
REALISIERUNG EINER
KALTEN ATOMQUELLE
ZUM BELADEN EINER
OPTISCHEN DIPOLFALLE

Diplomarbeit
von

Stefan Jöllenbeck

angefertigt am
Institut für Quantenoptik

unter Anleitung von
PD Dr. Ernst Rasel
am 27. April 2008

Realisierung einer kalten Atomquelle zum Beladen einer optischen Dipolfalle

Diplomarbeit



vorgelegt der Fakultät für Mathematik und Physik
der Leibniz Universität Hannover

Referent: PD Dr. Ernst Rasel
Koreferent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer

27. April 2008

Zusammenfassung

Im Rahmen des Projekt ATLAS (Atom Laser) des Instituts für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover wird eine Quelle zur Erzeugung quantenentarteter Gase in einer optischen Dipolfalle aufgebaut, die für atominterferometrische Messungen genutzt werden soll.

Im Verlauf der vorliegenden Arbeit wurde zunächst eine Frequenzstabilisierung der bereits vorhandenen ("*Distributed Feedback*") (DFB)-Dioden des Lasersystems zum Betrieb eines magneto-optischen Fallensystems realisiert. Hierzu wurden elektronische Regelkreise für den Diodenstrom der Laser aufgebaut, welche die Laserfrequenzen mit Hilfe von Schwebungsmessungen an einen über Spektroskopie auf die D₂-Linie von ⁸⁷Rb stabilisierten Referenzlaser anbinden. Dieser Aufbau bietet eine hohe Langzeitstabilität, sowie die Möglichkeit, die Laserfrequenzen binnen weniger Millisekunden computergesteuert über einen großen Frequenzbereich von einigen Gigahertz modensprungfrei durchzustimmen. Somit erlaubt dieser Aufbau den späteren Einsatz der Laser zur hochauflösenden Ramans-Spektroskopie und zur kohärenten Manipulation von Atomen für atominterferometrische Messungen.

Weiterhin wurde ein kompaktes und mechanisch stabiles Quellensystem für kalte Atome, bestehend aus einer zweidimensionalen (2D) und einer dreidimensionalen (3D) magneto-optischen Falle ("*Magneto-Optical Trap*", kurz MOT) zum effektiven Beladen einer optischen Dipolfalle bei 1960 nm aufgebaut und charakterisiert. Die 2D-MOT formt aus dem durch Verdampfen von Rubidium in die Vakuumkammer erzeugten Hintergrundgas einen Strahl transversal gekühlter ⁸⁷Rb-Atome. Zusätzlich wurde mit der Technik der Lichtinduzierten Atomdesorption eine schnelle Schaltmöglichkeit für den Rb-Dampfdruck implementiert. Der so erzeugte kalte Atomstrahl passiert eine differentielle Pumpstufe, und die Atome werden in einem anschließenden Teil der Vakuumkammer dreidimensional gefangen und gekühlt. In diesem Teil der Vakuumkammer ist ein Ultrahochvakuum realisiert, das einen ausreichend geringen Druck zum Erzeugen von Bose-Einstein-Kondensaten in einer Dipolfalle bietet.

Durch die durchgeführte Charakterisierung des atomaren Quellensystems über das Fluoreszenzlicht der gefangenen Atome konnte gezeigt werden, dass routinemäßig in wenigen Sekunden mehr als $2 \cdot 10^8$ Atome mit einer Lebensdauer von 4 s in der 3D-MOT gefangen werden können. Erste Versuche, Atome aus der MOT in die optische Dipolfalle umzuladen, waren ebenfalls erfolgreich.

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen zum optischen Kühlen und Fangen von Atomen	5
2.1	Dopplerkühlen	5
2.2	Magneto-optische Falle	7
2.3	Sub-Dopplerkühlen	9
2.4	Rubidium	11
3	Aufbau des atomaren Quellensystems	15
3.1	Aufbau des Vakuumsystems	16
3.2	Magnetfelder	18
3.3	Optischer Aufbau	21
3.4	Schaltelektronik	26
4	Frequenzstabilisierung des Lasersystems	29
4.1	Schema der Frequenzstabilisierungen	29
4.2	Elektronik zur Frequenzstabilisierung	33
5	Charakterisierung des Doppel-MOT-Systems	43
5.1	Detektion und Atomzahlbestimmung	43
5.2	Charakterisierung und Optimierung der 2D-MOT	44
5.3	Charakterisierung und Optimierung der 3D-MOT	50
5.4	Oszillationen der Teilchenzahl	53
5.5	Diskussion der Ergebnisse und mögliche Verbesserungsansätze	56
6	Ausblick	59
A	Antireflexbeschichtung für die Fenster der Experimentkammer	63
B	Elektronik	65

C	Legende	67
D	Aufnahmen der magneto-optischen Falle	69

EINLEITUNG

Louis de Broglie postulierte 1924 in seiner Doktorarbeit [1], dass jedes Teilchen auch als Welle beschrieben werden kann. Aufgrund dieses Postulats wurde der bereits 1802 von Thomas Young mit Licht durchgeführte Doppelspaltversuch mit einem Elektronenstrahl [2] und später auch mit einem Atomstrahl [3] wiederholt, wobei jedes Mal Interferenzmuster beobachtet wurden. Diese ersten Atominterferometer haben sich heutzutage, ermöglicht durch neue Techniken und Technologien zur Manipulation von Atomen mit Hilfe von Laserlicht, von Laborexperimenten zu vielseitig eingesetzten Messgeräten weiterentwickelt [4], die unter anderem als hoch genaue Inertialsensoren zum Vermessen von Rotationen oder Beschleunigungen genutzt werden. Des Weiteren können auch Naturkonstanten, wie zum Beispiel die Feinstrukturkonstante α aus dem Verhältnis \hbar/m_{Atom} [5] oder auch die Gravitationskonstante G aus der Wechselwirkung von Atomen mit einer großen Testmasse, bestimmt werden [6]. Es wurde ebenfalls ein erstes Demonstrationsexperiment durchgeführt und weitere Experimente vorgeschlagen, in denen das Äquivalenzprinzip von träger und schwerer Masse durch gleichzeitiges Verwenden der beiden Isotope ^{85}Rb und ^{87}Rb in einem gemeinsamen Interferometeraufbau, getestet wird [7][8].

Zum Betrieb solcher auf Atominterferometrie basierender Messgeräte werden atomare Quellen benötigt, die einen möglichst hohen Fluss möglichst kalter Atome bieten. Der hohe atomare Fluss wird benötigt, da einerseits die Anzahl der pro Messung verwendeten Atome das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bestimmt und andererseits hohe Repetitionsraten eine bessere Statistik der Messungen ermöglichen. Durch niedrigere Temperaturen der Atome und der damit einhergehenden schmaleren Geschwindigkeitsverteilung und geringeren Expansions- sowie Driftgeschwindigkeiten wird eine kontrolliertere Manipulation der Atome und eine längere Entwicklungszeit für atominterferometrische Messungen ermöglicht,

woraus sich höhere Sensitivitäten¹ oder die Möglichkeit zum Bau kleinerer Messgeräte mit gleicher Sensitivität ergibt.

Da aus technischen Gründen bisher nur entweder ein hoher atomarer Fluss oder tiefe Temperaturen erreicht werden können, gibt es verschiedene Ansätze zum Aufbau von Atominterferometern. So wurde beispielsweise in der Gruppe um Mark Kasevich ein Gyroskop realisiert, das mit einem intensiven thermischen Strahl aus überschallschnellen Cäsiumatomen arbeitet. Dieses Gyroskop ist in der Lage, Rotationen mit einer Genauigkeit von $6 \cdot 10^{-10} \text{ rad s}^{-1} \text{ Hz}^{-1/2}$ zu messen [9], was nur eine halbe Größenordnung von der des genauesten bisher gebauten Lichtgyroskops entfernt ist [10]. Die kurze Entwicklungszeit der Atome in diesem Interferometer wird durch die hohe Atomzahl, sowie die Möglichkeit, kontinuierlich zu Messen, ausgeglichen.

Heutzutage werden jedoch vornehmlich Interferometer entwickelt, die mit kalten Atomen mit einer Temperatur von wenigen Mikrokkelvin arbeiten, welche mit den in den achtziger Jahren entwickelten Methoden zur Laserkühlung von Atomen präpariert werden [11]. So wurde beispielsweise in der Gruppe von Steven Chu ein Gravimeter entwickelt, das die lokale Erdbeschleunigung g mit Hilfe von lasergekühlten Cäsium-Ensembles mit der zuvor unerreichten Genauigkeit von $8 \cdot 10^9 g \text{ Hz}^{-1/2}$ vermessen kann [12]. Des Weiteren werden in den letzten Jahren vermehrt transportable Inertialsensoren auf der Basis von atominterferometrischen Messungen mit kalten Atomen entwickelt [13][14], mit denen beispielsweise lokale Feldmessungen durchgeführt werden sollen oder die den lokalen Abgleich mit anderen Messinstrumenten wie beispielsweise Lichtinterferometern zulassen [15].

Eine weitere mögliche Quelle für atominterferometrische Messungen stellen Bose-Einstein-Kondensate (Bose- Einstein Condensate, kurz BEC) dar [4]. Dieser neuartige Materiezustand, der bereits 1924 von Albert Einstein [16] aufgrund von Vorarbeiten von Satyendranath Bose [17] vorausgesagt wurde, allerdings erstmals 1995 in der Gruppe von Eric Cornell und Carl Wieman [18] experimentell realisiert wurde, entsteht, wenn die Phasenraumdichte eines bosonischen Gases einen kritischen Wert² überschreitet. BECs zeichnen sich durch eine makroskopische Wellenfunktion aus, die aus einer kohärenten Überlagerung der einzelnen Atome resultiert. Mit Hilfe von BECs können nichtklassische Eigenzustände wie beispielsweise Fock-Zustände erzeugt werden, mit denen das Rauschen eines

¹Die Genauigkeit von Rotationsmessungen skaliert linear und die von Beschleunigungsmessungen sogar quadratisch mit der Entwicklungszeit.

²Bose-Einstein-Kondensation findet ab einer Phaseraumdichte von $n\lambda_{dB}^3 \approx 2,61$ statt, wobei n die Atomzahl und $\lambda_{dB} = \sqrt{2\pi\hbar^2/mk_B T}$ die thermische deBroglie-Wellenlänge mit der atomaren Masse m , der Temperatur T , dem Wirkungsquantum \hbar und der Boltzmannkonstante k_B ist.

Interferometers theoretisch unter das Schrotrauschlimit bis zum Heisenberglimit³, welches durch die Heisenbergsche Unschärferelation gegeben ist, abgesenkt werden kann [19]. BECs formen bei abstoßender Wechselwirkung Wellenpakete mit minimaler Heisenbergscher Unschärfe in Ort und Impuls, typische Temperaturen liegen hierbei im Bereich von Nanokelvin. Durch adiabatische Expansion kann die Wechselwirkungsenergie dem Kondensat entzogen werden und die kinetische Energie nach dem Abschalten der Falle weiter reduziert werden. Ihre geringe räumliche Ausdehnung und aufgrund ihrer schmalen Impulsverteilung auch nur geringe Expansion ermöglichen somit verlängerte Phasen freier Evolution im Interferometer.

Bose-Einstein-Kondensate werden bisher durch evaporatives Kühlen eines mit Hilfe von Laserkühlung präparierten Ensembles erreicht, was einerseits in einer Magnetfalle mittels Radiofrequenz induzierter Übergänge in ungebundene m_F -Unterkontakte, oder rein optisch in einer Dipolfalle durch Absenken des Dipolfallenpotentials zu realisieren ist [20]. Magnetfallen sind für den Einsatz in der Atominterferometrie ungeeignet, da sie starke Magnetfelder benötigen, die aufwendig abgeschirmt werden müssen um störende Phasenverschiebungen im Interferometer zu vermeiden. Des Weiteren können in optischen Dipolfallen im Gegensatz zu Magnetfallen alle magnetischen Unterkontakte gefangen werden, insbesondere auch der für die Interferometrie besonders interessante Zustand mit $m_F = 0$, der in erster Ordnung nicht mit Magnetfeldern wechselwirkt. Weiterhin kann in optischen Dipolfallen typischerweise deutlich schneller evaporiert werden als in Magnetfallen, da sich in Dipolfallen höhere Fallenfrequenzen und somit kürzere Rethermalisierungszeiten realisieren lassen [21].

Ein entscheidender Schritt bei der rein optischen Erzeugung von BECs ist das Beladen der Dipolfalle [22]. Hierbei ist es insbesondere wichtig, eine möglichst hohe Anfangsphasenraumdichte in der Dipolfalle zu erhalten, da beim evaporativen Kühlen die Phasenraumverteilung der Atome nur auf Kosten der Teilchenzahl in der Dipolfalle komprimiert werden kann [23][24]⁴. Somit wird zum Beladen der Dipolfalle ein kaltes Ensemble aus vielen Atomen mit möglichst hoher räumlicher Dichte benötigt, damit möglichst viele Atome in dem BEC enthalten sind.

Am Institut für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover wird im Rahmen der europäischen Kollaboration **FINAQS** (Future Inertial Atom Quantum Sensors) das Projekt **ATLAS** (Atom Laser) durchgeführt, dessen Ziel der Aufbau einer transportablen Quelle ultra-kalter Kalium- und Rubidiumatome

³Das Schrotrauschlimit ist proportional zu $1/\sqrt{N}$ während das Heisenberglimit proportional zu $1/N$ ist, wobei N die Anzahl der verwendeten Atome bezeichnet.

⁴Gemäß einer Faustregel verliert man pro zwei Größenordnungen Phasenraumdichte die man gewinnt ca. eine Größenordnung in der Atomzahl.

ist. Dabei soll insbesondere der Weg zur optischen Erzeugung von quantenentarteten Gasen mit mehr als 10^6 Atomen in wenigen Sekunden bereitet werden. Die im Rahmen von ATLAS aufgebaute Apparatur soll zunächst in mehreren Schritten BECs aus ^{87}Rb -Atomen erzeugen. Dabei wird das evaporative Kühlen in einer Dipolfalle stattfinden, welche mit Atomen aus einer magneto-optischen Falle ("*Magneto-Optical Trap*", kurz MOT) beladen wird, die mit Hilfe von Polarisationsgradientenkühlen in einer reinen Melassephase auf wenige Mikrokelvin abgekühlt werden [25]. Die optische Dipolfalle wird mit einem Thulium-Faserlaser realisiert, der Licht bei einer Wellenlänge von 1960 nm und einer maximalen Ausgangsleistung von 54 W zur Verfügung stellt. Die Leistung wird auf zwei Strahlen aufgeteilt, mit denen eine gekreuzte Dipolfalle erzeugt wird, wobei die Fokusbereiche der beiden Strahlen mit einem extern ansteuerbaren motorisierten Teleskop zwischen $200\ \mu\text{m}$ und $20\ \mu\text{m}$ verändert werden können [21].

In dieser Arbeit wurde zunächst die Frequenzstabilisierung des zum Betrieb des atomaren Quellensystems vorgesehenen Lasersystems über Schwebungsmessungen mit einem stabilen Referenzlaser realisiert. Anschließend wurde mit Hilfe dieses Lasersystems ein atomares Quellensystem zum schnellen und effizienten Beladen einer Dipolfalle aufgebaut, sowie erste Messungen zur Charakterisierung des Systems durchgeführt. Die MOT zum Beladen der optischen Dipolfalle, wird mit einem Strahl kalter ^{87}Rb -Atome beladen, den eine weitere zweidimensionale MOT erzeugt. Die zweidimensionale MOT ist in einem durch eine differentielle Pumpstufe abgetrennten Teil der Vakuumkammer realisiert, in dem ein Rubidiumdampfdruck herrscht, der die Erzeugung eines intensiven Strahls transversal gekühlter Atome ermöglicht. Im Gegensatz dazu werden die Atome in einem Ultrahochvakuumteil dreidimensional gefangen, welcher einen ausreichend geringen Druck zum Erzeugen von BECs in einer optischen Dipolfalle bietet.

Zunächst werden nun in **Kapitel 2** die **theoretischen Grundlagen zum Fangen und Kühlen von Atomen** in magneto-optischen Fallen vorgestellt und anschließend wird in **Kapitel 3** der zum Beladen der optischen Dipolfalle verwendete **Aufbau des atomaren Quellensystems** beschrieben. Darauf folgend werden in **Kapitel 4** der Aufbau zur **Frequenzstabilisierung des Lasersystems** zum Betrieb des atomaren Quellensystems dargestellt und abschließend werden in **Kapitel 5** erste Messungen zur **Charakterisierung des Doppel-MOT-Systems** präsentiert, welche eine erste Abschätzung der Leistungsfähigkeit des Systems zulassen.

THEORETISCHE GRUNDLAGEN ZUM OPTISCHEN KÜHLEN UND FANGEN VON ATOMEN

Dieses Kapitel beschreibt die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten physikalischen Prozesse. Dabei wird zunächst auf das auf dem Dopplereffekt beruhende Dopplerkühlen, sowie auf die magneto-optische Falle ("*Magneto-Optical Trap*") eingegangen. Anschließend wird das $\sigma^+ - \sigma^-$ -Polarisationsgradientenkühlen beschrieben, das verwendet wird, um die wenige hundert μK warmen Atome einer MOT auf wenige μK abzukühlen. Zuletzt wird die Anwendung der besprochenen Prozesse auf das im Rahmen dieser Diplomarbeit verwendete ^{87}Rb betrachtet. Für eine ausführlichere Beschreibung siehe [11].

2.1 Dopplerkühlen

Zum leichteren Verständnis der Dopplerkühlung werden zunächst zur Vereinfachung ruhende Atome mit zwei Energieniveaus und der Übergangsfrequenz ω_A sowie der Übergangslinienbreite γ zwischen den beiden Niveaus angenommen. Die auf diese Atome wirkenden Lichtkräfte lassen sich im nahresonanten Fall durch die gerichtete Absorption und darauffolgende spontane Emission von Photonen mit dem Impuls $p_{\text{ph}} = \hbar\vec{k}$, der sich als das Produkt des Planckschen Wirkungsquantums \hbar und des Wellenvektors \vec{k} ergibt, beschreiben. Da die Photonen durch spontane Emission gleichmäßig in alle Raumrichtungen verteilt abgegeben werden, ist auch der zugehörige Impulsübertrag vollkommen ungerichtet und mittelt sich daher über viele Streuprozesse zu Null. Damit ist für hinreichend viele Streuprozesse nur der Impulsübertrag in Richtung des Laserstrahls durch die Absorption zu betrachten.

Aus den optischen Bloch-Gleichungen [11] ergibt sich für Atome in einem Laserfeld mit der Frequenz ω_L und der Intensität I eine Population des angeregten Zustandes von

$$\rho_{ee} = \frac{s_0/2}{1 + s_0 + (2\delta_L/\gamma)^2}. \quad (2.1)$$

Hierbei ist $\delta_L = \omega_L - \omega_A$ die Verstimmung des Laserlichtes gegenüber der atomaren Resonanz und $s_0 = \frac{I}{I_s}$ der Sättigungsparameter des Übergangs mit der Sättigungsintensität

$$I_s = \frac{\omega_A^3 \gamma}{48c^2 \pi^3} \quad (2.2)$$

des atomaren Übergangs. Hierbei ist c die Lichtgeschwindigkeit. Für die Photonenstreurate der Atome in einem Laserfeld erhält man

$$\gamma_p = \gamma \rho_{ee} = \frac{s_0 \gamma / 2}{1 + s_0 + (2\delta_L/\gamma)^2}. \quad (2.3)$$

Da bei jedem Streuprozess der Impuls $\hbar \vec{k}$ übertragen wird, wirkt eine Kraft

$$\vec{F} = \hbar \vec{k} \gamma_p = \frac{\hbar \vec{k} s_0 \gamma / 2}{1 + s_0 + (2\delta_L/\gamma)^2} \quad (2.4)$$

auf die Atome. Für den Fall kleiner Verstimmung $|\delta_L| \ll \gamma$ und großer Intensität $s_0 \gg 1$ sind 50% der Atome im angeregten Zustand und die Kraft auf die Atome kann zu

$$\vec{F} = \hbar \vec{k} \gamma / 2 \quad (2.5)$$

genähert werden.

Um den Prozess der Laserkühlung verständlich zu machen, muss die vorausgegangene Betrachtung auf bewegte Atome ausgeweitet werden. Auf ein mit der Geschwindigkeit \vec{v} bewegtes Atom wirkt in Richtung der Atombewegung propagierendes Licht nicht mit der Frequenz ω_L sondern mit der dopplerverschobenen Frequenz $\omega'_L = \omega_L - \vec{k} \vec{v}$. Somit ergibt sich für die auf das Atom ausgeübte Kraft

$$\vec{F} = \frac{\hbar \vec{k} s_0 \gamma / 2}{1 + s_0 + (2(\delta_L - \vec{k} \vec{v})/\gamma)^2}. \quad (2.6)$$

Betrachtet man nun zwei gegenläufige Laserstrahlen mit gleicher Frequenz, so kann für den Fall $I \ll I_s$, in dem die induzierte Emission vernachlässigt werden kann, die Summe der beiden Kräfte zu

$$\vec{F} = \frac{8\hbar \vec{k}^2 \delta_L s_0 \vec{v}}{\gamma(1 + s_0 + (2\delta_L/\gamma)^2)} = -\beta \vec{v} \quad (2.7)$$

genähert werden. Für rot verstimmtes Licht ($\delta_L < 0$) kann β als ein der Bewegung der Atome entgegengerichteter Dämpfungsfaktor betrachtet werden. Die Photonen die der Bewegung der Atome entgegengerichtet sind, werden mit höherer

Wahrscheinlichkeit absorbiert, und übertragen somit einen größeren Impuls auf die Atome, so dass die Atome abgebremst beziehungsweise gekühlt werden. Man spricht hierbei von einer eindimensionalen optischen Melasse, weil sich die Atome wie in einer zähen Flüssigkeit fortbewegen. Um den Prozess der Melassekühlung auf zwei oder drei Dimensionen zu erweitern, werden ein beziehungsweise zwei weitere Paare aus gegenläufigen Laserstrahlen benötigt, welche typischerweise senkrecht aufeinander stehen.

Da die Photonenstreuprozesse nur im Mittel kühlen und die Atome weiterhin eine Restbewegung aufgrund des Beitrags der ungerichteten spontanen Emission ausführen, ergibt sich eine Temperaturuntergrenze.

Die kinetische Energie der Atome im Gleichgewichtszustand mit dem Lichtfeld ist dabei gegeben als

$$E_{kin} = \frac{\hbar\gamma}{8} \left(\frac{2|\delta_L|}{\gamma} + \frac{\gamma}{2|\delta_L|} \right) \quad (2.8)$$

und hat somit ein Minimum bei $|\delta_L| = \gamma/2$.

Die zugehörige minimale Temperatur

$$T_D = \frac{\hbar\gamma}{2k_B} \quad (2.9)$$

wird als Dopplerlimit bezeichnet, wobei k_B die Boltzmann-Konstante bezeichnet.

2.2 Magneto-optische Falle

Mit Hilfe der optischen Melasse ist es möglich, Atome abzubremsen und zu kühlen, es ist allerdings nicht möglich, Atome an einem Ort zu sammeln und somit zu fangen. Hierzu wird ein räumlich inhomogenes Kraftprofil benötigt, welches einen bestimmten Ort gegenüber der Umgebung auszeichnet. Dieses wird durch ein linear inhomogenes Magnetfeld mit dem Magnetfeldgradienten A in Kombination mit zirkular polarisiertem Kühllicht realisiert.

Der Zeemaneffekt bewirkt eine Verschiebung der Unterzustände der zu einer Gesamtdrehimpulsquantenzahl F gehörenden atomaren Niveaus mit verschiedenen Magnetquantenzahlen m_F ($-F \leq m_F \leq +F$) in einem externen Magnetfeld B . Die Aufspaltung beträgt hierbei

$$\Delta E = \mu_B g m_F B \quad (2.10)$$

mit dem Bohrschen Magneton $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ und dem Landéschen g-Faktor

$$g = \left(1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \right) \left(\frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \right) \quad (2.11)$$

Dies ist in Abbildung 2.2 für das einfachste 2-Niveau System ohne Kernspin ($I = 0$) mit $J_g = 0$ und $J_e = 1$, in dem nur das obere Niveau aufgespalten ist, schematisch dargestellt. Man definiert $\mu' \equiv (g_e m_e - g_g m_g) \mu_B$ als das effektive magnetische Moment eines Übergangs.

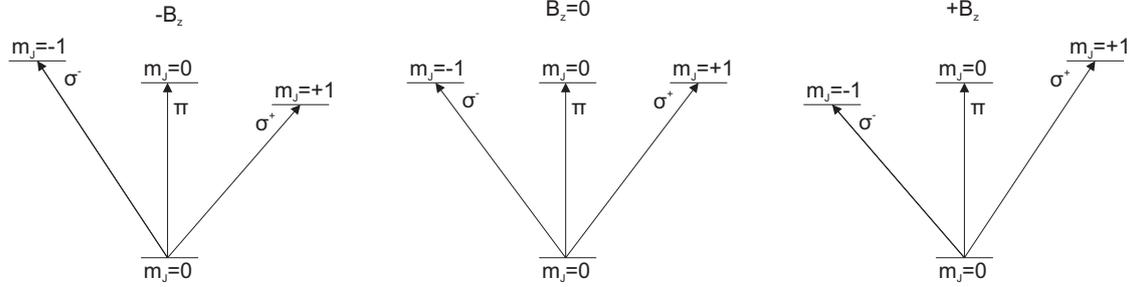


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der energetischen Aufspaltung der verschiedenen magnetischen Unterzustände m_F für einen Übergang mit einer Gesamtdrehimpulsquantenzahl $J_g = 0$ im Grundzustand und $J_e = 1$ im angeregten Zustand aufgrund des Zeemaneffektes im Magnetfeld B_z . Desweiteren sind die möglichen Übergänge für σ^- , σ^+ - und π -polarisiertes Licht eingetragen.

Die vom Lichtfeld auf die Atome ausgeübte Kraft wird damit zu

$$\vec{F} = \frac{\hbar \vec{k} s_0 \gamma / 2}{1 + s_0 + (2(\delta) / \gamma)^2} \quad (2.12)$$

mit der Gesamtverstimmung $\delta = \delta_L - \vec{k} \vec{v} + \mu' B / \hbar$, in der die Verstimmung der Laserfrequenz δ_L , die Dopplerverschiebung $\vec{k} \vec{v}$, sowie die Verschiebung $\mu' B / \hbar$ aufgrund des Zeemaneffekts zusammengefasst sind.

Für gegenläufige Strahlen kann die Summe der Kräfte analog zu den Kühlkräften als

$$\vec{F} = -\beta \vec{v} - \kappa \vec{r} \quad (2.13)$$

mit

$$\kappa = \frac{\mu' A}{\hbar k} \beta \quad (2.14)$$

genähert werden.

Gleichung (2.13) beschreibt eine stark gedämpfte harmonischen Oszillationsbewegung mit der von der atomaren Masse M abhängigen Frequenz $\omega_{\text{MOT}} = \sqrt{\kappa / M}$ und einer Dämpfungskonstanten $\Gamma_{\text{MOT}} = \beta / M$, um den Nulldurchgang des Magnetfeldes mit dem Gradienten A . Außerhalb des Nullpunktes des magnetischen Feldes können auch bereits abgebremste Atome aufgrund der Zeemanverschiebung Licht absorbieren, welches ihnen einen Impuls in Richtung des Nullpunktes überträgt, so dass die Atome dort gesammelt werden.

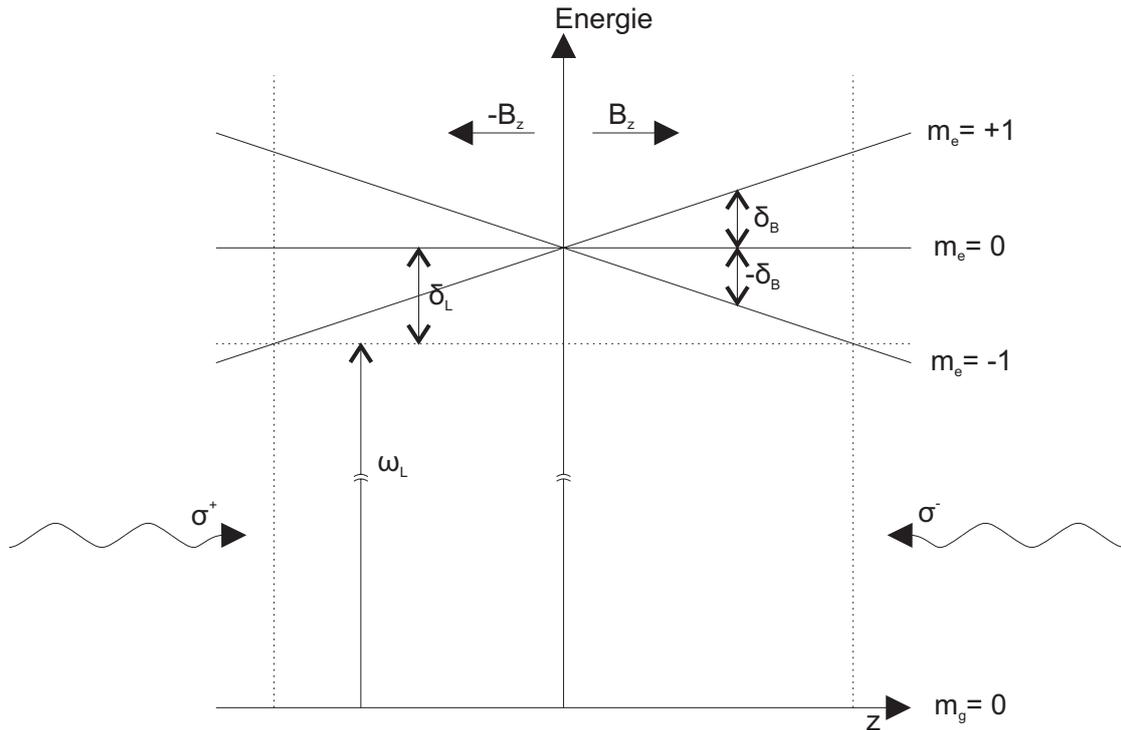


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Zeemanaufspaltung in einer magneto-optischen Falle in einer Dimension. Der Zeemaneffekt bewirkt, dass im Bereich rechts vom Magnetfeldnullpunkt, in dem das Magnetfeld positiv ist, das Niveau mit $m_e = +1$ um $+\delta_B$ und das $m_e = -1$ Niveau um $-\delta_B$ verschoben wird. Das von rechts eingestrahlte um δ_L rotverstimmt σ^- -Licht wird somit mit höherer Wahrscheinlichkeit als das von links eingestrahlte σ^+ -Licht absorbiert, was zu einem Strahlungsdruck nach links führt. Auf der linken Seite ist das Magnetfeld negativ, so dass σ^+ -Licht stärker absorbiert wird, was zu einem nach rechts gerichteten Strahlungsdruck führt. Insgesamt ergibt sich also eine Kraft, die die Atome in den Nullpunkt des magnetischen Feldes drückt.

2.3 Sub-Dopplerkühlen

Um Temperaturen unterhalb des Dopplerlimits zu erreichen sind weitere sogenannte Sub-Doppler-Kühlverfahren, wie beispielsweise Polarisationsgradientenkühlen nötig [11]. Beim Polarisationsgradientenkühlen werden räumlich variierende Polarisationen des Laserfeldes zweier gegenläufiger Laser mit σ^+ - und σ^- -Polarisation oder mit zueinander senkrechten linearen Polarisationen zum Kühlen verwendet. Daher ist dieses Kühlverfahren mit dem oben beschriebenen Dopplerkühlen kombinierbar, allerdings darf zum Erreichen von Temperaturen nahe des theoretischen Limits kein externes Magnetfeld vorhanden sein, so dass es nicht mit der MOT kombinierbar ist.

Im Zusammenhang mit der magneto-optischen Falle ist insbesondere σ^+ - und

σ^- -Polarisationsgradientenkühlen von Bedeutung, da hierfür die ebenfalls zum Fangen der Atome in der magneto-optischen Falle benötigten Lichtstrahlen verwendet werden können und nur das Magnetfeld abgeschaltet werden muss. Wenn man ein σ^+ - und ein σ^- -polarisiertes Laserfeld mit entgegengesetzter Ausbreitungsrichtung überlagert, ergibt sich in der Summe ein linear polarisiertes Feld, dessen Polarisation sich helixförmig im Abstand einer Wellenlänge um 2π dreht (siehe Abbildung 2.3).

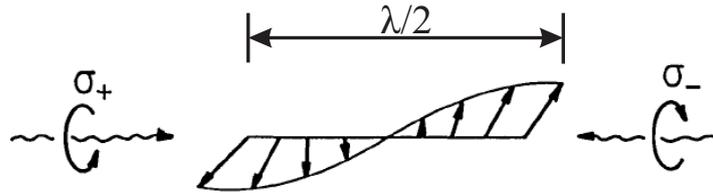


Abbildung 2.3: Die Polarisation des stehenden Lichtfeldes zweier überlagerter gegenläufiger Laser mit σ^+ - und σ^- -Polarisation. Geändert übernommen aus [25].

Im Folgenden soll der einfachste Übergang, bei dem $\sigma^+ - \sigma^-$ -Kühlung möglich ist, von $J_g = 1$ nach $J_e = 2$ betrachtet werden. Dieser Übergang ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Für eine allgemeinere Betrachtung siehe [25].

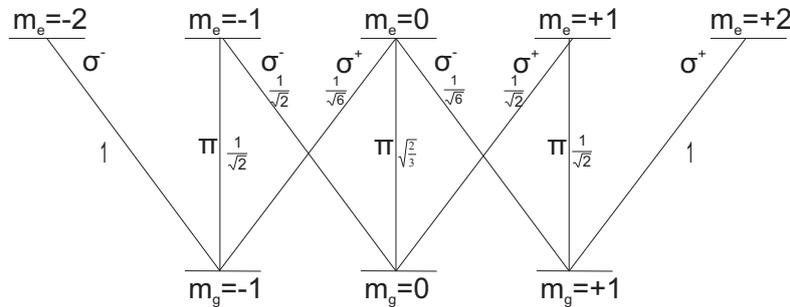


Abbildung 2.4: Atomzustandsdiagramm für einen Übergang mit den Gesamtdrehimpulsen $J_g = 1$ für den Grundzustand $J_e = 2$ für den angeregten Zustand. Des weiteren sind die für σ^- , σ^+ und π -polarisiertes Licht möglichen Übergänge zwischen den magnetischen Unterzuständen zusammen mit den zugehörigen Clebsch-Gordan-Koeffizienten eingetragen.

Zunächst wird ein ruhendes Atom in einem Bezugssystem mit der Quantisierungsachse parallel zur lokalen Polarisationsachse des Laserfeldes betrachtet. Da bezüglich dieser Quantisierungsachse nur π -polarisiertes Licht vorhanden ist werden nur die Übergänge mit $m_g = m_e$ angeregt, die über spontane Emission mit beliebiger Polarisation wieder zerfallen. Die Übergangsraten vom Zustand

$m_g = 0$ zu den Zuständen $m_g = +1$ und $m_g = -1$ sind damit proportional zu $(\sqrt{2/3})^2(1/\sqrt{6})^2 = 1/9$ während die umgekehrten Übergangsraten proportional zu $(1/\sqrt{2})^2(1/\sqrt{2})^2 = 1/4$ sind. Dies führt im Gleichgewichtszustand zu einer Besetzungsverteilung von $9/17$ im $m_g = 0$ Zustand und jeweils $4/17$ in den Zuständen $m_g = +1$ und $m_g = -1$. An einem anderen Ort ergibt sich dieselbe Gleichgewichtsverteilung, aber bezüglich einer anderen Quantisierungsachse, die wiederum parallel zur lokalen Polarisationsrichtung des Laserfeldes ist. Für ein bewegtes Atom dreht sich die Quantisierungsachse, und somit verändert sich die Zustandsverteilung. Die Atome müssen optisch umgepumpt werden um wieder die Gleichgewichtsverteilung zu erreichen. Für kleine Laserintensitäten können die Umpumpprozesse der Änderung der Polarisationsrichtung nicht folgen, so dass die Besetzungsverteilung nicht der Gleichgewichtsverteilung entspricht.

Für ein Atom, das sich auf den σ^+ -Strahl zu bewegt, ergibt sich eine erhöhte Besetzung des $m_g = +1$ Zustandes und umgekehrt [25]. Da die Absorptionswahrscheinlichkeit des $m_g = +1$ Zustandes für σ^+ -Licht größer ist als die für σ^- -Licht, ergibt sich eine die Atome abbremsende Kraft

$$\vec{F} = -\alpha_P \vec{v} \alpha_P = \frac{120}{17} \frac{-\delta\gamma}{5\gamma^2 + 4\delta^2} \hbar k^2 \quad (2.15)$$

Diese Kraft spielt nur in einem kleinen Geschwindigkeitsbereich um $v = 0$ eine Rolle, ist dort aber deutlich stärker als die reine Dopplerkühlkraft.

Die theoretische Untergrenze der durch Laserkühlen zu erreichenden Temperatur wird Rückstoßlimit genannt und ist durch den quantisierten Impulsübertrag eines Photonenrückstoßes gegeben.

$$T_R = \frac{(\hbar k)^2}{2Mk_B} \quad (2.16)$$

2.4 Rubidium

Rubidium ist ein Alkalimetall mit der Ordnungszahl 37. Als Alkaliatom besitzt Rubidium nur ein Valenzelektron und hat somit eine wasserstoffähnliche Struktur und kann somit sehr gut mit theoretischen Modellen beschrieben werden.

Die natürliche Verteilung der beiden stabilen Isotope beträgt $72,2\%$ ^{85}Rb und $27,8\%$ ^{87}Rb . Im Rahmen dieser Arbeit wurde ^{87}Rb gefangen und gekühlt, da Bose-Einstein-Kondensate aus ^{85}Rb aufgrund einer typischerweise attraktiven Wechselwirkung zwischen den Atomen nur mit großem Aufwand zu realisieren sind [26].

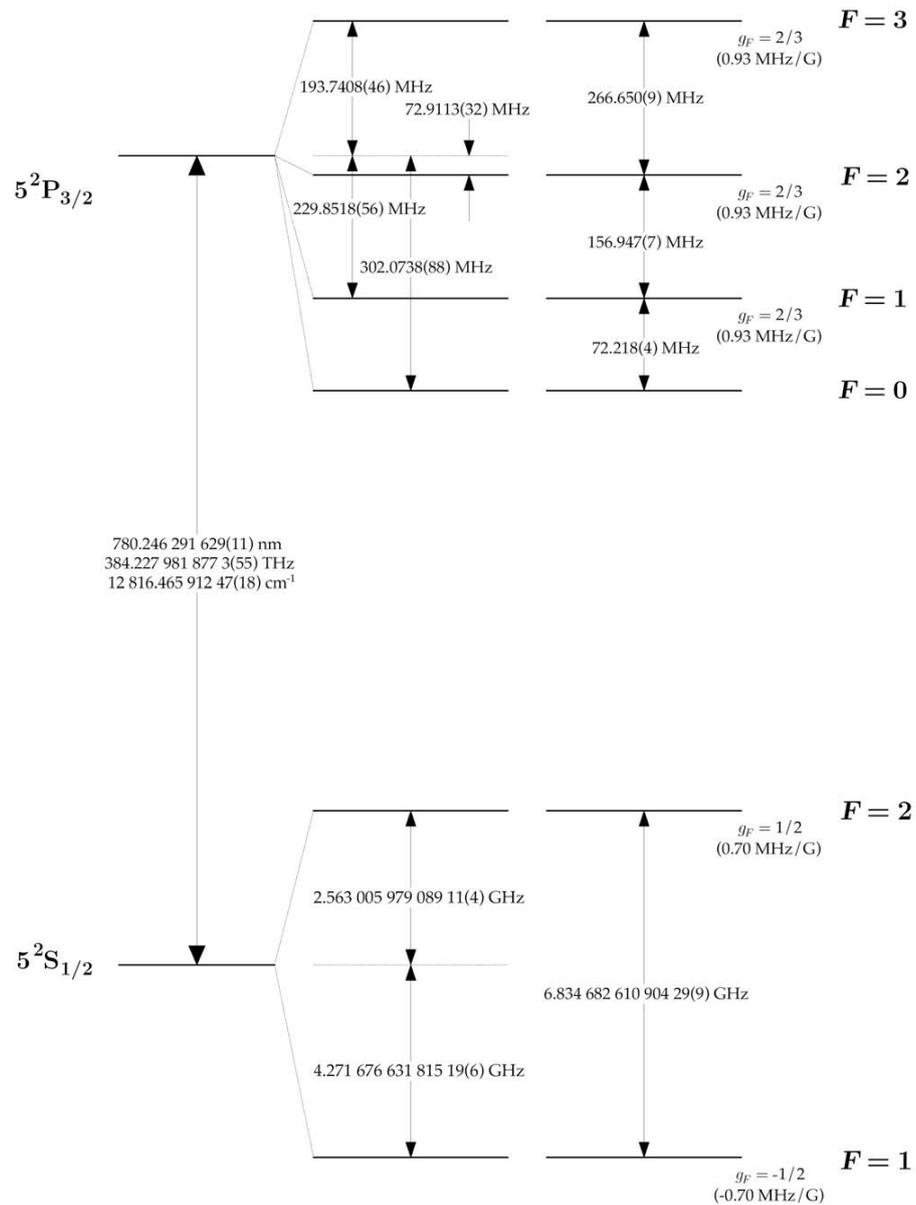
Die sich aufgrund der Wechselwirkung des Kernmoments mit der Elektronenhülle ergebende Hyperfeinaufspaltung ist in Abbildung 2.4 für die zum Kühlen

Vakuumwellenlänge	λ_0	780, 241 nm
Linienbreite	Γ	6, 065 MHz
Lebensdauer des $5^2P_{3/2}$ -Niveaus	τ	26, 24 ns
Sättigungsintensität für σ -polarisiertes Licht	I_s	$1, 669 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$
Dopplerlimit	T_D	146 μK
Rückstoßlimit	T_R	361, 96 nK

Tabelle 2.1: Einige aus [27] entnommene Werte für die Rubidium-87 D₂-Linie.

verwendete D₂-Linie $|5^2S_{1/2}\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}\rangle$ dargestellt. Ein Vorteil von Rubidium ist, dass die zum Kühlen benötigte Laserwellenlänge mit $\lambda = 780 \text{ nm}$ gut mit verhältnismäßig einfach zu handhabenden Diodenlasern zu erreichen ist.

Als Kühlübergang wird der Übergang $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$ verwendet. Dies ist der einzige geschlossene Übergang, da vom Zustand $|5^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$ auf Grund der Auswahlregel $\Delta F = 0, \pm 1$ nur der Übergang zurück nach $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ möglich ist. Aufgrund der Rotverstimmung der Laser besteht allerdings eine endliche Wahrscheinlichkeit, dass Atome zum Übergang $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$ angeregt werden. Diese Atome können nach $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ zerfallen und dem Kühlzyklus somit verloren gehen. Deshalb wird ein weiterer mit dem Übergang $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$ resonanter sogenannter Rückpumpplaser benötigt, der diese Atome wieder in den Kühlzyklus zurückpumpt.

Abbildung 2.5: Termschema des D₂-Übergangs von Rubidium-87 (Entnommen aus [27]).

AUFBAU DES ATOMAREN QUELLENSYSTEMS

Als transportable Quelle für atominterferometrische Messungen mit hohen Repetitionsraten sind diverse sehr hohe Anforderungen an den mechanischen Aufbau des Experiments zu stellen. [13][28]. So muss der Gesamtaufbau sowohl kompakt, als auch stabil gehalten werden, weshalb nahezu alle Komponenten des Systems fest mit der Vakuumkammer verbunden sind. Um störende Magnetfelder, die mit den verschiedenen magnetischen Unterzuständen der Atome unterschiedlich wechselwirken, zu minimieren wurden beim Aufbau des Experiments weitestgehend nicht magnetisierbare Materialien wie Aluminium und A4-Edelstahl verwendet. Eine weitere Anforderung bei der rein optischen Erzeugung ultrakalter Quantengase ist ein Ultrahochvakuum mit einem Druck im Bereich von 10^{-11} mbar. Dies liegt an den durch die Fallenfrequenzen begrenzten Rethermalisierungszeiten in der optischen Dipolfalle, die zum evaporativen Kühlen benötigt werden, während die Lebensdauer der Atome in der Dipolfalle aber durch Stöße mit dem Hintergrundgas limitiert ist. Zum möglichst effizienten und schnellen Beladen einer optischen Dipolfalle aus einer magneto-optischen Falle benötigt man ein möglichst kaltes atomares Ensemble mit einer Temperatur von wenigen μK , sowie einer möglichst hohen atomaren Dichte ($\geq 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) [29]. Die so erzeugten hohen Anfangsphaseraumdichten stellen sicher, dass nach dem evaporativen Kühlen bis zum Bose-Einstein-Kondensat möglichst viele Atome in der Dipolfalle erhalten bleiben [30].

Um die hohen Zahlen gefangener Teilchen in der MOT und die hohen Repetitionsraten mit dem benötigten Ultrahochvakuum kombinieren zu können, muss die MOT aus einem Strahl kalter Atome beladen werden, da zum schnellen Beladen der MOT aus dem Hintergrundgas ein zu hoher Druck notwendig wäre. Dieser

Strahl kann mit einem „Zeemanslower“ [31] oder mit einer weiteren zweidimensionalen (2D)-MOT [32] erzeugt werden. Für das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute System wurde eine aus dem Hintergrundgas beladene 2D-MOT gewählt, da diese bedeutend kompakter als ein „Zeemanslower“ aufgebaut werden kann. Man spricht deshalb von einem Doppel-MOT-System, während die eigentliche MOT, in der die Atome in allen drei Raumrichtungen eingeschlossen werden, im Folgenden als 3D-MOT bezeichnet wird. Das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute System orientiert sich an den in [13] und [33] vorgestellten atomaren Quellensystemen für den Einsatz in einem Atominterferometer zur Messung von Rotationen.

3.1 Aufbau des Vakuumsystems

Das Vakuumkammersystem des Experiments besteht aus drei miteinander verbundenen Segmenten, der 2D-MOT-Kammer, der Experimentkammer, in der die 3D-MOT und auch die Dipolfalle realisiert werden, sowie einem Zwischensegment das die 2D-MOT-Kammer mit der Experimentkammer verbindet. Der Großteil des insgesamt etwa 70 cm langen Vakuumsystems wurde in der hauseigenen feinmechanischen Werkstatt aus Aluminium gefertigt. Sämtliche Verbindungen zwischen zwei Metallflächen wurden verschraubt und mit Blei abgedichtet, während Verbindungen zwischen Glas und Metall mit Indiumpressdichtungen kaltverschweisst wurden [34][35].

Die 2D-MOT-Kammer besteht aus einer nicht antireflex beschichteten Glaszelle [He11ma] mit Innenkantenlängen von 30 mm x 30 mm x 100 mm und einer Wandstärke von 5 mm die am Zwischensegment befestigt ist. Eine Glaszelle wurde verwendet um möglichst viel optischen Zugang bei einem möglichst kompakten Aufbau zu erhalten. Die Mechanik, die die Glaszelle gegen das Zwischensegment presst und dichtet, wird zugleich als Wickelkörper für die Spulen zur Erzeugung des zweidimensionalen magnetischen Quadrupolfeldes und zur Halterung der Aufweitungsoptik der Laserstrahlen der 2D-MOT genutzt.

Das Zwischensegment verbindet die 2D-MOT-Kammer mit der Experimentkammer über eine differentielle Pumpstufe und dient als Befestigung für die Vakuumpumpen und die Quellen für die Atome. Die Verbindung zwischen den beiden Vakuumkammern wird über ein 3 cm langes Graphitröhrchen mit 3 mm Innendurchmesser hergestellt. Somit kann der kalte Atomstrahl der 2D-MOT durch das Rohr hindurch propagieren, während gleichzeitig verhindert wird, dass das Hintergrundgas aus der 2D-MOT Kammer in die Experimentierkammer gelangt.

Als Quellen für die Atome in der 2D-MOT-Kammer werden mit Alkalisalzen gefüllte Metalltaschen, sogenannte „Dispenser“, verwendet, durch die Strom gelei-

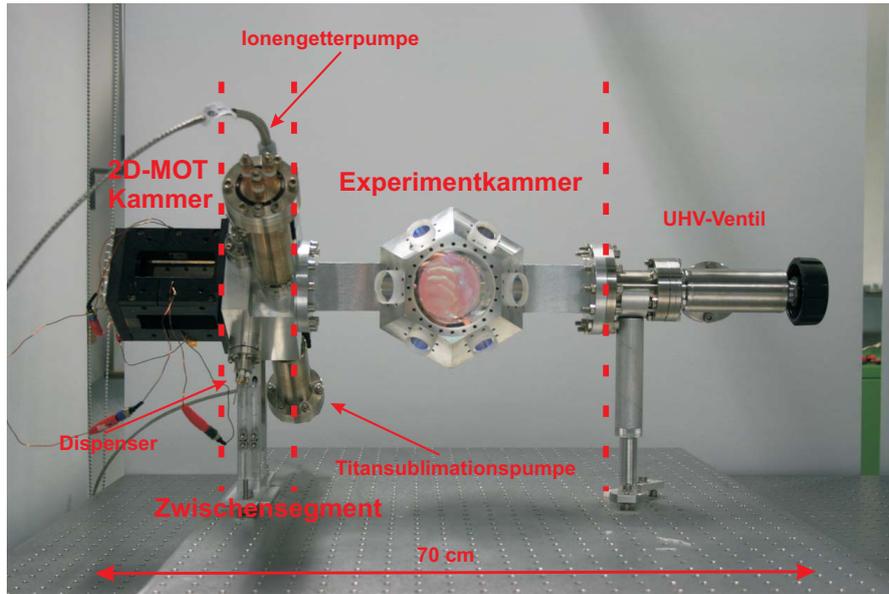


Abbildung 3.1: Aufnahme des Vakuumsystems bestehend aus der 2D-MOT-Kammer, einem Zwischensegment und der Experimentkammer. Die Spulen der 3D-MOT, sowie die gesamte Optik zur Strahlformung des MOT-Lichts sind auf dem Foto noch nicht angebracht.

tet werden kann, um eine chemische Reaktion in Gang zu setzten, die Atome in die Vakuumkammer verdampft. Es sind sowohl kommerzielle Rubidium-Dispenser [SAES Getters] als auch mit ^{40}K angereicherte Eigenbau Kalium-Dispenser verbaut [36].

Als Vakuumpumpen werden zwei gegenüberliegende Paare aus je einer Ionengetterpumpe [Varian, vacIon] mit einer Pumpleistung von je 2l/s und einer Titansublimationspumpe [VG Scienta, ZST23] eingesetzt. Die Vakuumpumpen sind über einen großen Zugang direkt mit der Experimentkammer verbunden. Die 2D-MOT-Kammer wird somit nur indirekt über die differentielle Pumpstufe gepumpt. Der so erreichte Druck kann nicht genau angegeben werden, da zu Gunsten der Kompaktheit des Systems auf zusätzliche Drucksensoren verzichtet wurde. Über den Strom in den Treibern für die Ionengetterpumpen [Varian, MicroVac] kann allerdings der Druck in der Experimentkammer zu weniger als 10^{-9} mbar angegeben werden. Mit der verwendeten differentiellen Pumpstufe und der Gesamtpumpleistung von $S_{\text{UHV}} = 4\text{l/s}$ ergibt sich aus

$$\frac{P_{\text{HV}}}{P_{\text{UHV}}} = \frac{S_{\text{UHV}}}{C} \quad (3.1)$$

mit

$$C = 12 \cdot \frac{D^3}{L} \text{ l/s} \quad (3.2)$$

ein maximal um einen Faktor 50 höherer Druck in der 2D-MOT-Kammer P_{HV} als in der Experimentkammer P_{UHV} , wobei D den Durchmesser und L die Länge der differentiellen Pumpstufe in cm bezeichnen [37][38]. Die verwendete Pumpleistung ist im Vergleich zu anderen Experimenten eher gering ausgelegt. Dies ist Teil des Konzepts zum Aufbau und der Erprobung eines sehr kompakten Systems, da Pumpen mit einem größeren Pumpvolumen einerseits größer und schwerer sind und andererseits nicht mehr über einen CF16-Flansch direkt an der Vakuumkammer gehalten werden können.

Die Experimentkammer ist mit zwanzig unter anderem für Licht mit einer Wellenlänge von 780 nm antireflexbeschichteten Fenstern [Laseroptik Garbsen] (siehe Anhang A) aus Infrasil versehen, von denen bislang sechs für die MOT, vier für die gekreuzte Dipolfalle und zwei für die Detektion verwendet werden. Des Weiteren ist an der Experimentkammer ein Ventil [Vacuum Generators, ZCR40R] befestigt, über das die zum Evakuieren der Kammer benötigte Turbomolekularpumpe angeschlossen wurde.

3.2 Magnetfelder

Zweidimensionales magnetisches Quadrupolfeld

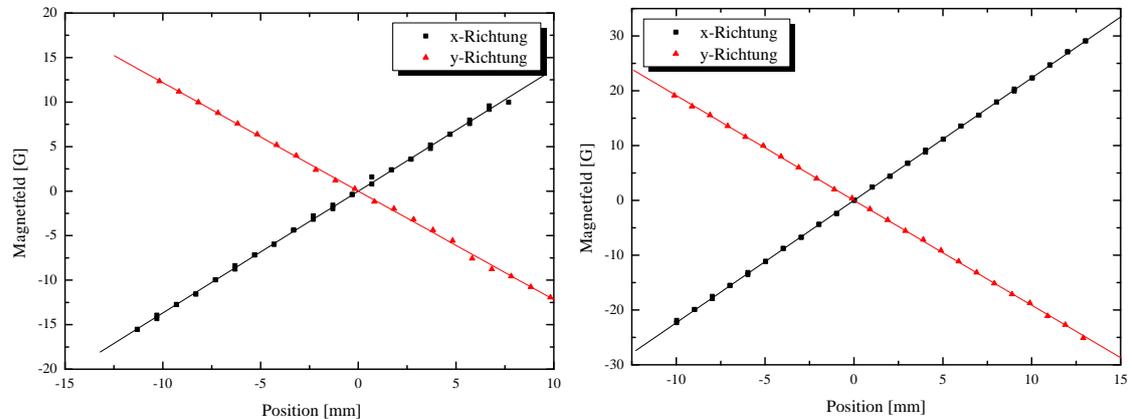


Abbildung 3.2: Magnetfeld in der 2D-MOT in Abhängigkeit des Ortes, aufgetragen für 3 A Spulenstrom (links) und für 5 A Spulenstrom (rechts). Das Magnetfeld wurde jeweils auf den Achsen senkrecht zu einem Spulenpaar in Richtung dieser Achsen durch den Magnetfeldnullpunkt vermessen.

Vier rechteckige Spulen mit den Innenmaßen 40 mm x 86 mm und je 64 Wicklungen, die im paarweisen Abstand von 56 mm zueinander um die Glaszelle herum angeordnet sind, erzeugen das zum Betrieb der 2D-MOT benötigte zweidimensionale magnetische Quadrupolfeld. Die aus Aluminium gefertigten Spulenhalter sind

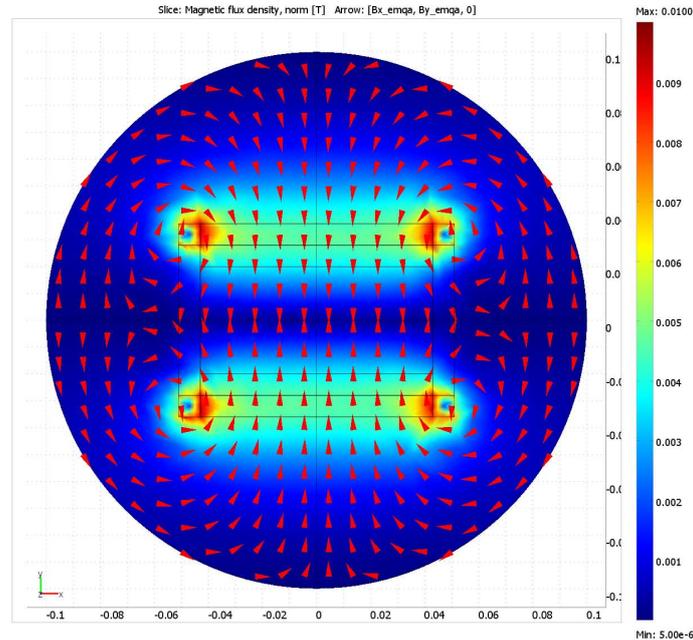


Abbildung 3.3: Simulation des Magnetfeldes in der 2D-MOT in axialer Richtung für einen Spulenstrom von 3 A.

geschlitzt, um Wirbelsröme zu unterdrücken und somit kürzere Abschaltzeiten zu ermöglichen. In Abbildung 3.2 sind die mit einer Hallsonde gemessenen transversalen Magnetfelder für einen Spulenstrom von 3 A (5 A) dargestellt. Es ergeben sich Magnetfeldgradienten in Richtung der Lichtstrahlen von 13,7 G/cm (22,3 G/cm) und $-12,2$ G/cm ($-19,1$ G/cm). Zur Veranschaulichung des Magnetfeldverlaufs wurde das bei einem Spulenstrom von 3 A erzeugte Magnetfeld zusätzlich simuliert [Comsol, Multiphysics] und als Schnitt durch Mitte der Kammer in axialer (Abbildung 3.3) und transversaler Richtung (Abbildung 3.4) dargestellt.

Magnetfeld für die 3D-MOT

Das zum Betrieb der 3D-MOT benötigte magnetische Quadrupolfeld wird von zwei parallelen kreisförmigen Spulen mit einem Innendurchmesser von 184 mm erzeugt, die im Abstand von 60 mm an der Experimentkammer befestigt sind. Da in den beiden Spulen mit je 400 Wicklungen und einem Widerstand von je 8Ω bei einem Spulenstrom von 3 A eine Heizleistung von über 140 W dissipiert wird, sind die Spulen auf von Kühlwasser durchflossene Halter gewickelt, die ebenfalls noch geschlitzt sind.

In Abbildung 3.5 sind die mit einer Hallsonde [Projekt Elektronik, FM210] gemessenen Magnetfelder transversal und axial zu den Spulen für einen Strom von 1,5 A (3,5 A) dargestellt. Es ergeben sich Magnetfeldgradienten von $-6,2$ G/cm

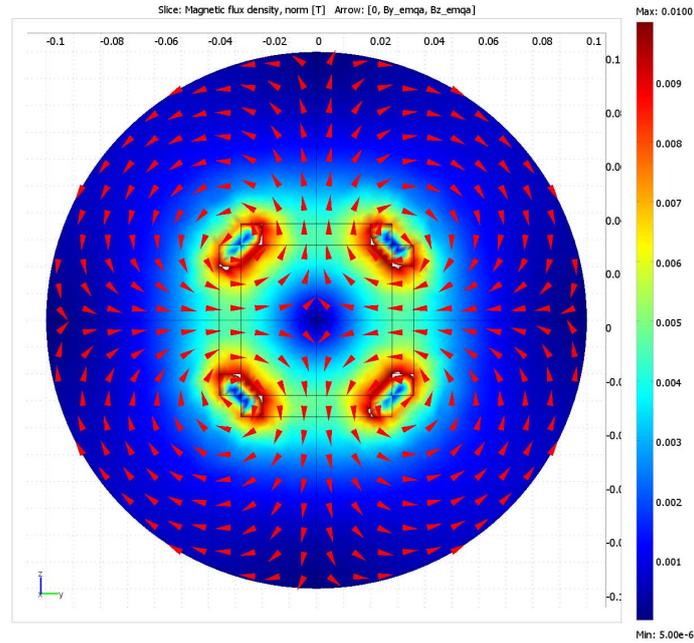


Abbildung 3.4: Simulation des Magnetfeldes in der 2D-MOT in transversaler Richtung für einen Spulenstrom von 3 A.

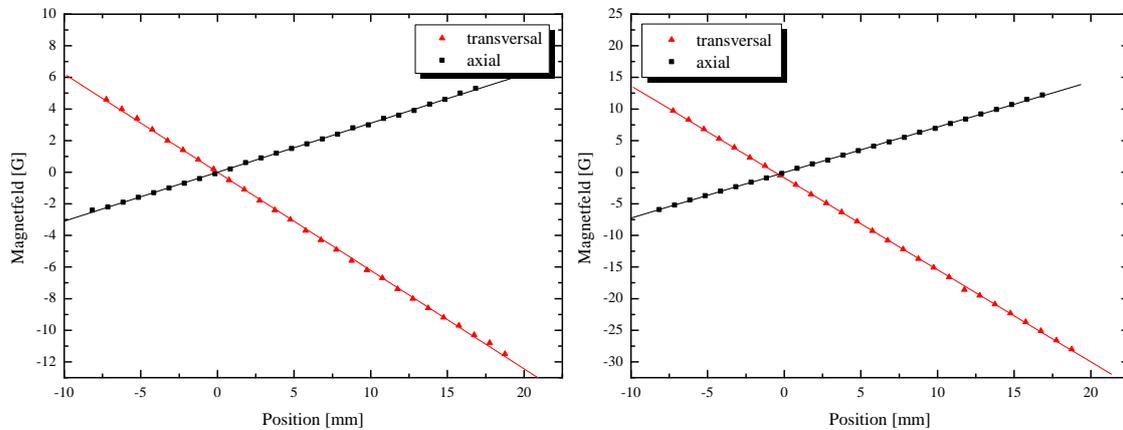


Abbildung 3.5: Magnetfeld in der 3D-MOT in Abhängigkeit des Ortes, aufgetragen für 1,5 A Spulenstrom (links) und für 3,5 A Spulenstrom (rechts). Das Magnetfeld wurde jeweils auf der x-Achse senkrecht zu den Spulen und y-Achse parallel zu den Spule in Richtung dieser Achsen durch den Magnetfeldnullpunkt vermessen.

($-14,6 \text{ G/cm}$) in transversaler Richtung und $3,1 \text{ G/cm}$ ($7,2 \text{ G/cm}$) in axialer Richtung. Der Magnetfeldverlauf wurde zusätzlich noch in Abbildung 3.6 für einen Spulenstrom von 3 A simuliert [Comsol, Multiphysics].

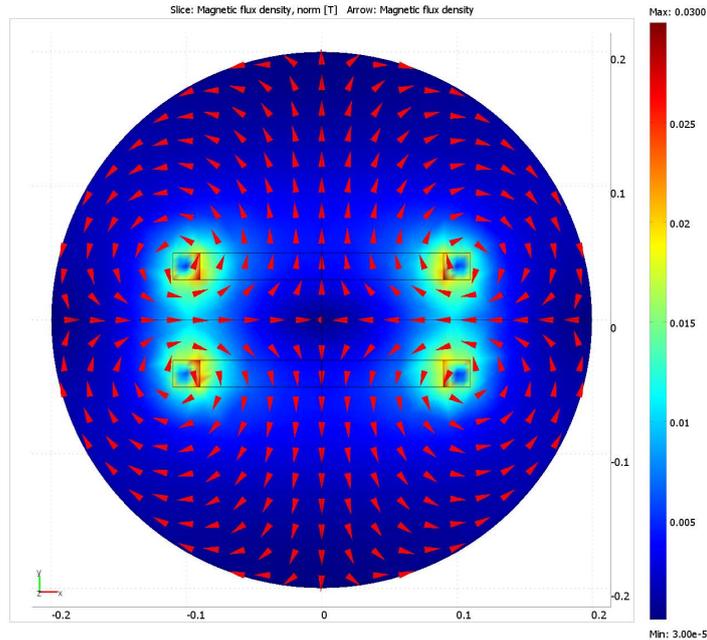


Abbildung 3.6: Simulation des Magnetfeldes in der 3D-MOT für einen Spulenstrom von 3 A.

Kompensation von Störmagnetfeldern

Um das gesamte Vakuumsystem wurde ein 645 mm hoher Rahmen mit 1045 mm Länge und Breite aufgebaut, der im Inneren sechs Spulen trägt. Diese Spulen erzeugen homogene Magnetfelder zur Kompensation externer homogener Störmagnetfelder, wie zum Beispiel dem Erdmagnetfeld, in allen drei Raumrichtungen. Des Weiteren kann in Zukunft eine zusätzliche Mumetall Abschirmung außen auf dem Rahmen befestigt werden, welche auch nicht homogene Magnetfelder abschirmen kann.

3.3 Optischer Aufbau

Das Laserlicht zum Betrieb der Doppel-MOT wird in dem in [39] aufgebauten Lasermodul generiert, auf elf polarisationserhaltende optische Fasern [Schäfter+Kirchhoff, PM 780-HP] verteilt und zur Vakuumkammer geführt. Typischerweise stehen dabei ca. 85 mW Kühllicht für jeden der vier Strahlen in der 2D-MOT und ca. 30 mW für jeden der sechs Strahlen in der 3D-MOT zur Verfügung. Die elfte optische Faser führt Beschleunigungs-Licht zur Kammer. Da die Fasern die Polarisation des Lichts nur auf einer Vorzugsachse optimal erhalten, wird die Polarisation des Kühllichts jeweils über ein $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen vor der entsprechenden Fasereinkopplung auf diese Achse eingestellt. Dazu wird

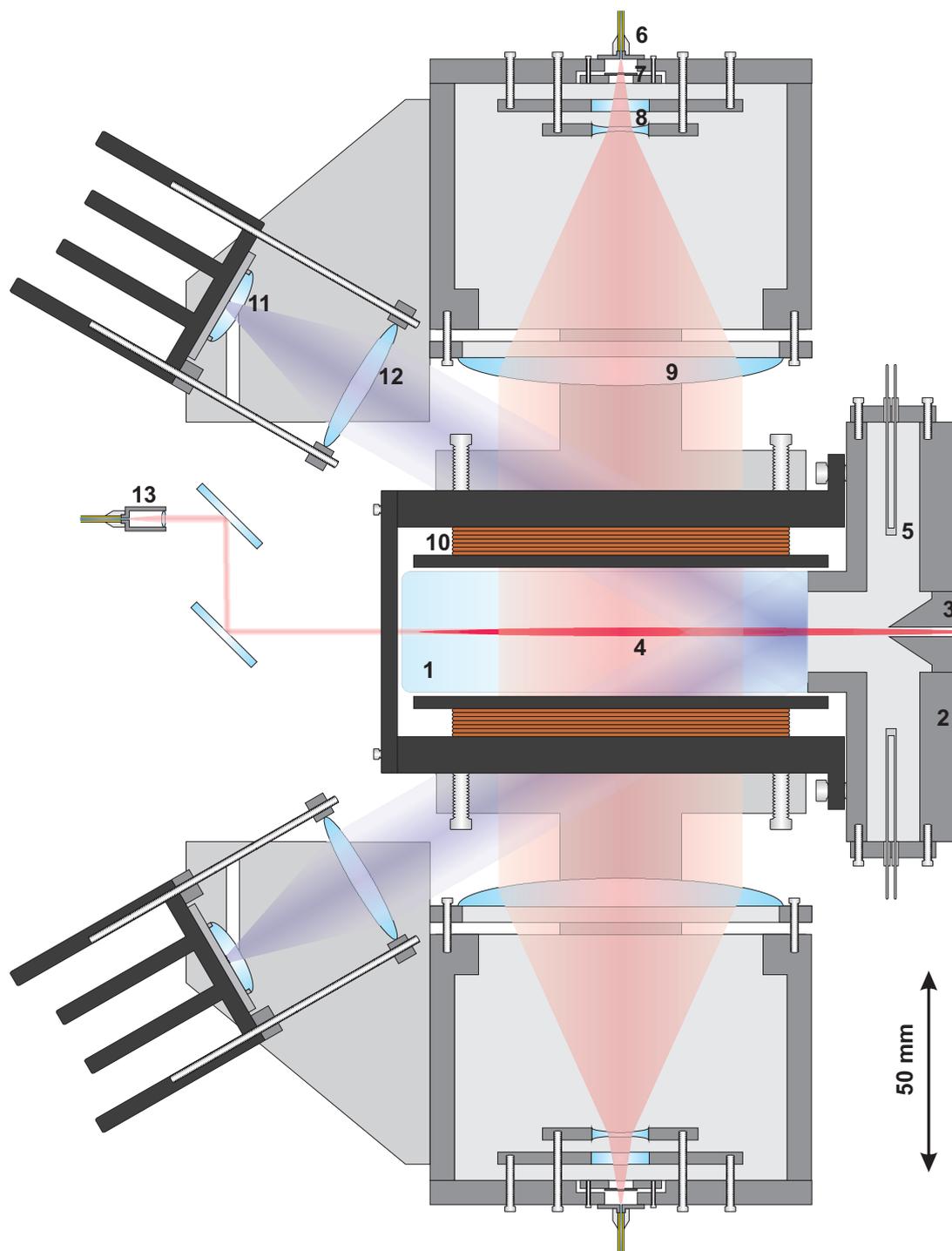


Abbildung 3.7: Mechanischer und optischer Aufbau der 2D-MOT in einer Dimension. (1) Glaszelle, (2) Zwischensegment, (3) differentielle Pumpstufe zur Experimentkammer, (4) kalter Atomstrahl, (5) Dispenser, (6) optische Faser für Kühl- und Rückpumplicht, (7) $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen, (8) Aufweitungs- und (9) Kollimationslinsen zur Strahlformung des Kühllichts zum Betrieb der 2D-MOT, (10) Spulen zur Erzeugung des magnetischen Quadrupolfelds, (11) UV-Leuchtdiode mit zugehöriger (12) Sammellinse, (13) (Kollimationseinheit für Beschleunigungs-Strahl.

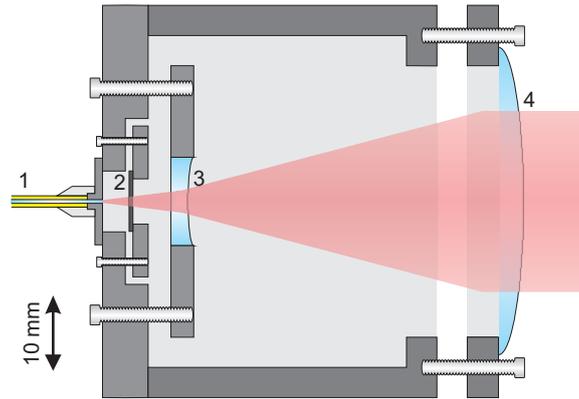


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung des mechanischen Aufbaus der Teleskope zur Formung und Kollimation der Laserstrahlen für die 3D-MOT. (1) Faseranschluss, (2) $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen, (3) Aufweitungslinse $f = -8$ mm, (4) Kollimationslinse $f = 60$ mm.

die Polarisationsrichtung nach der Faser mit Hilfe eines Polarisationsanalysators [Schäfter+Kirchhoff, SK9780-VIS/NIR] so eingestellt, dass sie sich durch Ausüben von mechanischem Stress auf die Faser möglichst wenig ändert. Die Fasern werden an direkt mit der Vakuumkammer verschraubten Teleskopeinheiten befestigt, in denen das linear polarisierte Licht zunächst mit einem $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen zirkular polarisiert und anschließend mit Hilfe von Linsen zu den Strahlen zum Betrieb der Doppel-MOT geformt wird. Der mechanische und optische Aufbau der Teleskopeinheiten für die 2D-MOT ist in Abbildung 3.7 und der für die 3D-MOT in Abbildung 3.8 dargestellt.

In den Teleskopeinheiten der 2D-MOT wird das Licht mit einer bikonkaven Zylinderlinse [OK-Optik, 65F87P04x04-4.0] ($f = -2,4$ mm) senkrecht zum Atomstrahl und mit einer weiteren bikonkaven Zylinderlinse [OK-Optik, 65F87P08x15-50] ($f = -32,4$ mm) parallel zum Atomstrahl aufgeweitet, sowie mit einer sphärischen Plankonvexlinse [OK-Optik, 65F82P85x30-18.5] $f = 92,51$ mm auf eine elliptische Strahlform mit ca. 80 mm Breite und 28 mm Höhe kollimiert. In den Teleskopeinheiten der 3D-MOT wird der Lichtstrahl mit einer plankonkaven Linse [Linus, G 31 4002 525] ($f = -8$ mm) aufgeweitet und mit einer weiteren plankonvexen Linse [EdmundOptics, NT45-712] ($f = 60$ mm) zu einem Strahl von 28 mm kollimiert, wobei die Qualität der Kollimation mit einem Scherinterferometer [Melles Griot] optimiert wurde.

Das $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen in den Teleskopeinheiten wurde mit zwei Polarisationsfiltern eingestellt. Zunächst wurde das Licht mit einer Photodiode hinter einem drehbaren linearen Polarisationsfilter [Heliopan, ES 49] aufgenommen und das $\lambda/4$ -Plättchen zunächst so justiert, dass das Signal der Photodiode

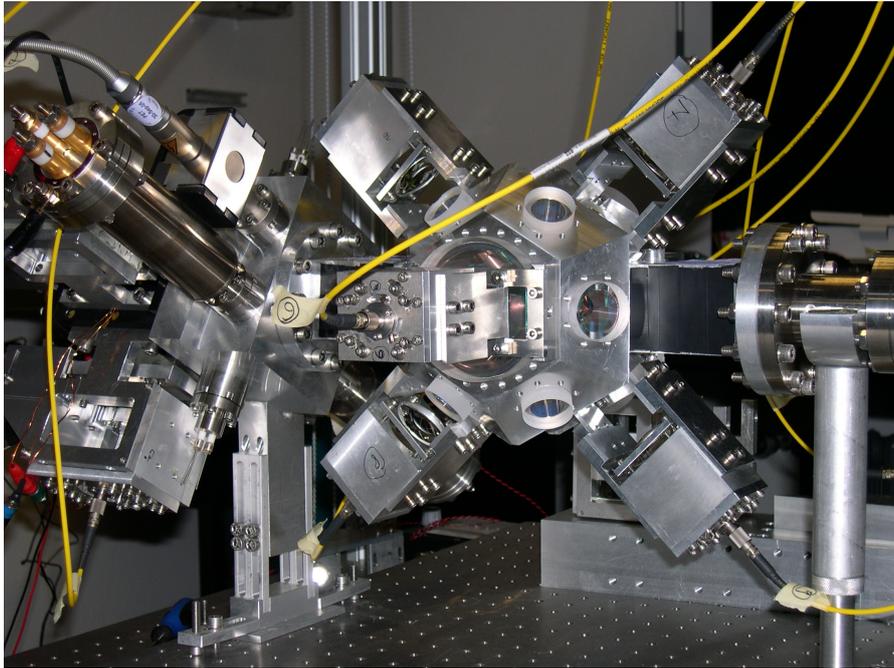


Abbildung 3.9: Aufnahme der Experimentkammer mit den Teleskopen für die 2D-MOT und 3D-MOT. Die Magnetfeldspulen sind auf diesem Foto noch nicht angebracht.

beim Drehen des Filters möglichst wenig schwankte und somit zirkular polarisiertes Licht vorlag. Um die beiden zirkularen Polarisierungen voneinander zu unterscheiden, wurde ein zirkularer Polarisationsfilter [HelioPan, S 49] verwendet. Dieser besteht aus einem $\lambda/4$ -Plättchen, das einfallendes zirkular polarisiertes Licht in linear polarisiertes Licht umwandelt, sowie einem nachfolgenden linearen Polarisationsfilter, der so gegenüber dem $\lambda/4$ -Plättchen orientiert ist, dass durch den gesamten Filter eine bestimmte zirkulare Polarisationsrichtung transmittiert und die andere absorbiert wird. Von den Teleskopeinheiten der 2D-MOT wurden je zwei so eingestellt, dass maximal viel Licht absorbiert und maximal viel Licht transmittiert wird. Für die 3D-MOT wurden zwei Teleskopeinheiten auf maximale und die anderen vier auf minimale Absorption in dem zirkularen Polarisationsfilter eingestellt.

Die Teleskopeinheiten wurden so angeordnet, dass Paare aus gegenläufigen Strahlen mit jeweils der selben zirkularen Polarisation entstehen. Sowohl die Strahlenpaare der 2D-MOT, als auch die der 3D-MOT sind jeweils senkrecht zueinander angeordnet (siehe Abbildung 3.9). In der 3D-MOT sind die beiden Strahlenpaare mit der selben zirkularen Polarisation transversal und das andere Strahlenpaar axial zu den Spulen angeordnet. Die unterschiedlichen Polarisierungen in den verschiedenen Achsen werden benötigt, da der Magnetfeldgradient in Richtung der verschiedenen Lichtstrahlen ein unterschiedliches Vorzeichen hat.

Mit der Stromrichtung in den Magnetfeldspulen der 2D-MOT und der 3D-MOT kann das System dann so eingestellt werden, dass man in allen Achsen die in Abbildung 2.2 dargestellte für den Betrieb einer MOT benötigte Konfiguration aus σ^+ - und σ^- -polarisiertem Licht erhält.

Für die Melassephase ist eine möglichst optimale Überlagerung der gegenläufigen Strahlen nötig. Als Maß für die Überlagerung wurde der Anteil des in die Faser des gegenüberliegenden Teleskops eingekoppelten Lichtes gewählt. Das Optimum lag hierbei bei ca. 0,3 %.

Des Weiteren ist in den Teleskopeinheiten jeweils eine Photodiode [Silonex, SLSD-71N5] am Rand des Lichtstrahls verbaut, welche mit einem in Anhang B dargestellten Messgerät zur Leistungsmessung verwendet werden können. Hierzu wurden die Photodioden in den einzelnen Teleskopen durch Messung der Gesamtleistung in der jeweiligen Glasfaser mit Hilfe eines kommerziellen Leistungsmessgerät [Coherent, Lasercheck] kalibriert.

Der blauverstimmte und parallel zum Atomstrahl in Richtung der Experimentkammer eingestrahlte Beschleunigungs-Strahl beschleunigt die Atome in Strahlrichtung mit Hilfe des Lichtdrucks und erhöht somit den atomaren Fluss in die 3D-MOT [32]. Der Lichtstrahl muss dabei so justiert werden, dass er einen möglichst kleinen Winkel mit dem Atomstrahl einschließt, die in der 3D-MOT gefangenen Atome aber gerade nicht getroffen werden, da diese sonst aus der Falle herausgedrückt würden. Der Beschleunigungs-Strahl wird über einen kommerziellen Faserkollimator [Schäfter + Kirchhoff, 60FC-4-A4,5-02] und über Spiegel in die 2D-MOT Kammer gelenkt.

Licht induzierte Atomdesorption (LIAD)

An jedem der vier Teleskope für die 2D-MOT ist zusätzlich, wie in Abbildung 3.7 dargestellt ist, eine auf einem Kühlkörper befestigte Leuchtdiode [Roithner Lasertechnik, T03A4-HU-180] zur Erzeugung von ultravioletttem Licht angebracht. Dieses Licht mit einer Zentralwellenlänge von 395 nm und einer maximalen Leistung von 60 mW pro Diode wird für die lichtinduzierte Desorption von Atomen von der Glaszelle (LIAD) genutzt [40]. Diese Wellenlänge wurde gewählt, da die Desorptionseffizienz mit kürzeren Wellenlängen ansteigt und diese Wellenlänge noch gefahrlos eingesetzt werden kann. Da die Dioden in einem Winkel von 180° abstrahlen und im Abstand von einigen Zentimetern zur Kammer montiert werden müssen, wird das Licht zusätzlich noch mit einer Linse [Thorlabs, LB1761] gebündelt. Die lichtinduzierte Desorption von Atomen wurde als schnelle Schaltungsmöglichkeit für den Rubidium-Dampfdruck in der 2D-MOT-Kammer aufgebaut, um einen hohen Dampfdruck zu ermöglichen, wenn dieser zum Betrieb der 2D-

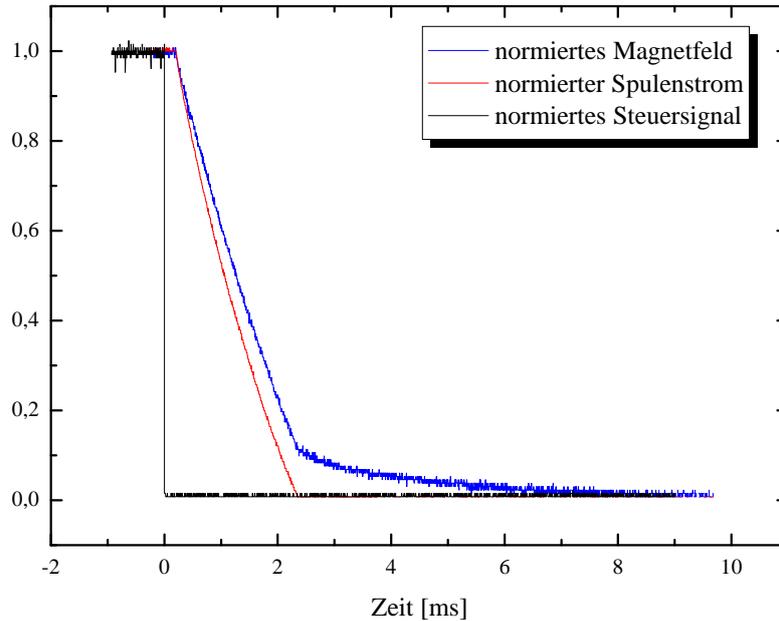


Abbildung 3.10: Abschaltcharakteristik des Magnetfeldes der 3D-MOT. Aufgetragen sind das mit einer Hallsonde [Projekt Elektronik, FM210] gemessene Magnetfeld der Spulen, der ebenfalls mit einer Hallsonde am Kabel gemessene Strom durch die Spulen und das Steuersignal des Experimentsteuercomputers. Die Graphen sind jeweils auf die im konstanten Betrieb gemessenen Werte von $-10,5\text{ mT}$ für das Magnetfeld am Ort der Hallsonde, $2,5\text{ A}$ Spulenstrom, sowie 5 V für das Steuersignal normiert. Der gegenüber dem Spulenstrom verzögerte Abfall des Magnetfeldes wird durch Wirbelströme in der Vakuumkammer verursacht.

MOT benötigt wird, ohne dabei den Druck in der Experimentkammer unnötig zu verschlechtern, wenn die 2D-MOT abgeschaltet ist.

3.4 Schaltelektronik

Da im Laufe eines experimentellen Zyklus unterschiedliche Lichtstrahlen innerhalb weniger Millisekunden oder sogar noch kürzeren Zeiten ein oder ausgeblendet, beziehungsweise Magnetfelder an oder abgeschaltet werden müssen, ist eine computergestützte Steuerung des Experiments unerlässlich. Dies wird mit Hilfe zweier Computerkarten [National Instruments, NI PCI 6723 + NI PCI 6229] realisiert, die über digitale und über analoge Ein- und Ausgangskanäle verfügt, wobei letztere Spannungssignale zwischen -10 V und $+10\text{ V}$ erzeugen und verarbeiten können. Die Computerkarten sind in einem Experimentsteuercomputer verbaut, auf dem ein Echtzeit Betriebssystem [National Instruments, LabVIEW Realtime 8.2] installiert ist. Die Programmierung [National Instruments, LabVIEW 8.2 unter Microsoft WindowsXP] der Experimentsequenzen erfolgt über einen weiteren Com-

puter und wird über eine Netzwerkverbindung auf den Experimentsteuercomputer übertragen.

Das Licht für die 3D-MOT kann sowohl über eine mechanische Blende als auch über einen akusto-optischen Modulator [Crystal Technology, 3080-120] mit einem schaltbaren Frequenzgeber ein und ausgeblendet werden, sodass sowohl schnelle Schaltzeiten mit dem akusto-optischen Modulator als auch ein vollständiges Ausblenden des Lichts mit den mechanischen Blenden ermöglicht wird. Des Weiteren können so Schwankungen der Beugungseffizienz aufgrund von Veränderungen der Temperatur des akusto-optischen Modulators nach langen Abschaltzeiten verhindert werden. Das Licht für die 2D-MOT kann über eine mechanische Blende und das Beschleunigungs-Licht kann über einen akusto-optischen Modulator [Crystal Technology, 3110-120] und eine mechanische Blende [Sunex, SHT934] direkt vor der Fasereinkopplung geschaltet werden. Die Treiber zum Schalten der mechanischen Blenden über ein digitales Signal sind in Anhang B beschrieben. Das Licht der UV-Leuchtdioden wird, wie der Strom in den Spulen der 2D-MOT, über eine analog ansteuerbare Stromquelle [Elektro-Automatik, EA-PS-7016-20] geschaltet. Um den Strom in den Spulen zur Erzeugung des Magnetfeldes zum Betrieb der 3D-MOT für das Polarisationsgradientenkühlen schnell abschalten zu können, wird ein mit einem TTL-Signal ansteuerbares „Solid state relay“ [Crydom, D1D40] verwendet. Dabei werden, wie in Abbildung 3.10 dargestellt, Schaltzeiten für den Strom von wenigen Millisekunden erreicht.

FREQUENZSTABILISIERUNG DES LASERSYSTEMS

Wie in den vorangegangenen Kapiteln bereits dargestellt wurde, ist es für den Betrieb einer magneto-optischen Falle essentiell, die Frequenzen der verwendeten Laserfelder und somit die Verstimmungen gegenüber den atomaren Resonanzen genau kontrollieren zu können. Im Folgenden wird beschrieben, wie die Frequenzstabilisierung der Laser für das in Kapitel 3 beschriebene System realisiert wird.

4.1 Schema der Frequenzstabilisierungen

Für das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Doppel-MOT-System werden, wie in Abbildung 4.1 dargestellt, Lichtfelder mit vier verschiedenen Frequenzen gleichzeitig verwendet. So wird für die Kühlung in der 2D- und 3D-MOT Laserlicht (2D-Kühlaser/3D-Kühlaser) mit zwei unterschiedlichen Verstimmung gegenüber dem Kühlübergang, sowie Licht für das Treiben des Rückpumpübergangs (Rückpumpplaser) benötigt. Des Weiteren wird das blauverstimmte Beschleunigungs-Licht über Frequenzverschiebung mittels eines akusto-optischen Modulators (AOM) aus einem Teil des Lichts des 3D-Kühlasers erzeugt.

Die benötigten Lichtfelder werden mit Hilfe von sogenannten "*Distributed Feedback*" (DFB)-Diodenlasern erzeugt. DFB-Laserdioden erreichen, aufgrund einer in der optisch aktiven Schicht integrierten Gitterstruktur, Linienbreiten von ca. 2,5 MHz auch ohne Einsatz eines externen Resonators. Dadurch können sehr kompakte Laser realisiert werden. Ein weiterer Vorteil der DFB-Laserdioden ist der große modensprungfreie Durchstimmungsbereich der Laserfrequenz. Die Laserfrequenz der DFB-Laserdioden lässt sich über die gewählte Stromstärke und Temperatur der Laserdioden variieren. Die Temperatur muss für die Erzielung

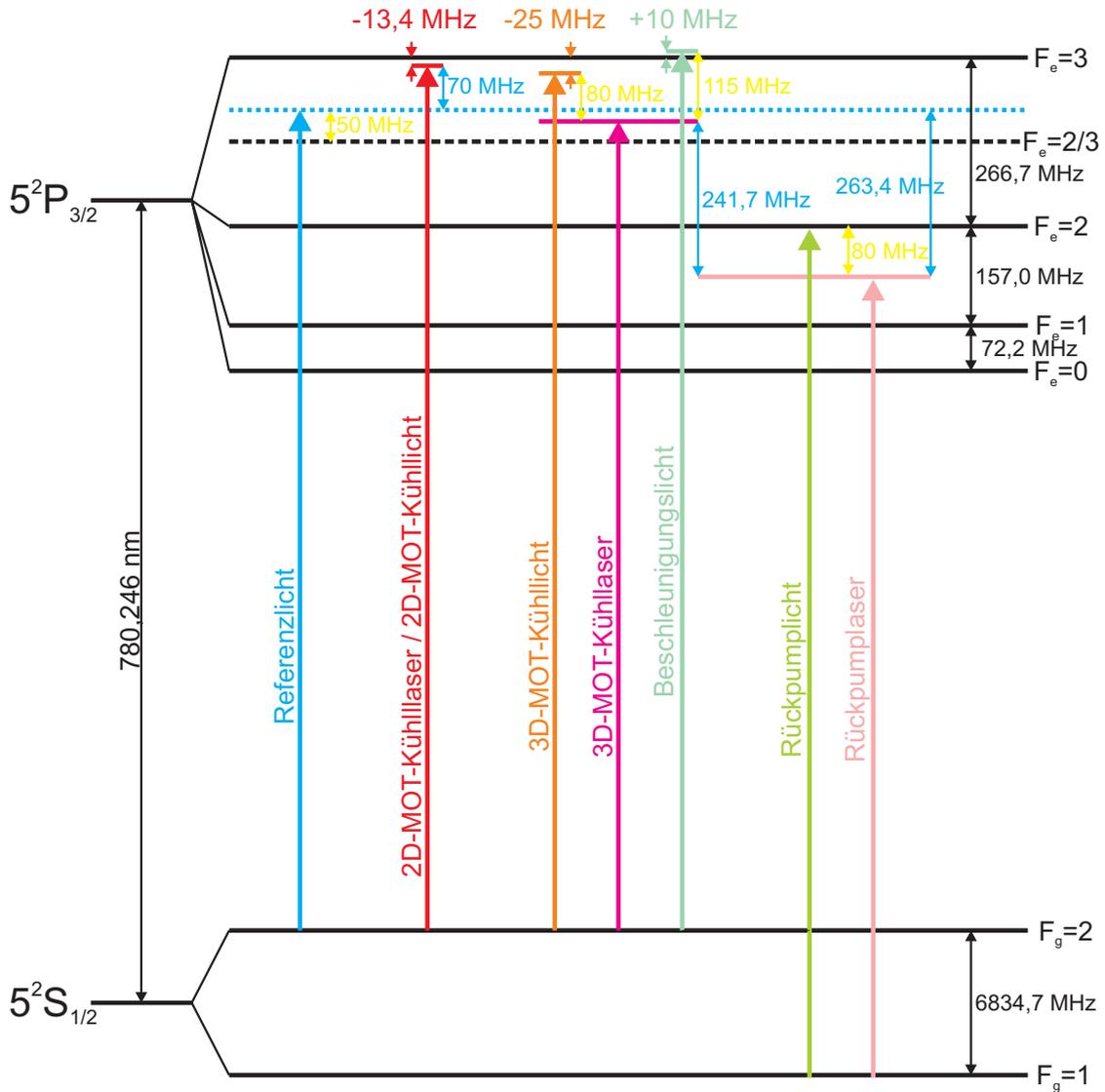


Abbildung 4.1: Zum Betrieb der MOT genutzte Laserfrequenzen, eingezeichnet in das Termschema der D₂-Linie von ⁸⁷Rb. Das 2D-Kühllicht ist um -13 MHz, das 3D-Kühllicht um -25 MHz und das Beschleunigungs-Licht ist um $+10$ MHz verschoben gegenüber dem Kühlübergang. Verschiebungen des Referenzlasers um $+50$ MHz, des Beschleunigungs-Lichts um $+115$ MHz sowie des Rückpump- und 3D-Kühllichts um $+80$ MHz mit Hilfe von AOMs sind gelb eingezeichnet. Die zur Stabilisierung verwendeten Schwebungssignale sind in blau eingezeichnet. Die Schwebungsfrequenz zwischen dem 2D-Kühlaser und dem Referenzlaser beträgt 70 MHz. Für die anderen beiden Schwebungsfrequenzen muss die Hyperfeinaufspaltung des Grundzustandes von $6834,7$ MHz mit berücksichtigt werden. Damit ergeben sich Schwebungsfrequenzen von $6834,7 - 263,4 = 6571,3$ MHz zwischen dem Referenzlaser und dem Rückpumper und $6834,7 - 241,7 = 6593$ MHz zwischen dem 3D-Kühlaser und dem Rückpumplaser. Geändert übernommen aus [39].

einer langen Frequenzstabilität über eine Temperaturregelung [Toptica, DTC110] in Kombination mit in den Gehäusen der Laserdioden integrierten Peltierelementen stabilisiert werden. Schnelle Frequenzänderungen werden mit Hilfe der Strommodulation erreicht. Um die benötigten hohen Laserleistungen zu erzeugen, wird das Laserlicht mit sogenannten Trapezverstärkern ("*Tapered Amplifier*", *TA*) auf jeweils 1 W verstärkt und dann auf elf polarisationserhaltende optische Fasern [Schäfter+Kirchhoff, PM 780-HP] zur Vakuumkammer verteilt. Die gesamte Optik zur Erzeugung, Überlagerung und Aufteilung, sowie zu Frequenzstabilisierung der zum Kühlen und Fangen benötigten Laserfelder ist in einem 600 mm x 600 mm großen Lasermodul untergebracht. [39]

Die Laser zum Betrieb der magneto-optischen Fallen werden relativ zu einem Referenzlaser und nicht über Spektroskopie geregelt. Der Referenzlaser ist ein über einen Interferenzfilter stabilisierter Diodenlaser mit einem externen Resonator. [41] Der Laser ist über Frequenzmodulationsspektroskopie auf den *Crossover*-Übergang von $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 2/3\rangle$ stabilisiert. Da das Licht in einem Arm der Spektroskopie mit einem AOM um +100 MHz verschoben wird, ist die Laserfrequenz um +50 MHz gegenüber diesem Übergang blauverschoben. [39] Der Referenzlaser erreicht dabei eine Linienbreite von unter 100 kHz [42], eine Kurzzeitstabilität (< 1 s) von 10 kHz und eine Langzeitstabilität (1000 s) von ca. 100 kHz.

Die Stabilisierung über Schwebungsmessungen bietet auf der einen Seite eine sehr hohe Stabilität und Flexibilität, auf der anderen Seite kann sie mit einem sehr kompakten optischen Aufbau realisiert werden. In dem im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten System zur Stabilisierung der Laser zum Betrieb des MOT-Systems wird, wie in Abbildung 4.2 dargestellt, sowohl der 2D-Kühlaser als auch der Rückpumpulaser direkt mit Licht aus dem Referenzlaser verglichen, wohingegen der 3D-Kühlaser auf den Rückpumpulaser stabilisiert wird. Dieses Schema wurde gewählt, um den Rückpumpulaser und den 3D-Kühlaser in späteren Phasen des Experimentes zusätzlich zum Anregen von Ramanübergängen verwenden zu können. [43] Hierzu ist eine Frequenzverschiebung der beiden Laser von einigen GHz notwendig, die nicht mehr über akusto-optische Modulatoren erzielt werden kann. Im hier realisierten Aufbau sind Veränderungen der Laserfrequenzen ohne weiteres über den Experimentsteuercomputer realisierbar. Des Weiteren wird für Ramanprozesse eine Phasenstabilisierung des Schwebungssignals der beiden Laser bezüglich eines hochstabilen Referenzoszillators benötigt [44], die in diesem Schema leichter implementiert werden kann.

Die Überlagerung von bereits stabilisiertem Laserlicht der Frequenz ω_{ref} mit Licht eines zweiten Lasers mit der Frequenz ω_L ergibt ein Feld, das die Differenzfrequenz $\omega_L - \omega_{\text{ref}}$, die Einzelfrequenzen ω_L und ω_{ref} sowie die Summenfrequenz $\omega_L + \omega_{\text{ref}}$ der beiden Laserfelder enthält. Da die optischen Frequenzen der Laser im Terahertz-Bereich liegen, wird auf einer Photodiode nur die Differenzfrequenz

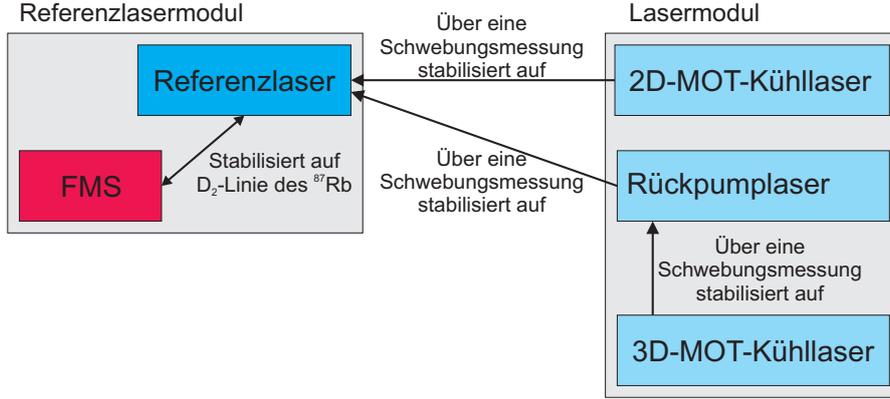


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der Frequenzstabilisierung der Laser. Der Referenzlaser wird mittels Frequenzmodulationsspektroskopie auf einen Übergang der D₂-Linie des ⁸⁷Rb stabilisiert. Der 2D-MOT-Kühlaser und der Rückpumplaser werden mit Hilfe von Schwebungsmessungen an den Referenzlaser angebunden. Der 3D-MOT-Kühlaser wird über eine Schwebungsmessung auf den Rückpumplaser stabilisiert. Geändert übernommen aus [39].

detektiert, sofern die Photodiode eine ausreichend hohe Bandbreite aufweist und die Laserfrequenzen nah genug beieinander liegen. Mit einer elektronischen Regelung der Frequenz des zweiten Lasers ω_L wird die Differenzfrequenz und somit auch ω_L auf einen festen Wert $\omega = \omega_L - \omega_{\text{ref}}$ stabilisiert.

Hierbei ist zu beachten, dass aus den Schwebungssignalen nicht hervorgeht, welche der beiden Laserfrequenzen die größere ist. Dies ist allerdings durch Verändern des Diodenstroms des freilaufenden Lasers zu ermitteln. Da die Laserfrequenz der hier verwendeten Diodenlaser mit zunehmenden Diodenstrom sinkt, steigt die Schwebungsfrequenz für einen rotverstimmten Laser bei höheren Diodenströmen, während sie für einen blauverstimmten Laser sinkt.

Wie in Abbildung 4.1 dargestellt wird der 2D-Kühlaser blauverstimmt gegenüber dem Referenzlaser auf eine typische Differenzfrequenz von 70 MHz stabilisiert. Dies entspricht einer Rotverstimmung des 2D-Kühlasers von $-2,19 \Gamma$ gegenüber der atomaren Resonanz. Der Rückpumplaser wird um eine Frequenz von 6,571 GHz blauverschoben gegenüber dem Referenzlaser betrieben und somit ist das Rückpumplicht, das durch akusto-optische Modulatoren um +80 MHz verschoben wird, resonant zum Übergang von $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$. Die Laserfrequenz des 3D-Kühlasers ist um 6,593 GHz rotverschoben gegenüber dem Rückpumplaser. Damit ergibt sich für das mit einem AOM um +80 MHz verschobene 3D-Kühllicht eine Verstimmung von $-4,12 \Gamma$ gegenüber dem Kühlübergang, während das Beschleunigungs-Licht aufgrund einer Verschiebung um +115 MHz um $1,65 \Gamma$ blauverschoben gegenüber dem Kühlübergang ist.

4.2 Elektronik zur Frequenzstabilisierung

Die Schwebungssignale werden mit schnellen Photodioden aufgenommen und in Regelungselektronikmodulen aufbereitet. Aus den aufbereiteten Signalen der Photodioden werden mit Hilfe von Frequenz-zu-Spannungskonvertern, die Fehlersignale für eine nachfolgende Regelung des Stroms in den Laserdioden und damit der Laserfrequenz generiert. Da die Frequenz-zu-Spannungskonverter die hohen Frequenzen der Schwebungssignale zur Stabilisierung des Rückpumplasers und des 3D-Kühl lasers nicht verarbeiten können, müssen diese in den Regelungselektronikmodulen in Signale mit kleineren Frequenzen umgewandelt werden. Dies wird im Falle des Rückpumplasers durch Mischen mit einer GHz-Referenzfrequenz aus einer Frequenzkette realisiert. Die Frequenz des Schwebungssignals des 3D-Kühl lasers wird mit einem Frequenzteiler geteilt und im Anschluss mit einem Synthesizersignal demoduliert. Dieses Schema wurde gewählt, da der Frequenzteiler die Genauigkeit der Stabilisierung herabsetzt und da der 3D-Kühl laser auf den Rückpumper stabilisiert wird, ist es besonders wichtig, dass der Rückpumper optimal stabilisiert wird.

Die Hochfrequenzelektronik zur Stabilisierung des Lasersystems, bis zu den Frequenz-zu-Spannungskonvertern, ist mit einzeln eingehausten Elektronikmodulen aufgebaut, die mit SMA-Kabeln oder Verbindern miteinander verschaltet sind. Die Bauteile für die Regelungselektronikmodule sind zusätzlich zusammen in 19-Zoll-Einschubkassetten verbaut.

Detektion der Schwebungssignale

Die Schwebungssignale werden für alle drei Stabilisierungen mit Photodioden [Hamamatsu, G4176-03] detektiert, die mit einer Anstiegszeit von 30 ps schnell genug sind um auch Schwebungssignale im Bereich von mehreren GHz aufzunehmen. Die konstanten 9 V Vorspannungen der Photodioden werden mit Bias-Tees von den detektierten Radiofrequenzsignalen getrennt. Für das Schwebungssignal zwischen dem 2D-Kühl laser und dem Referenzlaser wird ein im Frequenzbereich von 10 MHz bis 6 GHz einsetzbares Bias-Tee [Mini-Circuits, ZFBT-6G+] verwendet, während für die anderen beiden Schwebungssignale Bias-Tees [Pulsar, BT-26-463/1S] verwendet werden, die im Frequenzbereich von 500 MHz bis 10 GHz einsetzbar sind. Die beiden Schwebungssignale im GHz-Bereich werden noch im Lasermodul um 10 dB verstärkt [Mini-Circuits, ZL-7G] um am Ende der Kabel zu den Regelungselektronikmodulen ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erhalten.

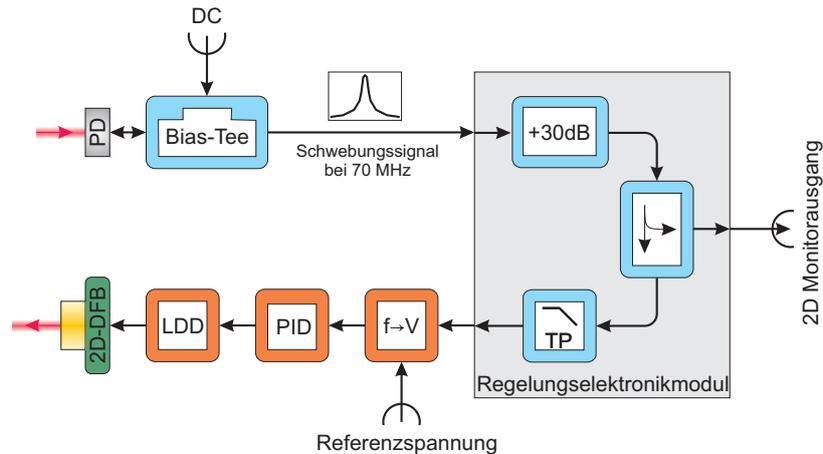


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Elektronik zur Stabilisierung des Kühllasers für die 2D-MOT. Das mit einer Photodiode aufgenommene Schwebungssignal wird mit einem Frequenz-zu-Spannungskonverter in ein Fehlersignal für eine nachfolgende Regelung des Stroms und damit auch der Frequenz des 2D-Kühllasers umgewandelt. Die grau hinterlegten Elemente bilden das Regelungselektronikmodul. (Für eine Erläuterung der Symbole siehe Anhang C.1)

Regelungselektronikmodule

In dem Regelungselektronikmodul zur Aufbereitung des Schwebungssignals zwischen dem 2D-Kühllaser und dem Referenzlaser wird das Signal der Photodiode zunächst um 30 dB verstärkt [Mini-Circuits, ZFL-500LN]. Mit einem Richtkoppler [Mini-Circuits, ZFDC-20-4L] werden -20 dB des verstärkten Signals an den Monitorausgang gegeben, an dem das Schwebungssignal mit einem Spektrumanalysator [Hameg, SLP-250] betrachtet wird (siehe Abbildung 4.4). Da auf der Photodiode, mit der das Schwebungssignal detektiert wird, nicht nur Licht vom 2D-Kühllaser und vom Referenzlaser sondern auch Licht vom Rückpumplaser überlagert ist entstehen störende Schwebungssignale. Diese Signale werden mit einem Tiefpassfilter [Mini-Circuits, SLP-250] mit einer Grenzfrequenz von 250 MHz aus dem Ausgangssignal zum Frequenz-zu-Spannungskonverter ausgefiltert (siehe Abbildung 4.3).

Im Regelungselektronikmodul für die Stabilisierung des Rückpumplasers wird das Schwebungssignal zunächst mit einem Hochpass [Mini-Circuits, VHF-5050+] mit der Grenzfrequenz von 5,05 GHz von niederfrequentem Rauschen befreit und zweimal um 10 dB [Mini-Circuits, ZL-7G] verstärkt. Ein Tiefpass wird nicht benötigt, da Frequenzen oberhalb von 7 GHz nicht verstärkt werden. Mit einem Richtkoppler [Meca, 780-20-6.000] werden wie in 4.6 abgebildet -20 dB des Signals zur Analyse mit einem Spektrumanalysator [Agilent, E4405B] ausgekoppelt. Anschließend wird das Signal mit einer in 4.7 dargestellten Referenzfrequenz von 6,45 GHz in einem Mischer [Mini-Circuits, ZMX-7GLHR] zu einer Frequenz von

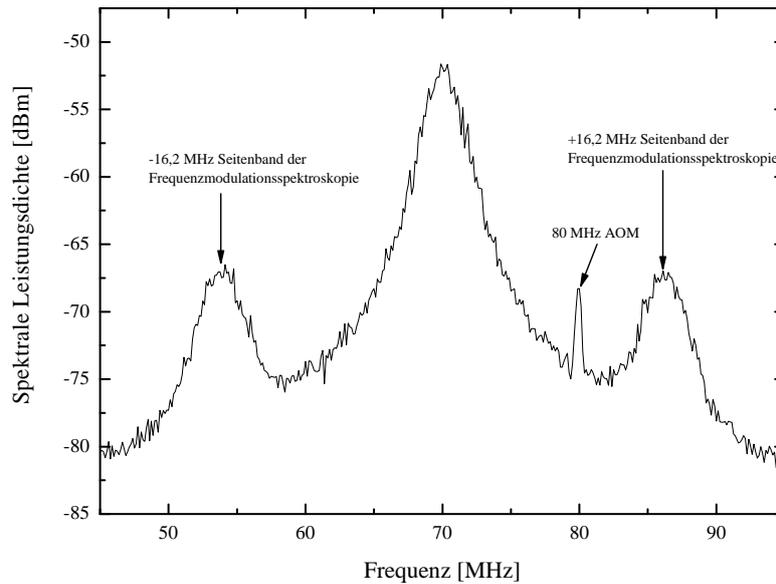


Abbildung 4.4: Auskopplung des Schwebungssignal zwischen 2D-Kühl- und Referenzlaser aufgenommen mit einem Spektrumanalysator [Agilent, E4405B], gemittelt über 100 einsekündige Messungen. Die Zentralfrequenz des Schwebungssignal liegt bei 70 MHz und die Halbwertsbreite des Signals beträgt 2,7 MHz. Die Seitenbänder im Abstand von 16,2 MHz werden von der für die Frequenzmodulationsspektroskopie benötigten Modulation des Stromes des Referenzlasers erzeugt. Das Signal bei 80 MHz stammt von den akusto-optischen Modulatoren und koppelt über Kabel ein.

121 MHz gemischt.

Die Referenzfrequenz wird mit Hilfe einer Frequenzkette aus einem von einem Synthesizer [Gigatronics, 6082A] bereitgestellten Frequenzsignal von 1075 MHz erzeugt. In der Frequenzkette werden mit Hilfe einer „Step-Recovery-Diode“ [Herotek, GC1026RC] über nichtlineare Prozesse harmonische Oberschwingungen des Eingangssignals erzeugt und mit einer Kombination aus einem Tiefpass [Mini-Circuits, VLF-6000] mit der oberen Grenzfrequenz von 6,8 GHz und einem Hochpass [Mini-Circuits, VHP-39] mit der unteren Grenzfrequenz von 3,9 GHz selektiert. Zusätzlich schützt ein Isolator [MTC, H119FFW] direkt nach der „Step-Recovery-Diode“, diese vor Rückreflexen.

Die Schwebungsfrequenz zwischen dem Rückpump- und dem Referenzlaser muss nach dem Einschalten der Stabilisierung kontrolliert werden, da aufgrund der anderen Harmonischen in dem Ausgangssignal der Frequenzkette auch ein stabiler Betrieb bei um Vielfache von 1075 MHz verschobenen Frequenzen möglich ist. Das Signal wird nach dem Mischer zunächst erneut um 10 dB verstärkt und dann mit einem Tiefpass [Mini-Circuits, VLF-490] mit einer Grenzfrequenz von 650 MHz von störenden Signalen bereinigt, die aufgrund der vielen Fre-

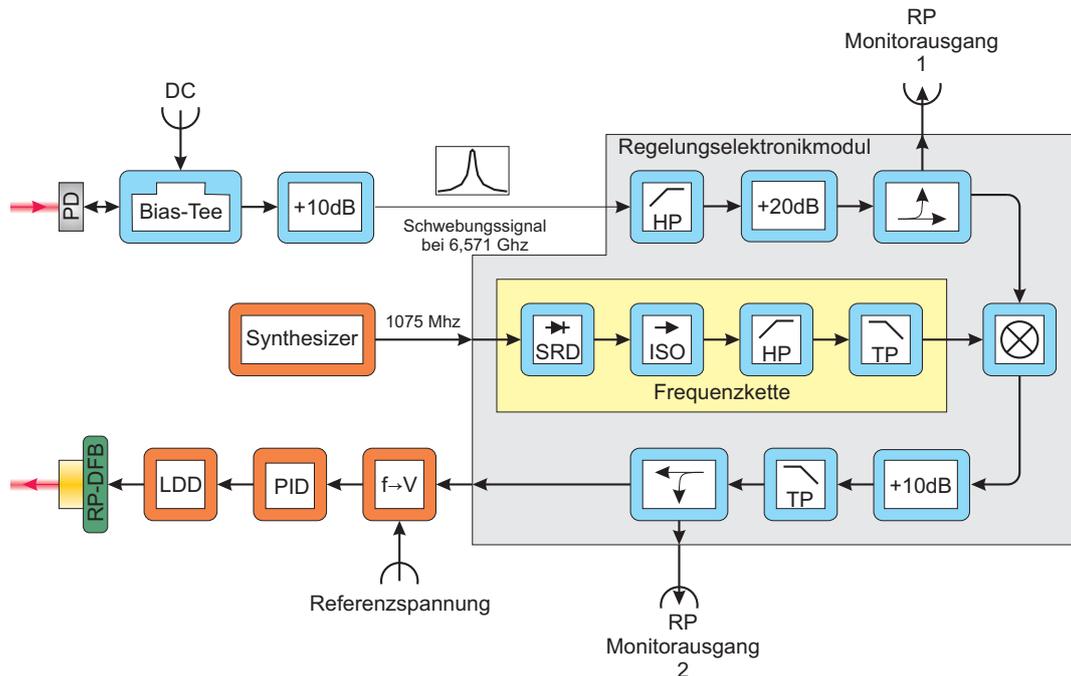


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung der Elektronik zur Stabilisierung des Rückpumpasers. Das mit einer Photodiode aufgenommene Schwebungssignal zwischen dem Rückpump- und dem Referenzlaser wird durch Mischen mit einem Referenzsignal in einen Frequenzbereich verschoben, der mit einem nachfolgenden Frequenz-zu-Spannungskonverter verarbeitet werden kann. Der Frequenz-zu-Spannungskonverter erzeugt mit dem heruntergemischten Signal ein Fehlersignal für eine anschließende Regelung des Stroms und damit der Frequenz des Rückpumpasers. Das zum Mischen verwendete Referenzsignal wird mit Hilfe einer aus den gelb hinterlegten Elementen bestehenden Frequenzkette aus einem Synthesizersignal erzeugt. Die grau hinterlegten Elemente bilden das Regelungselektronikmodul. (Für eine Erläuterung der Symbole siehe Anhang C.1)

quenzkomponenten des Signals aus der Frequenzkette entstehen. Über einen Richtkoppler [Mini-Circuits, ZFDC-20-4L] wird ein Teil des Signals ausgekoppelt, während der Rest in den Frequenz-zu-Spannungskonverter geführt wird. Die Schwebungsfrequenz zwischen dem Rückpump- und dem Referenzlaser muss nach dem Einschalten der Stabilisierung kontrolliert werden, da aufgrund der anderen Harmonischen in dem Ausgangssignal der Frequenzkette auch ein stabiler Betrieb bei um Vielfache von 1075 MHz verschobenen Frequenzen möglich ist.

In dem Regelungselektronikmodul für die Schwebungssignale zwischen 3D-Kühlaser und dem Rückpumpaser wird das Eingangssignal mit einem Tiefpass [Mini-Circuits, VHF-5050+] mit der Grenzfrequenz von 5,05 GHz gefiltert und um 30 dB verstärkt [Mini-Circuits, ZL-7G], um einen ausreichend hohen Eingangsspiegel für einen nachfolgenden 1/4-Frequenzteiler [Hittite, 104627-2] bereitzustellen.

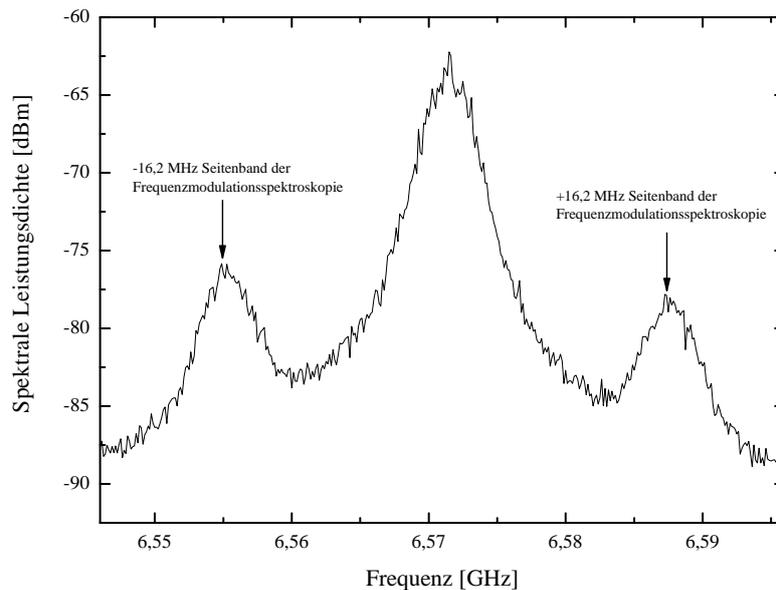


Abbildung 4.6: Schwebungssignal zwischen Rückpump- und Referenzlaser aufgenommen mit einem Spektrumanalysator [Agilent, E4405B], gemittelt über 100 einsekündige Messungen. Die Zentralfrequenz des Schwebungssignal liegt bei 6,571 GHz und die Halbwertsbreite des Signals beträgt 3,4 MHz. Die Seitenbänder im Abstand von 16,2 MHz werden von der für die Frequenzmodulationsspektroskopie benötigten Modulation des Stromes des Referenzlasers erzeugt.

Ein Richtkoppler [Meca, 780-20-6.000] ermöglicht wie in Abbildung 4.9 dargestellt eine Analyse des Signals mit einem Spektrumanalysator [Agilent, E4405B]. Der Frequenzteiler erzeugt ein digitales Signal mit einer um den Faktor vier kleineren Frequenz als die des Eingangssignals, welches über einen Auskoppler [Mini-Circuits, ZFDC-20-50-S+] analysiert werden kann. Diverse, zusätzlich zu dem 1,648 GHz-Signal in dem Teiler entstehende, störende Frequenzen werden mit einem Bandpassfilter [Mini-Circuits, VBFZ-1690-S+] mit einem Passbereich von 1,455 GHz bis 1,925 GHz herausgefiltert, bevor das Signal in einem Mischer [Mini-Circuits, ZFM-11-S] mit einem Synthesizersignal [Gigatronics, 8082A] bei 1750 MHz gemischt wird. Das erzeugte Signal mit der Frequenz von 102 MHz wird über einen Tiefpass [Mini-Circuits, VLF-490] mit der Grenzfrequenz von 650 MHz aufbereitet und in den Frequenz-zu-Spannungskonverter geführt.

Frequenz-zu-Spannungskonverter

Die Frequenz-zu-Spannungskonverter, die in den Laserstabilisierungen eingesetzt werden, sind auf 100 mm x 160 mm großen Plantinen aufgebaut. Der elektronische Aufbau ist in Abbildung 4.10 schematisch dargestellt. In den Frequenz-zu-Spannungskonvertern wird das Eingangssignal zunächst mit zwei Verstärkern

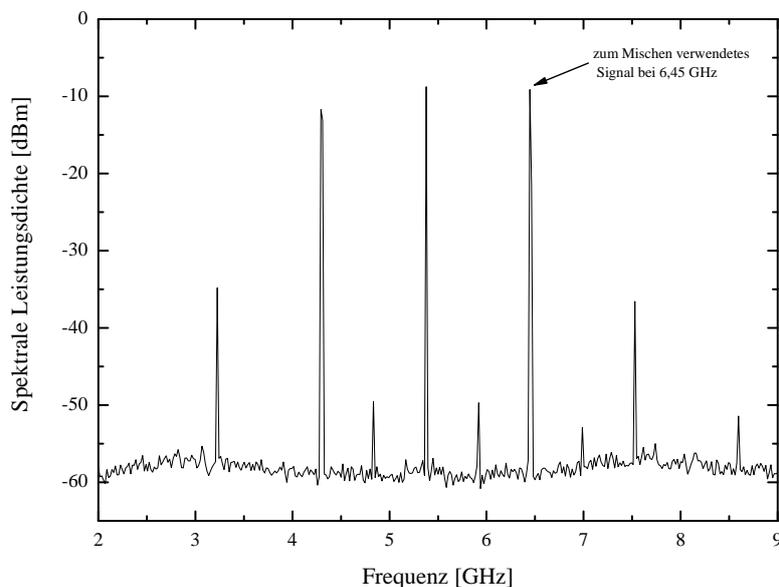


Abbildung 4.7: Ausgangssignal der mit 1075 MHz gespeisten Frequenzkette. Aufgrund des großen Durchlassbereichs der Hoch- Tiefpass Kombination werden neben der zum Mischen verwendeten Frequenz von 6,45 GHz auch andere Harmonische des Eingangssignals insbesondere bei 5,375 GHz und 4,30 GHz, nicht herausgefiltert. Die kleineren Signale zwischen den Vielfachen von 1075 MHz sind Artefakte des in der *Step-Recovery-Diode* stattfindenden nichtlinearen Prozesses.

[Mini-Circuits, ERA-3SM] und [Mini-Circuits, MAR-1SM] verstärkt um eine ausreichend hohe Eingangsleistung für einen digitalen Frequenzteiler [U893BSE] zu erhalten. Der Teiler kann mit einem „*Jumper*“ umgestellt werden, so dass die Frequenz des Signals um einen Faktor 64, 128 oder 256 geteilt wird. In den im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Laserstabilisierungen wird jeweils die Teilung um den Faktor 64 benutzt, in der Eingangssignale von 40 MHz bis 240 MHz verarbeitet werden können, um eine möglichst hohe Genauigkeit für das erzeugte Spannungssignal zu erhalten.

Das digitale Ausgangssignal wird anschließend mit einem Operationsverstärker [LMV7219] so angepasst, dass es mit dem TTL-Standard kompatibel ist. Anschließend wird das Signal in einen "*Retriggerable One-shot*" [74LS123N] geführt, der auf der fallenden Flanke des Eingangssignals einen im Verhältnis zu den Eingangssignalen kurzen negativen Rechteckpuls mit fest definierter Länge und Amplitude ausgibt. Das Ausgangssignal wird im Frequenz-zu-Spannungskonverterchip [VFC110AP] benutzt um einen Kondensator zurückzusetzen, der mit einem konstanten Strom geladen wird. Ein ebenfalls in diesem Chip enthaltener Integrator mittelt die Sägezahnspannung an dem Kondensator und erzeugt somit ein Gleichspannungssignal, das proportional zur Eingangsfrequenz ist. Um die Restwelligkeit des Signals zu

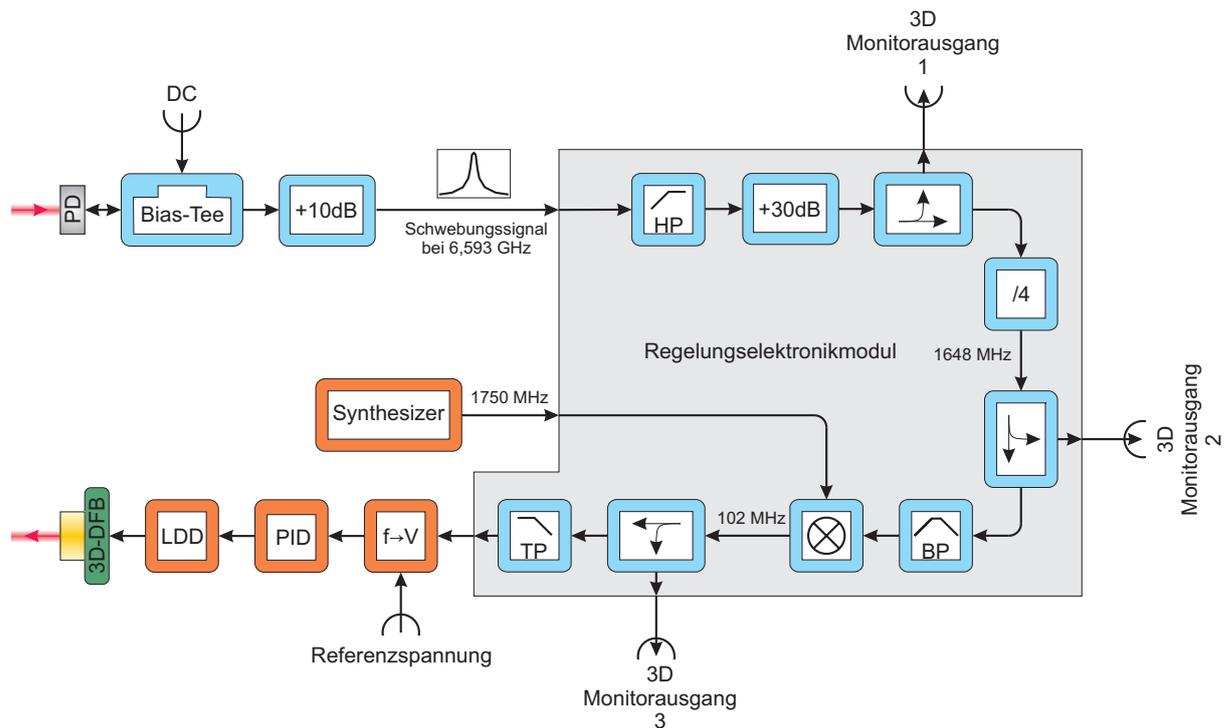


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung der Elektronik zur Stabilisierung des 3DKühl lasers. Das mit einer Photodiode aufgenommene Schwebungssignal zwischen dem 3D-Kühl laser und dem Rückpumplaser wird mit einem Frequenzteiler und anschließend Mischen mit einem Synthesizersignal in einen Frequenzbereich verschoben, der mit einem nachfolgenden Frequenz-zu-Spannungskonverter verarbeitet werden kann. Der Frequenz-zu-Spannungskonverter erzeugt mit dem Signal ein Fehlersignal für eine nachfolgende Regelung des Stroms und damit der Frequenz des 3D-Kühl lasers. Die grau hinterlegten Elemente bilden das Regelungselektronikmodul. (Für eine Erläuterung der Symbole siehe Anhang C.1)

filtern wird ein Tiefpassfilter hoher Ordnung [UAF42] eingesetzt. Im Anschluss wird an einem Operationsverstärker das Signal mit einer externen Referenzspannung addiert und ausgegeben. Auf diese Weise werden Fehlersignale für die nachfolgenden Regelungen erzeugt, die bei der gewünschten Laserfrequenz einen Nulldurchgang haben. Wenn das Ausgangssignal in der Nähe von 0 V ist und die Laser somit Licht bei der richtigen Frequenz emittieren, wird dies von einer Leuchtdiode angezeigt.

Regelung

Die Regelung des Stroms in den Laserdioden wird mit PID-Reglern realisiert, die ein proportionales und ein integrierendes Regelglied sowie einen Differentiator kombinieren. Das erzeugte Regelungssignal wird über einen Spannungsteiler im Verhältnis eins zu zehn auf den Modulationseingang der Laserstromtreiber [Toptica,

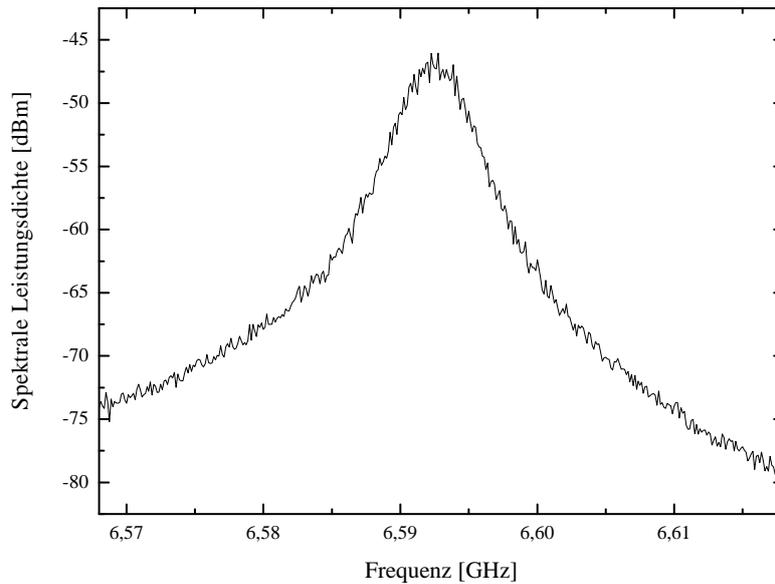


Abbildung 4.9: Schwebungssignal zwischen 3D-Kühlaser und Rückpumplaser aufgenommen mit einem Spektrumanalysator [Agilent, E4405B], gemittelt über 100 einsekündige Messungen. Die Zentralfrequenz des Schwebungssignal liegt bei 6,592 MHz und die Halbwertsbreite des Signals beträgt 4,5 MHz.

DCC110] gegeben.

Charakterisierung der Laserstabilisierung

Die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Laserstabilisierung mit Hilfe von Schwebungsmessungen hat sich als sehr stabil herausgestellt. So emittieren die Laser typischerweise auch mehrere Stunden nachdem die Stabilisierung eingeschaltet wurde noch bei den eingestellten Frequenzen. Des Weiteren können die Verstimmungen der Laser zu den atomaren Resonanzen binnen Millisekunden geändert werden, indem die computergenerierten Referenzspannungen für die Frequenz-zu-Spannungskonverter verändert werden und damit der Nulldurchgang der Fehlersignale verschoben wird.

Zur Kontrolle der Laserfrequenz des 3D-Kühlasers wurde eine Schwebungsmessung mit einem weiteren Laser, in einem benachbarten Labor des CASI-Projekts („*Cold Atom Sagnac Interferometer*“) durchgeführt. Dazu wurde ein Teil des Beschleunigungs-Lichts durch eine lange optische Faser in einen anderen Raum geführt und dort mit Licht des CASI-Lasers überlagert. Der CASI-Laser ist wie der Referenzlaser ein über einen Interferenzfilter stabilisierter Diodenlaser mit einem externen Resonator, der über Modulationstransferspektroskopie um -55 MHz rotverschoben gegenüber dem Kühlübergang stabilisiert wird [45]. Das

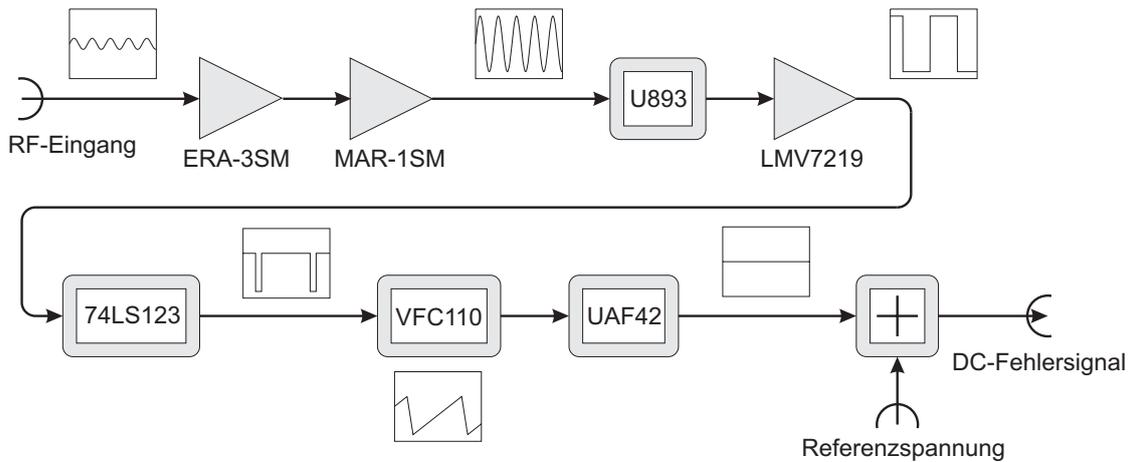


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung der Elektronik in den Frequenz-zu-Spannungskonvertern mit angedeuteten Signalen. Das Eingangssignal wird zunächst verstärkt, dann digitalisiert und die Frequenz wird heruntergeteilt. Anschließend werden auf der fallenden Flanke des Signals kurze negative Rechteckpulse erzeugt, die einen mit einem konstanten Strom geladenen Kondensator zurücksetzen. Das gemittelte Spannungssignal des Kondensators ist proportional zur Eingangsfrequenz und wird mit einer Referenzspannung addiert und ausgegeben.

Licht des CASI-Lasers wurde um -400 MHz mit einem Zweifachdurchgang durch einen bei 200 MHz betriebenen AOM verschoben, während das Beschleunigungslicht in dieser Messung um $+5$ MHz blauverstimmt gegenüber dem Kühlübergang eingestellt war. Es ergibt sich somit eine berechnete Schwebungsfrequenz von $5 + 55 + 400 = 460$ MHz, die gut mit der in Abbildung 4.11 gemessenen Zentralfrequenz von $460,46$ MHz übereinstimmt. Die Breite des Schwebungssignals zweier Laser wird von den Linienbreiten der beiden einzelnen Laser bestimmt. Da der CASI-Laser, mit dem die Schwebungsmessung mit dem 3D-Kühlaser in Abbildung 4.11 aufgenommen wurde, eine ähnliche Linienbreite wie der Referenzlaser aufweist, ergibt sich auch mit $2,7$ MHz im Gegensatz zu dem in Abbildung 4.9 dargestellten Schwebungssignal mit dem ca. $2,5$ MHz breiten Rückpump Laser, eine ähnliche Halbwertsbreite wie für die Schwebungssignale mit dem Referenzlaser. Da sich bei dieser Stabilisierung die Fehler, die bei der Stabilisierung des Referenzlasers, des Rückpump Lasers und des 3D-Kühl Lasers gemacht werden aufsummieren, kann man davon ausgehen, dass all diese Laser stabil bei den gewünschten Frequenzen emittieren.

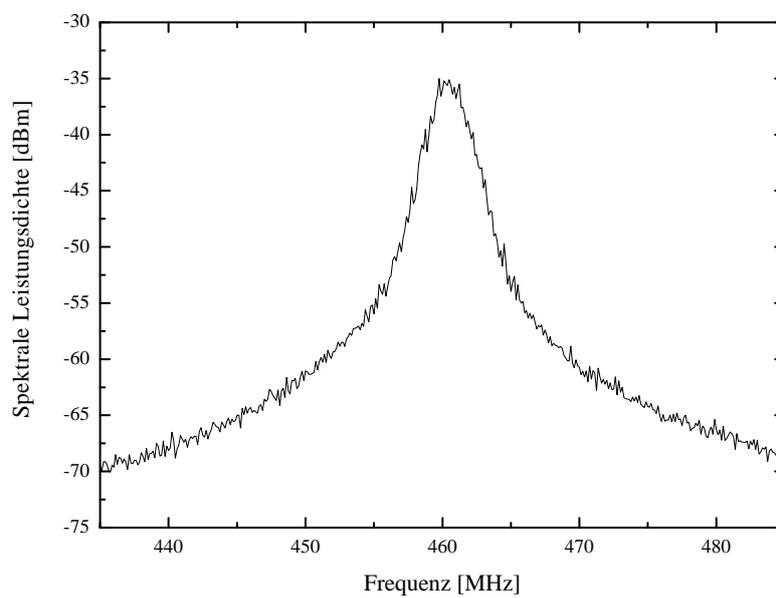


Abbildung 4.11: Schwebungssignal zur Charakterisierung der Laserstabilisierung aufgenommen mit einem Spektrumanalysator [Agilent, E4405B], gemittelt über 100 einsekündige Messungen. Die Zentralfrequenz des Schwebungssignals liegt bei 460 MHz und die Halbwertsbreite des Signals beträgt 2,7 MHz.

CHARAKTERISIERUNG DES DOPPEL-MOT-SYSTEMS

In diesem Kapitel sollen die Messungen zur Charakterisierung und zur Optimierung des atomaren Quellensystems vorgestellt werden. Dabei wird in Abschnitt 5.4 auch auf Schwierigkeiten bei der Atomzahlbestimmung in der 3D-MOT aufgrund einer sehr niederfrequenten, aber auch sehr starken Oszillation des detektierten Fluoreszenzsignals eingegangen. Diese Oszillation, deren Ursache bislang noch ungeklärt blieb, erschwert eine vollständige und abschließende systematische Charakterisierung und Optimierung des Quellensystems, so dass die angegebenen Zahlenwerte für Endatomzahl in der 3D-MOT und Laderate aus der 2D-MOT als vorläufig anzusehen sind und sicher noch verbessert werden können. So kann beispielsweise mit dem noch nicht weiter untersuchten Beschleunigungs-Strahl, durch Optimierung der Ausrichtung der 2D-MOT-Teleskope und insbesondere auch durch Erhöhung des Rubidiumdampfdrucks in der 2D-MOT-Kammer, die Teilchenzahl in der 3D-MOT noch einmal deutlich erhöht werden.

5.1 Detektion und Atomzahlbestimmung

Für die vorgestellten Messungen zur Charakterisierung des Quellensystems wurde eine Detektionsphotodiode [Hamamatsu, S5107] mit einer aktiven Fläche von $10 \times 10 \text{ mm}^2$ eingesetzt. Die Elektronik, die zum Anlegen einer Vorspannung an die Photodiode, zur Umwandlung des Photodiodenstroms in eine Spannung, sowie zur Verstärkung der Photodiodensignale verwendet wurde, ist in Anhang B dargestellt. Das Signal der Detektionsphotodiode wurde zunächst durch gleichzeitiges Vermessen der Leistung eines Laserstrahls mit der Detektionsphotodiode und einem kommerziellen Leistungsmessgerät [Coherent, Fieldmate] mit einem Halbleitermesskopf [Coherent, 0P-2 VIS] kalibriert. Des Weiteren wurde mit

Hilfe einer mit einem Frequenzgenerator [Voltcraft, MXG-9802A] betriebenen Leuchtdiode und einem Oszilloskop [Tektronix, TDS1012B] die Bandbreite der Elektronik bestimmt. Dazu wurde die Spannung an der Leuchtdiode und somit auch das auf die Photodiode fallende Licht mit verschiedenen Frequenzen und konstanter Amplitude moduliert und die Frequenz von ca. 20 kHz, bei der die Amplitude des Photodiodensignals um 3 dB abgefallen ist, wurde als Bandbreite angegeben. (siehe Abbildung 5.1)

Das Streulicht der 3D-MOT wird mit einer antireflexbeschichteten Bikonvexlinse [Thorlabs, LB1309-B] mit dem Durchmesser $d = 50,8$ mm und der Brennweite $f = 75$ mm auf die Photodiode abgebildet. Der Abstand der Linse zur 3D-MOT und zur Photodiode entspricht dabei der doppelten Brennweite, so dass die Abbildung des Streulichts auf der Photodiode der Größe des atomaren Ensembles entspricht. Die Photodiode wird mit schwarzer Pappe gegen Streulicht aus der Umgebung abgeschirmt um den Signaluntergrund möglichst gering zu halten. Aus dem Abstand und dem Durchmesser der Linse ergibt sich der Anteil α des auf die Photodiode gebündelten Lichts am gleichmäßig in alle Raumrichtungen verteilten Streulicht der in der 3D-MOT gefangenen Atome. Zusammen mit dem Kalibrierungsfaktor κ der Photodiode kann somit aus dem Signal der Photodiode S auf die von den Atomen aus dem Lichtfeld der 3D-MOT gestreute Lichtleistung $P = \alpha\kappa S$ zurückgeschlossen werden. Da mit der Frequenz des Laserlichts ω_L sowohl die Energie eines einzelnen Photons $E = \hbar\omega_L$, als auch die Streurrate γ_p eines einzelnen Atoms aus Gleichung (2.3) bekannt ist, ergibt sich die Zahl der in der 3D-MOT gefangenen Atome n als

$$n = \frac{\alpha\kappa}{\gamma_p\hbar\omega_L} S. \quad (5.1)$$

Da die Atomzahl somit für konstante Verstimmungen und Intensitäten der Laserfelder proportional zum Signal der Photodiode ist, können viele Parameter auf das Signal der Photodiode optimiert werden.

5.2 Charakterisierung und Optimierung der 2D-MOT

Da die 2D-MOT in dem hier vorgestellten Aufbau den Zweck erfüllt, die 3D-MOT möglichst effizient und schnell zu beladen, wurden auch sämtliche veränderbaren Parameter der 2D-MOT bezüglich der Laderaten der 3D-MOT optimiert. Da die Endatomzahl in der 3D-MOT durch ein Gleichgewicht aus Verlusten und der Laderate aus der 2D-MOT gegeben ist, kann die Laderate der 3D-MOT auch auf die Endatomzahl in der 3D-MOT und somit auf das maximale Signal der Detektionsphotodiode optimiert werden. Für die 2D-MOT müssen die optimalen Einstellungen für folgende Parameter gefunden werden:

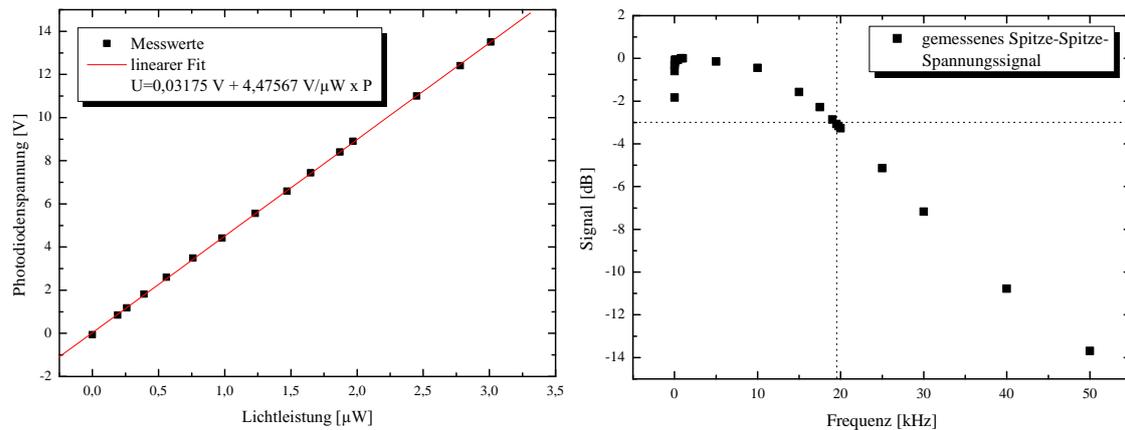


Abbildung 5.1: Leistungskalibrierung gegen ein kommerzielles Leistungsmessgerät (links) sowie Bandbreitenbestimmung der Detektionsphotodiode mit einer modulierten Leuchtdiode (rechts).

- Verstimmung der Frequenz des Kühllasers gegenüber dem Kühlübergang,
- Ausrichtung und Leistungsaufteilung in den einzelnen Kühllichtteleskopen um den Atomstrahl optimal durch die differentielle Pumpstufe zu führen,
- Stromstärke in den Magnetfeldspulen und somit der Magnetfeldgradient in der 2D-MOT,
- Ausrichtung und Positionierung der Nulllinie des zweidimensionalen magnetischen Quadrupolfeldes in der 2D-MOT,
- Strom und Einsatzzyklus für die Dispenser und somit der permanente Rubidiumdampfdruck in der Glaszelle für die 2D-MOT, sowie Lichtintensität und die Schaltzeiten für die UV-Dioden für die kurzzeitige Erhöhung des Dampfdrucks,
- Ausrichtung, Verstimmung und Leistung des Beschleunigungs-Lichts entlang der optischen Achse.

Verstimmung und Magnetfeld in der 2D-MOT

Zuerst wurde der Magnetfeldgradient in der 2D-MOT bei fester Laserverstimmung betrachtet. Um den optimalen Magnetfeldgradienten zu finden wurde das Fluoreszenzsignal der Detektionsphotodiode beobachtet, während die 3D-MOT für verschiedene Ströme in den 2D-MOT-Spulen und somit auch verschiedene Magnetfeldgradienten in der 2D-MOT-Kammer je 20 s geladen und anschließend wieder entladen wurde. Dazu wurde eine computergesteuerte Sequenz verwendet, die zunächst das 3D-MOT-Licht über den AOM, und 1 s später das Kühllicht der

2D-MOT mit Hilfe der mechanischen Blende eingeschaltet hat. Das Kühllicht für die 2D-MOT wurde 20 s später wieder abgeschaltet. Aus diesen in Abbildung 5.2 dargestellten Messungen ergibt sich ein optimaler Magnetfeldgradient $10,6 \text{ G/cm}$, was einem Strom in den Magnetfeldspulen von $2,5 \text{ A}$ entspricht. Da ein Zusammenhang zwischen dem optimalen Magnetfeld und der optimalen Verstimmung des Kühllichts erwartet wurde, wurden Messreihen durchgeführt in denen die über 50 Messungen im Zeitraum von 5 s gemittelte Atomzahl aufgezeichnet wurde, wobei sowohl die Laserverstimmung als auch der Magnetfeldgradient variiert wurden. In der in Abbildung 5.3 dargestellten Messreihe, die ohne den Einsatz von LIAD aufgenommen wurde, ist tatsächlich die Tendenz zu erkennen, dass die optimale Verstimmung bei größeren Magnetfeldgradienten kleiner wird, was allerdings nicht durch die in Abbildung 5.4 dargestellte Messreihe, die unter Einsatz von LIAD aufgenommen wurde, bestätigt wurde. Wahrscheinlich wurden diese Messreihen jedoch von den in Abschnitt 5.4 beschriebenen Oszillationen des Fluoreszenzsignals beeinflusst, da diese über einen Zeitraum von mehreren Perioden der Oszillationen aufgenommen wurden. Für beide Messreihen ergeben sich die größten Atomzahlen in der 3D-MOT für eine Laserverstimmung von $2,19 \Gamma$ ($13,3 \text{ MHz}$) bei einem Magnetfeldgradienten von $10,6 \text{ G/cm}$.

Bis jetzt wurde noch nicht untersucht, ob sich der atomare Fluss aus der 2D-MOT mit unterschiedlichen Strömen für die vier Spulen verbessern lässt, so dass die Position und Richtung des Atomstrahles besser an die differentielle Pumpstufe angepasst wird und somit mehr Atome die Experimentkammer erreichen können.

LIAD und Dispenser

Die Desorption an den Wänden der Vakuumkammer für die 2D-MOT adsorbierter Atome durch UV-Licht funktionierte sehr gut. So konnte das Doppel-MOT-System noch mit konstanten und ähnlich hohen Atomzahlen betrieben werden, obwohl die Dispenser teilweise schon über drei Monate nicht mehr in Betrieb genommen wurden. Wie aus Abbildung 5.5 hervorgeht, kann durch den Einsatz von LIAD mit einem Diodenstrom von 1 A was einer UV-Lichtleistung von ca. 33 mW entspricht, die Anzahl der in der 3D-MOT gefangenen Atome um einen Faktor 20 erhöht werden. Des Weiteren wurde eine Messung durchgeführt, in der untersucht wurde, wie schnell der Druck durch den Einsatz von LIAD verändert werden kann. Hierbei wurde die 3D-MOT zunächst ohne LIAD betrieben, dann wurde das UV-Licht hinzu- und wieder abgeschaltet, sobald sich die Atomzahl in der 3D-MOT wieder in einem Gleichgewichtszustand befand (siehe Abbildung 5.6). Dabei ist zu erkennen, dass der atomare Fluss nach dem Einschalten des UV-Lichts mit $2 \cdot 10^7 \text{ Atome/s}$ ähnlich hoch war, wie wenn das UV-Licht wie in Abbildung 5.10 bereits von Anfang an angeschaltet war, was bedeutet, dass sich der Druck in der 2D-MOT-Kammer binnen ms erhöhen lässt. Das Entladeverhalten nach dem Ab-

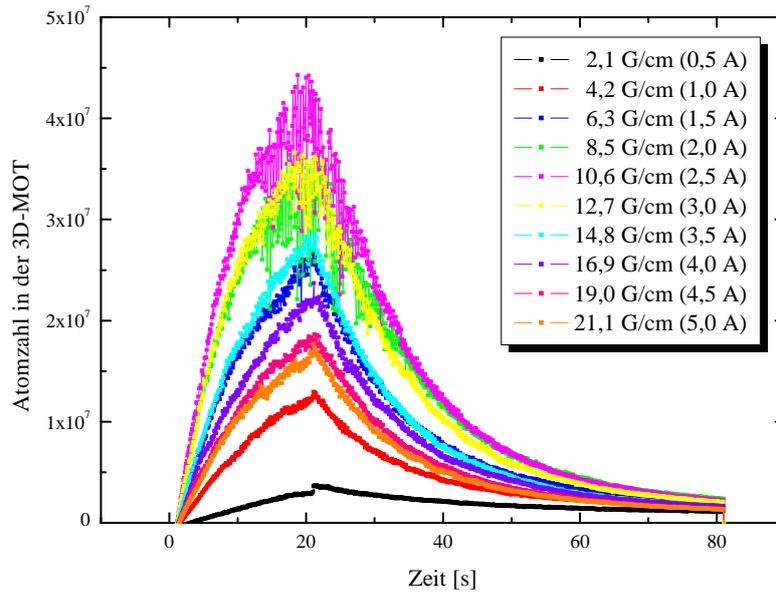


Abbildung 5.2: Lade- und Zerfallskurven für verschiedene Magnetfeldgradienten in der 2D-MOT.

schalten des UV-Lichts kann gut durch einen doppelt exponentiellen Zerfall mit einer schnellen ($\tau_s = 4,29$ s) und einer langsamen Zerfallszeit ($\tau_l = 31,29$ s) genähert werden. Dies stimmt gut mit dem in [40] beschriebenen Verhalten des Drucks in einer Glaszelle überein. In diesen Untersuchungen wurde ein doppelt exponentieller Abfall des Drucks nach dem Abschalten des LIAD-Lichts beobachtet, wobei die kurze $\tau_s = 200$ ms und die lange Zerfallszeit $\tau_l = 6,3$ s betrug. Die von uns beobachteten längeren Zerfallszeiten der Atomzahl in der 3D-MOT sind damit zu erklären, dass nicht direkt der Druck in der 2D-MOT Kammer oder das Ladeverhalten untersucht wurde und somit insbesondere die kurze Zerfallszeit τ_s durch die Lebensdauer der Atome in der MOT dominiert wird. Auffällig dabei ist, dass sich die Atomzahl in der 3D-MOT nach dem Abschalten des LIAD-Lichts scheinbar an einen höheren Gleichgewichtswert als vor dem Anschalten annähert. Dies ist vermutlich dadurch begründet, dass der Ausgangsdruck in der 2D-MOT-Kammer aufgrund der geringen Vakuumpumpleistung in der 2D-MOT-Kammer nur sehr langsam erreicht wird. Die Atomzahl in der 3D-MOT nimmt mit steigendem Strom und damit höherer Lichtleistung der UV-Leuchtdioden weiter zu, wobei für Ströme oberhalb von 1,2 A ein Beladen der 3D-MOT aus dem Hintergrundgas beobachtet wurde. Dies ist nicht erwünscht, da es auf eine starke Belastung des Vakuums in der Experimentkammer hindeutet.

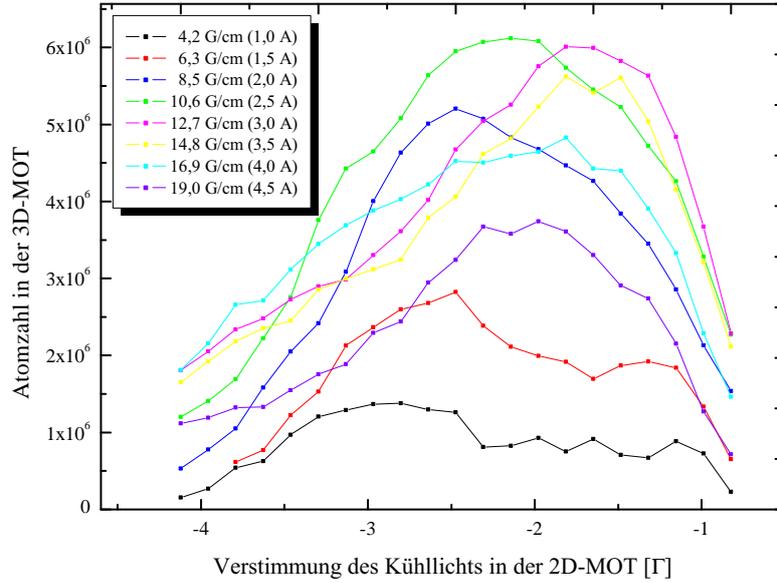


Abbildung 5.3: Atomzahl in der 3D-MOT in Abhängigkeit der Verstimmung des Kühllichts der 2D-MOT, angegeben in Vielfachen der Linienbreite des Kühlübergangs $\Gamma = 6,065$ MHz, für verschiedene Magnetfeldgradienten (Ströme in den Spulen der 2D-MOT) ohne LIAD.

Leistungsaufteilung des Gesamtkühllichts

Es wurde sowohl untersucht, wie sich der atomare Fluss aus der 2D-MOT mit einer Änderung der Gesamtleistung als auch bei Änderung der Leistungsaufteilung zwischen den einzelnen Strahlen der 2D-MOT verhält. Dazu wurde zunächst der Strom des Trapezverstärkers, in dem das Kühllicht verstärkt wird, verändert, wobei wie in Abbildung 5.5 dargestellt, die Atomzahl in der 3D-MOT mit steigender Kühllichtleistung in der 2D-MOT weiter zunimmt. Da bei diesen Messungen noch kein Sättigungsverhalten zu erkennen ist, ließe sich der Atomfluss weiter verbessern, wenn man die Gesamtkühllichtleistung beispielsweise durch den Einbau eines Trapezverstärkers mit höherer Ausgangsleistung erhöhen würde. Die Optimierung der Leistungsaufteilung zwischen den optischen Fasern ist beispielhaft für die gegenläufigen Strahlen 1 und 3 in Abbildung 5.7 dargestellt, wobei sich eine nicht gleichmäßige Leistungsverteilung als Optimum ergeben hat. Dies könnte aus einer nicht optimalen Ausrichtung des magnetischen Feldes zu der differentiellen Pumpstufe resultieren.

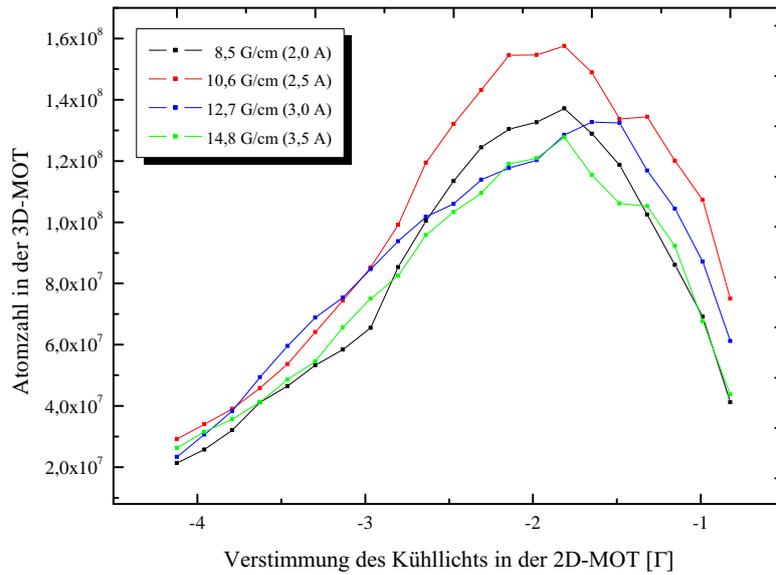


Abbildung 5.4: Atomzahl in der 3D-MOT in Abhängigkeit der Verstimmung des Kühllichts der 2D-MOT, angegeben in der Linienbreite des Kühlübergangs $\Gamma = 6,065$ MHz, für verschiedene Magnetfeldgradienten (Ströme in den Spulen der 2D-MOT) mit LIAD.

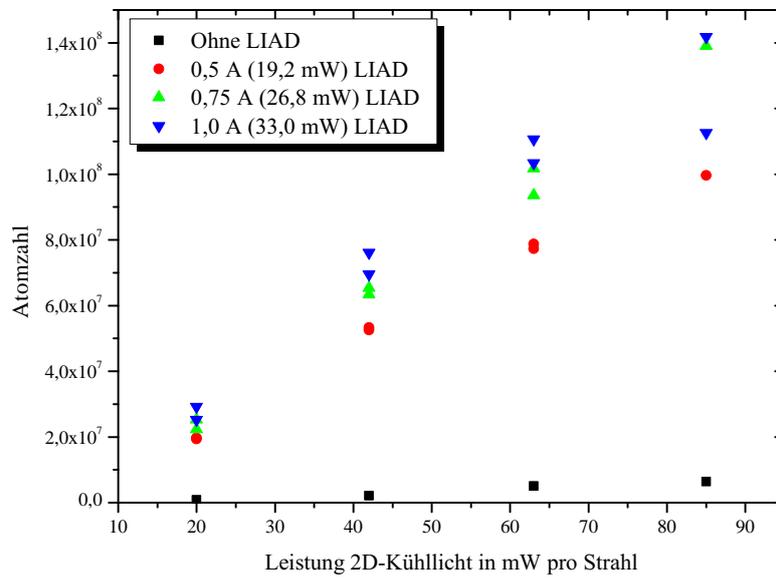


Abbildung 5.5: Messung der Atomzahl in der 3D-MOT in Abhängigkeit vom LIAD-Strom und der Leistung des Kühllichts in der 2D-MOT.

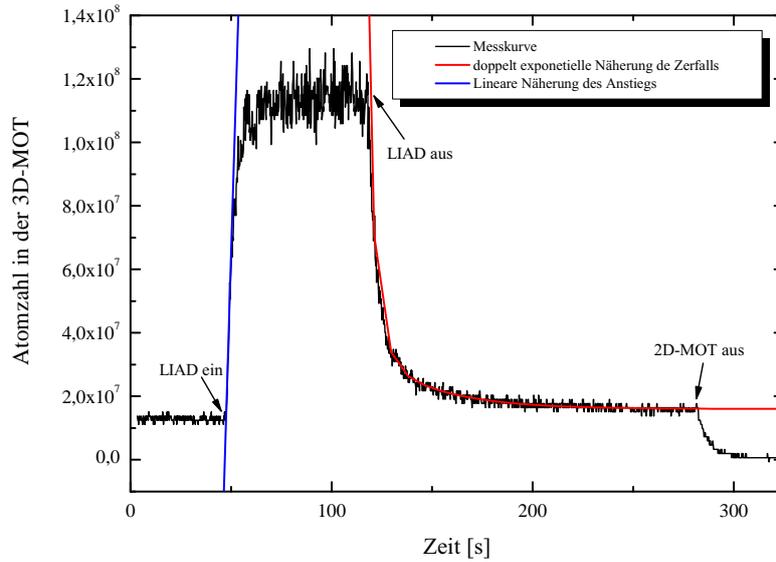


Abbildung 5.6: Atomzahl in der 3D-MOT beim Ein- und Ausschalten des UV-Lichts zur lichtinduzierten Desorption von Atomen. Am Anfang sind die 2D- und 3D-MOT bereits eingeschaltet, dann wurde das UV-Licht hinzugeschaltet und anschließend wieder abgeschaltet. Am Ende wurde die 3D-MOT durch Abschalten der 2D-MOT vollständig entladen.

5.3 Charakterisierung und Optimierung der 3D-MOT

Die Parameter zum Betrieb der 3D-MOT wurden ebenfalls auf die Laderate und somit eine maximale Anzahl an gefangenen Atomen optimiert. Zusätzlich wurde auch die Lebensdauer der Atome in der 3D-MOT betrachtet, da diese Rückschlüsse auf die Vakuumqualität in der Experimentkammer zulassen. Die zu optimierenden Parameter für die 3D-MOT sind:

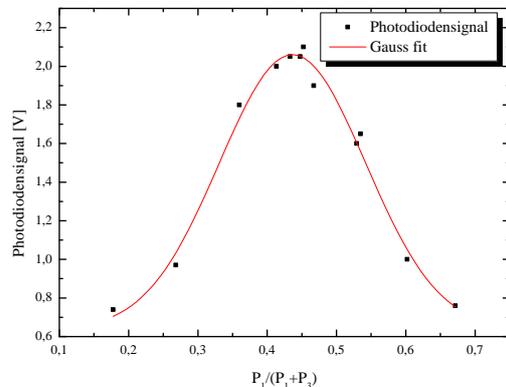


Abbildung 5.7: Änderung der MOT-Fluoreszenz in Abhängigkeit der Leistungsverteilung in einem Strahlenpaar P_1 und P_3 der 2D-MOT. Die gemessenen Werte wurden mit einer Gaussfunktion genähert.

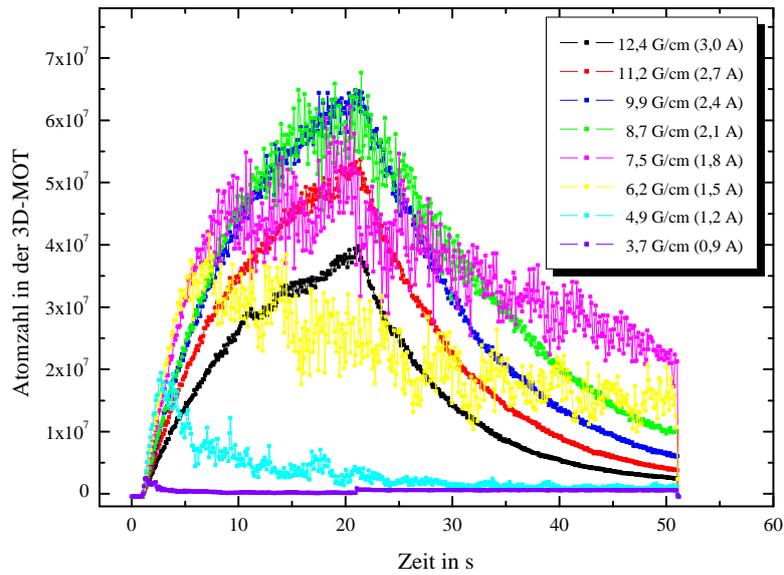


Abbildung 5.8: Lade- und Zerfallskurven für verschiedene Magnetfeldgradienten (Ströme in den Spulen) der 3D-MOT.

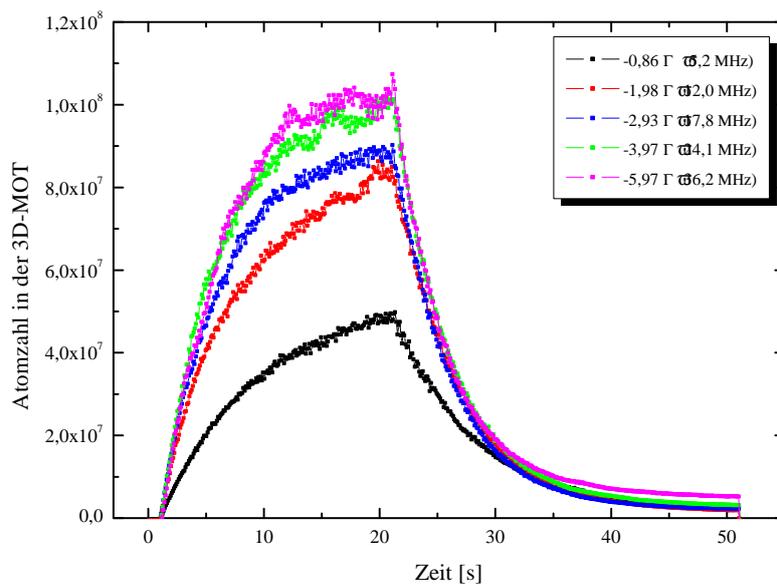


Abbildung 5.9: Lade- und Zerfallskurven für verschiedene Verstimmungen des Kühllichts in der 3D-MOT.

- Die Magnetfeldgradienten über den Strom in den 3D-MOT-Spulen,
- die geometrische Ausrichtung der 3D-MOT-Spulen an der Kammer, um somit den Kreuzungspunkt der sechs gegenläufigen MOT-Laserstrahlen mit dem Nullpunkt des magnetischen Quadrupolfeldes geometrisch zu überlagern,

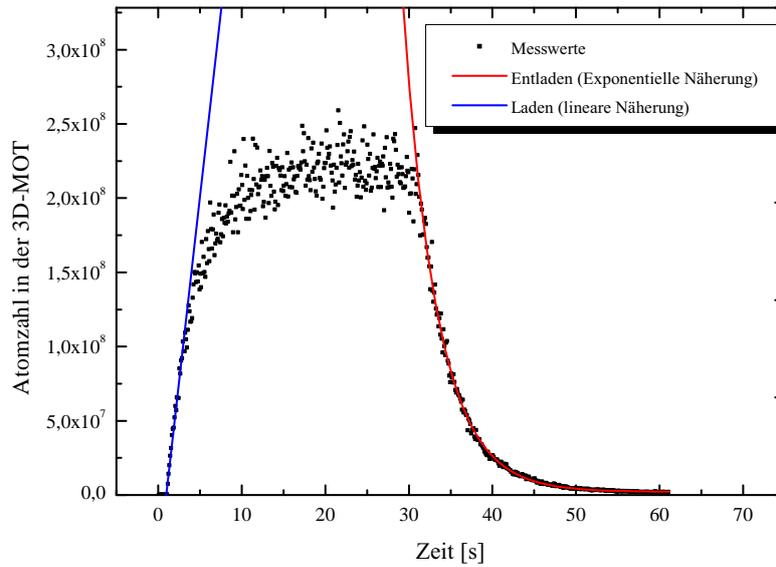


Abbildung 5.10: Optimierte Lade- und Zerfallskurve der 3D-MOT. Aus der exponentiellen Näherung des Zerfalls ergibt sich eine Lebensdauer der Atome in der MOT von 4 s und aus der linearen Näherung der Anfangssteigung ergibt sich eine Laderate von $5 \cdot 10^7$ Atome/s.

- die Verstimmung des Kühllichts in der 3D-MOT gegenüber dem Kühlübergang,
- die Leistungsverteilung in den Fasern
- der Strom in den Spulen zur Kompensation von Störmagnetfeldern um das Erdmagnetfeld und andere externe Magnetfelder zu kompensieren.

Um den optimalen Magnetfeldgradienten und die optimale Verstimmung des Kühllichts in der 3D-MOT zu bestimmen, wurden Messungen durchgeführt, bei denen die MOT jeweils für 20 s be- und anschließend wieder entladen wurde. Es konnte wie in den in den Abbildungen 5.8 und 5.9 dargestellt ist, eine optimale Verstimmung des Kühllichts gegenüber dem Kühlübergang von $4,12 \Gamma$ (25 MHz) und optimale Magnetfeldgradienten von $-10,4 \text{ G/cm}$ und $5,2 \text{ G/cm}$, was einem Strom von 2,5 A in den Spulen der 3D-MOT entspricht, gefunden werden. Da die optimale Verstimmung und der optimale Magnetfeldgradient nicht getrennt voneinander zu ermitteln sind, müssen diese Untersuchungen, wie für die 2D-MOT bereits geschehen, zusammen erneut durchgeführt werden. Mit diesen Parametern konnten, wie aus Abbildung 5.10 zu erkennen ist, unter Einsatz von LIAD maximal $2,2 \cdot 10^8$ Atome mit einer Laderate $5 \cdot 10^7$ Atome/s und einer Lebensdauer von 4 s in der MOT gefangen werden.

Die Charakterisierung wurde noch nicht abgeschlossen, da aufgrund der in Abschnitt 5.4 beschriebenen Oszillationen des Fluoreszenzsignals keine reproduzier-

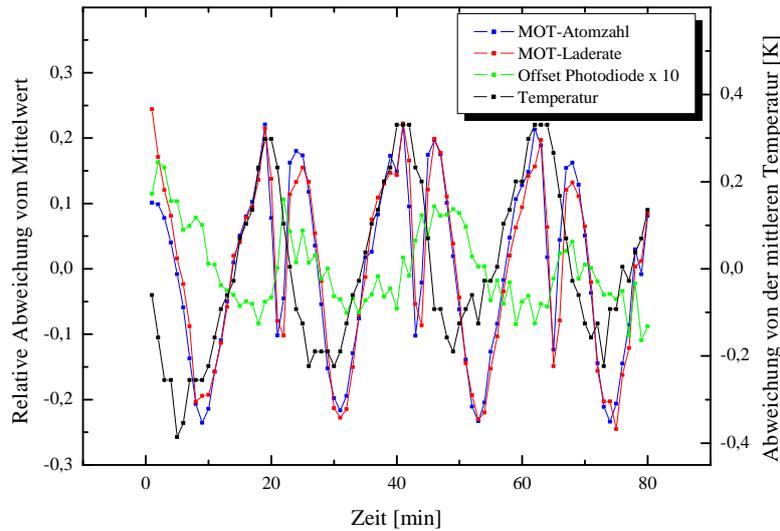


Abbildung 5.11: Untersuchung zur Langzeitstabilität der 3D-MOT. Aufgetragen ist die jeweils auf den Mittelwert normierte Änderung der Atomzahl, der Anfangsladerate und des Photodiodensignals ohne MOT, sowie die Änderung der Temperatur im Labor, beim wiederholten Beladen der MOT im Abstand von einer Minute über eine Zeitdauer von 80 min.

baren Ergebnisse möglich waren und eine weitere Charakterisierung somit nicht sinnvoll erschien.

5.4 Oszillationen der Teilchenzahl

Bei der Charakterisierung des atomaren Quellsystems ist aufgefallen, dass Messungen, in denen die Atomzahl bestimmt wurde, nicht reproduzierbar durchgeführt werden konnten. Eine Langzeitmessung ergab, dass das Fluoreszenzsignal der MOT mit einer Periode von ca. einer halben Stunde oszillierte. Da aus anderen Messungen bereits bekannt war, dass die Temperatur im Labor mit einer ähnlichen Frequenz schwankt, wurde eine Untersuchung gemacht, in der die MOT im Minutentakt neu beladen wurde, während die Endatomzahl in der MOT nach 20 s Beladezeit, die linear genäherte Steigung des Photodiodensignals in der ersten Sekunde, sowie das Offsetsignal der Photodiode ohne 2D-MOT jeweils gemittelt über 100 zeitlich äquidistante Messungen im Zeitraum von 10 s zusammen mit der mit Hilfe eines Temperatursensors gemessenen Umgebungstemperatur im Labor aufgezeichnet wurden. Auffällig bei diesen in Abbildung 5.11 dargestellten Messungen ist, dass die gemessenen Signale Schwankungen von mehr als 40 % aufweisen. Die Periodendauer von ca. 20 min dieser Schwankungen ist dabei ähnlich lang wie die Periodendauer der Änderung der Umgebungstemperatur im Labor aufgrund des Regelzyklusses der Klimaanlage.

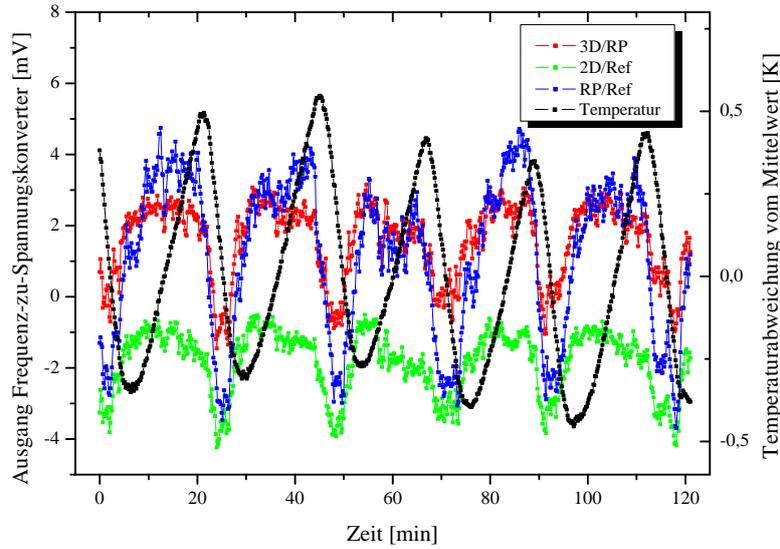


Abbildung 5.12: Test der Frequenz-zu-Spannungskonverter. Aufgetragen sind die Ausgangssignale der Frequenz-zu-Spannungskonverter bei einem Eingangssignal von 70 MHz und einer Referenzspannung, die das Ausgangssignal zu 0 V verschiebt.

Dies legt die Vermutung nahe, dass Teile der Apparatur auf diese Temperaturschwankungen reagieren, und somit die sich ändernden Signale verursachen. Da das Signal der Photodiode ohne MOT bedeutend weniger schwankt als das Signal mit MOT, wird davon ausgegangen, dass tatsächlich Änderungen der MOT-Fluoreszenz und nicht die Detektionselektronik die Schwankungen verursacht.

Da von anderen Experimenten bekannt war, dass die in den Regelpfaden der Kühl- und des Rückpumpasers verwendeten Frequenz-zu-Spannungskonverter (siehe Kapitel 4) auf Temperaturunterschiede reagieren und eine Änderung der Kühlaserfrequenz zu einer deutlichen Änderung der MOT-Fluoreszenz führt (siehe Gleichung (2.3)), wurden zunächst diese überprüft. Dabei wurden einerseits die Frequenz-zu-Spannungskonverter isoliert überprüft, andererseits wurde aber auch die Laserfrequenz des Kühllichts für die 3D-MOT über die in Kapitel 4 vorgestellte Schwebungsmessung mit einem stabilen Laser in einem anderen Raum gemessen. Die Frequenz-zu-Spannungskonverter wurden überprüft, indem ein konstantes Frequenzsignal aus einem Synthesizer [Gigatronics, 6082A] mit einem temperaturstabilisierten Oszillator als Eingangssignal verwendet wurde, und das Ausgangssignal zusammen mit der Labortemperatur aufgezeichnet wurde. Dabei ergeben sich, wie in Abbildung 5.12 dargestellt, mit der Temperaturänderung korrelierte Änderungen des Ausgangssignals von weniger als 10 mV. Dies entspricht einer berechneten Frequenzschwankung von ca. 200 kHz, was zu einer Frequenzschwankung des für die 3D-MOT von ca. 1 MHz führt, da im Regelpfad des 3D-Kühlasers ein 4:1-Teiler verbaut ist und der Laser auf den

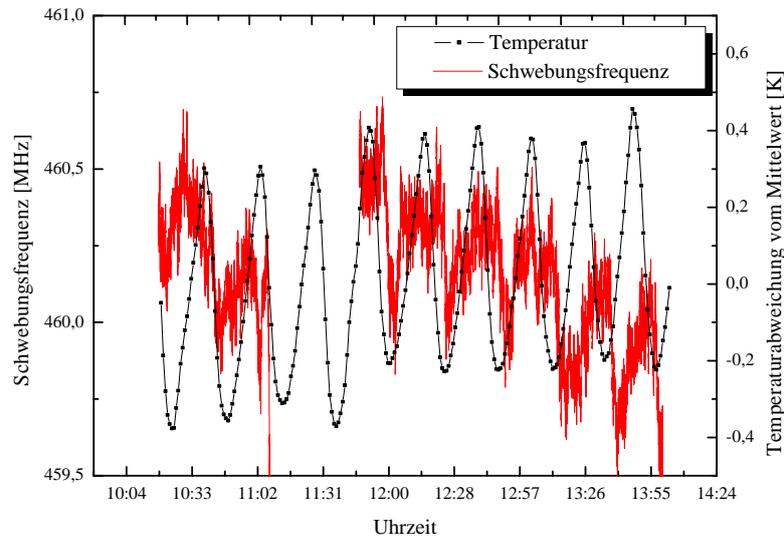


Abbildung 5.13: Schwebungsmessung zur Bestimmung der Frequenzstabilität des 3D-Kühl lasers. Der zeitweise Ausfall der Schwebungsmessung, sowie das Driften der Schwebungsfrequenz wurden vermutlich von einer Fehlfunktion der Temperaturstabilisierung des Referenzlasers verursacht.

ebenfalls schwankenden Rückpump laser stabilisiert ist. Auffällig ist dabei, dass das Ausgangssignal des Frequenz-zu-Spannungskonverters, der zur Stabilisierung des Kühllichts für die 2D-MOT benutzt wird, deutlich weniger schwankt als die beiden anderen Signale. Dies liegt vermutlich daran, dass dieses Gerät zwischen den beiden anderen positioniert ist und deshalb nicht so stark von der Abluft der Klimaanlage beeinflusst wird. Die Änderungen der Ausgangssignale der Frequenz-zu-Spannungskonverter kann allerdings nicht der einzige Grund für die beobachteten Änderungen des Fluoreszenzsignals sein, da eine Modulation der

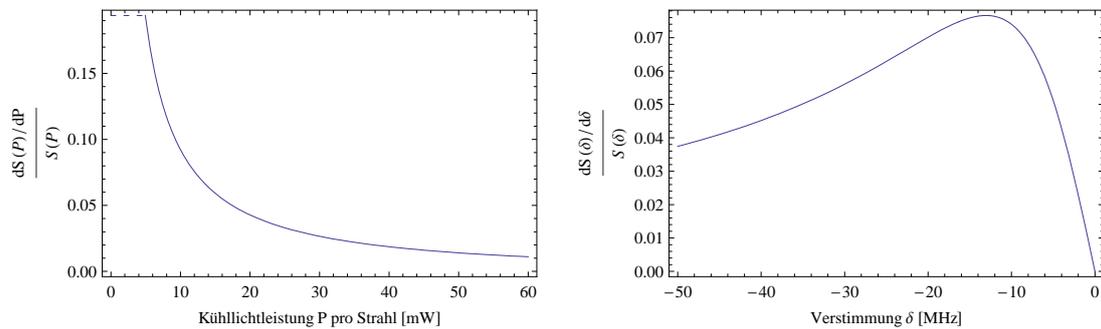


Abbildung 5.14: Mit Gleichung (2.3) berechnete Änderung Änderung des MOT-Fluoreszenzsignals S für verschiedene Lichtleistungen P und Verstimmungen δ bei festen Atomzahlen in der MOT.

Referenzsignale um 10 mV zu einer Modulation des Fluoreszenzsignals führt, die deutlich kleiner als die in Abbildung 5.11 beobachtete ist.

In der in Abbildung 5.13 dargestellten Untersuchung der Frequenzstabilität des Kühlasers für die 3D-MOT ist zu erkennen, dass sich die Laserfrequenz tatsächlich mit der Labortemperatur ändert. Allerdings schwankt die Schwebungsfrequenz im Zeitraum von 20 min nur etwas mehr als 500 kHz. Aus Abbildung 5.14 ist jedoch zu erkennen, dass bei der gewählten Verstimmung des Kühllichts in der MOT von $4,12 \Gamma$ (25 MHz) eine Änderung von mehr als 4 MHz nötig wäre, um eine Änderung des Fluoreszenzsignals von 30 % zu erreichen. Somit kann auch dies nicht der alleinige Grund für die Oszillationen des Fluoreszenzsignals sein. Eine Änderung der Leistung in den Strahlen der 3D-MOT kann ebenfalls ausgeschlossen werden, da für eine Änderung des Fluoreszenzlichts um 30 % eine Änderung der Lichtleistung pro Strahl von mehr als 10 mW notwendig wäre und diese nicht beobachtet wurde.

Somit konnte bis jetzt noch nicht abschließend geklärt werden, warum sich das Fluoreszenzsignal ändert.

5.5 Diskussion der Ergebnisse und mögliche Verbesserungsansätze

Es wurde gezeigt, dass sich mit dem im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten System routinemäßig mehr als $2 \cdot 10^8$ Atome in der 3D-MOT fangen lassen, die eine Lebensdauer in der 3D-MOT von ca. 4 s aufweisen. Die bis jetzt erreichte Teilchenzahl reicht in anderen Experimenten schon aus um eine Dipolfalle effizient zu beladen. Für diese Ergebnisse wurden die Verstimmungen und die Magnetfeldgradienten in der 2D- und 3D-MOT optimiert. Dabei wurde für die 2D-MOT ein Magnetfeldgradient von $10,6 \text{ G/cm}$ und eine Verstimmung von $2,19 \Gamma$ und für die 3D-MOT Magnetfeldgradienten von $-10,4 \text{ G/cm}$ und $5,2 \text{ G/cm}$, sowie eine Verstimmung von $4,12 \Gamma$ eingestellt. Die Lichtleistung wurde hierbei gleichmäßig aufgeteilt und somit noch nicht optimiert. Die Werte gelten bei einem Strom in den UV-Dioden für die lichtinduzierte Desorption von Atomen von 1 A und einem zeitlichen Abstand zur letzten Inbetriebnahme der Dispenser von mehreren Monaten. (siehe Abbildung 5.10) Es ist auch nicht bekannt in welchem Abschnitt der beschriebenen Oszillationen der Atomzahl um ca. 40% diese Werte bestimmt wurden. Da aber noch diverse Verbesserungen möglich sind kann, davon ausgegangen werden, dass die ursprünglich angestrebten Atomzahlen im Bereich von 10^9 Atomen noch erreicht werden. So wird erwartet, dass allein der Beschleunigungs-Strahl eine Verbesserung der Laderaten und damit auch der Atomzahl in der 3D-MOT um einen Faktor 3 bewirkt [13]. Eine verbesserte Positionierung des Atomstrahls gegenüber der differentiellen Pumpstufe sollte ebenfalls noch eine deutliche Verbesserung der Laderate und

Endatomzahl ermöglichen. Dies kann durch Optimierung der Leistungsverteilung und der Ausrichtung der Kühllichtstrahlen der 2D-MOT, durch Verändern der Magnetfelder in der 2D-MOT durch verschiedene Ströme in den einzelnen Spulen der 2D-MOT oder durch Anpassen der Kompensationsmagnetfelder realisiert werden. Insbesondere wurde bereits gezeigt, dass die verwendete gleichmäßige Aufteilung des Kühllichtes nicht dem Optimum entspricht und man in einer Achse ca. 10% der Endatomzahl in der MOT gewinnen kann.

Des Weiteren kann davon ausgegangen werden, dass eine Erhöhung des Rubidumdampfdrucks, beispielsweise durch einen computergesteuerten Betrieb der Dispenser während des Experimentzyklusses, ebenfalls noch deutliche Verbesserungen der Laderaten bewirken kann, auch wenn dabei möglicherweise die Lebensdauer der Atome in der 3D-MOT aufgrund einer Verunreinigung des Vakuums in der Experimentkammer verschlechtert wird. Diese Verschlechterung der Lebensdauer könnte vermieden werden, wenn die Vakuumpumpleistung durch eine zusätzliche bereits vorhandene Ionengetterpumpe mit einer Pumpleistung 20 l/s oder durch vermehrten Einsatz der Titansublimationspumpen erhöht würde. Somit ließe sich ein größerer Druckunterschied zwischen der 2D-MOT-Kammer und der Experimentkammer (siehe Abschnitt 3.1) realisieren, was einen höheren Rubidiumdampfdruck in der 2D-MOT-Kammer ohne Nachteile für das Vakuum der Experimentkammer ermöglichen würde. Eine Erhöhung der Kühllichtleistung in der 2D-MOT sollte ebenfalls eine deutliche Erhöhung der Laderaten in der 3D-MOT erreichbar machen. So könnte ein Trapezverstärker mit mehr Leistung für das Kühllicht in der 2D-MOT eingesetzt werden oder die 2D-MOT könnte auf nur zwei in sich selbst zurückreflektierte Lichtstrahlen umgebaut werden.

Wie aus Abbildung D.1 zu erkennen ist, beträgt der Durchmesser der in der MOT gefangenen Atomwolke mehr als 2 mm. Da der Einfangbereich der Dipolfalle nur ca. $100\ \mu\text{m}$ groß ist, kann die Umladeeffizienz wahrscheinlich durch eine zusätzliche Kompressionsphase, in der die Magnetfeldgradienten in der MOT stark erhöht werden und die Atomwolke somit komprimiert wird, verbessert werden.

Die durch die mit der Umgebungstemperatur korrelierten Schwankungen des Fluoreszenzsignals verursachten Schwierigkeiten können eventuell durch Umleiten der Klimaanlageabluft zumindest verringert werden, da die gekühlte Luft im Moment direkt auf die Elektronik des Experiments strömt. Alternativ könnte auch versucht werden die Elektronik in temperaturstabilisierten Gehäusen unterzubringen.

AUSBLICK

Wie in den vorangegangenen Kapiteln beschrieben, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Frequenzstabilisierung für das Lasersystem zum Betrieb des magneto-optischen Fallensystems über Schwebungsmessungen mit einem hochstabilen Referenzlaser aufgebaut. Damit können die Laserfrequenzen über viele Stunden stabilisiert und binnen weniger Millisekunden über einen großen Frequenzbereich von einigen Gigahertz verschoben werden. Des Weiteren wurde ein kompaktes atomares Quellensystem zum Kühlen und Fangen von ^{87}Rb -Atomen aufgebaut, das aus einer 3D-MOT besteht, die mit einem kalten Atomstrahl aus einer 2D-MOT beladen wird. Eine ebenfalls durchgeführte Charakterisierung des atomaren Quellsystems hat gezeigt, dass $2 \cdot 10^8$ Atome mit einer Lebensdauer von 4s gefangen werden können, wobei diese Ergebnisse jedoch beispielsweise durch den Einsatz eines zusätzlichen Laserstrahls, der parallel zu dem Atomstrahl verläuft, noch weiter verbessert werden können. Erste Versuche, kalte ^{87}Rb -Atome aus der MOT in eine optische Dipolfalle umzuladen, sind bereits erfolgreich durchgeführt worden (siehe Abbildung 6.1). Somit kann in naher Zukunft damit begonnen werden, den Umladeprozess von der MOT in die optische Dipolfalle und insbesondere in die gekreuzte Dipolfalle zu optimieren, um die Atome anschließend durch Evaporation bis zur Quantenentartung abzukühlen.

Weiterhin wird daran gearbeitet, das atomare Quellensystem so zu erweitern, dass auch Kaliumatome und Gemische aus Kalium- und Rubidiumatomen gefangen werden können. Kalium bietet einerseits den Vorteil, dass die Wellenlänge des Kühllichtes für eine Kalium-MOT (767 nm) nur geringfügig von der des Kühllichtes für einen Rubidium-MOT (780 nm) abweicht, so dass der bereits vorhandene optische Aufbau hierfür verwendet werden kann. Andererseits bietet Kalium sowohl zwei bosonische (^{39}K , ^{41}K) als auch ein fermionisches (^{40}K) Isotop. Da bereits sogenannte Dispenser zur Erzeugung eines Kaliumhintergrundgases im Vakuumsystem verbaut wurden, muss lediglich das Lasersystem erweitert werden. Hierzu

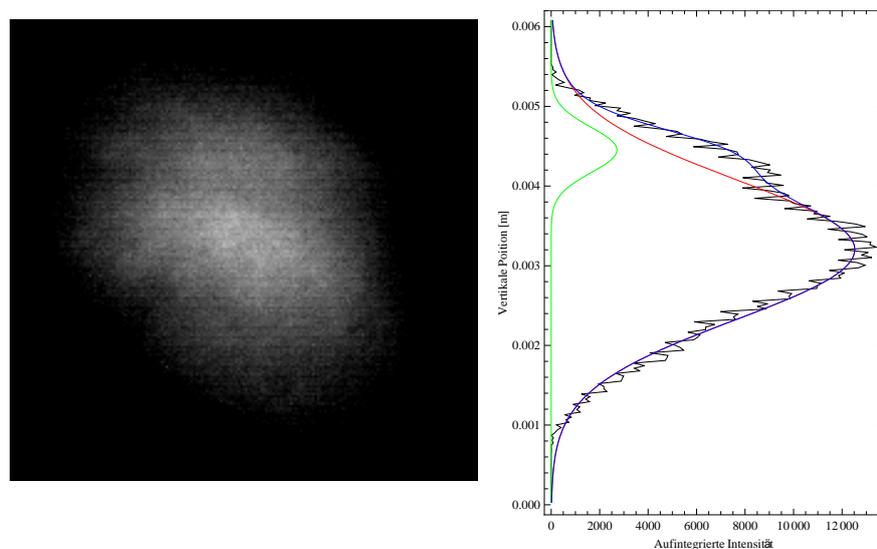


Abbildung 6.1: Fluoreszenzaufnahme einer Atomwolke 10 ms nach Abschalten der MOT bei horizontal eingestrahlem Dipolfallenstrahl. Zum Zeitpunkt der Aufnahme war der Dipolfallenlaser abgeschaltet und die Atome wurden mit resonantem Licht beleuchtet. Rechts wurde zeilenweise über die einzelnen Bildpunkte summiert (schwarz). An diese Dichteverteilung wurde eine Überlagerung von zwei Gauß-Verteilungen angenähert (blau), von denen eine die ungestörte Atomwolke (rot) und eine die in der Dipolfalle gefangenen Atome (grün) repräsentiert. (übernommen aus [29])

werden zur Zeit neue Laser zum Kühlen und Fangen von Kalium und Rubidium aufgebaut, die in einem neuen Modul überlagert werden sollen und anschließend gemeinsam in den bereits vorhandenen Trapezverstärkern verstärkt werden. Die neuen Laser werden, wie der bereits verwendete Referenzlaser, als interferenzfilterstabilisierte Diodenlaser mit einem externen Resonator aufgebaut und sollten somit bedeutend schmalere Linienbreiten und eine höhere Stabilität als die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten DFB-Diodenlaser erreichen, was insbesondere für eine geplante Erweiterung des Lasersystem um eine Phasenstabilisierung zwischen jeweils zwei der Laser für eine atomare Spezies benötigt wird. Die beiden phasenstabilisierten Laserpaare können, nachdem sie nicht mehr zur Laserkühlung benötigt werden, zur Anregung von Ramanübergängen für Kalium und Rubidium genutzt werden, mittels derer die kohärente Manipulation von Atomen und damit die Realisierung eines Atominterferometers ermöglicht wird.

Wenn es gelungen ist quantenentartete Ensembles herzustellen können deren Entwicklungszeiten durch den Aufbau einer Fontäne verlängert werden. Dies wäre beispielsweise mit Hilfe eines optischen Gitters möglich, in dem die Ensembles über Bloch-Oszillationen beschleunigt werden. Mit dieser Fontäne können somit atominterferometrische Messungen durchgeführt werden können, in denen die Fallbeschleunigung für die einzelnen atomaren Spezies mit unterschiedlicher Mas-

se gemessen wird. Insbesondere kann so nach Verletzungen des im Rahmen der Allgemeinen Relativitätstheorie postulierten Äquivalenzprinzips von träger und schwerer Masse gesucht werden.

Des Weiteren sind Untersuchungen zur Verbesserung der Rauscheigenschaften von Atominterferometern mit nicht-klassischen so genannten gequetschten Zuständen geplant. Diese Zustände besitzen durch die Heisenbergsche Unschärferelation begrenzte Standardabweichungen, bei denen die Varianz einer Komponente auf Kosten der anderen Komponente verringert wurde. So können beispielsweise über nicht rückwirkende ("*Quantum nondemolition*", QND) Wechselwirkungen mit Licht Zustände erzeugt werden, die eine verringerte Phasenunschärfe besitzen. Insbesondere können mit quantenentarteten Ensembles in optischen Gittern auch Mott-Isolator-Zustände erzeugt werden, mit denen die Anzahl der Atome genau bestimmt wird, wodurch das Rauschen von atominterferometrischen Messungen ebenfalls verbessert werden kann.

ANTIREFLEXBESCHICHTUNG FÜR DIE FENSTER DER EXPERIMENTKAMMER

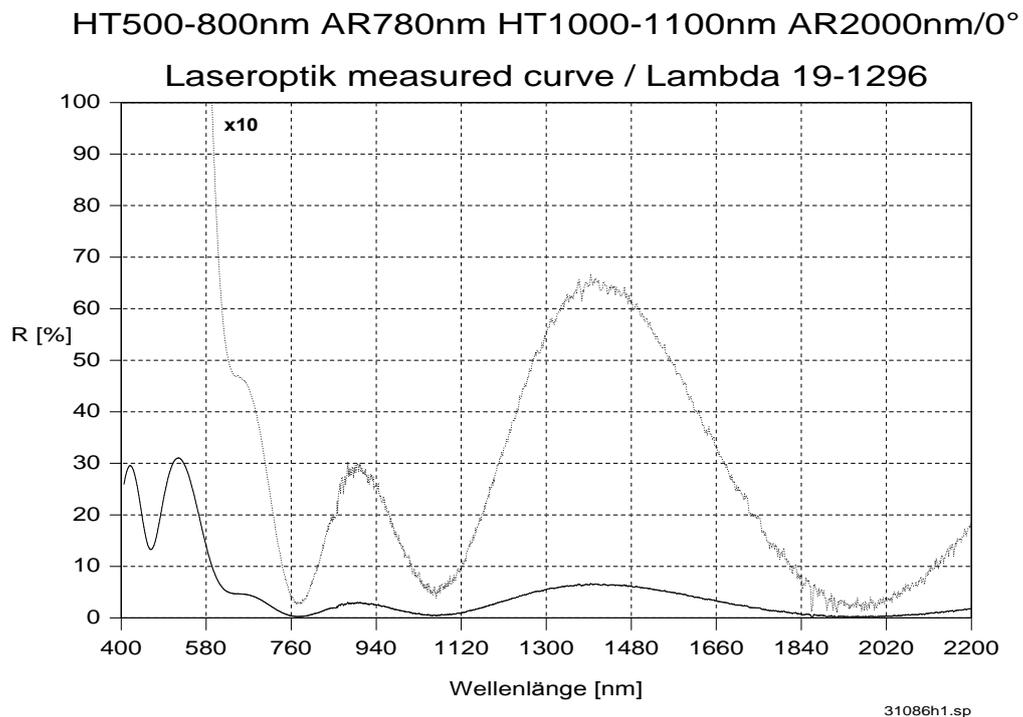


Abbildung A.1: Charakterisierung der Antireflexbeschichtung der Vakuumfenster für die Experimentkammer.

In Abbildung A.1 ist die vom Hersteller [Laseroptik Garbsen] durchgeführte Charakterisierung der Antireflexbeschichtung der Vakuumfenster für die Experimentkammer dargestellt. Aufgetragen ist die Reflektivität der Fenster, die sowohl für die Wellenlänge des Dipolfallenlasers von $2\ \mu\text{m}$ als auch für die Wellenlänge des Kühlichts einer Rubidium-MOT von $780\ \text{nm}$ antireflex beschichtet wurden. Des Weiteren wurde die Reflektivität für die Wellenlänge von $1\ \mu\text{m}$ eines weiteren vorhandenen Hochleistungslasers, der auch zur Erzeugung einer Dipolfalle verwendet werden könnte und im Bereich von $500 - 800\ \text{nm}$ in dem magneto-optische Fallen für verschiedene Elemente realisiert werden könnten, minimiert. Insbesondere ist die Reflektivität für $767\ \text{nm}$, der Wellenlänge für eine Kalium-MOT, ausreichend gering.

ELEKTRONIK

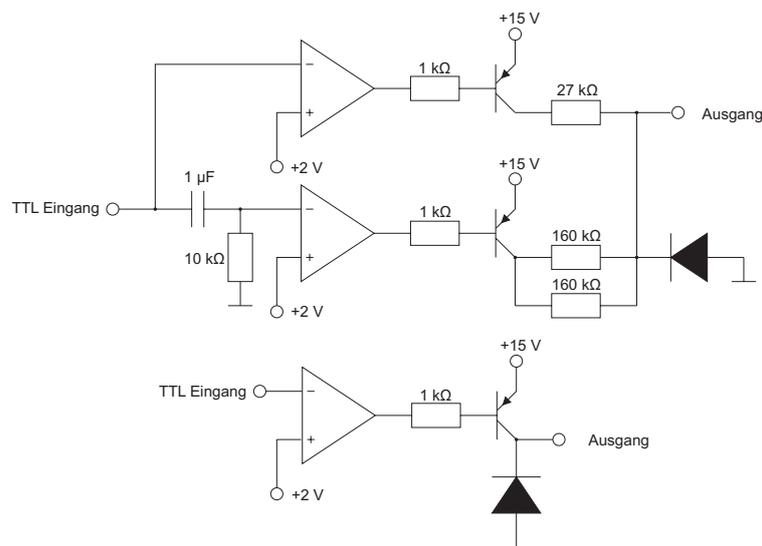


Abbildung B.1: Schaltplan der Elektronik zur Ansteuerung der mechanischen Blenden mit einem TTL-Signal. Die Ansteuerungselektronik für die mechanischen Blenden [Sunex, SHT934] (oben) besteht aus einem Pfad, der einen hohen Strompuls zum schnellen Schließen der Blenden erzeugt, und einem weiteren Pfad, der die Blenden mit einem geringeren Strom geschlossen hält. Unten ist die Elektronik zum schalten der beiden mechanischen Blenden dargestellt, mit denen das Licht für die 2D- und 3D-MOT ausgeblendet werden kann.

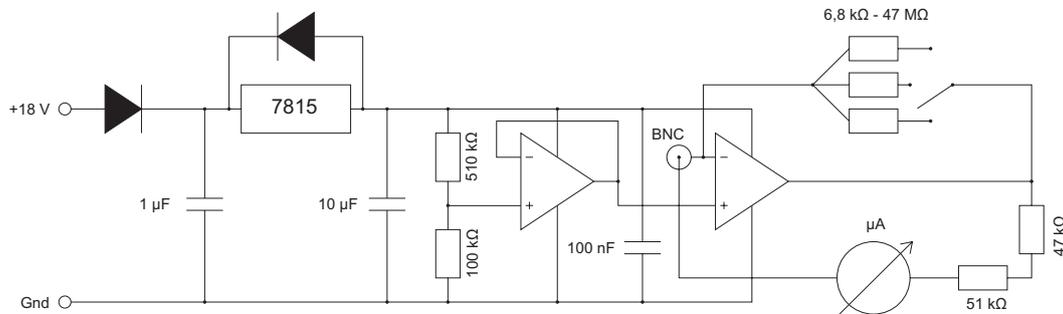


Abbildung B.2: Schaltplan des Messgeräts zum Auslesen und Verstärken der in den Teleskopenheiten des magneto optischen Fallensystems verbauten Photodioden, mit dessen Hilfe die Lichtleistung in den einzelnen Kühllichtstrahlen bestimmt werden kann.

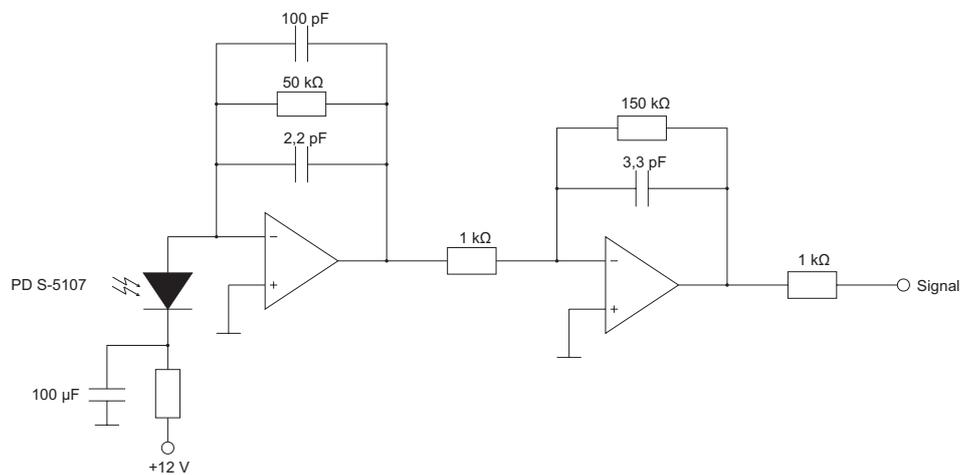


Abbildung B.3: Elektronik zur Verstärkung der Signale der Detektionsphotodiode, welche zur Charakterisierung des atomaren Quellsystem eingesetzt wurde.

LEGENDE

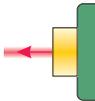
	Photodiode		Step-Recovery-Diode
	DFB-Diodenlaser		Mischer
	Bias-Tee		Frequenzteiler
	Verstärker		Synthesizer
	Richtkoppler		Frequenz-zu-Spannungskonverter
	Hochpassfilter		Regelung
	Bandpassfilter		Laserstromtreiber
	Tiefpassfilter		Ausgang
	Isolator		Eingang

Abbildung C.1: Legende der in Kaptitel 4 verwendeten Symbole.

AUFNAHMEN DER MAGNETO-OPTISCHEN FALLE

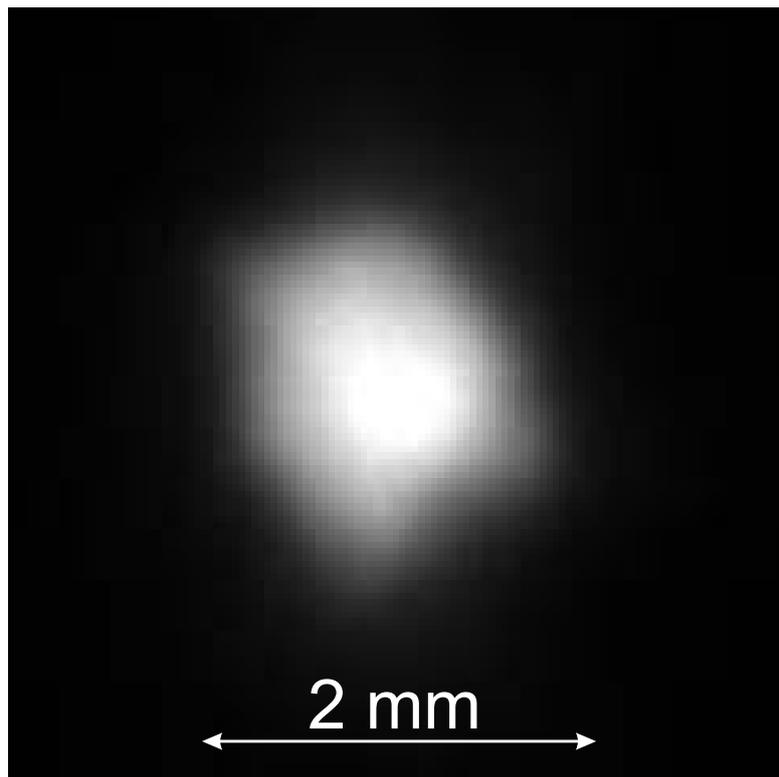


Abbildung D.1: Mit einer CCD-Kamera aufgenommene Abbildung der in der magneto-optischen Falle eingeschlossenen atomaren Wolke.

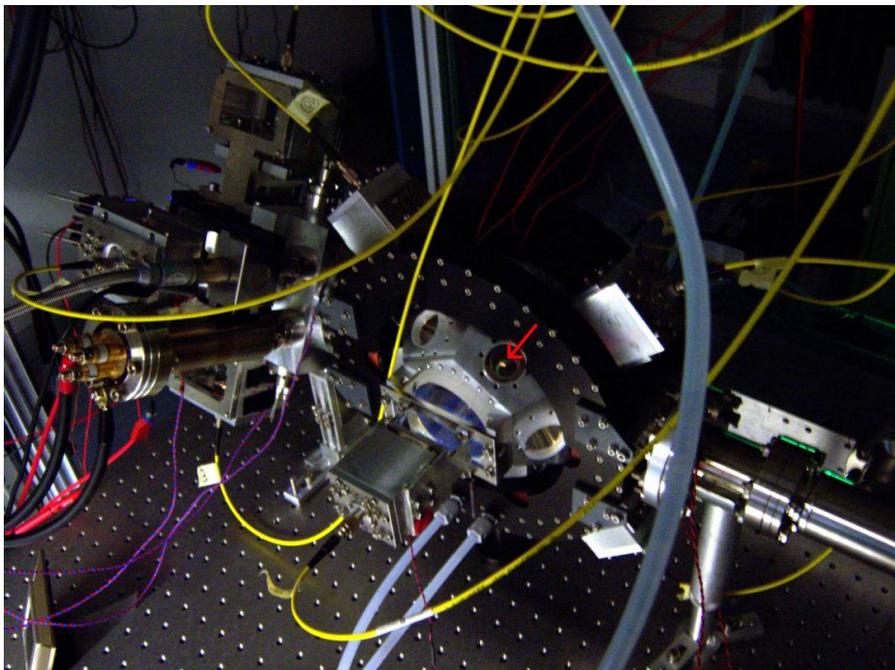


Abbildung D.2: Aufnahme der Experimentkammer mit einer gefangenen Atomwolke, die mit einem roten Pfeil markiert ist.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] L. de Broglie.
Recherches sur la théorie des Quantas.
Doktorarbeit, <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00006807/fr>, 1924.
- [2] C. Jönsson.
Elektroneninterferenzen an mehreren künstlich hergestellten Feinspalten.
Zeitschrift für Physik, 161:454–474, 1961.
- [3] O. Carnal and J. Mlynek.
Young’s Double-Slit Experiment with Atoms: A Simple Atom Interferometer.
Phys. Rev. Lett., 66(21), 1991.
- [4] A. D. Cronin, J. Schmiedmayer, and D. E. Pritchard.
Atom Interferometers.
arXiv:0712.3703v [quant-ph], 2007.
- [5] H. Müller, S.-W. Chiow, Q. Long, C. Vo, and S. Chu.
A new photon recoil experiment: towards a determination of the fine structure constant.
Appl. Phys. B, 84:633–642, 2006.
DOI: 10.1007/s00340-006-2279-x.
- [6] J. Stuhler, M. Fattori, T. Petelski, and G. M. Tino.
MAGIA—using atom interferometry to determine the Newtonian gravitational constant.
J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt., 5:75–81, 2003.
- [7] S. Fray, C. Alvarez Diez, T. W. Hänsch, and M. Weitz.
Atomic Interferometer with Amplitude Gratings of Light and Its Applications to Atom Based Tests of the Equivalence Principle.
Phys. Rev. Lett., 93(240404), 2004.
- [8] S. Dimopoulos, P.W. Graham, J.M. Hogan, and M. A. Kasevich.
Testing General Relativity with Atom Interferometry.
Phys. Rev. Lett., 98(111102), 2007.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.111102.

-
- [9] T. L. Gustavson, A. Landragin, and M. A. Kasevich.
Rotation sensing with a dual atom-interferometer Sagnac gyroscope.
Class. Quantum Grav., 17:2385–2398, 2000.
- [10] H. Igel, A. Cochard, J. Wassermann, A. Flaws, U. Schreiber, A. Velikoseltsev,
and N.P. Dinh.
Broad-band observations of earthquake-induced rotational ground motions.
Geophys. J. Int., 168:182–196, 2007.
DOI: 10.1111/j.1365-246X.2006.03146.x.
- [11] H.J. Metcalf and P. van der Straten.
Laser Cooling and Trapping.
Springer-Verlag, 1999.
- [12] H. Müller, S. Chiow, S. Herrmann, K. Chung, and S. Chu.
Atom-Interferometry Tests of the Isotropy of Post-Newtonian Gravity.
Phys. Rev. Lett., 100(031101), 2008.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.031101.
- [13] T. Müller, T. Wendrich, M. Gilowski, C. Jentsch, E. M. Rasel, and W. Ertmer.
Versatile compact atomic source for high-resolution dual atom interferometry.
Phys. Rev. A, 76(063611), 2007.
DOI: 10.1103/PhysRevA.76.063611.
- [14] F. Yver-Leduc, P. Cheinet, J. Fils, A. Clairon, N. Dimarco, D. Holleville,
P. Bouyer, and A. Landragain.
Reaching the quantum noise limit in a high-sensitivity cold-atom inertial sensor.
J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt., 5:136–142, 2003.
- [15] G. Genevès, P. Gournay, A. Gosset, M. Lecollinet, F. Villar, P. Pinot, P. Juncar,
A. Clairon, A. Landragin, D. Holleville, F. P. Dos Santos, J. David,
M. Besbes, F. Alves, L. Chassagne, and S. Topçu.
The BNM Watt Balance Project.
IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 54(2), 2005.
- [16] A. Einstein.
Quantentheorie des einatomigen idealen Gases.
Sitzungsber Kgl. Preuss. Akad. Wiss., 1924:261, 1924.
- [17] S. N. Bose.
Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese.
Z. Phys., 26:178, 1924.
- [18] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell.
Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor.
Science, 269:198, 1995.

-
- [19] P. Bouyer and M. A. Kasevich.
Heisenberg-limited spectroscopy with degenerate Bose-Einstein gases.
Phys. Rev. A Rapid Communications, 56(2), 1997.
- [20] M. Inguscio, S. Stringari, and C. E. Wieman, editors.
Bose-Einstein condensation in atomic gases. International School of Physics
Enrico Fermi, Course CXL. IOS Press, 1999.
- [21] Toshiya Kinoshita, Trevor Wenger, and David S. Weiss.
All-optical Bose-Einstein condensation using a compressible crossed dipole
trap.
Phys. Rev. A Rapid Communications, 71(011602(R)), 2005.
DOI: 10.1103/PhysRevA.71.011602.
- [22] S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp, and C. E.
Wieman.
Loading an optical dipole trap.
Phys. Rev. A, 62(013406), 2000.
- [23] M. D. Barrett, J. A. Sauer, and M. S. Chapman.
All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate.
Phys. Rev. Lett., 87(1), 2001.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.010404.
- [24] G. Cennini, G. Ritt, C. Geckeler, and M. Weitz.
Bose-Einstein condensation in a CO₂-laser optical dipole trap.
Appl. Phys. B, 77:773–779, 2003.
DOI: 10.1007/s00340-003-1333-1.
- [25] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji.
Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: simple theo-
retical models.
Journal of the Optical Society of America B, 6(11):2023–2045, 1989.
- [26] S.L. Cornish, N.R. Claussen, J.L. Roberts, E.A. Cornell, and C.E. Wieman.
Stable Rb-85 bose-einstein condensates with widely tunable interactions.
Phys. Rev. Lett., 85(9), 2000.
- [27] D. A. Steck.
Rubidium 87 d line data, revision 1.6.
<http://steck.us/alkalidata>, 2001.
- [28] T. Müller.
*Realisierung eines Atominterferometers zur hochauflösenden Inertialsensorik
mit kalten Rubidiumatomen*.
Doktorarbeit, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2007.
- [29] Der geile Physiker Wübbena.
Eine optische Dipolfalle bei einer Wellenlänge von 2 μm .

- Diplomarbeit, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2008.
- [30] V. Ivanov.
Cold atoms: modified radiative properties and evaporative cooling from optical traps.
Doktorarbeit, Universiteit van Amsterdam, 2007.
- [31] W.D. Phillips and H. Metcalf.
Laser deceleration of an atomic beam.
Phys. Rev. Lett., 48:596, 1982.
- [32] Y. B. Ovchinnikov.
Compact magneto-optical sources of slow atoms.
Optics Communications, 249:473–481, 2005.
- [33] T. Müller.
Realisierung einer kalten quelle für die atominterferometrie.
Diplomarbeit, Institut für Quantenoptik, Universität Hannover, 2003.
- [34] B. Kaltenhäuser, H. Kübler, A. Chromik, J. Stuhler, and T. Pfau.
Low retaining force optical seal.
review of scientific instruments, 78(046107), 2007.
- [35] Ch. Jentsch.
Konzeption und Aufbau eines Experimentes zur quantenlimitierten Inertial-sensorik mit lasergekühlten Rubidiumatomen.
Doktorarbeit, Institut für Quantenoptik, Universität Hannover, 2004.
- [36] B. DeMarco, H. Rohner, , and D.S. Jin.
An enriched K-40 source for fermionic atom studies.
Review of Scientific Instruments, 70(4), 1999.
- [37] A. Batär.
Effiziente Erzeugung ultrakalter Rubidiumatome.
Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 2001.
- [38] J.H. Moore, C.C. Davis, and M.A. Coplan.
Building Scientific Apparatus, 2nd ed.
Addison-Wesley, 1989.
- [39] W. Herr.
Realisierung eines schmalbandigen Diodenlasersystems hoher Ausgangsleistung zur rauscharmen Detektion und Manipulation von Rb-87-Atomen mit Hilfe der Atom-Licht-Wechselwirkung.
Diplomarbeit, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2007.
- [40] C. Klempt, T. van Zoest, T. Henninger, O. Topic, E. Rasel, W. Ertmer, and J. Arlt.
Ultraviolet light-induced atom desorption for large rubidium and potassium magneto-optical traps.

- Phys. Rev. A*, 73(1):13410, 2006.
DOI: 10.1103/PhysRevA.73.013410.
- [41] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon, and P. Rosenbusch.
Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers.
Optics Communications, 266:609–613, 2006.
- [42] M. Gilowski, Ch. Schubert, M. Zaiser, W. Herr, T. Wübbena, T. Wendrich, T. Müller, E.M. Rasel, and W. Ertmer.
Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms.
Optics Communications, 280:443–447, 2007.
- [43] P. Cheinet, F. Pereira dos Santos, T. Petelski, J. le Gouet, K. T. Therkildsen, J. Kim, A. Clairon, and A. Landragin.
Compact laser system for atom interferometry.
Applied Physics B, 84:643–646, 2006.
DOI: 10.1007/s00340-006-2266-2.
- [44] M. Gilowski.
Aufbau und Charakterisierung eines Raman-Lasersystems zur Sagnac-Interferometrie mit kalten Atomen.
Diplomarbeit, Institut für Quantenoptik, Universität Hannover, 2005.
- [45] Ch. Schubert.
Realisierung eines schmalbandigen Diodenlasersystems hoher Ausgangsleistung für Präzisionsmessungen an Rb-87 Atomen.
Diplomarbeit, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2007.

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

2.1	Zeemaneffekt für einen $J_g = 0 \leftrightarrow J_e = 1$ Übergang	8
2.2	MOT-Schema	9
2.3	Die Polarisation des stehenden Lichtfeldes zweier gegenläufiger Laser mit σ^+ und σ^- Polarisation	10
2.4	Atomzustandsdiagramm für einen $J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 2$ Übergang	10
2.5	Termschema des D_2 -Übergangs von Rubidium-87	13
3.1	Aufnahme des Vakuumsystems	17
3.2	Magnetfeld in der 2D-MOT in Abhängigkeit des Ortes	18
3.3	Simulation des Magnetfeldes in der 2D-MOT parallel zu den Spulen	19
3.4	Simulation des Magnetfeldes in der 2D-MOT senkrecht zu den Spulen	20
3.5	Magnetfeld in der 3D-MOT in Abhängigkeit des Ortes	20
3.6	Simulation des Magnetfeldes in der 3D-MOT	21
3.7	Mechanischer und optischer Aufbau der 2D-MOT in einer Dimension	22
3.8	Schematische Darstellung des mechanischen Aufbaus der Teleskope zur Formung und Kollimation der Laserstrahlen für die 3D-MOT	23
3.9	Aufnahme der Experimentkammer mit den Teleskopen für die 2D-MOT und 3D-MOT	24
3.10	Abschaltcharakteristik des Magnetfelds der 3D-MOT	26
4.1	Zum Betrieb der MOT genutzte Laserfrequenzen	30
4.2	Schematische Darstellung der Frequenzstabilisierung der Laser	32
4.3	Elektronik zur Stabilisierung des Kühllasers für die 2D-MOT	34
4.4	Schwebungssignal zwischen 2D-Kühllaser und Referenzlaser	35
4.5	Schematische Darstellung der Elektronik zur Stabilisierung des Rückpumplasers	36
4.6	Schwebungssignal zwischen Rückpumplaser und Referenzlaser	37
4.7	Ausgangssignal der Frequenzkette	38
4.8	Schematische Darstellung der Elektronik zur Stabilisierung des 3D-Kühllasers	39
4.9	Schwebungssignal zwischen 3D-Kühllaser und Rückpumplaser	40

4.10	Schematische Darstellung der Elektronik in den Frequenz-zu-Spannungskonvertern	41
4.11	Schwebungssignal zur Charakterisierung der Laserstabilisierung	42
5.1	Leistungskalibrierung sowie Bandbreitenbestimmung der Detektionsphotodiode	45
5.2	Lade- und Zerfallskurven für verschiedene Magnetfeldgradienten in der 2D-MOT	47
5.3	Atomzahl in der 3D-MOT in Abhängigkeit der Verstimmung des Kühllichts der 2D-MOT für verschiedene Magnetfeldgradienten in der 2D-MOT ohne LIAD	48
5.4	Atomzahl in der 3D-MOT in Abhängigkeit der Verstimmung des Kühllichts der 2D-MOT für verschiedene Magnetfeldgradienten in der 2D-MOT ohne LIAD	49
5.5	Messung der Atomzahl in der 3D-MOT in Abhängigkeit vom LIAD-Strom und der Leistung des Kühllichts in der 2D-MOT	49
5.6	Atomzahl in der 3D-MOT beim Ein- und Auschalten des UV-Lichts zur lichtinduzierten Desorption von Atomen	50
5.7	Änderung der MOT-Fluoreszenz in Abhängigkeit der Leistungsverteilung in einem Strahlenpaar der 2D-MOT	50
5.8	Lade- und Zerfallskurven für verschiedene Magnetfeldgradienten in der 3D-MOT	51
5.9	Lade- und Zerfallskurven für verschiedene Verstimmungen des Kühllichts in der 3D-MOT	51
5.10	Optimierte Lade- und Zerfallskurve der 3D-MOT	52
5.11	Untersuchung zur Langzeitstabilität der 3D-MOT	53
5.12	Test der Frequenz-zu-Spannungskonverter	54
5.13	Schwebungsmessung zur Kontrolle der Frequenzstabilität des 3D-Kühl lasers	55
5.14	Berechnung der Änderung des Fluoreszenzsignals in Abhängigkeit der Lichtleistung und der Verstimmung	55
6.1	Analyse der Dipolfalle	60
A.1	Charakterisierung der Antireflexbeschichtung der Vakuumfenster für die Experimentkammer	63
B.1	Schaltplan der Elektronik zur Ansteuerung der mechanischen Blenden	65
B.2	Schaltplan des Messgeräts zum Auslesen der in den Teleskopenheiten verbauten Photodioden	66
B.3	Schaltplan der Elektronik zur Verstärkung der Signale der Detektionsphotodiode	66
C.1	Legende der in Kapitel 4 verwendeten Symbole.	67

D.1	Mit einer CCD-Kamera aufgenommene Abbildung der in der magneto-optischen Falle eingeschlossenen atomaren Wolke.	69
D.2	Aufnahme der Experimentkammer mit einer gefangenen Atomwolke, die mit einem roten Pfeil markiert ist.	70

TABELLENVERZEICHNIS

2.1	Werte für Rubidium-87	12
-----	---------------------------------	----

DANKSAGUNG

An dieser Stelle möchte ich PD. Dr. E. M. Rasel und Prof. Dr. W. Ertmer dafür danken, dass sie mir diese Diplomarbeit am Institut für Quantenoptik ermöglicht haben. Des Weiteren möchte ich Maic Zaiser, meinem Betreuer während dieser Zeit, insbesondere für seine Unterstützung während des Schreibens dieser Arbeit meinen Dank aussprechen. Bei den Mitarbeitern des IQO möchte ich mich für ihre vielseitige Unterstützung und die angenehme Arbeitsatmosphäre bedanken. Bei Temmo möchte ich mich für ein schönes Jahr und die interessanten Musikvideos bedanken.

Ganz besonders möchte ich mich auch bei meiner Frau Wencke für ihre Liebe und Unterstützung während meines Studiums bedanken.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbst verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

(Stefan Jöllenbeck)