koordinatensystem (siehe Abb. 2.9) rechts: zweidimensionale Ansicht in Richtung der positiven z-Achse In der MATLAB-Simulation zur numerischen Berechnung der Magnetfelder wird neben dem Magnetleiter und den Kompensationsspulen nun noch der Zeeman-Slower berücksichtigt, der auf der negativen x-Achse liegt. Zusätzlich zu den beiden bereits vorhandenen Spulen, deren Konfiguration in Abbildung 2.4 beschrieben ist, wurde noch die zusätzliche dritte ZS-Spule eingezeichnet. Sie befindet sich etwa auf Höhe des unteren Teils der kurzen<sup>c</sup> ZS-Spule. Ihre Aufgabe ist es, zusammen mit einem betragsmäßig erhöhten Strom I<sub>ZS2</sub> in der kurzen ZS-Spule, den Einfluss des Kompensationsfelds auf das ZS-Magnetfeld auszugleichen.

Um beide Effekte auszugleichen, können zwei Maßnahmen ergriffen werden. Einerseits kann der Strom  $I_{ZS2} = -12.366$  A in der kleineren Zeeman-Slower-Spule so verändert werden, dass die Maximalwerte in beiden Fällen übereinstimmen. Zum Zweiten kann zwischen der langen Zeeman-Spule und der Vakuumkammer eine weitere kleine Zeeman-Slower-Spule angebracht werden, die den Effekt des Kompensationsfelds ausgleichen soll. Diese dritte Spule ist auch in der Konfiguration in Abbildung 3.7 gezeigt.

Aus der Simulation ergeben sich dazu folgende optimale Werte:  $I_{ZS2} = -13.3$  A in der kurzen der beiden schon vorhandenen Spulen sowie ein Strom von  $I_{ZS3} = -2.5$  A in der dritten Zeeman-Slower-Spule.

 $<sup>^</sup>c{\rm Mit}$ kurzer Zeeman-Slower-Spule ist hier diejenige der beiden ursprünglich vorhandenen ZS-Spulen gemeint, die näher am Zentrum liegt.

Auf diese Weise kann die magnetische Flussdichte im Bereich des Zeeman-Slowers so angepasst werden, dass sie mit der im Normalbetrieb übereinstimmt. Ein Vergleich der beiden Betriebsmodi ist in Abbildung 3.10 gezeigt. Die beiden Magnetfelder sind im Bereich des Zeeman-Slowers weitgehend identisch.

Wie im unteren Plot zu erkennen ist, ändert sich der Gradient der magnetischen Flussdichte kaum. Das heißt, dass der maximale Gradient (Gleichung (2.9)) auch jetzt nicht überschritten wird, zumal für den Zeeman-Slower ein Sicherheitsfaktor von 25% gewählt wurde. Somit können keine Atome durch einen zu großen Gradienten verloren gehen. Die einzige wichtige Größe bei der Anpassung des Zeeman-Slowers ist also der Betrag der magnetischen Flussdichte.





**oben:** x-Komponente des magnetischen Flusses aufgetragen entlang der Achse des Zeeman-Slowers

**unten:** numerischer Gradient in x-Richtung der oben dargestellten Felder Im Bereich  $|x| \simeq 150 \text{ mm}$  hat das Kompensationsfeld den größten Einfluss auf das ZS-Magnetfeld. Deshalb ist in Abbildung 3.9 nochmals dieselbe Magnetfelddarstellung zu sehen, jedoch beschränkt auf etwa diesen Ausschnitt.





Der Einfluss des Kompensationsfelds auf das Magnetfeld des Zeeman-Slowers macht sich im Wesentlichen durch zwei Veränderungen bemerkbar. Zum Einen ist der Nulldurchgang des ZS-Magnetfelds im Kompensationsbetrieb um etwa 14 mm zum MOT-Zentrum hin verschoben und weist einen steileren Gradienten auf. Zum Anderen ist die maximale magnetische Flussdichte an der Position x = -50 mm um etwa 10 G kleiner als im Normalbetrieb.

Der Gradient der magnetischen Flussdichte zeigt im MOT-Bereich jedoch keinerlei Änderung, die zu einer Störung der Funktionsweise des ZS führen würde. Insbesondere kommt es nicht zur Überschreitung des maximal zulässigen Gradienten.





**oben:** x-Komponente des magnetischen Flusses aufgetragen entlang der Achse des Zeeman-Slowers

**unten:** numerischer Gradient in x-Richtung des im oberen Plot dargestellten Felds

Die blaue Kurve zeigt den Normalbetrieb und die grüne den Kompensationsbetrieb bei  $I_{guide} = 210$  A und  $I_{komp} = 42.5$  A. In letzterem Betriebsmodus wurde der Zeeman-Slower so angepasst, dass sein Magnetfeld dem im Normalbetrieb entspricht.

Dazu wurde der Strom in der kürzeren ZS-Spule auf  $I_{ZS2} = -13.3$  A erhöht sowie eine zusätzliche dritte ZS-Spule mit einem Strom von  $I_{ZS3} = -2.5$  A installiert (siehe Abbildung 3.7). Dadurch liegt der Nulldurchgang des Magnetfelds wieder an der ursprünglichen Stelle und hat dort denselben Gradienten. Zudem stimmen auch die maximalen Flussdichten bei x = -50 mm wieder überein.

#### 3.1.6 Erhöhte magnetische Kompression

Zur genaueren Untersuchung höherer magnetischer Kompressionen im Magnetleiter und der Kompressionszone wird nur noch das Feld betrachtet, welches durch verschieden hohe Ströme  $I_{guide}$  durch die guidebars erzeugt wird. Als Betrachtungsrichtung wird wieder die *r*-Achse gewählt. Nachdem zunächst das Magnetfeld für die Parameter des Normalbetriebs berechnet wurde, wurde dieselbe Rechnung nochmals für Guideströme von  $I_{guide} = 240$  A und  $I_{guide} = 300$  A durchgeführt.

Abbildung 3.11 zeigt einen Vergleich der Ergebnisse. Die blauen Kurven beschreiben jeweils den normalen Betriebsmodus mit  $I_{guide} = 180$  A, die grünen den mit  $I_{guide} = 240$  A und die roten den für  $I_{guide} = 300$  A. Die linke Spalte zeigt einen Vergleich der Beträge  $|\vec{B}|$  der Magnetfelder, oben für den Magnetleiter bei einem Abstand der Guidebars von 46 mm und unten in der Kompressionszone bei einem Abstand von 9 mm. Auch hier ist deutlich der charakteristische Verlauf eines Quadrupolfelds zu erkennen.

Auf der rechten Seite sind die Beträge der Gradienten in r-Richtung dargestellt, oben wiederum für den Magnetleiter und unten für die Kompressionszone<sup>19</sup>.

Es lässt sich eine lineare Abhängigkeit des Magnetfeldbetrags bzw. des Betrags des magnetischen Gradienten vom Guidestrom feststellen. Der Faktor, um den sich der Gradient erhöht, entspricht dem der Stromerhöhung. So führt eine Zunahme des Guidestroms von  $I_{guide} = 180$  A auf  $I_{guide} = 300$  A im Magnetleiter bei r = 0 zu einem Gradientenanstieg von  $|d_r|\vec{B}_{0,guide}|| = 13.6$  G/cm auf  $|d_r|\vec{B}_{guide}|| = 22.7$  G/cm. Entsprechend fällt die Zunahme in der Kompressionszone aus: von  $|d_r|\vec{B}_{0,kompr}|| = 356.2$  G/cm auf  $|d_r|\vec{B}_{kompr}|| = 593.7$  G/cm. Der Zunahmefaktor beträgt somit  $\frac{300}{180}$  A =  $\frac{5}{3}$ . Um denselben Faktor vergrößert sich auch das Kompressionsverhältnis zwischen MOT und Kompressionszone im Kompensationsbetrieb bei  $I_{guide} = 300$  A. Dann liegt nämlich in der Kompressionszone ein erhöhter Gradient vor, während in der MOT unveränderte 13.6 G/cm herrschen.

So liegt das Kompressionsverhältnis im Normalbetrieb bei

$$\frac{|d_r|\vec{B}_{0,kompr}||}{|d_r|\vec{B}_{0,quide}||} = 26.19 \tag{3.5}$$

und im Kompensationsbetrieb mit  $I_{quide} = 300 \,\mathrm{A}$  bei

$$\frac{|d_r|B_{kompr}||}{|d_r|\vec{B}_{0,guide}||} = 43.65 \tag{3.6}$$

Da die Dichte nach der Theorie (siehe Kapitel 2.3.2) quadratisch vom magnetischen Feldgradienten abhängt, ist bei einer Erhöhung des Guidestroms auf  $I_{guide} = 300$  A eine 2.78-fache Erhöhung der Dichte zu erwarten.

 $<sup>^{19}</sup>$ Zu beachten sind die unterschiedlich gewählten r-Achsenskalen. Bei den Plots des Gradienten ist jeweils nur ein halb so großer Bereich dargestellt.



**Abbildung 3.11:** Numerische Berechnung des magnetischen Einschlusspotentials für verschiedene Guideströme. Die blauen Kurven entsprechen den Feldern bei  $I_{guide} =$ 180 A, die grünen denen bei 240 A und die roten denen bei 300 A. Auf der linken Seite wurden die Beträge der magnetischen Flussdichte über r aufgetragenund auf der rechten die des Gradienten in selbiger Richtung. Die obere Zeile zeigt die Felder im Magnetleiter und die untere die in der Kompressionszone. (Die – vor allem im Plot unten links zu erkennenden – horizontal verlaufenden Kurvenabschnitte bei r = 0 sind auf numerische Ungenauigkeiten zurückzuführen.)

Durch einen Anstieg des Guide-Stroms kommt es zu einer proportionalen Zunahme des Gradienten der magnetischen Flussdichte. Dieses steilere magnetische Einschlusspotential führt zu einer erhöhten Kompression der Atome im Magnetleiter und in der Kompressionszone.

### 3.1.7 Störungen der idealen Parameter

Bei der Anfertigung, der Montage sowie im Betrieb der Kompensationsspulen kann es zu kleinen Abweichungen der berechneten Parameter kommen. Dies kann verschiedene Gründe haben. Im Folgenden werden die zwei wichtigsten Störfaktoren untersucht.

Zum einen kann es dazu kommen, dass die Abstände der Spulen zum MOT-Zentrum nicht identisch sind. Dies muss allerdings nicht unbedingt an einem unterschiedlichen Abstand der einzelnen Spulen zur Vakuumkammer liegen. Vielmehr kann der Grund auch darin liegen, dass die Mitte des Magnetleiters nicht exakt mit der Symmetrieachse der Kammer zusammenfällt. Dann kommt es auch bei gleichen Abständen zwischen den Spulen und der Kammer dazu, dass die Minima der Felder nicht übereinstimmen.

Des Weiteren kann die tangentiale Position der einzelnen Spulen leicht variieren. Das bedeutet, dass die jeweilige Kompensationsspule nicht exakt auf der r- bzw. s-Achse liegt, die durch die Verbindungsachse gegenüberliegender guidebars definiert ist. Es liegt dann ein Offset senkrecht zu r vor.

Diese beiden Störfaktoren führen zu Asymmetrien im Kompensations-Quadrupolfeld. Auch in diesem Fall liegen die Minima der beiden Felder nicht mehr auf derselben Achse.

Der Einfluss einer leichten Verschiebung der Spulen in z-Richtung kann als Störfaktor vernachlässigt werden, da das Magnetfeld bei z = 0 über einen relativ großen Bereich<sup>20</sup> konstant ist.

Auch eine Störung infolge einer Rotation der Spulen um die *r*-Achse soll hier nicht weiter berücksichtigt werden. Solch eine Störung hätte zur Folge, dass sich die Feldminima zwar im MOT-Zentrum an derselben Stelle befinden. Im Randbereich der MOT wären die Felder jedoch so zueinander verschoben, dass dort die Minima voneinander abweichen würden. Es wird allerdings davon ausgegangen, dass bei der Montage bezüglich dieser Ausrichtung eine hohe Genauigkeit gewährleistet werden kann.

Mithilfe der *MATLAB*-Simulation wird im Folgenden die Auswirkung der beiden Störfaktoren auf die Qualität der Kompensation analysiert. Daraus lässt sich später auch ein Einfluss auf die Messwerte abschätzen.

Um die Störungen zu untersuchen, wurde die Magnetfeldberechnung bei leicht veränderten Parametern durchgeführt und mit dem idealen Fall verglichen. Zunächst wurde der Abstand von 90 mm zwischen Spule und MOT-Zentrum bei einer der vier Spulen um 10 mm erhöht. Dies ist auf der linken Seite in Abbildung 3.12 gezeigt. Es wurde eine relativ große Verschiebung gewählt, um die Auswirkungen besser sichtbar machen zu können.

Abbildung 3.13 zeigt das so erzeugte Kompensationsfeld, wobei die einzelnen Plots analog denen in Abbildung 3.2 angefertigt wurden. Auf der linken Seite sind die Magnetfeldbeträge und auf der rechten Seite die kartesischen Komponenten dargestellt. Die Zeilen unterscheiden sich in der Betrachtungsachse. Zusätzlich zu dem gestörten Kompensationsfeld wurde in Abbildung 3.13 das ideale Feld (schwarz gestrichelt) eingezeichnet.

 $<sup>^{20}{\</sup>rm Groß}$  in Relation zur Abmessung des MOT-Einfangbereichs, also in der Größenordnung weniger Millimeter.





Die entsprechenden Auswirkungen dieser Störungen sind in den Abbildungen 3.13 und 3.14 bzw. 3.15 und 3.16 zu sehen.

Die radiale Verschiebung einer Spule um 10 mm hat zur Folge, dass sich das Minimum des Kompensationsfelds um etwa 2.5 mm vom Zentrum entfernt. Vergleicht man das gestörte Feld mit dem idealen Feld, so stellt man fest, dass die Differenz der Magnetfeldbeträge im MOT-Bereich nicht mehr verschwindet, sondern einen nicht zu vernachlässigenden Wert von etwa  $||\vec{B}| - |\vec{B}_0|| = 1$  G annimmt. Dieser Wert liegt um etwa drei Größenordnungen höher als der Wert bei optimaler Kompensation (siehe Seite 31). Die Plots auf der linken Seite in Abbildung 3.14 zeigen diese großen Abweichungen der Magnetfelder. An der Position z = 0, r = s = 1 mm beträgt die Differenz etwa 0.8 G (siehe Plot links oben). Außerdem ist zu erkennen, dass die betragsmäßige Differenz der Magnetfelder nicht mehr bei r = 0 Null beträgt, sondern bei etwa r = -17 mm.

In diesem Störfall erfüllen die Kompensationsspulen somit nicht mehr ihre Aufgabe.

Ähnliche Ergebnisse erhält man bei Verschiebung einer Spule um 10 mm in tangentiale Richtung, sodass diese nicht mehr auf der Verbindungsachse zweier gegenüberliegender guidebars liegt (siehe rechte Darstellung in Abbildung 3.12).

Wie die Plots in Abbildung 3.15 und 3.16 zeigen, sind bei tangentialer Störung dieselben Effekte zu beobachten wie bei einer radialen Verschiebung. Die Auswirkungen der Verschiebung auf das Magnetfeld fallen sogar noch leicht stärker aus.

Auch bei dieser Störung erfüllen die Kompensationsspulen nicht mehr ihren Zweck.





**links oben:** Betrag der magnetischen Flussdichte entlang der z-Achse bei einem Offset von  $r_{offset} = s_{offset} = 1 \text{ mm}$ 

**links unten:** Betrag der magnetischen Flussdichte entlang der r-Achse. Die blaue Kurve zeigt den gestörten Feldverlauf und die schwarz gestrichelte den idealen.

**rechts:** entsprechende kartesische Komponenten der jeweils links gezeigten Magnetfelder

Die radiale Verschiebung einer der vier Kompensationsspulen nach außen führt zu einer analogen Verschiebung des Feld-Minimums in dieselbe Richtung. Dadurch befindet es sich nicht mehr an der gleichen Stelle wie das Minimum des Guide-Felds.



**Abbildung 3.14:** Vergleich der numerisch berechneten Felder im Normalbetrieb und im Kompensationsbetrieb bei  $I_{guide} = 240 \text{ A}$  und  $I_{komp} = 85 \text{ A}$  sowie einer radialen Störung der Spulenkonfiguration (siehe linke Seite in Abbildung 3.12):

**links oben:** Differenz  $||\vec{B}| - |\vec{B}_0||$  der Beträge der magnetischen Flussdichten entlang der z-Achse bei einem Offset von  $r_{offset} = s_{offset} = 1 \text{ mm}$ 

*links unten:* Differenz  $||\vec{B}| - |\vec{B}_0||$  der Beträge der magnetischen Flussdichten entlang der r-Achse

**rechts:** Differenz  $\vec{B}_j - \vec{B}_{0,j}$  der vektoriellen Komponenten der jeweils links gezeigten Felder

Das durch radiale Verschiebung gestörte Kompensationsfeld kann seine Funktion nicht mehr in vollem Umfang erfüllen. So ergibt sich im Bereich der MOT eine nicht verschwindende Differenz zwischen dem Feld im Normalbetrieb und dem im Kompensationsbetrieb. Mit einem Wert von etwa 1 G liegt der Unterschied im Störfall um mehr als drei Größenordnungen höher als im optimalen Fall (siehe Abbildung 3.3).





**links oben:** Betrag der magnetischen Flussdichte entlang der z-Achse bei einem Offset von  $r_{offset} = s_{offset} = 1 \text{ mm}$ 

**links unten:** Betrag der magnetischen Flussdichte entlang der r-Achse. Die blaue Kurve zeigt den gestörten Feldverlauf und die schwarz gestrichelte den idealen.

**rechts:** entsprechende kartesische Komponenten der jeweils links gezeigten Magnetfelder

Auch die tangentiale Verschiebung einer der vier Kompensationsspulen in positive r-Richtung führt zu einer Verschiebung des Feld-Minimums entlang derselben Achse. Dadurch liegt es nicht mehr an der gleichen Stelle wie das Minimum des Guide-Felds.



**Abbildung 3.16:** Vergleich der numerisch berechneten Felder im Normalbetrieb und im Kompensationsbetrieb bei  $I_{guide} = 240$  A und  $I_{komp} = 85$  A sowie einer tangentialen Störung der Spulenkonfiguration (siehe rechte Seite in Abbildung 3.12):

**links oben:** Differenz  $||\vec{B}| - |\vec{B}_0||$  der Beträge der magnetischen Flussdichten entlang der z-Achse bei einem Offset von  $r_{offset} = s_{offset} = 1 \text{ mm}$ 

*links unten:* Differenz  $||\vec{B}| - |\vec{B}_0||$  der Beträge der magnetischen Flussdichten entlang der r-Achse

**rechts:** Differenz  $\vec{B}_j - \vec{B}_{0,j}$  der vektoriellen Komponenten der jeweils links gezeigten Felder

Auch das durch tangentiale Verschiebung gestörte Kompensationsfeld kann erhöhte Guideströme nicht mehr vollständig ausgleichen. Im Zentrum der MOT nimmt die Differenz zwischen dem Feld im Normalbetrieb und dem im Kompensationsbetrieb einen nicht verschwindenden Wert von über 1 G an. Dieser Unterschied liegt erneut um mehr als drei Größenordnungen höher als im optimalen Fall (siehe Abbildung 3.3).

# 3.2 Anfertigung und Anbringung

Nachdem der für die Wasserkühlung geeignete Kupferdraht isoliert und daraus vier gleiche Spulen in obiger Konfiguration gewickelt wurden, konnten diese an den bestehenden Cr-Versuchsaufbau montiert werden. Die Spulen wurden dabei in Reihe an ein Netzgerät<sup>21</sup> mit einer Leistung von 15 kW angeschlossen. Mithilfe von Prestolok-Schläuchen wurden sie mit dem Hochdruck-Kühlkreislauf mit einem Druck von etwa 12 bis 13 bar verbunden. Um einen höheren Wasserdurchfluss pro Spule zu erhalten, wird die Wasserkühlung der Spulen nicht in Reihe, sondern parallel betrieben.

Ein erster Testlauf ergab einen Wasserdurchfluss von 900 ml/min pro Spule. Bei einem Kompensationsstrom von 250 A baute sich eine maximale Temperatur von etwa 35 °C auf.

Um zu kontrollieren, dass sich die Spulen nicht über eine kritische Temperatur erhitzen, wurden an jeder Spule zwei Temperatursensoren angebracht. Die insgesamt acht Sensoren sind gemeinsam mit einem am Kühlkreislauf angebrachten Durchflusssensor mit dem Interlock des Netzgeräts verbunden. Als kritische Temperatur wurde ein Wert von 50 °C gewählt.

In Abbildung 3.17 und 3.18 sind Bilder des endgültigen Versuchsaufbaus zu sehen.

<sup>&</sup>lt;sup>21</sup>Firma: Lambda, Modell: ESS



Abbildung 3.17: Versuchsaufbau mit angebrachten Kompensationsspulen (1) oben: Seitenansicht von rechts

Vakuumkammer sehr genau eingestellt werden.

unten: Draufsicht von vorne Die vier Kompensationsspulen wurden so am Versuchsaufbau angebracht, dass sie sich jeweils auf einer der Verbindungsachse zweier gegenüberliegender guidebars befinden. In z-Richtung stimmt ihr Mittelpunkt mit dem Zentrum der MOT überein (siehe Konfiguration in Abbildung 3.1). Durch die zweifache Verschraubung der Spulen mit den Breadboards konnten sowohl die radiale, als auch die tangentiale Ausrichtung der Spulen relativ zur Symmetrieachse der



Abbildung 3.18: Versuchsaufbau mit angebrachten Kompensationsspulen (2) links: Seitenansicht von links rechts oben: Draufsicht der rechten oberen Spule rechts unten: Seitenansicht der rechten unteren Spule In diesen vergrößerten Ausschnitten ist die Befestigung der Spulen mit den Breadboards nochmals detaillierter zu sehen. Mithilfe zweier Metallplatten wurde jede der vier Kompensationsspulen an zwei Stellen über einen 45°-Winkel mit den horizontal liegenden Breadboards verschraubt. Auf diese Weise war eine sehr genaue und stabile Ausrichtung möglich. Die Kabel an den Spulen verbinden die Temperatursensoren mit dem Interlock des Netzgeräts.

# Kapitel 4

# Experimentelle Messungen

Dieses Kapitel beginnt mit der Beschreibung des Messverfahrens zur Aufnahme von Fluoreszenzbildern (4.1). Anhand dieser Bilder kann die korrekte Funktionsweise der Kompensationsspulen überprüft werden.

Im Anschluss folgt die Auswertung erster Messungen, bei denen lediglich die magnetische Kompression erhöht wurde, jedoch keinerlei weitere Anpassungen am Experiment vorgenommen wurden (4.2). In Kapitel 4.3 folgt dann die Untersuchung der Konfiguration auf Asymmetrie, um die Qualität späterer Messdaten beurteilen zu können. Es folgt die Analyse der Messungen zur Anpassung des Zeeman-Slowers in Kapitel 4.4.

Schließlich werden in Kapitel 4.5 die Auswirkungen eines veränderten MOT-detunings auf die Atomzahl in der MOT sowie den Atomfluss im Magnetleiter untersucht.

## 4.1 Messverfahren und Auswertungsmethode

Um sowohl qualitative als auch quantitative Aussagen über den Einsatz der Kompensationsspulen treffen zu können, wurden experimentelle Messungen nach dem im Folgenden beschriebenen Messverfahren durchgeführt. Es beruht im Wesentlichen auf der laserinduzierten Fluoreszenz der Chrom-Atome im Magnetleiter und der MOT. Dabei ist jedoch zu beachten, dass aus den Messdaten keinesfalls Rückschlüsse auf die absolute Anzahl an Atomen gezogen werden können, da für solche Berechnungen die Kamera zunächst kalibriert werden müsste. Stattdessen können jedoch relative Aussagen gemacht werden, sodass beispielsweise eine Messreihe zu einer anderen in Bezug gesetzt werden kann.

Die Floureszenz-Aufnahmen des Atomflusses im Magnetleiter werden noch vor der Kompressionszone gemacht. Der dazu benötigte Aufbau wird auf Höhe der Sichtfenster zwischen MOT und Kompressionszone angebracht (siehe dazu Abbildung 2.12).

Um die Atome zur Fluoreszenz anzuregen, werden zwei Laser benötigt. Zum einen ein roter Rückpump-Laser ( $\lambda_{repump} = 663.2 \text{ nm}$ ) und zum anderen ein blauer Probe-Laser ( $\lambda_{probe} = 425.6 \text{ nm}$ ).

Die Atome, die in der MOT gefangen sind, zerfallen nach einer gewissen Zeit in den metastabilen  ${}^{5}D_{4}$ -Zustand. In diesem Zustand können sie nicht mehr durch die MOT-Laserstrahlen angeregt und gefangen werden, sondern können die MOT in Richtung

Magnetleiter verlassen. Bevor die Atome mithilfe des Probe-Lasers zur Fluoreszenz angeregt werden können, müssen sie somit zunächst in den Grundzustand zurückgepumpt werden (siehe Abbildung 2.6). Dies geschieht mithilfe des roten Lasers der Wellenlänge  $\lambda_{repump} = 663.2$  nm, durch den die Chromatome in den <sup>7</sup>P<sub>3</sub>-Zustand gebracht werden. Von dort aus können sie schließlich wieder in den Grundzustand zerfallen.

Im nächsten Schritt werden sie durch den Probe-Laser in den <sup>7</sup>P<sub>4</sub>-Zustand angeregt. Durch spontane Emission von Photonen zerfallen sie von dort wieder in den Grundzustand. Ein Teil des dabei isotrop abgestrahlten Streulichts kann mithilfe einer CCD-Kamera<sup>22</sup> detektiert werden.

Beide Laser werden mithilfe eines Linsensystems schräg durch das Sichtfenster eingestrahlt, sodass sie den Atomstrahl etwa in der Mitte des Fensters treffen. Um die größtmögliche Anzahl an Atomen zur Fluoreszenz anregen zu können, muss dabei sichergestellt werden, dass die Ausdehnung beider Laser im Bereich des Magnetleiter-Zentrums ausreichend groß ist (d.h. etwa 1 cm). Dazu musste der Pumplaserstrahl zunächst mithilfe eines Zylinderlinsen-Systems aufgeweitet werden. Außerdem wurde der Rückpumplaserstrahl nach einmaligem Durchlaufen der Vakuumkammer wieder zurück gespiegelt.

Die Kameraposition wurde so justiert, dass sie die senkrecht zum Atomstrahl emittierten Photonen registriert. Vor dem CCD-Chip befindet sich ein Teleskop-Linsensystem mit einer 1:1-Abbildung. Um auch hier ein möglichst großes Messsignal zu erhalten, d.h. viel Licht zu registrieren, wurden dazu 2"-Linsen verwendet. Anhand der am PC dargestellten Kameraaufnahmen können so qualitative Aussagen über den Atomfluss gemacht werden.

Infolge des starken Magnetfelds im Magnetleiter kommt es zu einer relativ großen Zeeman-Aufspaltung der atomaren Übergänge. Um also so viele Atome wie möglich sichtbar machen zu können, muss das detuning des Probe-Strahls während der Aufnahme eines Bildes mithilfe des zugehörigen akusto-optischen Modulators (AOM) mehrmals durchgefahren werden [14]. Zur Gewährleistung der vollständigen Anregung aller Atome wird die Verstimmung bei einer Frequenz von etwa 5 kHz so moduliert, dass innerhalb der Aufnahmezeit  $t_{acquisition}$  der Kamera ein detuning-Bereich von  $\varepsilon = \pm 2\Gamma$  abgedeckt wird. Für die Aufnahmezeit eines Bilds wurde  $t_{acquisition} = 300 \text{ ms gewählt}$ . Die Größe der Aufnahmen beträgt (696 x 512) Pixel.

Die Kamera wurde während der Messung von der Software zur Experimentsteuerung getriggert. In diesem *LabView*-Programm wurden einige Routinen angefertigt, um verschiedene Messgeräte extern zu steuern. Auf diese Weise konnte die Auswirkung der Veränderung bestimmter Parameter auf den Atomfluss mithilfe der Kamera aufgenommen werden. Für jeden Satz von eingestellten Parametern wurden stets zwei Aufnahmen gemacht. Während der Aufnahme des ersten Bilds waren die Laser angeschaltet, sodass die Atome zu sehen waren. Für die zweite Aufnahme wurden sämtliche Laser ausgeschaltet und keine Atome waren sichtbar. Dieses Hintergrundbild wurde dann in der mit *MATLAB* programmierten Auswertungssoftware von dem ersten Bild abgezogen, um den Einfluss von Störsignalen zu reduzieren.

<sup>&</sup>lt;sup>22</sup>Firma: pco., Modell: pixelfly qe

Um aus den auf diese Weise erhaltenen Messdaten quantitative Aussagen treffen zu können, werden mithilfe des Auswertungsprogramms innerhalb des Bildausschnitts, in dem sich die Atome befinden, alle Signale aufsummiert. Diese Daten werden über dem Parameter aufgetragen, dessen Wert bei dieser Messreihe variiert wurde.

In Abbildung 4.1 ist exemplarisch ein aufgenommenes Fluoreszenzbild sowie der Summationsbereich als rotes Rechteck zu sehen. Dabei handelt es sich bereits um die vom Hintergrundrauschen befreite Aufnahme von Atomen im Magnetleiter.





Bei der verwendeten Kamera kommt es zum Teil zu starken Schwankungen bei der Aufnahme des Hintergrundrauschens. Dadurch kann es vorkommen, dass unterschiedlich große Hintergrundsignale bei dem Fluoreszenz- und dem zugehörigen Hintergrundbild aufgenommen werden. Dies wirkt sich insbesondere bei kleinen Fluoreszenzsignalen negativ auf die Messdaten aus und ist Grund für die in den folgenden Abbildungen zu sehenden Schwankungen der Kurvenverläufe.

## 4.2 Erste Messungen

Um einen ersten Eindruck von dem Einfluss einer erhöhten magnetischen Kompression im Magnetleiter auf den Atomfluss zu gewinnen, wurden zunächst Messungen ohne sonstige Anpassungen durchgeführt. Das heißt, sowohl der Zeeman-Slower als auch das MOTdetuning blieben unverändert im Vergleich zum Normalbetrieb. Für den Zeeman-Slower sind dies die auf Seite 11 angegebenen Ströme und für das MOT-detuning folgende Werte<sup>23</sup>:  $\epsilon_{horiz.beam} = -2.01 \,\Gamma$ ,  $\epsilon_{z,offset} = -2.30 \,\Gamma$  und  $\epsilon_{z,rel.detuning} = 0.65 \,\Gamma$ . Aufgenommen wurden nun die Fluoreszenzsignale in Abhängigkeit vom Kompensationsstrom für verschiedene Ströme im Magnetleiter. Abbildung 4.2 zeigt einen Vergleich der Messreihen bei Guideströmen von  $I_{quide} = 180 \,\text{A}$ , 230 A und 280 A.



Abbildung 4.2: Gemessene Fluoreszenzsignale des Atomflusses im Magnetleiter in Abhängigkeit vom Kompensationsstrom. Die blaue Kurve zeigt den Normalbetrieb und dient als Referenz. Für die in grün dargestellte Messreihe wurde ein Guidestrom von 230 A gewählt und für die in rot dargestellte Kurve wurde  $I_{guide} = 280$  A eingestellt. Bei keiner der Messreihen wurden zusätzliche Parameter angepasst. Erwartungsgemäß nimmt die blaue Kurve bei steigendem Kompensationsstrom ab, während die grüne und rote Kurve zunächst bis zu einem Maximum ansteigen. Dieses liegt bei umso höheren Kompensationsströmen, je größer der Guidestrom ist. Da keine zusätzlichen Anpassungen am Experiment vorgenommen wurden, bricht der Atomfluss jedoch stets oberhalb von etwa  $I_{komp} = 20$  A ab.

Wie zu erwarten nimmt die Zahl der Atome im Atomfluss bei  $I_{guide} = 180$  A (blaue Kurve) mit zunehmendem Kompensationsstrom ab. In diesem Fall findet eine Verringerung des MOT-Felds statt, obwohl dies bei diesem Guidestrom nicht notwendig ist. Als Referenz für die weiteren Messwerte kann die Atomzahl im Normalbetrieb, d.h. bei  $I_{komp} = 0$  A, genommen werden, die etwa  $1.3 \cdot 10^6$  beträgt<sup>24</sup>.

<sup>&</sup>lt;sup>23</sup>Das detuning ist hierbei in Einheiten der natürlichen Linienbreite  $\Gamma$  angegeben. Siehe [12] für Erläuterungen zu der Bedeutung der detuning-Bezeichnungen.

<sup>&</sup>lt;sup>24</sup>Die Einheit der Fluoreszenz ist beliebig, da die Kamera nicht kalibriert und die Messwerte nicht normiert wurden. Die Messdaten müssen deshalb, wie in Kapitel 4.1 beschrieben, stets in Relation zueinander gesetzt werden.

Generell weisen die Messreihen keinen monotonen Verlauf auf, sondern werden durch mehrere Einbrüche der Atomzahl<sup>25</sup> unterbrochen, die mehr oder weniger stark ausgeprägt sind. Diese Dips sind auf Unregelmäßigkeiten in den Fluoreszenz-Aufnahmen zurückzuführen. Entspricht die Hintergrundaufnahme nicht genau dem Hintergrund im Fluoreszenzbild, so kommt es unter Umständen zu einer Überschätzung des Rauschens bzw. einer Unterschätzung der Fluoreszenz.

In den beiden restlichen Messreihen sind, insbesondere bei  $I_{guide} = 280 \text{ A}$ , jeweils Bereiche maximaler Atomzahl zu erkennen. Diese liegen erwartungsgemäß bei umso höheren Kompensationsströmen, je größer der Guidestrom ist.

Insgesamt lässt sich anhand des Vergleichs in Abbildung 4.2 jedoch sagen, dass ohne weitere Anpassung, beispielsweise des Zeeman-Slowers, der Atomfluss bei einem Kompensationsstrom von etwa 20 A abbricht, unabhängig vom Strom durch den Magnetleiter. Auch ist die Atomzahl im Fluss immer deutlich geringer als im Normalbetrieb. Dies liegt daran, dass der Kompensationsstrom sowohl für  $I_{guide} = 230$  A als auch für 280 A laut Abbildung 3.5 bei Werten oberhalb  $I_{komp} = 20$  A liegt. Käme es nicht zu dem beschriebenen Abschneiden des Flusses, so würde die Atomzahl weiter zunehmen und erst bei den optimalen Werten für  $I_{komp}$  ein deutliches Maximum aufweisen. Dort sollten die Atomzahlen dann auch größere Werte annehmen als im Normalbetrieb.

Der Einbruch des Atomflusses ist maßgeblich auf ein Verschwinden der Atome in der MOT zurückzuführen. Deshalb kann durch eine Anpassung des Zeeman-Slowers eine Verbesserung erzielt werden.

## 4.3 Untersuchung auf Asymmetrie

Um bereits zu Beginn der Messungen asymmetrische Eigenschaften des Kompensationsfelds ausschließen zu können, wurden mithilfe zweier weiterer Netzgeräte<sup>26</sup> die Ströme durch die rechte obere und untere Kompensationsspule<sup>27</sup> variiert. Dazu wurden die Netzgeräte jeweils parallel zu dem Lambda ESS-Netzgerät angeschlossen.

Für die in Abbildung 4.3 dargestellten Messdaten wurden folgende Parameter gewählt: Der Guidestrom betrug 195 A und der zugehörige Kompensationsstrom 20 A. Die Ströme durch die beiden rechten Spulen wurden jeweils von 0 A bis 40 A in Abständen von  $\Delta I =$ 2.5 A variiert. Die Messwerte wurden zweidimensional über den Strömen aufgetragen.

Auch hier sind deutliche farbliche Abweichungen mancher Messwerte auf Unregemäßigkeiten bei den Fluoreszenzaufnahmen zurückzuführen. Aus diesem Grund wurden die Messdaten zuvor mithilfe eines Gaußschen Filters der Matrixgröße (3 x 3) und einer Standardabweichung von  $\sigma = 0.5$  gefiltert.

Wie man Abbildung 4.3 entnehmen kann, liegt keine deutliche Asymmetrie des Kompensationsfelds vor. Das Maximum der Atomzahl erstreckt sich vielmehr über einen relativ großen gleichmäßigen Bereich um den Mittelpunkt, der leicht oberhalb

 $<sup>^{25}</sup>$ Da die Atomzahl proportional ist zu dem aufgenommenen Anteil an fluoreszierenden Atomen, kann auch die Bezeichnung Atomzahl für die Fluoreszenzsignale benutzt werden.

<sup>&</sup>lt;sup>26</sup>Firma: EA Elektro-Automatik, Modell: EA-PS 3016-20 B

 $<sup>^{27}\</sup>mathrm{Die}$ Positionsangabe bezieht sich auf die Betrachtung in Richtung der positiven z-Achse.

von  $I_{komp,oben} = I_{komp,unten} = 20 \text{ A}$  liegt. Da kleinere asymmetrische Schwankungen offensichtlich keinerlei große Folgen haben, wurde für sämtliche Messungen von einem richtig ausgerichteten Kompensationsfeld ausgegangen.



Abbildung 4.3: Messdaten zur Untersuchung des Kompensationsfelds auf Asymmetrie bei  $I_{guide} = 195 \text{ A.}$  Mithilfe zweier zusätzlicher Netzgeräte wurde der Kompensationsstrom in der rechten oberen und unteren Spule<sup>d</sup> zwischen 0 A und 40 A variiert, während in den anderen beiden Spulen ein Strom von 20 A floss. Die zugehörigen Messwerte wurden zweidimensional über den Strömen aufgetragen und einer Gaußschen Filterung unterzogen.

Das maximale Fluoreszenzsignal liegt etwa in der Mitte, sodass von einem symmetrischen Feld ausgegangen werden kann.

<sup>&</sup>lt;sup>d</sup>Diese Bezeichnungen gelten bei Blickrichtung entlang der positiven z-Achse.

## 4.4 Anpassung des Zeeman-Slowers

Um den in Kapitel 4.2 gezeigten Einbruch der Atomzahl im Magnetleiter zu beheben, müssen die in Kapitel 3.1.5 beschriebenen Anpassungen am Zeeman-Slower vorgenommen werden. Dazu wurde an folgenden Parametern angesetzt: Sowohl der Strom  $I_{ZS1}$  durch den letzten der drei Spulenabschnitte der langen ZS-Spule (d.h. denjenigen Abschnitt, der sich am nächsten zur MOT befindet) als auch der Strom  $I_{ZS2}$  durch die kurze ZS-Spule wurden experimentell innerhalb eines bestimmten Bereichs variiert. Außerdem wurde eine weitere ZS-Spule mit 17 Wicklungen zwischen den beiden bereits vorhandenen Spulen montiert. Der Strom  $I_{ZS3}$  durch diese Spule wurde ebenfalls variiert, um den maximalen Fluss in Abhängigkeit von  $I_{ZS3}$  bestimmen zu können.

Wie die Messungen zeigten, war es jedoch nicht notwendig, den Strom  $I_{ZS1}$  anzupassen, um einen größeren Atomfluss zu erhalten. Die Fluoreszenz-Signale blieben über einen relativ weiten Bereich in etwa gleich groß, zeigten jedoch ein leicht ausgeprägtes Maximum bei dem ursprünglich eingestellten Strom. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit den numerischen Berechnungen aus der MATLAB-Simulation (siehe Kapitel 3.1.5).

Anhand der Messungen zeigte sich allerdings auch, dass die zusätzliche dritte ZS-Spule nicht benötigt wird. Beim Betrieb dieser Spule konnten keinerlei verbesserte Fluoreszenz-Signale beobachtet werden. Daraus lässt sich schließen, dass die sich aus der Simulation ergebende ZS-Erweiterung durch die dritte Spule für die Funktionsfähigkeit des Zeeman-Slowers nicht relevant ist. Dies lässt sich auf zwei mögliche Gründe zurückführen. Zum einen ist der Sicherheitsfaktor groß genug, um die Auswirkungen leichter Schwankungen des ZS-Magnetfelds auszugleichen. Zum anderen scheint auch die Zeitspanne, die den Atomen beim Nulldurchgang zum Wechsel des magnetischen Unterzustands zur Verfügung steht, auch bei einem leicht erhöhten Gradienten groß genug zu sein.

Eine deutliche Verstärkung der Fluoreszenz erhält man jedoch durch Anpassung des Stroms  $I_{ZS2}$  in der kurzen ZS-Spule, die sich innerhalb der Vakuumkammer befindet. Die Notwendigkeit dieser Anpassung steht ebenfalls im Einklang mit den numerischen Berechnungen.

Abbildung 4.4 zeigt einen Vergleich dreier Messreihen, bei denen die Fluoreszenz der Atome im Magnetleiter in Abhängigkeit vom Strom  $I_{ZS2}$  aufgenommen wurde. Für einen Guidestrom von  $I_{guide} = 210 \text{ A}$  (blau) wurde  $I_{ZS2}$  innerhalb des Bereichs  $12.0 \text{ A} \leq I_{ZS2} \leq 14.0 \text{ A}$  in Abständen von  $\Delta I_{ZS2} = 0.1 \text{ A}$  variiert und für die beiden Ströme  $I_{guide} = 220 \text{ A}$  (rot) und 230 A (grün) in denselben Abständen im Bereich  $12.0 \text{ A} \leq I_{ZS2} \leq 15.0 \text{ A}$ . Der Kompensationsstrom wurde jeweils auf den optimalen Wert von  $I_{komp} = 42.5 \text{ A}$ , 56.7 A bzw. 70.8 A eingestellt.

Wie sich zeigt, liegen die maximalen Fluoreszenzsignale des Atomflusses bei betragsmäßig deutlich höheren Werten für  $I_{ZS2}$  als den bisherigen -12.366 A im Normalbetrieb. Bei  $I_{guide} = 210$  A kommt es dann sogar zu einer Verdopplung des maximalen Messwerts im Vergleich zu dem Wert bei  $I_{ZS2} = -12.366$  A. Für die drei gewählten Guideströme werden also optimale ZS-Ströme von  $I_{ZS2} \approx 13.2$  A, 13.5 A bzw. 13.8 A benötigt. Um weiterhin die Funktionsfähigkeit des Zeeman-Slowers aufrecht zu erhalten und den



**Abbildung 4.4:** Vergleich dreier Messreihen der Fluoreszenz des Atomflusses im Magnetleiter in Abhängigkeit des Stroms  $|I_{ZS2}|$  in der kurzen Zeeman-Slower Spule. Die blaue Kurve zeigt den Betrieb bei  $I_{guide} = 210 \text{ A}$ , die rote den bei 220 A und die grüne bei 230 A. Die Kompensationsströme wurden jeweils auf den optimalen Wert eingestellt.

Die maximalen Fluoreszenz-Signale liegen bei betragsmäßig umso höheren Strömen  $|I_{ZS2}|$ , je größer der Guidestrom ist. Ein steigendes Kompensationsfeld erfordert somit eine Anpassung des Zeeman-Slowers.

Die Messwerte liegen jedoch weiterhin unterhalb des Niveaus im Normalbetrieb (vgl. blaue Kurve in Abbildung 4.2), insbesondere bei hohen Guideströmen.

Einfluss des Kompensationsfelds auszugleichen, bedarf es somit eines betragsmäßig umso höheren Stroms  $I_{ZS2}$ , je größer  $I_{guide}$  und somit das magnetische Einschlusspotential ist.

Dass sich durch diese Stromerhöhung auch die Atomzahl innerhalb der MOT erhöht, lässt sich anhand der in Abbildung 4.5 dargestellten Messung belegen. Dazu wurden mithilfe einer weiteren Kamera die Fluoreszenz der Atome innerhalb der MOT aufgenommen. Im oberen Plot sind die Fluoreszenzsignale des Atomflusses und unten die der Atome in der MOT über dem Strom  $I_{ZS2}$  aufgetragen. Der Guidestrom betrug bei dieser Messung  $I_{guide} = 210$  A und der Kompensationsstrom entsprechend  $I_{komp} = 42$  A.

Analog zum Atomfluss im Magnetleiter lässt sich somit auch bei der Atomzahl in der MOT infolge einer Anpassung von  $I_{ZS2}$  ein deutlicher Anstieg feststellen. Außerdem zeigt sich, dass der optimale ZS-Strom betragsmäßig bei etwa 13.2 A liegt. Dies stimmt fast exakt mit dem numerisch berechneten Wert von 13.3 A überein (siehe Seite 38).

Der Anstieg der Fluoreszenz-Signale infolge eines angepassten Zeeman-Slowers zeigt sich auch bei einem Vergleich der Messdaten, wie er in Abbildung 4.6 zu sehen ist. Bei einem Guidestrom von 210 A wurde sowohl für den nicht angepassten ( $I_{ZS2} = -12.4$  A,



**Abbildung 4.5:** Messdaten zur Fluoreszenz der Atome im Magnetleiter (oben) und in der MOT (unten) in Abhängigkeit des Stroms  $|I_{ZS2}|$  in der kurzen ZS-Spule ( $I_{guide} = 210 \text{ A}, I_{komp} = 42 \text{ A}$ ).

Die betragsmäßige Erhöhung von  $|I_{ZS2}|$  führt nicht nur zu einer Steigerung des Fluoreszenz-Messwerts im Magnetleiter, sondern auch der Fluoreszenz in der MOT. Dabei liegen die Maxima beider Kurven bei demselben Strom von etwa  $|I_{ZS2}| = 13.2 \text{ A}.$ 

rot) als auch für den angepassten ZS-Strom ( $I_{ZS2} = -13.2 \text{ A}$ , grün) die Fluoreszenz im Magnetleiter sowie in der MOT in Abhängigkeit vom Kompensationsstrom aufgenommen. Als Referenz wurden zusätzlich noch die Werte im Normalbetrieb eingezeichnet (blau). Auch hier zeigt sich bei verändertem ZS-Strom eine Verbesserung beider Fluoreszenzsignale, insbesondere bei höheren Kompensationsströmen.

Im Vergleich zu den Messreihen in Abbildung 4.2 lässt sich anhand dieser Daten auch die erwartete Verschiebung der maximalen Fluoreszenz hin zu größeren Kompensationsströmen feststellen. Das Fluoreszenz-Maximum liegt jedoch weiterhin unterhalb des optimalen Kompensationsstroms von 42 A. Das heißt, dass das Abschneiden des Atomflusses im Magnetleiter nicht schon, wie in Abbildung 4.2, bei 20 A, sondern erst bei höheren Kompensationsströmen stattfindet. Dies zeigt, dass es weiterer Modifikationen bedarf, um den Atomfluss im Magnetleiter bei höherer magnetischer Kompensation zu optimieren.

Gleichzeitig deuten die Ergebnisse aus Abbildung 4.4 und 4.6 darauf hin, dass die maximalen Fluoreszenzwerte mit steigender magnetischer Kompression weiterhin abnehmen. Auch liegen sie stets unterhalb der Fluoreszenzen im Normalbetrieb. Um zu überprüfen,



**Abbildung 4.6:** Messdaten zur Fluoreszenz der Atome im Magnetleiter (oben) und in der MOT (unten) bei nicht angepasstem ( $I_{ZS2} = -12.4$  A, rot) und angepasstem Zeeman-Slower ( $I_{ZS2} = -13.2$  A, grün) in Abhängigkeit vom Kompensationsstrom. Als Referenz wurden zusätzlich die Messdaten für den Normalbetrieb eingezeichnet (blau).

Ein Vergleich der roten und grünen Kurve zeigt jeweils, dass sich durch Anpassung des Zeeman-Slowers die Fluoreszenz des Atomflusses im Magnetleiter und die der Atome in der MOT auf gleiche Art und Weise ändert. Neben einer Zunahme bei höheren Kompensationsströmen kommt es auch zu einer Verschiebung der maximalen Werte. Der Atomfluss wird allerdings weiterhin abgeschnitten, nun jedoch bei einem höheren Strom als ohne ZS-Anpassung (vgl. Abbildung 4.2).

ob diese abnehmende Fluoreszenz im Magnetleiter mit einer ebenso schwächer werdenden Fluoreszenz in der MOT einhergeht (wie es Abbildung 4.6 vermuten lässt), wurde eine weitere Messung durchgeführt.

Dazu wurde der Guidestrom auf 230 A erhöht und die Fluoreszenz der Atome im Magnetleiter sowie der in der MOT in Abhängigkeit vom Kompensationsstrom gemessen (siehe Abbildung 4.7).  $I_{ZS2}$  wurde dabei auf den für  $I_{guide} = 230$  A optimalen Wert eingestellt.

Es zeigt sich eindeutig, dass die Fluoreszenz der Atome in der MOT stetig anwächst, was auf eine steigende Atomzahl in der MOT hindeutet. Trotzdem kommt es jedoch weiterhin zu einem Abschneiden des Atomflusses im Magnetleiter, wenn auch bei einem nun deutlich höheren Kompensationsstrom von etwa 60 A.


Abbildung 4.7: Messwerte zur Fluoreszenz der Atome im Magnetleiter (oben) und in der MOT (unten) bei angepasstem Zeeman-Slower in Abhängigkeit vom Kompensationsstrom (bei I<sub>guide</sub> = 230 A).
Wie im oberen Plot zu sehen ist, erreicht das Signal des Atomflusses ein Maximum und sinkt anschließend ab. Dieses Maximum liegt jedoch nicht bei dem optimalen Strom, d.h. es kommt weiterhin zu einem Abschneiden des Flusses.

Da die Fluoreszenz der Atome in der MOT kontinuierlich ansteigt, liegt der Grund hierfür nicht mehr im Zeeman-Slower, sondern in der Auskopplung der Atome aus der MOT.

Insgesamt lässt sich also resultieren, dass der Einfluss des Kompensationsfelds auf den Zeeman-Slower durch eine Erhöhung des Stroms  $I_{ZS2}$  ausgeglichen werden kann. Die Funktionsfähigkeit des Zeeman-Slowers kann so in vollem Umfang wiederhergestellt werden. Die dazu notwendigen Maßnahmen stehen zudem in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der numerischen Berechnungen aus der Simulation in Kapitel 3.1.5. Da bei angepasstem Zeeman-Slower zwar die Atomzahl in der MOT mit zunehmendem Kompensationsstrom ansteigt, die im Magnetleiter jedoch nicht, liegt der Grund hierfür nicht ausschließlich in einem schlecht arbeitenden Zeeman-Slower. Durch seine Anpassung lässt sich zwar eine deutliche Verbesserung erzielen, offensichtlich scheint jedoch auch die Auskopplung der Atome aus der MOT in den Magnetleiter bei erhöhter magnetischer Kompression nicht in vollem Umfang zu funktionieren.

#### 4.5 Anpassung des MOT-detunings

Das detuning der Laserstrahlen, die für die Kühlung und das Einfangen der Atome in der MOT verantwortlich sind, hat einen maßgeblichen Einfluss auf die Auskopplung von Atomen aus der MOT in den Magnetleiter. So lässt sich beispielsweise die Austrittsgeschwindigkeit der Atome aus der MOT durch das detuning festlegen [11, 12]. Um das Laden des Magnetleiters mit Atomen zu optimieren, kann dieses detuning entsprechend angepasst werden.

Bei Beobachtung der Fluoreszenz innerhalb der MOT zeigt sich bei Erhöhung des detunings eine veränderte Form der gefangenen Atome. Auch höhere Guide- und Kompensationsfelder führen zu einer Veränderung der MOT-Form, in diesem Fall vergrößert sie sich. Eine detailliertere Untersuchung der Auswirkungen einer veränderten MOT-Gestalt, insbesondere auf die Auskopplung der Atome aus der MOT in den Magnetleiter, folgt im nächsten Kapitel 4.6.



**Abbildung 4.8:** Messdaten zur Fluoreszenz der Atome im Magnetleiter (oben) und in der MOT (unten) bei unterschiedlichen MOT-detunings in Abhängigkeit vom Kompensationsstrom. Die rote Kurve zeigt die Messreihe bei  $I_{guide} = 210$  A und dem ursprünglichen detuning, während für die grün dargestellte Messreihe das detuning angepasst wurde ( $I_{komp} = 42.5$  A). Als Referenz wurden zusätzlich die Messdaten für den Normalbetrieb eingezeichnet (blau).

Eine Erhöhung des MOT-detunings hat zur Folge, dass sowohl das Fluoreszenz-Signal des Atomflusses als auch das der Atome in der MOT bis auf das Niveau im Normalbetrieb ansteigt. Außerdem fällt das Signal in der MOT nun nicht mehr ab, sondern nimmt kontinuierlich zu. Die in Abbildung 4.8 dargestellten Messungen zeigen die Auswirkungen eines veränderten MOT-detunings auf die Fluoreszenz im Magnetleiter und in der MOT. Analog zur Messung in Abbildung 4.6 wurden hierzu Bilder bei einem Guidestrom von 210 A in Abhängigkeit vom Kompensationsstrom aufgenommen. Als Referenz ist wiederum eine Messung im Normalbetrieb eingezeichnet (blau). Die beiden Kurven bei erhöhtem Guidestrom unterscheiden sich diesmal jedoch nicht wie in Abbildung 4.6 in unterschiedlichen Zeeman-Slower-Strömen  $I_{ZS2}$ , sondern in verschiedenen MOT-detunings<sup>28</sup>. Mit der Bezeichnung "old detuning" sind die oben genannten Werte von  $\epsilon_{horiz.beam} = -2.01 \Gamma$ ,  $\epsilon_{z,offset} = -2.30 \Gamma$  und  $\epsilon_{z,rel.detuning} = 0.65 \Gamma$  im Normalbetrieb gemeint und mit "new detuning" erhöhte Werte von  $\epsilon_{horiz.beam} = -3.11 \Gamma$ ,  $\epsilon_{z,offset} = -3.16 \Gamma$  und  $\epsilon_{z,rel.detuning} = 0.27 \Gamma$ .

Durch Veränderung des MOT-detunings (grün) kommt es zu einer erheblichen Verbesserung des Fluoreszenzsignals im Vergleich zu den ursprünglich eingestellten Werten (rot). Ein angepasstes detuning führt dabei sowohl zur Erhöhung der Atomzahl in der MOT als auch zur Steigerung der Atomzahl im Magnetleiter. Wie im Vergleich zur Messreihe im Normalbetrieb (blau) zu sehen ist, kann die maximale Fluoreszenz im Magnetleiter bei erhöhtem Guidestrom auf dasselbe absolute Niveau gebracht werden. Auch die Atomzahl in der MOT ist bei erhöhtem Guide- und Kompensationsstrom nicht mehr geringer als im Normalbetrieb.

Zwar liegt die Position des maximalen Fluoreszenzsignals im Atomfluss weiterhin leicht unterhalb des optimalen Kompensationsstroms, jedoch unterscheidet sich der Messwert dort nicht allzu sehr vom maximalen Messwert. Dies zeigt, dass durch die Anpassung des MOT-detunings eine deutliche Erhöhung der Atomzahl im Magnetleiter erreicht werden kann.

#### 4.6 Veränderte MOT-Form im Kompensationsbetrieb

Offensichtlich ist es möglich, durch Anpassung des MOT-detunings die Anzahl der in der MOT gefangenen Atome im Kompensationsbetrieb auf dasselbe Niveau zu bringen wie im Normalbetrieb. Die in Abbildung 4.8 dargestellte Messreihe bei neuem detuning legt außerdem nahe, dass die Zunahme des Fluoreszenz-Signals in der MOT nicht bei  $I_{komp} =$ 50 A endet. Vielmehr scheint die Atomzahl auch bei höheren Kompensationsströmen noch weiter zuzunehmen.

Eine Erhöhung des MOT-detunings hat jedoch einen entscheidenden Nachteil. Da die Auskopplungsgeschwindigkeit der Atome aus der MOT in den Magnetleiter nach Gleichung (2.12) festgelegt wird durch das detuning der MM-MOT-Laserstrahlen, werden diese bei einem erhöhten detuning mit einer ebenso größeren Geschwindigkeit den Magnetleiter samt Kompressionszone passieren.

Dies hat wiederum zur Folge, dass die Lade-Effizienz der ODT abnimmt [2]. Da das Ziel dieser Arbeit darin besteht, die Laderate der ODT zu verbessern – wenn auch durch

<sup>&</sup>lt;sup>28</sup>Sowohl für den Kompensationsstrom als auch den Strom durch die kurze ZS-Spule wurden jeweils die optimalen Werte von  $I_{komp} = 0$  A und  $I_{ZS2} = -12.4$  A (bei  $I_{guide} = 180$  A) bzw.  $I_{komp} = 42.5$  A und  $I_{ZS2} = -13.2$  A (bei  $I_{guide} = 210$  A) eingestellt.

eine erhöhte PSD – darf diese kontraproduktive Konsequenz veränderter MOT-detunings nicht vernachlässigt. Auch wenn infolge eines erhöhten MOT-detunings die Fluoreszenz verbessert werden kann, sollte vor dem Hintergrund einer schlechteren Laderate doch von dieser Option abgesehen werden.

Im Weiteren wurden deshalb Fluoreszenz-Aufnahmen der MOT bei ursprünglich eingestellten detuning-Werten untersucht. Dabei zeigt sich eine entscheidende Auswirkung der Kompensation auf die MOT:

So hat neben dem MOT-detuning auch das Kompensationsfeld einen deutlichen Einfluss auf die räumliche Form der in der MOT eingeschlossenen Atome. Im Kompensationsbetrieb kommt es dabei im Wesentlichen zu einer Aufweitung des Einschlussbereichs. Diese Veränderung ist deutlich sichtbar in den in Abbildung 4.9 und 4.10 gezeigten Fluoreszenz-Bildern der MOT.



**Abbildung 4.9:** Fluoreszenz-Aufnahmen der in der MOT gefangenen Atome bei einem Guidestrom von  $I_{guide} = 180$  A und Kompensationsströmen von  $I_{komp} = 0$  A, 24 A und 40 A. Der rote Rahmen entspricht in etwa dem Auskopplungsbereich. Die Erfahrung zeigt, dass der Atomfluss im Magnetleiter maßgeblich durch die Anzahl derjenigen Atome bestimmt wird, die sich in diesem Bereich befinden. Der grüne Rahmen zeigt den Summationsbereich, der für alle bisherigen Fluoreszenz-Diagramme verwendet wurde.

Erwartungsgemäß führt ein zunehmender Kompensationsstrom zu einer Abschwächung des Fluoreszenzsignals sowie zu einer Aufweitung des MOT-Einschlussbereichs. Letzteres liegt daran, dass es Aufgabe des Kompensationsfelds ist, den magnetischen Gradienten in der MOT zu verringern.

Die Bilderserie in Abbildung 4.9 zeigt für verschiedene Kompensationsströme ( $I_{komp} = 0 \text{ A}, 24 \text{ A} \text{ und } 40 \text{ A}$ ) vom Hintergrundrauschen befreite Aufnahmen der MOT-Fluoreszenz bei einem Guidestrom von  $I_{guide} = 180 \text{ A}$ . In Abbildung 4.10 sind Aufnahmen für dieselben Kompensationsströme zu sehen, jedoch bei einem Guidestrom von  $I_{guide} = 210 \text{ A}$ .

Deutlich zu erkennen ist hierbei die Anderung der Gestalt der fluoreszierenden Atome. Durch eine Erhöhung des Kompensationsstroms bei konstantem Guidestrom (Betrachtung der jeweils abgebildeten Bilder von links nach rechts) kommt es erwartungsgemäß sowohl zu einer Abnahme der Fluoreszenz, als auch zu einer Aufweitung des gestreckten Cförmigen Einschlussbereichs. Dies liegt darin begründet, dass höhere Kompensations-



Abbildung 4.10: Fluoreszenz-Aufnahmen der in der MOT gefangenen Atome bei einem Guidestrom von Iguide = 210 A und Kompensationsströmen von Ikomp = 0 A, 24 A und 40 A. Der rote Rahmen zeigt wiederum den Auskopplungsbereich und der grüne den Summationsbereich über die gesamte MOT. Auch hier ist die Aufweitung des MOT-Einschlussbereichs bei zunehmendem

Auch hier ist die Aufweitung des MOT-Einschlussbereichs bei zunehmendem Kompensationsstrom klar zu erkennen, wodurch wiederum der Anteil der Atome im Auskopplungsbereich sinkt. Da bei diesen Aufnahmen ein höherer Guidestrom eingestellt wurde, nimmt die Fluoreszenz zunächst zu und schwächt sich erst bei höheren Kompensationsströmen ab.

ströme eine entsprechende Abschwächung des magnetischen Gradienten in der MOT zur Folge haben.

Vergleicht man jedoch die MOT-Gestalt im Kompensationsbetrieb bei  $I_{guide} = 210 \text{ A}$ und  $I_{komp} = 40 \text{ A}$  (rechte Aufnahme in Abbildung 4.10) mit der im Normalbetrieb (linke Aufnahme in Abbildung 4.9), so ist auch hier eine – diesmal jedoch unerwartete – Aufweitung festzustellen<sup>29</sup>.

Die Aufnahmen legen somit nahe, dass das kompensierte Magnetfeld einen Einfluss auf den Einschlussbereich der MOT hat. So werden die Atome nun nicht mehr in demselben Bereich gefangen. Vielmehr verschieben sie sich mit zunehmendem Kompensationsfeld radial nach außen.

Erfahrungsgemäß werden nur diejenigen Atome in den Magnetleiter ausgekoppelt, die sich in einem bestimmten räumlichen Bereich aufhalten. Dabei handelt es sich um den Ausschnitt, in dem im Normalbetrieb der obere Schwanz der Atome liegt. Dieser Auskopplungsbereich wurde als roter Rahmen in jede der Fluoreszenzaufnahmen eingezeichnet<sup>30</sup>. Eine veränderte Form führt nun dazu, dass die Atome aus diesem Bereich nach oben hin hinausgeschoben werden. Besonders deutlich wird dies anhand von Abbildung 4.10. Während sich bei  $I_{komp} = 0$  A noch ein relativ hoher Anteil der Atome innerhalb des roten Rahmens befindet, nimmt dieser Teil mit zunehmendem Kompensationsstrom ab.

<sup>&</sup>lt;sup>29</sup>Dies lässt sich leicht anhand des roten eingezeichneten Auskopplungsbereichs erkennen, der sich stets an derselben Stelle befindet.

<sup>&</sup>lt;sup>30</sup>Bei dem grünen Rahmen handelt es sich um den Summationsbereich, der für alle bisherigen MOT-Fluoreszenz-Darstellungen verwendet wurde.



Abbildung 4.11: Fluoreszenz-Aufnahmen der in der MOT gefangenen Atome bei einem Guidestrom von  $I_{guide} = 230 \text{ A}$  sowie einem angepassten, d.h. erhöhten MOTdetuning für Kompensationsströme von  $I_{komp} = 0 \text{ A}, 25 \text{ A}, 50 \text{ A}$  und 80 A. Der rote Rahmen zeigt den Auskopplungsbereich und der grüne den Summationsbereich über die gesamte MOT. Durch die Erhöhung des detunings ändert sich die Form der eingeschlossenen Atome auf signifikante Art und Weise. Es handelt sich nun um einen geschlos-

Atome auf signifikante Art una weise. Es nanaett sich nun um einen geschlossenen statt offenen C-förmigen Bereich. Auch hier zeigt sich im Vergleich zur Gesamtatomzahl wieder eine Abnahme des Anteils an Atomen, die sich im Auskopplungsbereich befinden.

In Abbildung 4.11 sind ebenfalls Fluoreszenz-Aufnahmen gezeigt, diesmal jedoch bei einem angepassten, d.h. erhöhten MOT-detuning bei  $I_{guide} = 230$  A und Kompensationsströmen von  $I_{komp} = 0$  A, 25 A, 50 A und 80 A. Die Bilder zeigen ebenfalls, dass sich die MOT-Form mit zunehmendem Kompensationsstrom vergrößert. Zusätzlich dazu fällt jedoch eine weitere signifikante Veränderung ins Auge. Statt der typischen gestreckten C-förmigen Anordnung weist die MOT eine großflächige geschlossene Gestalt auf. Diese Abweichung ist eindeutig einem erhöhten detuning zuzuordnen, da nur für diese Aufnahmen die entsprechenden Werte angepasst wurden. Obwohl sich zwar insgesamt die Fluoreszenz in der MOT erhöht, gilt dies auch hier wiederum nicht für den Auskopplungsbereich.

Die Tatsache einer verringerten Anzahl an Atomen im Auskopplungsbereich ist somit sehr wahrscheinlich der Grund für das Abschneiden des Atomflusses, wie es sich in Abbildung 4.7 zeigt. Zwar nimmt die Fluoreszenz in der MOT kontinuierlich bis  $I_{komp} =$ 80 A zu, der Atomfluss erreicht jedoch ein Maximum im Bereich 40 A  $< I_{komp} < 60$  A, um anschließend wieder abzunehmen. Zudem besteht keinerlei Korrelation zwischen der Atomzahl in der MOT und derjenigen im Magnetleiter.

Die qualitative Übereinstimmung der im unteren Plot in Abbildung 4.12 gezeigten Messdaten bekräftigt die Vermutung, dass die Atomzahl im Auskopplungsbereich das ausschlaggebende Kriterium für den Atomfluss ist. In beiden Plots in Abbildung 4.12 ist jeweils ein Vergleich der Fluoreszenzsignale im Atomfluss (blaue Kurven) sowie derjenigen in der MOT bei einem Guidestrom von  $I_{guide} = 210$  A dargestellt<sup>31</sup>. Im oberen Plot wurden dazu alle Fluoreszenzsignale innerhalb des gesamten MOT-Bereichs aufsummiert,

 $<sup>^{31}</sup>$ Zu beachten sind die unterschiedlichen Skalen der Fluoreszenz-Achsen, wodurch die beiden Messreihen besser verglichen werden können.

der auch für alle bisherigen Fluoreszenz-Diagramme verwendet wurde (grüne Kurve). Dieser ist als grüner Rahmen in den jeweils ersten Aufnahmen in Abbildung 4.9, 4.10 und 4.11 zu sehen. Im unteren Plot wurden lediglich die Fluoreszenz-Signale verwendet, die im Auskopplungsbereich liegen (rote Kurve)<sup>32</sup>.

Dabei lassen sich folgende Unterschiede in den Kurvenverläufen der MOT-Signale feststellen: Während das Maximum bei der Summation über die gesamte MOT bei etwa  $I_{komp} = 30$  A liegt, entspricht seine Position bei Summation über den Auskopplungsbereich in etwa der des Maximums der blauen Kurve. Insgesamt zeigt sich im unteren Plot ohnehin ein synchroner Verlauf des Signals im Atomfluss und dem im MOT-Auskopplungsbereich. Beide Kurven starten bei einem nicht verschwindenden Wert, steigen dann bis zu einem Maximum an, um anschließend mit etwa gleicher Steigung abzunehmen. Diese Korrelation ist im oberen Plot nicht zu erkennen.

Abschließend wird somit deutlich, dass das Kompensationsfeld einen Einfluss auf die MOT-Gestalt hat, sodass die Anzahl der Atome im Auskopplungsbereich der MOT abnimmt. Dies hat einen ebenso abgeschwächten Atomfluss im Magnetleiter zur Folge und lässt sich auch nicht durch veränderte MOT-Parameter beheben. Zwar kann dadurch die Gesamtatomzahl in der MOT erhöht werden, nicht jedoch die Zahl an Atomen im Auskopplungsbereich. Um eine Verbesserung des Atomflusses zu erhalten, ist es offenbar notwendig, die Auswirkungen erhöhter Kompensationsströme auf die MOT-Form zu analysieren und entsprechende Veränderungen vorzunehmen.

<sup>&</sup>lt;sup>32</sup>Der Summationsbereich der Signale des Atomflusses im Magnetleiter entspricht weiterhin dem in Abbildung 4.1 gezeigten Bereich.



**Abbildung 4.12:** Vergleich der Messdaten zur Fluoreszenz im Magnetleiter (blau) und in der MOT bei einem Guidestrom von  $I_{guide} = 210 \text{ A}$ .

**oben:** Für die grüne Messreihe wurde die Summation der MOT-Fluoreszenz-Signale über den gesamten MOT-Bereich (siehe grüner Rahmen in Abbildung 4.9) durchgeführt.

unten: Für die rote Messreihe wurde die Summation auf den Auskopplungsbereich beschränkt.

Während im unteren Plot eine Korrelation zwischen den beiden Kurvenverläufen vorliegt, besteht im oberen Plot keinerlei Zusammenhang zwischen den Messdaten. Dies belegt, dass lediglich ein bestimmter Teil der Atome aus der MOT in den Magnetleiter ausgekoppelt werden und dort für den Atomfluss verantwortlich sind – nämlich diejenigen, die sich innerhalb des in Abbildung 4.9, 4.10 und 4.11 eingezeichneten roten Bereichs befinden.

### Kapitel 5

### Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde eine Konfiguration von vier Spulen entwickelt, deren magnetisches Quadrupolfeld der Kompensation eines erhöhten Guidefelds innerhalb der MOT dient.

Motiviert wurde diese Anfertigung durch die Erhöhung der Phasenraumdichte des ultrakalten Atomstrahls durch magnetische Kompression: Gelingt es, den Magnetfeldgradienten in der Kompressionszone zu erhöhen, ihn aber gleichzeitig in der MOT konstant zu halten, so kommt es zu einer Zunahme des Kompressionsverhältnisses. In Verbindung mit radialer Doppler-Kühlung in der Kompressionszone und anschließender adiabatischer Dekompression kann auf diese Weise die Phasenraumdichte der Atomwolke erhöht werden.

Ein in der MOT unverändertes Magnetfeld hat zudem den Vorteil, dass die aus dem Zeeman-Slower in die MOT eingebrachten Atome weiterhin bei den eingestellten Laser-Parametern eingefangen, gekühlt und in den Magnetleiter ausgekoppelt werden können.

Das Ziel dieser Arbeit bestand somit darin, die Magnetfeldänderung innerhalb der MOT mithilfe eines zusätzlichen Magnetfelds zu kompensieren und durch höhere magnetische Kompression die Phasenraumdichte der Atome zu steigern. Dazu wurde das Spulensystem so entworfen, dass sowohl die magnetische Flussdichte als auch ihr Gradient in der MOT unbeeinflusst bleiben von höheren Guideströmen. Mithilfe numerischer Berechnungen wurde das dazu notwendige Feld im Bereich der MOT in Abhängigkeit vom Guidestrom simuliert und eine entsprechende Spulenkonfiguration entworfen. So konnten durch die Magnetfeld-Simulation auch notwendige Modifikationen des Experiments ausgemacht werden. Da sich das Kompensationsfeld nämlich nicht nur auf den Bereich der MOT auswirkt, sondern auch Einfluss auf umgebende Teilbereiche des Experiments hat, ist insbesondere eine Anpassung des Zeeman-Slower-Magnetfelds notwendig. Im Anschluss an diese Berechnungen wurden die Spulen angefertigt und am Cr-Experiment angebracht.

Mithilfe von Messungen der Fluoreszenz der Atome an zwei verschiedenen Positionen im Experiment konnte dann die Auswirkung höherer magnetischer Guide- und Kompensationsfelder auf die Atomzahl überprüft werden. Sowohl innerhalb der MOT als auch im Magnetleiter zwischen MOT und Kompressionszone wurden Fluoreszenzaufnahmen gemacht. Aus der Analyse dieser Messungen konnten folgende Schlüsse gezogen werden:

Um die Funktionsfähigkeit des Zeeman-Slowers sowie der MOT auch bei höherer magnetischer Kompression zu gewährleisten, musste zunächst der Zeeman-Slower angepasst werden. Erwartungsgemäß bestand diese Anpassung in einer Erhöhung des Stroms in der kürzeren der beiden Spulen. Diese Modifikation steht in voller Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus der Simulation.

Die aufgenommenen Bilder zeigen, dass die Fluoreszenzen innerhalb der MOT auch bei einem höheren Guidestrom von  $I_{guide} = 210$  A denen im Normalbetrieb des Magnetleiters entsprechen. Da die Fluoreszenz von der Atomzahl abhängt, folgt daraus, dass bei diesem Guidestrom die Anzahl der in der MOT eingeschlossenen Atome durch die Kompensation konstant gehalten werden kann.

Die Messwerte zur Fluoreszenz der Atome im Magnetleiter zeigen jedoch, dass der Atomfluss bei höheren Guideströmen nicht mehr das Ausgangsniveau erreicht. Zudem liegen die maximalen Fluoreszenzwerte bei Kompensationsströmen, die nicht den optimalen Werten entsprechen, wie sie sich aus den numerischen Berechnungen ergeben. Vielmehr wird der Atomfluss im Magnetleiter unabhängig vom Guidestrom ab einem bestimmten Kompensationsstrom abgeschnitten.

Die Fluoreszenzaufnahmen in der MOT legen nahe, dass der Grund hierfür in der Auskopplung der Atome aus der MOT liegt. So werden erfahrungsgemäß nur diejenigen Atome in den Magnetleiter ausgekoppelt, die sich in einem kleinen Teilbereich der MOT aufhalten. Obwohl die Gesamtzahl der Atome in der MOT konstant gehalten werden kann, nimmt der Anteil der Atome in diesem Bereich jedoch ab. Der Grund hierfür liegt offensichtlich an einer durch das Kompensationsfeld verursachten Aufweitung des Einfangbereichs der MOT. So kommt es im Kompensationsbetrieb bei  $I_{guide} = 210$  A und  $I_{komp} = 40$  A zu einer Zunahme des Durchmessers der C-förmigen MOT-Gestalt im Vergleich zum Normalbetrieb.

Anhand weiterer Messungen konnte eine asymmetrische Anbringung der Spulen und ein dadurch eventuell verschobenes Quadrupolfeld als Ursache dieser Veränderung ausgeschlossen werden. Auch ein erhöhtes MOT-detuning kann die Modifikation der MOT-Form nicht beheben. Ohnehin würden höhere Auskopplungsgeschwindigkeiten infolge eines anderen detunings die Laderate der ODT verschlechtern und dadurch kontraproduktiv wirken.

Aufgrund des bei hohen Guideströmen abnehmenden Atomflusses im Magnetleiter, wurde bislang davon abgesehen, eine Bestimmung der Phasenraumdichte vorzunehmen. Da die hierfür notwendigen Messungen sowie deren Auswertung in der Regel mit relativ hohem Aufwand verbunden sind, ist es nur dann sinnvoll sie durchzuführen, wenn mit hoher Gewissheit deutliche Verbesserungen zu erwarten sind. Dies ist dann der Fall, wenn der Atomfluss auch bei sehr hoher magnetischer Kompression noch konstant bleibt.

Somit konnte das Ziel, höhere Guideströme in der MOT mithilfe der entworfenen Spulenkonfiguration zu kompensieren, für kleine Erhöhungen des Guidestroms erreicht werden. Bei höheren Strömen kommt es jedoch zu einer Abnahme der Atomzahl im Magnetleiter. Im Rahmen weiterer Messungen könnte deshalb der Einfluss des Kompensationsfelds auf die Gestalt der MOT untersucht werden. Dadurch könnten Modifikationen ausgemacht werden, um schließlich nicht nur die gesamte Anzahl an Atomen in der MOT konstant zu halten, sondern insbesondere den Teil, der sich im Auskopplungsbereich befindet.

Zudem kann durch weitere Messungen überprüft werden, inwieweit das Ziel einer erhöhten Phasenraumdichte durch höhere magnetische Kompressionen im Magnetleiter erfüllt wird.

Dazu können Fluoreszenzaufnahmen der Atome hinter der Kompressionszone gemacht werden. Durch eine entsprechende Normierung der Messwerte kann daraus die Dichte der Atomwolke berechnet werden. Mithilfe solcher Aufnahmen kann darüber hinaus die Temperatur der sich dort befindenden Atome bestimmt werden [14]. Aus beiden Werten lassen sich schließlich Aussagen über die Phasenraumdichte machen.

Die Erhöhung der Phasenraumdichte würde es schließlich möglich machen, eine höhere Laderate der Dipolfalle zu erreichen und damit die Bedingungen für weitere Experimente in der ODT zu verbessern.

## Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematischer Ablauf des Cr-Experiments im Kompensationsbetrieb	4
2.1	Skizze zur Lichtkraft	6
2.2	Idealer Magnetfeldverlauf des Zeeman-Slowers	8
2.3	Idealer Magnetfeldverlauf des Spinflip-Zeeman-Slowers	10
2.4	Simulation: Magnetfeld und Wicklungsplan des Cr-Zeeman-Slowers	12
2.5	Diagramm $F_{molasses}(v)$	14
2.6	Reduziertes <sup>52</sup> Cr-Termschema	16
2.7	Skizze zur Funktionsweise der MOT	17
2.8	Schema MM-MOT	19
2.9	Querschnitt des Magnetleiters im Cr-Experiment und Koordinatensystem	20
2.10	Simulation: Magnetfeld des Magnetleiters	21
2.11	Funktionsweise der Kompressionszone	22
2.12	Cr-Versuchsaufbau	24
3.1	Konfiguration der Kompensationsspulen	29
3.2	Simulation: Kompensations-Magnetfeld	32
3.3	Simulation: Vergleich der Magnetfelder	33
3.4	Simulation: 2D-Darstellung von Guide- und Kompensationsfeld	34
3.5	Simulation: Interpolation der Kompensationsströme	35
3.6	Simulation: Magnetfeldgradienten im MOT-Bereich	36
3.7	Simulation: Konfiguration zur Feldberechnung von Magnetleiter, Kompen-	
	sationsspulen und Zeeman-Slower	38
3.8	Simulation: Magnetfeld und Feldgradient von Magnetleiter, Kompensati-	
	onsspulen und Zeeman-Slower ohne angepasstem Zeeman-Slower	40
3.9	Simulation: Magnetfeld und Feldgradient von Magnetleiter, Kompensati-	
	onsspulen und Zeeman-Slower ohne angepasstem Zeeman-Slower (vergrößert)	41
3.10	Simulation: Magnetfeld und Feldgradient von Magnetleiter, Kompensati-	
	onsspulen und Zeeman-Slower mit angepasstem Zeeman-Slower (vergrößert)	42
3.11	Simulation: höhere magnetische Kompression	44
3.12	Simulation: Schnittbild der Kompensationsspulen-Konfiguration bei Störung	46
3.13	Simulation: radiale Störung des Kompensations-Magnetfelds	47
3.14	Simulation: Vergleich der Magnetfelder bei radialer Störung	48

# 5 ABBILDUNGSVERZEICHNIS

3.15	Simulation: tangentiale Störung des Kompensations-Magnetfelds	49
3.16	Simulation: Vergleich der Magnetfelder bei tangentialer Störung	50
3.17	Bilder Versuchsaufbau $(1)$	52
3.18	Bilder Versuchsaufbau (2)	53
4.1	Beispiel einer Fluoreszenzaufnahme incl. Summationsbereich	57
4.2	Messung der Fluoreszenz im Magnetleiter in Abhängigkeit vom Kompen-	
	sationsstrom für verschiedene Guideströme	58
4.3	Messung zur Asymmetrie des Kompensationsfelds	60
4.4	Messung der Fluoreszenz im Magnetleiter in Abhängigkeit vom ZS2-Strom	
	für verschiedene Guideströme	62
4.5	Messung der Fluoreszenz im Magnetleiter und in der MOT in Abhängigkeit	
	vom ZS2-Strom	63
4.6	Messung der Fluoreszenz im Magnetleiter und in der MOT in Abhängigkeit	
	vom Kompensations- und ZS-Strom	64
4.7	Messung der Fluoreszenz im Magnetleiter und in der MOT in Abhängigkeit	
	vom Kompensationsstrom	65
4.8	Messung der Fluoreszenz im Magnetleiter und in der MOT in Abhängigkeit	
	vom Kompensationsstrom bei unterschiedlichem MOT-detuning	66
4.9	MOT-Fluoreszenzaufnahmen für verschiedene Kompensationsströme im	
	Normalbetrieb	68
4.10	MOT-Fluoreszenzaufnahmen für verschiedene Kompensationsströme bei	
	erhöhtem Guidestrom	69
4.11	MOT-Fluoreszenzaufnahmen für verschiedene Kompensationsströme bei	
	erhöhtem Guidestrom und verändertem detuning	70
4.12	Vergleich der gemessenen Fluoreszenz-Signale im Atomfluss und in der	
	MOT bei erhöhtem Guidestrom für verschiedene MOT-Summationsbereiche	72

### Literaturverzeichnis

- Nobel Media AB 2013. The 2001 Nobel Prize in Physics Advanced Information. 2001. URL: http://www.nobelprize.org/nobel\_prizes/physics/laureates/ 2001/advanced.html (besucht am 02.09.2013).
- [2] A Aghajani-Talesh u. a. »A proposal for continuous loading of an optical dipole trap with magnetically guided ultra-cold atoms«. In: Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics 42.24 (2009), Seite 245302. URL: http://stacks. iop.org/0953-4075/42/i=24/a=245302.
- [3] Immanuel Bloch, Theodor W. Hänsch und Tilman Esslinger. »Atom Laser with a cw Output Coupler«. In: *Phys. Rev. Lett.* 82 (15 1999), Seiten 3008-3011. DOI: 10.1103/PhysRevLett.82.3008. URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/ PhysRevLett.82.3008.
- [4] Rym Bouchendira u. a. »Precision determination of the Fine Structure Constant from atomic recoil«. In: Frontiers in Optics 2012/Laser Science XXVIII. Optical Society of America, 2012, LW2I.3. DOI: 10.1364/LS.2012.LW2I.3. URL: http: //www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=LS-2012-LW2I.3.
- [5] Lincoln D Carr u.a. »Cold and ultracold molecules: science, technology and applications«. In: New Journal of Physics 11.5 (2009), Seite 055049. URL: http: //stacks.iop.org/1367-2630/11/i=5/a=055049.
- [6] Alexander D. Cronin, Jörg Schmiedmayer und David E. Pritchard. »Optics and interferometry with atoms and molecules«. In: *Rev. Mod. Phys.* 81 (3 2009), Seiten 1051–1129. DOI: 10.1103/RevModPhys.81.1051. URL: http://link.aps. org/doi/10.1103/RevModPhys.81.1051.
- S. Dimopoulos u. a. »Gravitational wave detection with atom interferometry«. In: *Physics Letters B* 678 (Juli 2009), Seiten 37–40. DOI: 10.1016/j.physletb.2009. 06.011. arXiv: 0712.1250 [gr-qc].
- [8] Markus Falkenau. »Continuous Loading of an Optical Dipole Trap«. Dissertation. Universität Stuttgart, 2011.
- J. B. Fixler u. a. »Atom Interferometer Measurement of the Newtonian Constant of Gravity«. In: Science 315.5808 (2007), Seiten 74-77. DOI: 10.1126/science. 1135459. eprint: http://www.sciencemag.org/content/315/5808/74.full.pdf. URL: http://www.sciencemag.org/content/315/5808/74.abstract.

- [10] Christopher J. Foot. *Atomic Physics*. Oxford University Press, 2005.
- [11] A Greiner u. a. »Loading chromium atoms in a magnetic guide«. In: Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics 40.5 (2007), F77. URL: http: //stacks.iop.org/0953-4075/40/i=5/a=F01.
- [12] Alexander Greiner. »Erzeugung eines lasergekühlten Atomstrahls in einem Magnetleiter - Eine intensive Quelle für die Atomlithographie«. Dissertation. Universität Stuttgart, 2008.
- [13] Axel Griesmaier. »Aufbau einer kombinierten magneto-optischen Falle für Chrom und Rubidium«. Diplomarbeit. Universität Stuttgart, 2002.
- [14] Axel Griesmaier u. a. »A high flux of ultra-cold chromium atoms in a magnetic guide«. In: Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics 42.14 (2009), Seite 145306. URL: http://stacks.iop.org/0953-4075/42/i=14/a=145306.
- Paul S. Julienne. »Ultracold molecules from ultracold atoms: a case study with the KRb molecule«. In: *Faraday Discuss.* 142 (0 2009), Seiten 361–388. DOI: 10.1039/B820917K. URL: http://dx.doi.org/10.1039/B820917K.
- [16] Mikio Kozuma u. a. »Phase-Coherent Amplification of Matter Waves«. In: Science 286.5448 (1999), Seiten 2309-2312. DOI: 10.1126/science.286.5448.2309. eprint: http://www.sciencemag.org/content/286/5448/2309.full.pdf. URL: http://www.sciencemag.org/content/286/5448/2309.abstract.
- [17] Jan Krieger. »Zeeman-Slower und Experimentsteuerung für das NaLi-Experiment«. Diplomarbeit. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2008.
- G. Lamporesi u.a. »Determination of the Newtonian Gravitational Constant Using Atom Interferometry«. In: *Phys. Rev. Lett.* 100 (5 2008), Seite 050801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.050801. URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/ PhysRevLett.100.050801.
- S. Ospelkaus u. a. »Quantum-State Controlled Chemical Reactions of Ultracold Potassium-Rubidium Molecules«. In: Science 327.5967 (2010), Seiten 853-857. DOI: 10.1126/science.1184121. eprint: http://www.sciencemag.org/content/327/ 5967/853.full.pdf. URL: http://www.sciencemag.org/content/327/5967/ 853.abstract.
- [20] Achim Peters, Keng Yeow Chung und Steven Chu. »High-precision gravity measurements using atom interferometry«. In: *Metrologia* 38.1 (2001), Seite 25. URL: http://stacks.iop.org/0026-1394/38/i=1/a=4.
- William D. Phillips, John V. Prodan und Harold J. Metcalf. »Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms«. In: J. Opt. Soc. Am. B 2.11 (1985), Seiten 1751–1767. DOI: 10.1364/JOSAB.2.001751. URL: http://josab.osa.org/ abstract.cfm?URI=josab-2-11-1751.
- [22] E. P. Power u. a. Design and Fabrication of a Chip-based Continuous-wave Atom Laser. 2012. eprint: arXiv:1202.0479.

- [23] Mark G Raizen und Bruce Klappauf. »Magnetically activated and guided isotope separation«. In: New Journal of Physics 14.2 (2012), Seite 023059. URL: http: //stacks.iop.org/1367-2630/14/i=2/a=023059.
- [24] Jahn Rührig. »Continuous loading of an optical dipole trap using ultra cold chromium atoms«. Diplomarbeit. Universität Stuttgart, 2011.
- [25] N.P. Robins u. a. »Atom lasers: Production, properties and prospects for precision inertial measurement«. In: *Physics Reports* 529.3 (2013), Seiten 265 –296. ISSN: 0370-1573. DOI: http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2013.03.006. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037015731300118X.
- [26] Simon Stellmer u.a. »Laser Cooling to Quantum Degeneracy«. In: Phys. Rev. Lett. 110 (26 2013), Seite 263003. DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.263003. URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.263003.
- [27] Jürgen Stuhler u.a. »Ultracold chromium atoms: from Feshbach resonances to a dipolar Bose-Einstein condensate«. In: Journal of Modern Optics 54.5 (2007), Seiten 647-660. DOI: 10.1080/09500340600677088. eprint: http://www.tandfonline. com/doi/pdf/10.1080/09500340600677088. URL: http://www.tandfonline. com/doi/abs/10.1080/09500340600677088.
- [28] Andreas Wicht u. a. »A Preliminary Measurement of the Fine Structure Constant Based on Atom Interferometry«. In: *Physica Scripta* 2002.T102 (2002), Seite 82. URL: http://stacks.iop.org/1402-4896/2002/i=T102/a=014.

## Danksagung

Zuletzt möchte ich all jenen meinen Dank aussprechen, die mich während meiner Bachelorarbeit unterstützt und dadurch zu ihrem Gelingen beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt dabei folgenden Personen:

- Prof. Tilman Pfau, der mir die Möglichkeit gegeben hat, meine Bachelorarbeit an seinem Institut zu absolvieren und die Forschung am Cr-Experiment hautnah mitzuerleben.
- Dr. Axel Griesmaier für die Betreuung sowie die Ideen und Anregungen bei Problemen fachlicher Art.
- dem gesamten Team des Cr-Experiments bestehend aus Jahn Rührig, Valentin Volchkov und Matthias Wenzel. Insbesondere möchte ich dabei Jahn Rührig danken, der mich an seinem Experiment aufgenommen hat und mir stets zu Hilfe kam. Seine intensive Betreuung sowie die geduldige Beantwortung all meiner Fragen haben sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.
- allen restlichen Mitarbeitern des 5. Physikalischen Instituts für Ihre Hilfsbereitschaft sowie die freundliche Aufnahme an ihrem Institut.
- und natürlich meiner Familie, die mir das Studium ermöglicht und mich stets dabei unterstützt hat.