Universität Hamburg

Department
Physik

Erzeugung ultrakalter atomarer Gase: Realisierung und Anwendungen

Bachelorarbeit

Marco Ellinghausen

Universität Hamburg
MIN-Fakultät, Department Physik
Institut für Laser-Physik

August 2013

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **4**

2 Physikalische Grundlagen der Laserkühlung **6**
2.1 Die Spontankraft . . . 6
2.2 Optische Melasse . . . 7
2.3 Magneto-Optische Falle . . . 8
2.4 Dopplerfreie Spektroskopie . . . 11
2.5 Rubidiumspektrum . . . 13
2.6 Frequenzmodulationsspektroskopie . . . 15

3 Experimenteller Aufbau **20**
3.1 Das Lasersystem . . . 20
3.1.1 Der Aufbau . . . 20
3.1.2 DFB-Laserdioden . . . 23
3.1.3 Akusto-Optischer Modulator . . . 24
3.2 Spektroskopie . . . 27
3.3 Aufbau des MOT-Tisches . . . 31
3.3.1 MOT-Setup . . . 31
3.3.2 MOT-Spulen . . . 31
3.3.3 Schalten der Spulen durch den MOSFET . . . 33

4 Messergebnisse und Auswertung **36**
4.1 Detektionsmethoden . . . 36
4.1.1 Fluoresenzdetektion . . . 36
4.1.2 Absorptionsdetektion . . . 36
4.2 Bestimmung der optimalen MOT-Parameter . . . 39
4.3 Time-Of-Flight Messungen . . . 41
4.4 Temperaturbestimmung . . . 43

5 Didaktische Anwendung als Praktikumsversuch **48**

6 Ausblick **50**

Zusammenfassung

Seit den 1980er Jahren wird in der Physik auf dem Gebiet der Laserkühlung geforscht und versucht, mit physikalischen Technologien Atome zu fangen und auf sehr tiefe Temperaturen zu kühlen. Mit Hilfe der Laserkühlung und anderen weiterführenden Techniken konnte so 1995 sogar das erste Bose-Einstein-Kondensat experimentell realisiert werden. Zum Fangen und Kühlen der Atome wird eine magneto-optische Falle (MOT, von engl. magneto-optical trap) verwendet. In dieser wird durch Bestrahlen mit Laserlicht bei der Resonanzfrequenz Impuls auf die Atome übertragen, wodurch diese abgebremst und dadurch gekühlt werden. In Verbindung mit einem Magnetfeld, welches das Fallenzentrum umgibt, wird zusätzlich eine ortsabhängige Kraft auf die Atome ausgeübt, so dass diese ins Fallenzentrum zurückgedrückt werden. Um die Laser auf die notwendige Resonanzfrequenz einzustellen, muss in einer Spektroskopie die Linie des notwendigen atomaren Überganges ermittelt werden.

Für das Fortgeschrittenpraktikum des Physik-Bachelorstudiums an der Universität Hamburg soll eine magneto-optische Falle als Praktikumsversuch verwendet werden, die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wurde. Die Studenten werden dann über eine Experimentsteuerung die Verstimmungen des Laserlichtes verändern, Ladekurven aufnehmen und Bilder von der sich ausbreitenden Atomwolke bei ausgeschaltetem Licht und Magnetfeld machen können. Die Möglichkeit, viele Parameter zu ändern und die Auswirkungen direkt am Experimentiertisch zu beobachten, soll den Studenten einen einfachen Zugang zu den Grundlagen der Atomphysik und der Laserphysik ermöglichen.

Dafür wurde in dreimonatiger Laborarbeit der Aufbau des gesamten Lasersystems mit einem Kühllaser und einem Rückpumplaser realisiert. Der Kühllaser kühlt die Atome, während der Rückpumplaser die Atome, die aus dem Kühlzyklus herausgefallen sind, dem System wieder zuführt. Für beide Laser wurde eine Spektoskopie auf dem Lasertisch aufgebaut, in der die notwendigen Übergangslinien im atomaren Termschema ermittelt werden. Zusätzlich wird vom Kühllaser etwas Licht zur Absorbtionsdetektion der Atomwolke in der MOT abgezweigt. Mit der Praktikums-MOT können die Atome auf Temperaturen von bis zu 540 μK gekühlt werden.

1 Einleitung

Für viele Menschen steht die Quantenmechanik als Synonym für die oft unglaubwürdige und wie an Wunder gleichende Welt der Physik. Phänomene, die in unserer Erfahrungswelt unverständlich erscheinen, werden plötzlich verständlich, wenn sie in ihrem mikroskopischen System betrachtet werden. So können auf Grundlage der Quantenmechanik auch Technologien realisiert werden, die nur mit Hilfe der klassischen Physik nicht erklärt werden können. Dies gilt auch für das Prinzip der Laserkühlung. Photonen besitzen wie Masseteilchen einen Impuls und können diesen auf ein Atom übertragen und dieses beschleunigen oder abbremsen. Da die ungeordnete Bewegung eines Ensembles von Atomen gleichbedeutend mit deren Temperatur ist, bedeutet eine Verringerung ihrer Bewegungsenergie also eine Kühlung der Atome. Mit dieser Erkenntnis war die Grundlage für die Laserkühlung gegeben. Theodor Hänsch und Arthur Schawlow waren die ersten, die im Jahre 1975 versucht haben, Atome mit Laserbestrahlung zu kühlen [1]. Da die Atome jedoch aus dem Bereich der Laserbestrahlung herausdiffundieren, ist ein Speichermedium notwendig, welches die Atome fängt und kontinuierlich weiterkühlt. William D. Phillips, Steven Chu und Claude Cohen-Tannoudji entdeckten bei ihren experimentellen und theoretischen Arbeiten, dass durch ein magnetisches Gradientenfeld unter Ausnutzung des Zeeman-Effektes auf die Atome eine ortsabhängige Kraft ausgeübt werden kann, so dass diese im Zentrum der Laserbestrahlung gefangen und weitergekühlt werden können [13]. Dies ist das Prinzip der magneto-optischen Falle (MOT), für dessen Entdeckung und Entwicklung Phillips, Chu und Cohen-Tannoudji 1997 den Nobelpreis für Physik erhielten. Ihre Entdeckungen haben damit die Tür zu einem bis dato völlig neuen Forschungsbereich der Physik geöffnet, dem der ultrakalten atomaren Gase. Mit der magneto-optischen Falle ist es möglich, Atome auf Temperaturen von unter 100 Nanokelvin zu kühlen. Das Prinzip der Laserkühlung bietet also die Möglichkeit, das Verhalten eines atomaren Gases bei ultrakalten Temperaturen zu erforschen und verstehen zu können, wie sich Materie in solchen Grenzfällen verhält. Durch das magneto-optische Fangen und Kühlen von Atomen ist es beispielsweise Eric A. Cornell, Carl E.Wieman und Wolfgang Ketterle 1995 gelungen, dass 1924 von Satyendranath Bose und Albert Einstein theoretisch vorhergesagte Bose-Einstein-Kondensat (BEC) experimentell zu realisieren [14]. Beim BEC kondensieren aufgrund der ultrakalten Temperatur alle Atome des atomaren Gases in den selben energetischen Grundzustand und bilden somit eine makroskopische Wellenfunktion, die aus Millionen von Atomen besteht und Ausdehnungen bis in den Millimeterbereich erreichen kann. Die Nutzung der MOT-Technologie bietet somit die Möglichkeit eines experimentellen Fensters in die Welt der Quantenphysik und die Erforschung quantenmechanischer Phänomene. [14]

In dieser Bachelorarbeit sollen die theoretischen Grundlagen der Erzeugung ultrakalter atomarer Gase erklärt und deren Realisierung in einer magneto-optische Falle experimentell dargestellt werden. Dafür wurde eine magneto-optische Falle mit dazugehörigem Lasersystem aufgebaut, die im Institut für Laserphysik der Universität Hamburg später als Praktikumsversuch im Fortgeschrittenenpraktikum der Bachelorstudenten dienen soll. Die magneto-optische Falle bietet nicht nur die Möglichkeit, Studenten die Grundlagen

der Atomphysik, der Laserkühlung und der Laserspektroskopie anschaulich zu erklären, sondern sie bietet auch die Veranschaulichung einer Technologie, die heutzutage in vielen technischen Bereichen Anwendung findet. So wird die Kühlung und Speicherung von Atomen durch Laserbestrahlung heutzutage vielerorts für das Betreiben von Atomuhren oder Atominterferometern genutzt. Der Schwerpunkt dieser Arbeit soll jedoch auf die theoretischen Grundlagen und die experimentelle Realisierung sowie die didaktischen Möglichkeiten dieses physikalischen Phänomens gelegt werden, als auf die konkrete Anwendung in der Technik.

Dafür besteht diese Bachelorarbeit aus vier Teilen. Das Kapitel 2 soll die theoretischen Grundlagen der Laserkühlung, der magneto-optischen Falle und der Laserspektroskopie am Beispiel von Rubidium erklären, da dieses Element in der Praktikums-MOT gefangen werden soll. Dann wird im Kapitel 3 der experimentelle Aufbau der magneto-optischen Falle und des Lasersystems beschrieben, welcher während der vorhergegangen dreimonatigen Laborarbeit realisiert wurde. Dieses Kapitel soll die Funktionsweise und den Nutzen der einzelnen Teile des Experimentaufbaus veranschaulichen und auch explizit zeigen, welche Arbeit in den drei Monaten im Labor durchgeführt wurde. Dies wird mit Hilfe von Zahlen, Grafiken und Messwerten über den Aufbau des Lasersystems, der Spektroskopie und der Magnetspulen untermauert. Im Kapitel 4 werden dann die Eigenschaften der verwendeten Praktikums-MOT wie zum Beispiel ihre Parameter dargestellt und die Temperatur der gefangenen Atome bestimmt. Diese Kapitel soll zeigen, welche physikalischen Möglichkeiten die Praktikums-MOT bietet und gleichzeitig ihre Funktionsweise an konkret gemessenen Zahlen veranschaulichen. Das Kapitel 5 geht dann noch einmal auf die didaktischen Möglichkeiten dieses Experimentes in der Anwendung als Praktikumsversuch ein und soll klären, was Studenten bei diesem Experiment nun genau lernen können. Als letztes bietet das Kapitel 6 einen Ausblick, wie die Arbeit an der Praktikums-MOT weitergeführt werden soll und wie das Experiment noch weiter aufbereitet werden muss, damit es dann ab September im Fortgeschrittenenpraktikum verwendet werden kann.

2 Physikalische Grundlagen der Laserkühlung

2.1 Die Spontankraft

Aus der Quantenmechanik ist bekannt, dass Licht mit Materie wie zum Beispiel Atomen wechselwirken kann und umgekehrt. Die Photonen übertragen dabei ihre Energie und ihren Impuls auf das Atom und regen dieses in einen energetisch höheren Zustand an. Des weiteren ist die mittlere Geschwindigkeit eines Ensembles von Atomen proportional zu deren Temperatur. Diese Tatsache brachte Hänsch und Schawlow im Jahre 1975 auf die Idee, Atome mit Laserlicht abzubremsen und so zu kühlen [1]. Bei dieser sogenannten Dopplerkühlung wird das Atom entgegen seiner Bewegungsrichtung mit einem Laserstrahl nahe seiner Resonanzfrequenz ν_0 bestrahlt. Zur Anschaung soll hier ein atomares Zwei-Niveau-System betrachtet werden. Wird das Atom im Grundzustand $|g\rangle$ von einem Photon mit der Resonanzfrequenz ν_0 getroffen, so wird das Atom in den angeregten Zustand $|e\rangle$ überführt. Da sich das Atom jedoch auf das Licht des Lasers zubewegt, sieht es aufgrund des Dopplereffektes das Photon in seiner Frequenz blauverstimmt. Das Atom muss also mit einer zur Resonanzfrequenz rotverstimmten Laserfrequenz $\nu_L < \nu_0$ bestrahlt werden, um in den angeregten Zustand überführt zu werden [2]. Nach einer bestimmten Zeit, die der Lebensdauer τ dieses Zustandes entspricht, zerfällt das Atom wieder in den Grundzustand und emittiert ein Photon der Frequenz ν_0 in eine beliebige Raumrichtung. Da diese Spontanemissionen für eine große Anzahl von Absorptions-Emissionszyklen q statistisch über alle Raumrichtugen gleich verteilt sind, geht der Rückstoßimpuls auf das Atom beim Zurückfallen in den Grundzustand gegen Null [10]. Es wird somit beim Bestrahlen des Atoms der Gesamtimpuls

$$\Delta\vec{p} = q\,\hbar\,\vec{k} + \sum \hbar\,\vec{k}_{Emission} \approx q\,\hbar\,\vec{k} \tag{2.1}$$

übertragen. $\vec{k}$ ist dabei der Wellenzahlvektor des Photons und $\hbar$ das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum. Der auf das Atom übertragene Gesamtimpuls pro Zeitdauer T der Absorptions-Emissionszyklen ergibt dann die Spontankraft

$$\vec{F}_{Spon} = \hbar\,\vec{k}\,\Gamma_s \tag{2.2}$$

welche durch die Lichteinstrahlung auf das Atom übertragen wird. $\Gamma_s = \frac{q}{T}$ ist dabei die Streurate des Atoms. Diese ist ebenfalls gegeben durch

$$\Gamma_s = \gamma\,\frac{s_0}{1 + s_0 + \left(2\,\frac{\delta'}{\gamma}\right)^2} \tag{2.3}$$

mit der spontanen Zerfallsrate $\gamma = \frac{1}{\tau}$ des angeregten Zustandes $|e\rangle$. s_0 ist dabei das Verhältnis aus einstrahlender Laserintensität I_0 auf den Kühlübergang und der Sättigungsintensität I_s des Überganges. $\delta' = \omega_L - \omega_0 - \vec{k}\,\vec{v}$ ist die effektive Frequenzverstimmung des Lasers und hängt aufgrund des Dopplereffektes von der Geschwindigkeit $\vec{v}$ des Atoms

ab [2]. Wenn nun dieser Ausdruck in Gleichung 2.3 eingesetzt wird, dann ergibt sich die Spontankraft in Gleichung 2.2 zu

$$\vec{F}_{Spon} = \hbar\,\vec{k}\,\gamma\,\frac{s_0}{1 + s_0 + \left(2\,\frac{\omega_L - \omega_0 - \vec{k}\,\vec{v}}{\gamma}\right)^2} \tag{2.4}$$

Es wird also offensichtlich, dass die Spontankraft des Laserlichts auf das Atom von der Geschwindigkeit des Atoms abhängt und somit die Form einer Reibungskraft erhält.[2]

2.2 Optische Melasse

Wenn das Atom nun von zwei entgegenlaufenden rotverstimmten Laserstrahlen bestrahlt wird, dann wirkt auf das Atom die Gesamtkraft

$$\vec{F}_{ges} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 \tag{2.5}$$

$$= \hbar\,\vec{k}\,\gamma\,\frac{s_0}{1 + s_0 + \left(2\,\frac{\delta - \vec{k}\,\vec{v}}{\gamma}\right)^2} - \hbar\,\vec{k}\,\gamma\,\frac{s_0}{1 + s_0 + \left(2\,\frac{\delta + \vec{k}\,\vec{v}}{\gamma}\right)^2} \tag{2.6}$$

$\delta = \omega_L - \omega_0$ ist dabei die Frequenzverstimmung des Lasers ohne Dopplerverschiebung. Führt man nun eine Taylor-Entwicklung erster Ordnung um $\vec{v}' = 0$ durch, so erhält man näherungsweise für die Gesamtkraft [3]

$$\vec{F}_{Spon} = -\alpha\,\vec{v} \tag{2.7}$$

mit dem Reibungskoeffizienten

$$\alpha = \frac{8\,\hbar\,k^2\,\delta\,s_0\,\vec{v}}{\gamma\left(1 + s_0 + \left(\frac{2\,\delta}{\gamma}\right)^2\right)^2} \tag{2.8}$$

Das Atom erfährt also unter dem Lichtdruck eine zur Geschwindigkeit entgegengerichtete Gesamtkraft, welche in Abbildung 2.1 veranschaulicht wird. Für kleine Geschwindigkeiten ist die entgegenwirkende Reibungskraft also proportional zur Atomgeschwindigkeit und das Atom wird in seiner Bewegungsrichtung abgebremst.

Werden die Atome aus allen drei Raumrichtungen mit Laserlicht bestrahlt, so können sie in jeder beliebigen Bewegungsrichtung abgebremst und gekühlt werden. Allerdings ist es nicht möglich, die Atome bis zum absoluten Nullpunkt zu kühlen. Da die Atome bei jedem Absorptions-Emissionszyklus einen Rükstoßimpuls erfahren, nehmen sie wieder kinetische Energie auf und somit erhöht sich wieder ihre Temperatur. Vergleicht man die mittlere Kühlrate mit der mittleren Heizrate für eine große Anzahl von Absorptions-Emissionszyklen, so erhält ergibt sich eine Grenztemperatur $T_D = \frac{\hbar\,\Gamma}{2\,k_B}$, unter welche die Atome nicht gekühlt werden können. Allerdings haben Experimente einer Forschungsgruppe vom National Institute of Standards and Technology in Washington ergeben, dass durch Laserkühlung Temperaturen realisiert werden können, die weit unter der Grenztemperatur T_D liegen [4]. Man erhält eine sogenannte optische Melasse, in der sich die Atome wie in einer viskosen Flüssigkeit bewegen und nur noch diffuse Zufallsbewegungen ausführen [3].

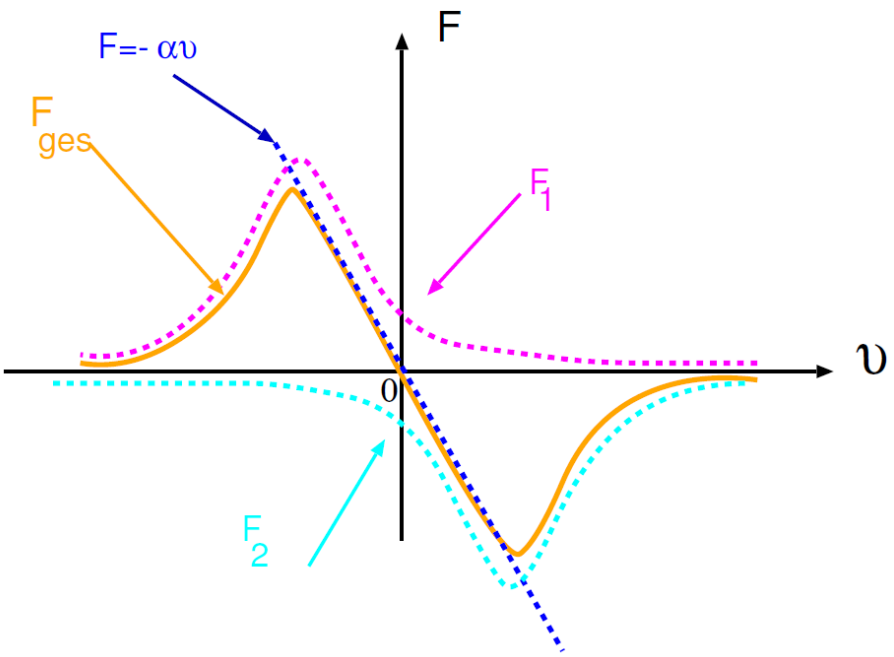


Abbildung 2.1: Reibungskraft in der optischen Melasse. Die Abbildung zeigt die auf das Atom wirkenden Kräfte in Abhängigkeit der Geschwindigkeit des Atoms. Die Gesamtkraft ist für kleine Geschwindigkeiten proportional zur Atomgeschwindigkeit und der Bewegungsrichtung entgegengerichtet. Diese Abbildung wurde der Diplomarbeit von Hosnieh Safaei entnommen. [2]

2.3 Magneto-Optische Falle

Da die Atome in der optischen Melasse nur eine geschwindigkeitsabhängige und keine ortsabhängige Kraft erfahren und nicht bis zur Geschwindigkeit $v = 0$ gekühlt werden können, ist es möglich, dass die Atome aus dem Kühlbereich herausdiffundieren. Um die Atome zu fangen, ist also auch eine ortsabhängige Kraft nötig, welche die Atome in den Kühlbereich zurückbringt. Dies wird in der magneto-optischen Falle realisiert. Um den Kühlbereich wird eine Anti-Helmholzspulenanordnung wie in Abbildung 2.2 aufgebaut, so dass im Kühlbereich ein linear ansteigendes Magnetfeld der Form $\vec{B}(z) = A\,\vec{z}$ entsteht. Betrachtet man ein Zwei-Niveau-Atom mit dem Grundzustand $F = 0$ und dem angeregten Zustand $F = 1$, so erfährt der erste angeregte Zustand im räumlichen Magnetfeld eine Zeeman-Aufspaltung. Er wird in drei Zeeman-Unterzustände $m_F = -1, 0, 1$ aufgespalten. Die Resonanzfrequenz des ersten angeregten Zustandes ergibt sich damit zu

$$\nu(z) = \nu_0 + \frac{g\,\hbar\,m_F\,\mu_B\,B(z)}{\hbar} \tag{2.9}$$

wobei g der Landé-Faktor und μ_B das Bohrsche Magneton ist. [5]

Werden die Atome im äußeren Magnetfeld nun mit zwei entgegenlaufenden, zur Resonanzfrequenz ν_0 rotverstimmten Laserstrahlen bestrahlt, von denen der eine σ^+ und der andere σ^- polarisiert ist, so wird wegen der Drehimpulserhaltung der Grundzustand $F = 0, m_F = 0$ durch σ^+-Licht in den ersten angeregten Zustand $F = 1, m_F = +1$ und durch σ^--Licht in den ersten angeregten Zustand $F = 1, m_F = -1$ angehoben [5]. Da in einer MOT ein äußeres Magnetfeld der Form $\vec{B}(z) = A\,\vec{z}$ vorliegt, ist der Zustand $F = 1, m_F = +1$ im Bereich $z < 0$ energetisch niedriger als der Zustand $F = 1, m_F = -1$

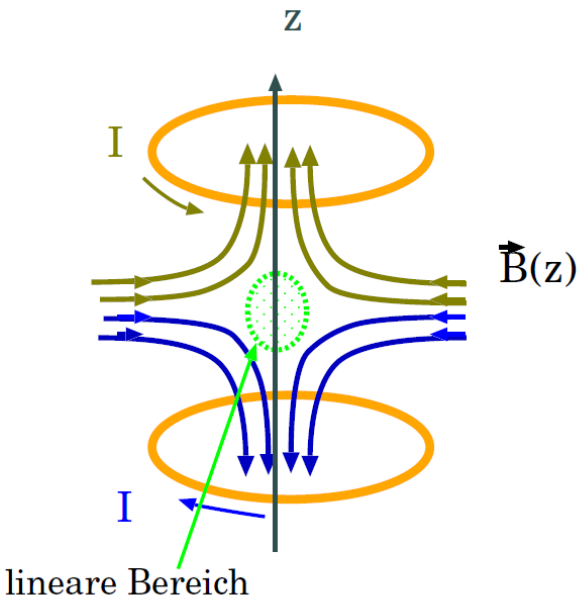


Abbildung 2.2: Aufbau der Anti-Helmholtzspulen. Die in den Spulen entgegenlaufenden Ströme erzeugen ein Magnetfeld, welches sich im Zentrum der beiden Spulen aufhebt und in einem kleinen Bereich um $z = 0$ linear ansteigt. Diese Abbildung wurde der Diplomarbeit von Hosnieh Safaei entnommen. [2]

und liegt näher an der Frequenz des einfallenden Laserstrahls. Im Bereich $z > 0$ ist der Zustand $F = 1, m_F = -1$ energetisch niedriger und liegt somit näher an der Frequenz des Laserstrahles. Im Bereich $z < 0$ steigt also die Wahrscheinlichkeit der Atome, σ^+-Licht zu absorbieren und im Bereich $z > 0$ die Wahrscheinlichkeit, σ^- Licht zu absorbieren [3]. Dies wird in Abbildung 2.3 veranschaulicht. Die effektive Frequenzverstimmung $\delta'_\pm$ des Lasers kann unter Berücksichtigung des Magnetfeldes geschrieben werden als

$$\delta'_\pm = \omega_L - \omega_0(z) - \vec{k}\,\vec{v} \tag{2.10}$$

$$= \omega_L - \omega_0 \mp \vec{k}\,\vec{v} \pm \frac{2\,\pi\,g\,\hbar\,m_F\,\mu_B\,B(z)}{\hbar} \tag{2.11}$$

$\delta_\pm = \omega_L - \omega_0 \pm \frac{2\,\pi\,g\,\hbar\,m_F\,\mu_B\,B(z)}{\hbar}$ ist dabei die Frequenzverstimmung ohne Dopplerverschiebung und wird in Abbildung 2.3 durch den Abstand der Laserfrequenz zu den jeweiligen Resonanzfrequenzen $\omega_0(z)$ der ersten angeregten Zustände $F = 1, m_F = \pm 1$ dargestellt [2]. Werden in einer MOT also Laserstrahlen aus negativer Richtung mit σ^+-Polaristaion und aus positiver Richtung mit σ^--Polarisation ins Fallenzentrum gestrahlt, so ist die Laserverstimmung $\delta_+ < \delta_-$ für solche Atome, die sich in negativer Richtung aus dem Fallenzentrum entfernen. Diese Atome absorbieren also größtenteils Licht aus negativer Richtung und werden ins Fallenzentrum zurückgedrängt. Für Atome, die sich in positiver Richtung aus dem Fallenzentrum entfernen, ist die Laserverstimmung $\delta_+ > \delta_-$ und sie absorbieren größtenteils Licht aus positiver Richtung, was sie ebenfalls ins Fallenzentrum zurückdrängt [3].

Die Atome erfahren also ein Strahlungsungleichgewicht, wenn sie sich aus dem Fallenzentrum entfernen und werden ins Fallenzentrum zurückgedrängt, wo sie sich als Atomwolke sammeln [2]. Die Gesamtkraft auf ein Atom mit zufälliger Bewegung in eine Richtung

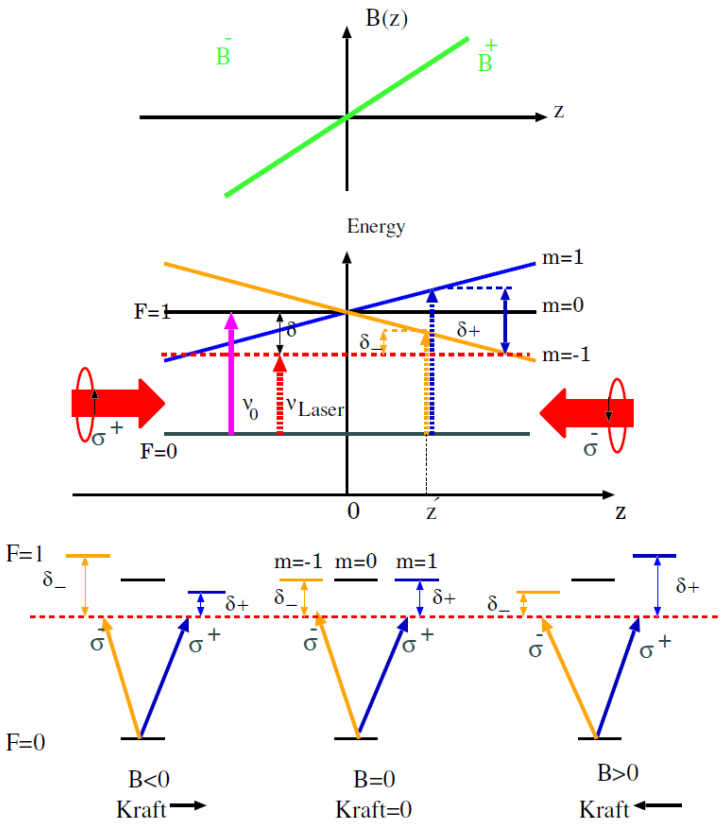


Abbildung 2.3: Wirkungsweise einer MOT. Ein linear ansteigendes Magnetfeld führt in negativer Richtung zu einer Vertauschung der Energieniveaus des ersten angeregten Zustandes $F = 1, m_F = \pm 1$ eines Atoms. In negativer Richtung steigt somit die Absorptionswahrscheinlichkeit von σ^+-polarisiertem Licht und in positiver Richtung die von σ^--polarisiertem Licht. Ein Strahlungsungleichgewicht drängt die Atome somit zurück ins Fallenzentrum. Diese Abbildung wurde der Diplomarbeit von Hosnieh Safaei entnommen. [2]

lässt sich also unter Berücksichtigung des magnetfeldabhängigen Terms wie in Gleichung 2.5 schreiben als

$$\vec{F}_{ges} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 \tag{2.12}$$

$$= \hbar \vec{k} \gamma \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(2 \frac{\omega_L - \omega_0 - \vec{k}\,\vec{v} + \frac{2\pi g \hbar m_F \mu_B B(z)}{\hbar}}{\gamma}\right)^2} - \hbar \vec{k} \gamma \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(2 \frac{\omega_L - \omega_0 + \vec{k}\,\vec{v} - \frac{2\pi g \hbar m_F \mu_B B(z)}{\hbar}}{\gamma}\right)^2} \tag{2.13}$$

Führt man für die Gesamtkraft nun wieder eine Taylor-Entwicklung erster Ordnung für kleine Geschwindigkeiten um $v' = 0$ und für kleine Abstände vom magnetischen Nullpunkt um $z' = 0$ durch, so erhält man für die Gesamtkraft [3]

$$\vec{F}_{ges} = -\alpha\,\vec{v} - \kappa\,\vec{z} \tag{2.14}$$

Die Kraft auf ein Atom in der magneto-optischen Falle hat also einen Reibungsterm $-\alpha\,\vec{v}$ mit Reibungskoeffizienten α wie in Kapitel 2.2 und einen ortsabhängigen Term $-\kappa\,\vec{z}$. κ wirkt dabei wie die Schwingungskonstante eines harmonischen Oszillators [3]. Dieser ortsabhängige Term bewirkt die rücktreibende Kraft auf solche Atome, die sich aus dem Fallenzentrum entfernen und somit in der MOT gefangen werden. Diese Funktionsweise lässt sich wie in Abbildung 2.4 auf drei Dimensionen übertragen, so dass in jeder Raumrichtung in entgegenlaufender Richtung Laserstrahlen mit σ^+-Polarisation aus negativer Richtung und σ^--Polarisation aus positiver Richtung in die MOT gestrahlt werden. Auch wenn die meisten Atome keine Zwei-Niveau-Termschemen besitzen, kann das hier erklärte Prinzip genutzt werden, um Atome in einer magneto-optischen Falle zu fangen und auf sehr tiefe Temperaturen zu kühlen [3].

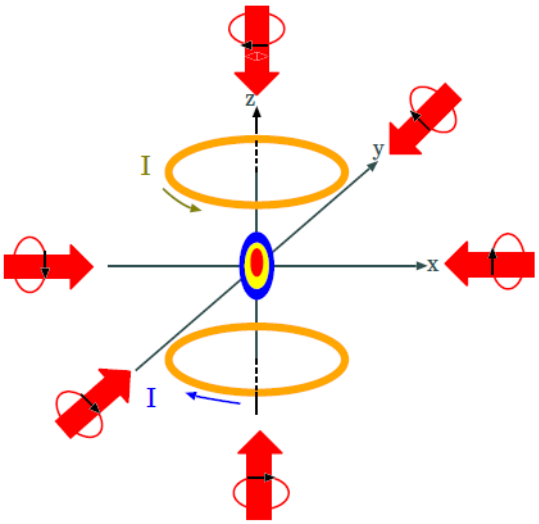


Abbildung 2.4: Aufbau einer magneto-optischen Falle. Die Atome in der MOT werden in allen drei Raumrichtungen mit entgegenlaufenden und entsprechend polarisierten Laserstrahlen bestrahlt. Diese Abbildung wurde der Diplomarbeit von Hosnieh Safaei entnommen. [2]

2.4 Dopplerfreie Spektroskopie

Um in einer MOT Atome mit Laserstrahlen ablenken und kühlen zu können, muss die Frequenz des Laserstrahls sehr genau auf die atomare Resonanzfrequenz des genutzten atomaren Überganges stabilisiert werden [2]. Dies wird mit Hilfe einer Spektroskopie gemacht. Da die Atome bei ihrer Brownschen Bewegung jedoch der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung unterliegen, hat die Besetzungsdichte des Grundzustands die Form einer Gaußverteilung um die Geschwindigkeit $v = 0$ wie in Abbildung 2.5 dargestellt [6]. Für die Spektroskopie wird die zu untersuchende Atomsorte, die sich als Dampf in einer Glaszelle befindet, über einen größeren Frequenzbereich mit Laserlicht bestrahlt. Der Laserstrahl durchläuft dabei auf dem Hinweg die Substanz, wird danach an einem Spiegel in sich selbst reflektiert und durchläuft die Substanz auf dem Rückweg ein zweites Mal. Die Intensität des Laserstrahles wird dann über eine Photodiode gemessen.

Werden die zu untersuchenden Atome über einen größeren Frequenzbereich mit Laserlicht

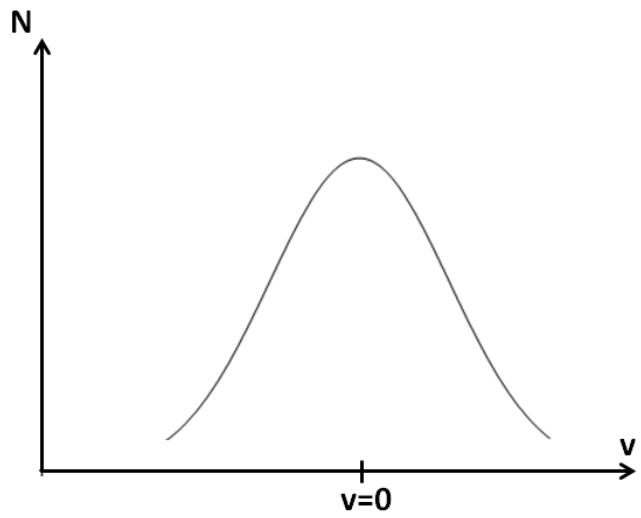


Abbildung 2.5: Besetzungsdichte der Atome im Grundzustand. Die Besetzungsdichte der Atome im Grundzustand hat die Form einer Gaußkurve um $v = 0$.

bestrahlt, so können die Atome mit Geschwindigkeit $v \neq 0$ aufgrund des Dopplereffektes auch Laserlicht mit einer Freuquenz verschieden der Resonanzfrequenz des atomaren Überganges absorbieren. Ein Atom mit Geschwindigkeit $-v$ wird auf dem Hinweg Laserlicht der Frequenz $\omega_L = \omega_0 - k\,v$ absorbieren, wobei ω_0 die Resonanzfrequenz des atomaren Überganges ist. Auf dem Rückweg wird der Laserstrahl von den Atomen dieser Geschwindigkeitsklasse nicht beeinflusst werden, sondern von Atomen der Geschwindigkeit $+v$ absorbiert werden [7]. Das Laserlicht brennt also für die Geschwindigkeit $\pm, v$ wie in Abbildung 2.6 dargestellt zwei Löcher in die Besetzungsdichte des atomaren Grundzustands. Da dies für alle Laserfrequenzen $\omega_L \neq \omega_0$ der Fall sein wird, wird die Besetzungsdichte des Grundzustandes stark abnehmen und das Laserlicht wird nach Hin- und Rückweg durch die Dampfzelle größtenteils absorbiert sein. Der Frequenzbereich der atomaren Linienbreite ist wie in Abbildung 2.7 dargestellt dopplerverbreitert und die nach dem Durchgang durch die Dampfzelle gemessene Intensität ist sehr gering. Da die Dopplerbreite im allgemeinen viel größer als die atomare Linienbreite des zu untersuchenden Überganges ist, wäre es somit eigentlich nicht möglich, die Spektrallinie des Überganges scharf zu messen [6]. Da jedoch die Atome der Geschwindigkeitsklasse $v = 0$ das Laserlicht mit der Resonanzfrequenz ω_0 schon auf dem Hinweg absorbiert haben, kann dieses Licht die Dampfzelle auf dem Rückweg ungehindert passieren, so dass im Spektrum genau bei der Resonanzfrequenz ω_0 ein schmaler Intensitätspeak sichtbar wird (siehe Abbildung 2.7). Mit Hilfe dieses nach Willis Lamb benannten Lamb-Dips kann die genaue Lage der atomaren Resonanzlinie in Größenordnung der natürlichen Linienbreite bestimmt werden [6]. Die Spektrallinien atomarer Übergänge können somit ohne Dopplerverbreiterung in viel höherer Auflösung durch dopplerfreie Spektroskopie sichtbar gemacht werden. [2]

Da ein Atom von einem Grundzustand $|g\rangle$ aus meistens in mehrere angeregte Zustände $|e_1\rangle$ und $|e_2\rangle$ mit verschiedenen Resonanzfrequenzen $\omega_1 < \omega_2$ angeregt werden kann, machen sich im Spektrum einer Atomsorte auch noch sogenannte Cross-Over-Resonanzen bemerkbar [2]. Hat das Laserlicht die Frequenz $\omega_L = \frac{\omega_1+\omega_2}{2}$, so kann es wie in Abbildung 2.8 auf dem Hinweg Atome mit entsprechender Geschwindigkeit $-v = -\frac{\omega_2-\omega_1}{2\,k}$ aus dem

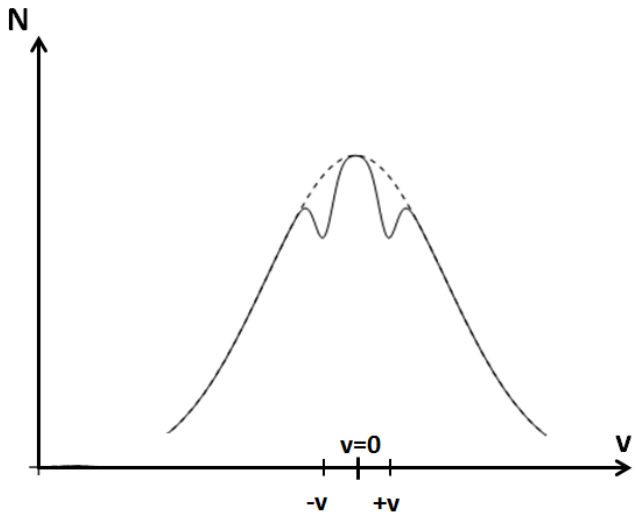


Abbildung 2.6: Löcher in der Besetzungsverteilung. Der Laserstrahl wird von den Atomen mit Geschwindigkeit $\pm, v$ absorbiert, so dass an dieser Stelle Löcher in die Besetzungsverteilung gebrannt werden.

Grundzustand in den Zustand $|e_1\rangle$ anregen und Atome mit Geschwindigkeit $+v$ aus dem Grundzustand in den Zustand $|e_2\rangle$ anregen. Auf dem Rückweg würde das Laserlicht dann Atome mit Geschwindigkeit $+v$ in den Zustand $|e_1\rangle$ und Atome mit Geschwindigkeit $-v$ in den Zustand $|e_2\rangle$ anregen. Da jedoch schon auf dem Hinweg fast alle Atome angeregt wurden, die mit der Frequenz ω_L resonant sind, befinden sich auf dem Rückweg nur noch sehr wenige Atome in der Dampfzelle, die das Laserlicht absorbieren, so dass für die Cross-Over-Frequenz die gemessene Intensität sehr groß wird. Wie in Abbildung 2.9 dargestellt ergeben Cross-Over-Resonanzen im Spektrum ein viel besseres Signal, weil die gemessene Laserintensität viel größer ist als bei den Lamb-Dips. Mit $\omega_L = \frac{\omega_1+\omega_2}{2}$ und der Dopplerverschiebung $k\,v = \frac{\omega_2-\omega_1}{2}$ lassen sich die Spektrallinien der Übergänge $|g\rangle \rightarrow |e_1\rangle$ und $|g\rangle \rightarrow |e_2\rangle$ dann sehr genau bestimmen.

2.5 Rubidiumspektrum

Als Element für die Praktikums-MOT soll Rubidium genutzt werden, da es viele Diodenlaser gibt, die zu den Kühlübergängen von Rubidium resonantes Licht emitieren und die Kühlübergänge von Rubidium im sichtbaren bis infraroten Bereich liegen [2]. Rubidium ist ein Alkalimetall und besitzt im Grundzustand vier vollbesetzte Unterschalen sowie ein Valenzelektron in der äußersten Schale, weshalb es ein wasserstoffähnliches Spektrum aufweist. Rubidium tritt in der Natur zu $27,83\%$ als ^{87}Rb und zu $72,17\%$ als ^{85}Rb auf [2]. Durch Addition von Drehimpuls $\vec{L}$ und Spin $\vec{S}$ des Valenzelektrons $5s^1$ zum Elektronendrehimpuls $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ ergibt sich mit $L = 0$, $S = 1/2$ und $J = |L - S|, ..., |L + S|$ der Grundzustand von Rubidium als $5^2S_{1/2}$ [6]. $n^{2\,s+1}L_J$ ist dabei die spektroskopische Bezeichnung des Zustandes. L bezeichnet die Bahndrehimpulsquantenzahl, S die Spinquantenzahl und J die Quantenzahl des Elektronendrehimpuls. Der Übergang in den ersten angeregten Zustand $5^2P_{1/2}$ mit $L = 1$ wird im Spektrum als D_1-Linie bezeichnet und liegt

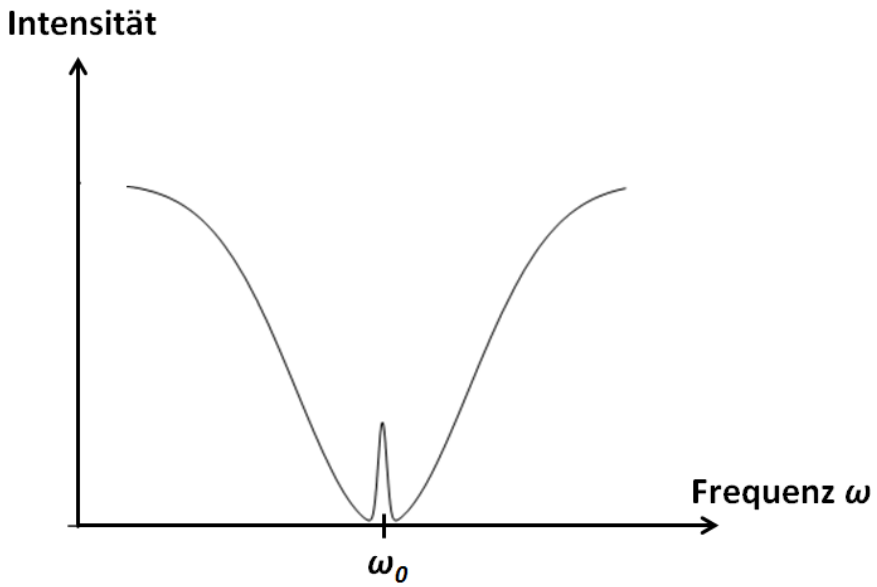


Abbildung 2.7: Absorbtionslinie mit Lamb-Dip. Die Linienbreite des atomaren Überganges wird durch den Dopplereffekt verbreitert. Für diesen Frequenzbereich wird die gemessene Intensität sehr gering. Bei der Resonanzfrequenz $\omega_L = \omega_0$ wird der rücklaufende Strahl nicht mehr absorbiert und es entsteht ein Intensitätspeak (Lamb-Dip).

im nahinfraroten Bereich (795 nm) über dem Grundzustand. Für die Kühlung in der MOT ist der Übergang zum zweiten angeregten Zustand $5^2P_{3/2}$ von Bedeutung, welcher als D_2-Linie bezeichnet wird. Hier koppeln Drehimpuls L und Spin S zum Gesamtimpuls $J = 3/2$ [2]. Der zweite angeregte Zustand liegt ebenfalls im nahinfraroten Bereich (780 nm) über dem Grundzustand.

Durch die Wechselwirkung des Kernspins mit dem Magnetfeld des Valenzelektrons erfolgt eine weitere Aufspaltung des Spektrums. Man erhält durch Addition von Kernspin $\vec{I}$ und Elektronendrehimpuls $\vec{J}$ zum Gesamtdrehimpuls $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$ mit $F = |I - J|, ..., |I + J|$ die Hyperfeinstruktur des Rubidiumspektrums [6]. Da der Kernspin von ^{85}Rb $I = 5/2$ beträgt, ergeben sich im $5^2S_{1/2}$-Niveau die Grundzustände $F = 2, 3$ sowie im $5^2P_{3/2}$-Niveau die angeregten Zustände $F' = 1, 2, 3, 4$. ^{87}Rb hat einen Kernspin $I = 3/2$ und deshalb die Grundzustände $F = 1, 2$ sowie die angeregten Zustände $F' = 0, 1, 2, 3$. Abbildung 2.10 veranschaulicht die Termschemen von ^{85}Rb und ^{87}Rb. Die Aufspaltung der Hyperfeinkomponenten des Grundzustandes $5^2S_{1/2}$ beträgt bei ^{85}Rb $3,035$ GHz. Da die Dopplerbreite von Rubidium bei Raumtemperatur ca. 500 MHz beträgt [2] und somit kleiner als die Aufspaltung des Grundzustandes ist, erhält man bei einfacher Absorptionsspektroskopie wie in Abbildung 2.11 dargestellt zwei Dopplerberge, die $3,035$ GHz auseinander liegen. Nach den Auswahlregeln von Dipolübergängen $\Delta F = 0, \pm 1$ sind für die Grundzustände $F = 2$ und $F = 3$ von ^{85}Rb die Übergänge $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2, 3$ und $F = 3 \rightarrow F' = 2, 3, 4$ möglich. Im Rubidiumspektrum sieht man somit bei dopplerfreier Spektroskopie im ersten Dopplerberg von ^{85}Rb die Lamb-Dips von $F = 3 \rightarrow F' = 2$, dann die von $F = 3 \rightarrow F' = 3$ und $F = 3 \rightarrow F' = 4$ (siehe Abbildung 2.11). Zwischen $F' = 2$ und $F' = 3$ liegt noch der Cross-Over-Dip CO(2,3) und zwischen $F' = 3$ und $F' = 4$ diejenigen Cross-Over-Resonanzen CO(2,4) und CO(3,4). Im $3,035$ GHz entfernten Dopplerberg liegen dann die

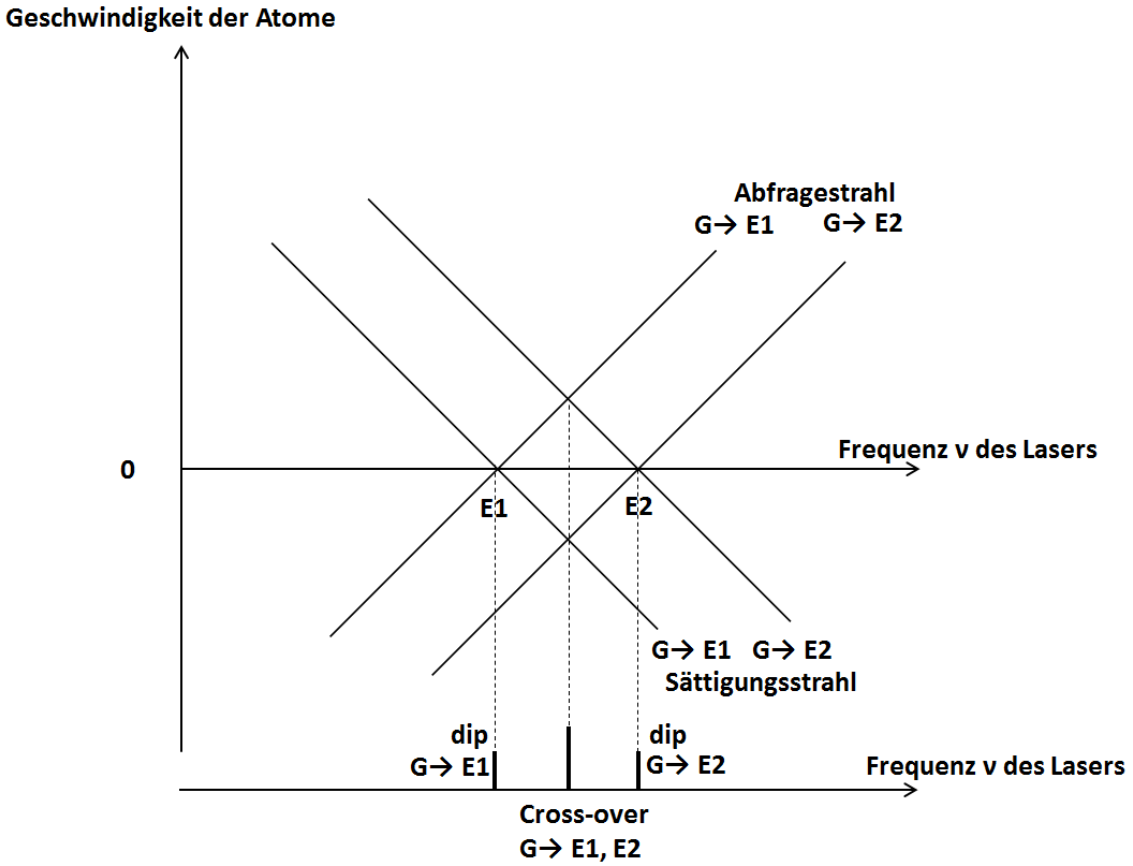


Abbildung 2.8: Entstehung einer Cross-Over-Resonanz. Der einlaufende Lichtstrahl (Sättigungsstrahl) kann Atome vom Grundzustand G in die Zustände E_1 und E_2 anheben. Da der rücklaufende Lichtstrahl (Abfragestrahl) genau mit der anderen Geschwindigkeitsklasse wechselwirkt, wird das Medium für den rücklaufenden Strahl transparent und es kommt zu einem Cross-Over-Dip.

Lamb-Dips von $F = 2 \rightarrow F' = 1$, $F = 2 \rightarrow F' = 2$ und $F = 2 \rightarrow F' = 3$, zwischen $F' = 1$ und $F' = 2$ die Cross-Over-Resonanz CO(1,2)und zwischen $F' = 2$ und $F' = 3$ diejenigen Cross-Over-Resonanzen CO(1,3)und CO(2,3). Diese beiden Dopplerberge werden von den Dopplerbergen von ^{87}Rb eingeschlossen, welche aufgrund der Grundzustandsaufspaltung von $6,835\,\text{GHz}$ auch im Spektrum $6,835\,\text{GHz}$ auseinanderliegen. In den Dopplerbergen erkennt man wieder die Lamb-Dips von $F = 2 \rightarrow F' = 1$, $F = 2 \rightarrow F' = 2$ und $F = 2 \rightarrow F' = 3$ im ersten Dopplerberg und die von $F = 1 \rightarrow F' = 0$, $F = 1 \rightarrow F' = 1$ und $F = 1 \rightarrow F' = 2$ im zweiten Dopplerberg mit den entsprechenden Cross-Over-Dips wie im ^{85}Rb-Spektrum dazwischen. Die unterschiedliche Tiefe der Dopplerberge lässt auf die Verhältnisse des natürlichen Vorkommens von ^{85}Rb und ^{87}Rb schließen. Der Dopplerberg von ^{85}Rb ist viel tiefer, da ^{85}Rb viel häufiger als ^{87}Rb ist und somit in der Spektroskopiezelle viel mehr Licht von ^{85}Rb als von ^{87}Rb absorbiert wird [2].

2.6 Frequenzmodulationsspektroskopie

Die Rubidiumspektroskopie wird letztendlich durchgeführt, um den Laser auf die genauen Resonanzfrequenzen der relevanten atomaren Übergänge beim Fangen in der MOT

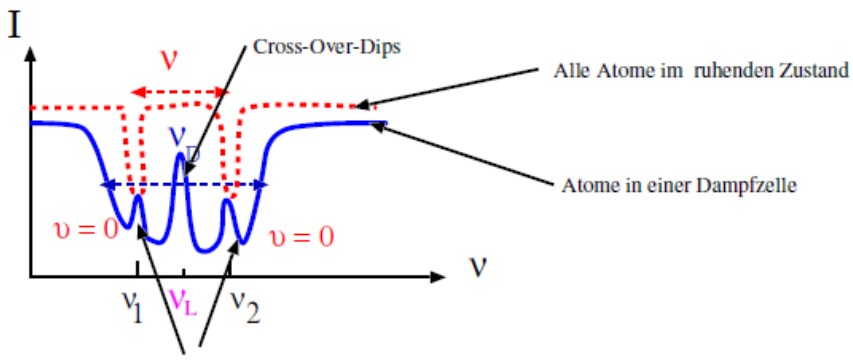


Abbildung 2.9: Cross-Over-Resonanz im Spektrum. Man sieht die Dopplerverbreiterung des atomaren Überganges und die Lamb-Dips bei den Resonanzfrequenzen ν_1 und ν_2. Bei $\nu_L = \frac{\nu_1+\nu_2}{2}$ entsteht die Cross-Over-Resonanz. Der Abstand zwischen ν_L und $\nu_{1,2}$ ergibt die Dopplerverschiebung. Die rote gestrichelte Linie zeigt die Intensitätsverteilung, wenn alle Atome ruhen würden. Diese Abbildung wurde der Diplomarbeit von Hosnieh Safaei entnommen. [2]

locken zu können. Da die Lockbox den Laser nur auf Nulldurchgänge im Rubidiumspektrum locken kann, ist es notwendig, die Maxima im Spektrum, bei denen Lamb-Dips oder Cross-Over-Dips vorliegen, in Nulldurchgänge umzuwandeln. Dies geschieht mit Hilfe der Frequenz-Modulations-Spektroskopie (FM-Spektroskopie). Dem elektrischen Feld der Laserlichtwelle wird mit einem elektro-optischen Modulator (EOM) eine Hochfrequenz ω_M aufmoduliert.

$$E(t) = E_0 \exp^{i\,\omega_L\,t + i\,M\,\sin\omega_M\,t} + c.c. \tag{2.15}$$

Hat die modulierte Frequenz eine kleine Amplitude $M << 1$, so kann für das elektrische Feld des Laserstrahles folgende Näherung durchgeführt werden [8]

$$E(t) = E_0 \exp^{i\,\omega_L\,t}\,(1 + i\,M\,\sin i\,\omega_M\,t) + c.c. \tag{2.16}$$

$$= E_0 \exp^{i\,\omega_L\,t}\,(1 - \frac{M}{2}\exp^{-i\,\omega_M\,t} + \frac{M}{2}\exp^{i\,\omega_M\,t}) + c.c. \tag{2.17}$$

$$= E_0\,(\exp^{i\,\omega_L\,t} - \frac{M}{2}\exp^{i\,(\omega_L-\omega_M)\,t} + \frac{M}{2}\exp^{i\,(\omega_L+\omega_M)\,t}) + c.c. \tag{2.18}$$

Man erhält somit eine Lichtwelle mit einem Träger bei der Frequenz ω_L und zwei schwächeren Seitenbändern bei den Frequenzen $\omega_L \pm \omega_M$. Wird mit diesem Licht nun die Doppler-Freie-Spektroskopie durchgeführt, so werden der Träger und die Seitenbänder der Lichtwelle von den Atomen unterschiedlich stark absorbiert. Der Transmissionskoeffizient T_j setzt sich dabei aus einem Dämpfungsterm δ_j und einem frequenzabhängigen Phasenverschiebungsterm $\Phi_j(\omega)$ zusammen

$$T_j = \exp^{-\delta_j - i\,\Phi_j(\omega)} \tag{2.19}$$

mit $j = 0$ für den Träger und $j = \pm 1$ für die Seitenbänder. Die durch die Spektroskopiezelle transmittierte Lichtwelle ergibt sich dann zu [8]

$$E(t) = E_0\,(T_0 \exp^{i\,\omega_L\,t} - T_{-1}\frac{M}{2}\exp^{i\,(\omega_L-\omega_M)\,t} + T_1\frac{M}{2}\exp^{i\,(\omega_L+\omega_M)\,t}) + c.c. \tag{2.20}$$

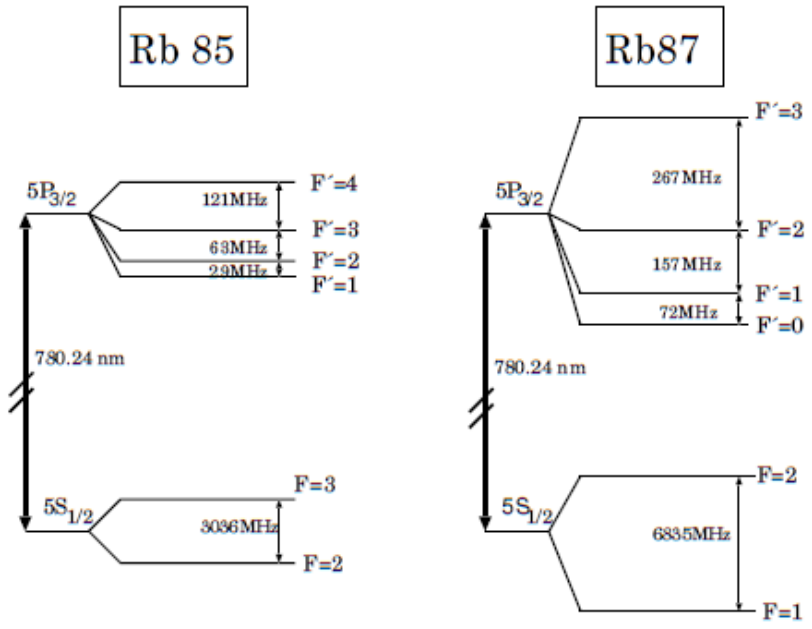


Abbildung 2.10: Termschema von Rubidium. Die Abbildung zeigt die Hyperfeinstrukturaufspaltung des $5^2S_{1/2}$-Niveaus und des $5^2P_{3/2}$-Niveaus von ^{85}Rb und ^{87}Rb. Bei ^{85}Rb beträgt die Hyperfeinaufspaltung des Grundzustandes $5^2S_{1/2}$ ungefähr $3,035\,\mathrm{GHz}$. Die Hyperfeinaufspaltung des $5^2P_{3/2}$ Zustandes liegt zwischen $29\,\mathrm{MHz}$ und $121\,\mathrm{MHz}$. Bei ^{87}Rb spaltet der Grundzustand $5^2S_{1/2}$ $6,835\,\mathrm{GHz}$ auf. Die Aufspaltung des $5^2P_{3/2}$ Zustandes liegt zwischen $72\,\mathrm{MHz}$ und $267\,\mathrm{MHz}$. Diese Abbildung wurde der Diplomarbeit von Hosnieh Safaei entnommen. [2]

Die Intensität der transmittierten Lichtwelle wird mit einer schnellen Photodiode gemessen. Nach [8] ergibt sich die Intensität der Lichtwelle durch

$$I(t) = \frac{c\,|E(t)|^2}{8\,\pi} \tag{2.21}$$

$$= \frac{c\,E_0^2}{4\,\pi}\,(exp^{-2\,\delta_0} - \frac{M}{2}\,\exp^{-\delta_0-\delta_{-1}}\,(\exp^{i\,(\Phi_{-1}-\Phi_0)}\,\exp^{i\,\omega_M\,t} + \exp^{-i\,(\Phi_{-1}-\Phi_0)}\,\exp^{-i\,\omega_M\,t}) \tag{2.22}$$

$$+ \frac{M}{2}\,\exp^{-\delta_0-\delta_1}\,(\exp^{i\,(\Phi_0-\Phi_1)}\,\exp^{i\,\omega_M\,t} + \exp^{-i\,(\Phi_0-\Phi_1)}\,\exp^{-i\,\omega_M\,t})) \tag{2.23}$$

wobei alle M^2-Terme vernachlässigt wurden, da die Modulationsamplitude $M << 1$ ist. Terme mit schnellen Frequenzen $\exp^{2\,i\,\omega_L\,t}$ wurden ebenfalls vernachlässigt, da die Photodiode über schnelle Frequenzen mittelt. Der $\exp^{i\,(\Phi_0-\Phi_{\pm1})}$-Term in Gleichung 2.21 kann dann unter Vernachlässigung der M^2-Terme Taylor-entwickelt werden. Mit der Zusatzannahme $|\delta_0-\delta_{-1}|, |\delta_0-\delta_1|, |\Phi_0-\Phi_{-1}|, |\Phi_0-\Phi_{+1}| << 1$ [8] ergibt sich dann

$$I(t) = \frac{c\,E_0^2}{8\,\pi}\,\exp^{-2\,\delta_0}\,(1 + (\delta_{-1}-\delta_1)\,M\,\cos\omega_M\,t + (\Phi_1+\Phi_{-1}-2\,\Phi_0)\,M\,\sin\omega_M\,t) \tag{2.24}$$

Unter der Annahme, dass $\Phi_{-1} = \Phi_0$ ist, ergibt sich mit $\Delta\delta = \delta_1 - \delta_{-1}$ und $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_{-1}$ für die transmittierte Lichtintensität

$$I(t) = \frac{c\,E_0^2}{8\,\pi}\,\exp^{-2\,\delta_0}\,(1 - \Delta\delta\,M\,\cos\omega_M\,t + \Delta\Phi\,M\,\sin\omega_M\,t) \tag{2.25}$$

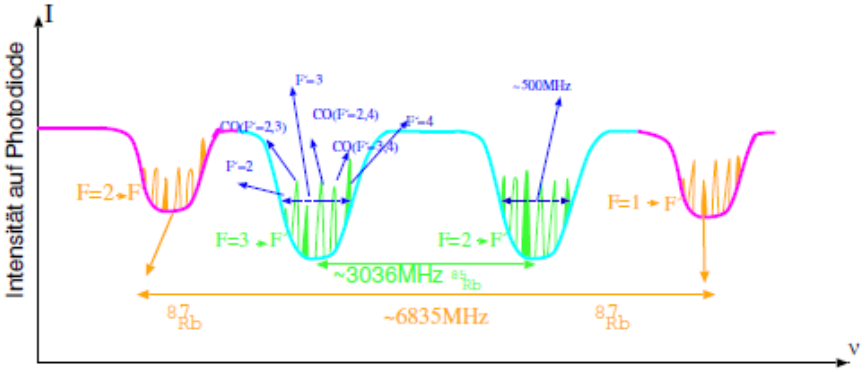


Abbildung 2.11: Doppler-Freies Absorptionsspektrum von Rubidium. Die Abbildung zeigt die Intensität über der Frequenz bei Doppler-Freier Absorptionsspektroskopie von Rubidium. Man erkennt die Dopplerberge von ^{85}Rb und ^{87}Rb mit ihren unterschiedlichen Tiefen. In den Dopplerbergen liegen die Lamb-Dips der drei möglichen Dipolübergänge mit den entsprenden Cross-Over-Dips dazwischen. Diese Abbildung wurde der Diplomarbeit von Hosnieh Safaei entnommen. [2]

Die gemessene Lichtintensität wird von der schnellen Photodiode (PD) in ein elektrisches Spannungssignal umgewandelt. Danach wird das Signal mit dem Spannungssignal eines Spannungsgesteuerten Oszillators (VCO) in einem Mischer überlagert, um die $\sin\omega_M t$- und $\cos\omega_M t$-Abhängigkeit aus dem Signal herauszufiltern [11]. Das Signal des VCOs hat dem Signal der schnellen Photodiode gegenüber eine Phasenverschiebung von ϕ. Daher erhält man mit dem Mischer ein Spannungssignal

$$U_{\text{Mischer}} \propto U_{PD}(t)\, U_{VCO}(t) \tag{2.26}$$

$$\propto (-\Delta\delta\, M\, \cos\omega_M t + \Delta\Phi\, M\, \sin\omega_M t)\, \cos(\omega_M t + \phi) \tag{2.27}$$

Mit den Produktformeln für Sinus und Cosinus erhält man schließlich

$$U_{\text{Mischer}} \propto M\,(-\frac{1}{2}\,\Delta\delta\,(\cos\phi + \cos(2\,\omega_M\, t + \phi)) + \frac{1}{2}\,\Delta\Phi\,(\sin\phi - \sin(2\,\omega_M\, t + \phi))) \tag{2.28}$$

Wird das Signal dann durch einen Tiefpassfilter geschickt, so werden die hochfrequenten Terme herausgefiltert und Gleichung 2.28 vereinfacht sich zu

$$U_{\text{Mischer}} \propto M\,(-\frac{1}{2}\,\Delta\delta\,\cos\phi + \frac{1}{2}\,\Delta\Phi\,\sin\phi) \tag{2.29}$$

Das Spektroskopiesignal ist jetzt nicht mehr zeitabhängig, sondern hängt nur noch von der Phase ϕ des VCOs ab. Mit einem Phasenregler kann man ϕ so einstellen, dass der Phasenverschiebungsterm minimal wird und das Spektroskopiesignal nur noch von der Differenz der Dämpfungsterme der Seitenbänder abhängt. Da diese wiederum frequenzabhängig sind, kann $\Delta\delta$ um ω_L Taylor-entwickelt werden, und es ergibt sich

$$\Delta\delta = \delta_1 - \delta_{-1} \tag{2.30}$$

$$= \delta(\omega_L + \omega_M) - \delta(\omega_L - \omega_M) \tag{2.31}$$

$$= \delta(\omega_L) + \left.\frac{\mathrm{d}\delta}{\mathrm{d}\omega}\right|_{\omega_L} \omega_M + \frac{1}{2}\left.\frac{\mathrm{d}^2\delta}{\mathrm{d}\omega^2}\right|_{\omega_L} \omega_M^2 - \delta(\omega_L) + \left.\frac{\mathrm{d}\delta}{\mathrm{d}\omega}\right|_{\omega_L} \omega_M - \frac{1}{2}\left.\frac{\mathrm{d}^2\delta}{\mathrm{d}\omega^2}\right|_{\omega_L} \omega_M^2 \tag{2.32}$$

$$= \left.\frac{\mathrm{d}\delta}{\mathrm{d}\omega}\right|_{\omega_L} 2\,\omega_M \tag{2.33}$$

Die Differenz der Dämpfungsterme der beiden Seitenbänder ist also proportional zur Ableitung der Dämpfung in Abhängigkeit von der Frequenz und somit auch proportional zur Transmission des Lichtes. Es wird also offensichtlich, dass das FM-Spektrum bei den Transmissionsmaxima, also bei den Lamb-Dips und Cross-Over-Dips, Nulldurchgänge aufweist, auf die der Laser dann gelockt werden kann.

3 Experimenteller Aufbau

3.1 Das Lasersystem

Damit die Atome in der MOT gefangen und gekühlt werden können, ist ein komplexes Lasersystem notwendig. In der hier vorgestellten Praktikums-MOT sollen Atome des Elementes ^{85}Rb gefangen werden. Dafür wird einmal ein Laser benötigt, der Licht auf der D_2-Linie (780, 241 nm), resonant zum Übergang $5^2S_{1/2}$, $|F = 3\rangle$ nach $5^2P_{3/2}$, $|F' = 4\rangle$ in die MOT einstrahlt. Wegen der natürlichen Linienbreite des $5^2P_{3/2}$, $|F' = 3\rangle$-Zustandes ist es jedoch möglich, dass auch Atome in den $|F' = 3\rangle$-Zustand angehoben werden. Von dort aus können sie aber auch in den $5^2S_{1/2}$, $|F = 2\rangle$-Zustand zerfallen, wo sie dann nicht mehr vom einfallenden Laserlicht in der MOT gefangen werden [2]. Man hätte in der MOT dann einen großen Teilchenverlust, weshalb man zusätzlich zum Kühllaser einen Rückpumplaser resonant zum Übergang $5^2S_{1/2}$, $|F = 2\rangle$ nach $5^2P_{3/2}$, $|F' = 3\rangle$ im Lasersystem braucht. Vom $5^2P_{3/2}$, $|F' = 3\rangle$-Zustand aus können die Atome dann auch wieder in den $5^2S_{1/2}$, $|F = 3\rangle$-Zustand zerfallen, so dass sie der MOT wieder zugeführt werden.

3.1.1 Der Aufbau

Das Licht der beiden Laser muss vom Lasertisch aus zum MOT-Tisch gebracht werden. Dies geschieht mit Hilfe von optischen Fasern, in welche das Licht eingekoppelt wird. Davor müssen die Laser jedoch mit Hilfe einer Spektroskopie auf die richtige Frequenz für die Kühl- und Rückpumpübergänge gebracht werden. Dafür ist ein aufwendiges Lasersystem nochtwendig, welches auf dem Lasertisch realisiert wird (siehe Abbildung 3.1). Die optischen Bauelemente werden dabei auf aus Aluminium gedrehten Basen montiert und auf dem Lasertisch von zwei Seiten stabil festgeschraubt.

Die Abbildung 3.2 zeigt den schematischen Aufbau des realisierten Lasersystems. Es werden Planspiegel mit einem Reflexionsmaximum bei einem Winkel von 45° verwendet, um das Laserlicht über den Tisch zu transportieren. Nach den Lasern muss als erstes eine optische Diode in den Strahlengang eingebaut werden, welche nur Licht in einer Richtung durchlässt, damit keine Rückreflexe ins Lasergehäuse auftreten, welche die Laserdiode zerstören können. Im weiteren Verlauf wird dann der Strahl des Kühllasers mit einem Strahlteilerkristall in zwei Strahlenwege aufgeteilt (Punkt 1). Der Strahlteilerwürfel lässt dabei horizontal-polarisiertes Licht durch und lenkt vertikal-polarisiertes Licht ab. Mit Hilfe des $\lambda/2$-Plättchens wird das einfallende Licht so polarisiert, dass der Anteil von abgelenkten und durchgelassen Licht in einem passenden Verhältnis zueinander stehen. In gerader Richtung wird ein Teil des Lichtes in den Spektroskopie-Ast durchgelassen, wo dann in einer Rubidiumzelle die Spektroskopie durchgeführt wird und der Laser auf die genaue Frequenz für den Kühlübergang gelockt wird (siehe Kapitel 3.2). Der Hauptteil des Lichtes wird jedoch über den Tisch weiter gebracht und am Punkt 2 mit einem weiteren Strahlteilerkristall aufgespalten. Ein Teil wird abgelenkt, durch einen Dopplepass-AOM (siehe Kapitel 3.1.3) geschickt, und dann zum Detektionsfaserkoppler gebracht. Dieses

Abbildung 3.1: Lasersystem. Das Licht wird in dem Lasersystem auf die richtige Frequenz für die Kühl- und Rückpumpübergänge gebracht und läuft dann in den optischen Fasern (gelb) zum MOT-Tisch.

Licht soll genutzt werden, um später Bilder von der Atomwolke in der MOT machen zu können. Vor dem Faserkoppler ist ein Kepler-Teleskop aufgebaut, welches den Strahldurchmesser im Verhältnis f_2/f_1 verkleinert, damit der Laserstrahl einen geeignet Durchmesser hat, um in die optische Faser eingekoppelt werden zu können. Der andere Teil des Kühllichtes wird durch einen zweiten Doppelpass-AOM geschickt und dann bei Punkt 3 durch einen Tapered Amplifier (TA) geleitet. Dies ist ein Verstärkerlaser, der bei einer geeigneten Eingangsleistung die Ausgangsleistung des Laserlichtes vervielfacht. Da der TA das Licht horizontal in alle Richtungen strahlt, muss hinter dem TA eine Zylinderlinse montiert werden, die den Strahlengang wieder kollimiert. Der Strahldurchmesser des Lichts wird dann auch mit einem Kepler-Teleskop verkleinert und das Licht wird weiter zu Punkt 4 gebracht, wo es in einem Strahlteilerkristall mit dem Rückpumplicht überlagert wird.

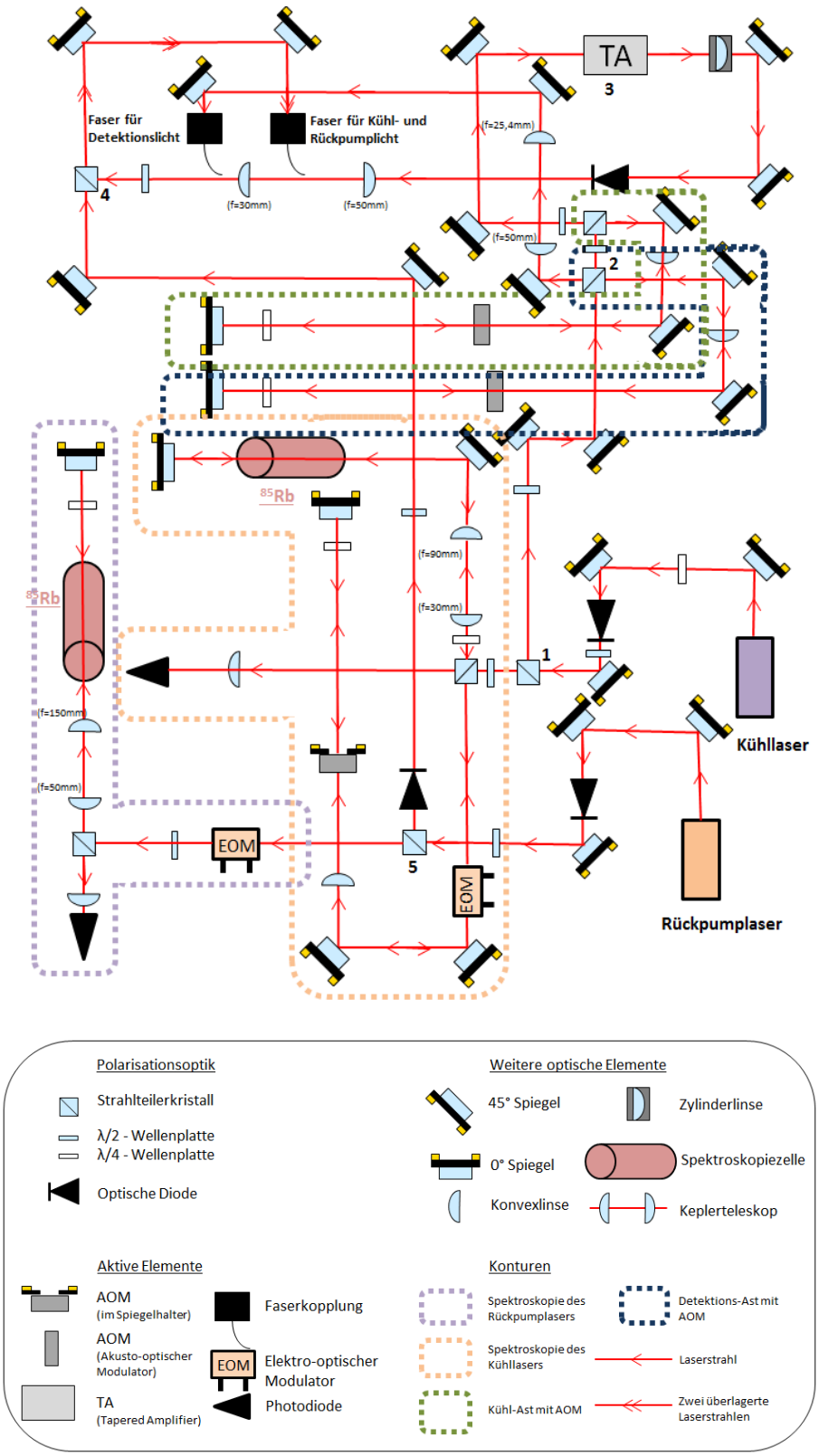


Abbildung 3.2: Plan des Lasersystems. Der Aufbau des Lasersystems ist schematisch dargestellt. In verschiedenenfarbigen Konturen werden die Spektroskopie-Äste für den Rückpumplaser und den Kühllaser sowie die Doppelpass-AOM-Zweige dargestellt.

Das Licht des Rückpumplasers wird ebenfalls mit einem Strahlteilerkristall (Punkt 5) in zwei Wege aufgespalten. In dem Spektroskopieast wird wiederum die Spektroskopie für den Rückpumplaser durchgeführt. Der Hauptteil des Lichts wird jedoch über den Tisch transportiert und am Punkt 4 mit dem Kühllicht überlagert. Das aus Kühl- und Rückpumplicht bestehende gesamte Laserlicht wird dann in eine zweite optische Faser eingekoppelt und zum MOT-Tisch transportiert. Es muss möglichst viel Lichtleistung am MOT-Tisch ankommen, damit die Atome gefangen werden können. Die benötigte Laserlichtleistung kann über die Sättigungsintensität $I_{\text{Sät}}$ des Überganges $F = 3 \rightarrow F' = 4$ von ^{85}Rb ermittelt werden. Diese ergibt sich durch

$$I_{\text{Sät}} = \frac{\pi\, h\, c}{3\, \lambda^3}\, \Gamma \tag{3.1}$$

Mit einer Laserwellenlänge von $\lambda = 780,241\,\text{nm}$ und der Lininienbreite $\Gamma = 36\,\text{MHz}$ der $|F' = 4\rangle$ -Linie von ^{85}Rb ergibt sich dann die Sättigungsintensität dieses Überganges zu $I_{\text{Sät}} = 15,8\,\text{W/m}^2$. Da das Kühllicht einen Strahldurchmesser von ungefähr $2,5\,\text{cm}$ hat, wenn es in die MOT gestrahlt wird, wird auf dem MOT-Tisch somit eine Kühllichtleistung von $7,7\,\text{mW}$ benötigt. Für die Detektion wird eine Lichtleistung von $5\,\text{mW}$ ausreichen. Um diese Leistungen zu erreichen ist es wichtig, dass der Lichtweg durch die optischen Bauelemente so einjustiert wird, dass wenig Leistung an der optischen Diode und an den Doppelpass-AOMs verloren geht. Idealerweise soll für das Lasersystem eine minimale Transmission von 80% an der optischen Diode und von 60% an jedem Doppelpass-AOM angenommen werden. Zusätzlich wird noch ein Leistungsverlust von 30% beim Faserkoppeln angenommen. Da die DFB-Laserdiode des Kühllasers eine Leistung von $80\,\text{mW}$ erzielt, $10\,\text{mW}$ des Kühllichtes in den Spektroskopie-Ast gelenkt werden sollen und 25% des restlichen Kühllichts in den Detektions-Ast, erhält man eine Leistung von $17\,\text{mW}$ nach der Kühllichtfaser und $5,67\,\text{mW}$ nach der Detektionslichtfaser, was für das Fangen der Atome ausreichen würde. Im Laufe der AOM-Justage konnten jedoch nur 41% Transmission am Kühl-AOM und 56,6% Transmission am Detektions-AOM erreicht werden. Dafür wurde der TA in das Lasersystem eingebaut. Ohne TA konnte nur $24\,\text{mW}$ Laserleistung direkt nach dem Kühl-AOM erreicht werden. Nach Optimierung der Eingangsleistung konnte jedoch mit dem TA eine Ausgangsleistung von $109\,\text{mW}$ erzeugt werden. Vor der Kühllichtfaser konnten dann noch $27\,\text{mW}$ Laserleistung erreicht werden, was für das Fangen der Atome bei weitem ausreicht. Die unterschiedlichen Laserlichtleistungen wurden dabei mit einem Leistungsmessgerät (engl. power meter) gemessen, welches in den Strahlengang gestellt wurde.

3.1.2 DFB-Laserdioden

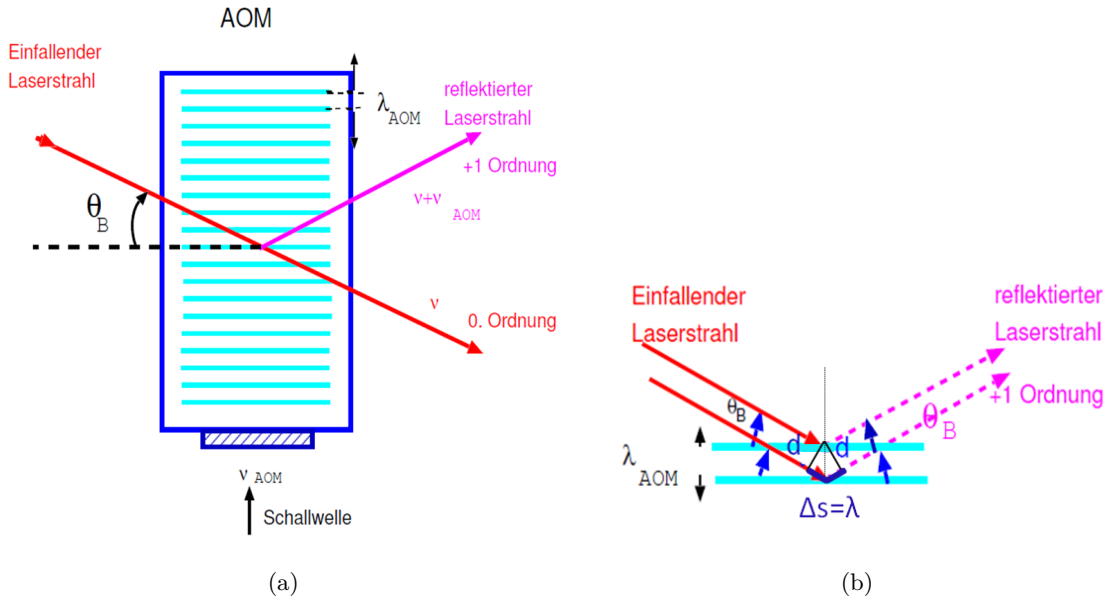
In dem realisierten Lasersystem werden DFB-Laserdioden (engl. Distributed Feedback Laser) verwendet. Diese Laserdioden wurden in der Arbeitsgruppe Sengstock zum ersten Mal im Laseraufbau für das „BEC in Space“-Experiment verwendet und werden in der Doktorarbeit von Anika Vogel explizit beschrieben [9]. DFB-Laserdioden besitzen keinen externen Resonator. Die Wellenlängenselektivität wird durch eine periodische Änderung des Brechungsindexes in der aktiven Zone des Halbleiters erreicht, so dass sich der Laserresonator in der Laserdiode befindet. Die Temperaturregelung der Laserdiode erfolgt durch ein Peltier-Element, welches mit in die Laserdiode integriert ist. Somit sind DFB-

Laserdioden wesentlich unempfindlicher gegenüber mechanischen Erschütterungen und Vibrationen [9], da sich die Elemente wie Laserresonator und Temperaturregler, welche die Linienbreite des Lasers beeinflussen, in der Laserdiode befinden. Dies ist auch der Grund dafür, weshalb DFB-Laserdioden anstatt der herkömmlichen External Cavity-Laserdioden (EC-Laserdioden) im Lasersystem der Praktikums-MOT verwendet werden. Da bei den EC-Laserdioden der externe Resonator aus einem Beugungsgitter besteht, welches auf ein Piezo-Kristall montiert ist, ist diese Anordnung sehr empfindlich gegenüber Erschütterungen und schon bei kleinsten mechanischen Veränderungen am Lasertisch kann der Laser aus dem Lock springen. Zudem erzielen die DFB-Laserdioden eine Lichtleistung von bis zu 80 mW [9] und sind deshalb gut geeignet, eine MOT zu erzeugen, da nach der optischen Diode und den Doppelpass-AOMs so noch genügend Leistung für den TA zur Verfügung steht.

3.1.3 Akusto-Optischer Modulator

In dem Spektroskopie-Ast des Kühllasers und in dem Hauptast des Kühllasers werden akusto-optische Modulatoren, sogenannte AOMs verwendet. Diese AOMs dienen in diesem Anwendungsfall als Frequenzschieber [2]. In einem AOM befindet sich ein Kristall, in dem durch ein elektrisches Signal eine Schallwelle erzeugt wird. Die Frequenz dieser Schallwelle ν_{AOM} liegt in etwa im Radiobereich. Diese Schallwelle verursacht aufgrund der Dichteschwankungen im Kristall eine periodische Änderung des Brechungsindexes, welche als Gitter mit Gitterkonstante $d = \lambda_{AOM}/2$ betrachtet werden kann. λ_{AOM} ist dabei die Wellenlänge der Schallwelle im Kristall. Wenn nun Licht der Wellenlänge λ wie in Abbildung 3.3 unter dem Bragg-Winkel Θ_B in den AOM fällt, so wird es gemäß der Bragg-Bedingung gebeugt, so dass unter dem Winkel $\sin\Theta_B = \frac{\lambda}{\lambda_{AOM}}$ Beugungsmaxima erster Ordnung auftreten. Das Licht wechselwirkt dabei mit den Phononen des Kristallgitters. Wird das Licht in die +1. Ordnung gebeugt, so nimmt ein Photon gemäß der Impulserhaltung den Impuls eines Phonons auf und besitzt den Impuls $\vec{p} = \hbar\,\vec{k} + \hbar\,\vec{k_{AOM}}$. Wird Licht in die −1. Ordnung gebeugt, so gibt das Photon einen Teil seines Impulses an ein Phonon ab und besitzt den Impuls $\vec{p} = \hbar\,\vec{k} - \hbar\,\vec{k_{AOM}}$. Aus der Energieerhaltung folgt dann, dass Licht, welches in die +1. Ordnung gebeugt wird, die Frequenz $\nu = \nu_0 + \nu_{AOM}$ besitzt und dass Licht, welches in die −1. Ordnung gebeugt wird, die Frequenz $\nu = \nu_0 - \nu_{AOM}$ besitzt. Bei der Nutzung der AOMs im Lasersystem treten natürlich auch noch die höheren Ordnungen auf, welche jedoch nicht benötigt werden und dann abgeklebt werden, damit keine Lichtreflexe auftreten.

Der Kühllaser soll über die Spektroskopie auf die Cross-Over-Resonanz CO(3,4) gelockt werden, da diese ein besonders starkes Signal besitzt. Da die Zustände $|F' = 3\rangle$ und $|F' = 4\rangle$ in der Hyperfeinstruktur von ^{85}Rb einen Abstand von $120,64$ MHz besitzten, müsste die Kühllaserfrequenz noch um $45,32$ MHz erhöht werden, damit sie gegenüber dem $|F' = 4\rangle$-Niveau 15 MHz rotverstimmt ist. Dies ist jedoch nicht möglich, da es keine AOMs in diesem Frequenzbereich gibt. Für die Praktikums-MOT wird deshalb im Spektroskopie-Ast des Kühllasers ein AOM verwendet, welcher auf einer Frequenz von 110 MHz läuft. Der AOM wird als Doppelpass-AOM verwendet, so dass das Licht nach zweimaligem Durchlaufen zweimal in die −1. Ordnung gebeugt werden kann und sich die Frequenz um 220 MHz verringert. Da dies vor der Spektroskopie geschieht, emittiert der Laser nach dem Locken somit Licht, dessen Frequenz um 220 MHz größer ist als der



(a) (b)

Abbildung 3.3: Funktionsweise eines AOMs. Abbildung 3.3(a): Licht, welches unter dem Bragg-Winkel Θ_B in den AOM eintritt, wird an der Schalwelle in die erste Ordnung gebeugt und besitzt die Freuquenz $\nu_0 + \nu_{AOM}$. Abbildung 3.3(b) erklärt geometrisch, wie der Gangunterschied $\Delta s = \lambda = 2\,d\,\sin\Theta_B$ bei der Bragg-Reflexion zustande kommt. Diese Abbildung wurde der Diplomarbeit von Hosnieh Safaei entnommen. [2]

Abstand vom Grundzustand $|F = 3\rangle$ zur Cross-Over-Resonanz CO(3,4). Deshalb wird im Kühl-Ast ein zweiter Doppelpass-AOM verwendet, der auf $87,3\,\mathrm{MHz}$ läuft und nach zweimaliger Beugung in die -1. Ordnung das Licht dann auf eine Frequenz bringt, welche $15\,\mathrm{MHz}$ rotverstimmt zur $|F' = 4\rangle$-Linie ist. Der dritte AOM im Detektions-Ast des Kühllasers läuft auf einer Frequenz von $79,8\,\mathrm{MHz}$, damit das Detektionslicht nach zweimaligem Durchlaufen und Beugen in die -1. Ordnung dann direkt resonant zur $|F' = 4\rangle$-Linie ist. Dies ist für die Detektion auch notwendig, da sich die Atome, die in der MOT gefangen sind, nahezu in Ruhe befinden.

Im Ast des Rückpumplasers wird kein AOM benötigt. Der Rückpumplaser soll auf die Cross-Over-Resonanz CO(1,3) gelockt werden, da diese ein gutes Signal besitzt. Wegen der Linienbreite des Lasers und der natürlichen Linienbreite des $|F' = 3\rangle$- Zustandes ist der Rückpumplaser dann aber nahezu resonant zum $|F' = 3\rangle$- Zustand und es werden auch ohne Frequenzverschiebung durch einen AOM genügend Atome vom Laserlicht getroffen und der MOT wieder zugeführt.

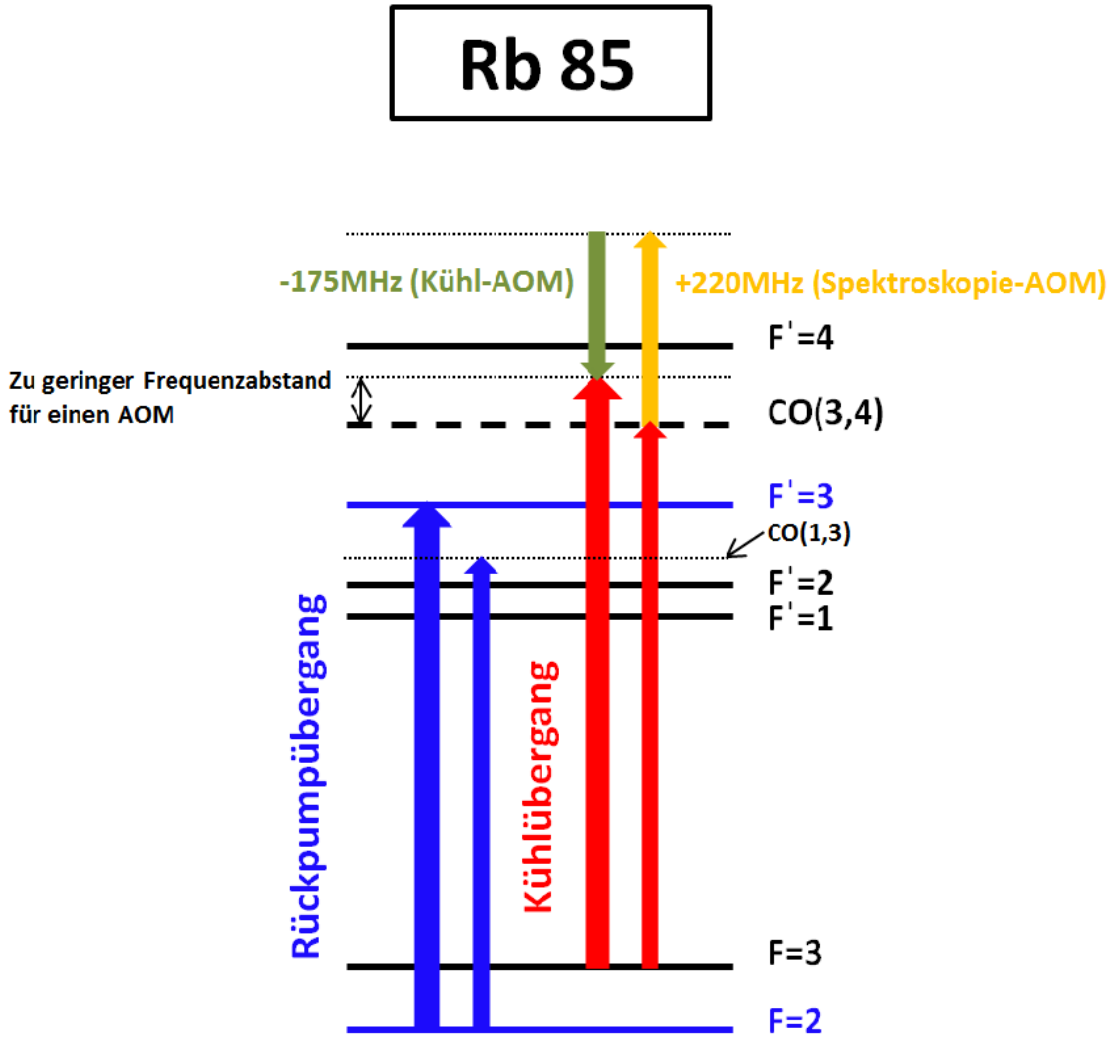


Abbildung 3.4: Frequenzverschiebung durch die AOMs. Damit der Kühllaser in seiner Frequenz um $15\,\mathrm{MHz}$ zur $|F' = 4\rangle$-Linie rotverstimmt ist und es keinen passenden AOM gibt, um diese Differenz zur Cross-Over-Resonanz CO(3,4)zu überbrücken, wird die Frequenz des Kühllasers durch den AOM im Spektroskopie-Ast um $+220\,\mathrm{MHz}$ erhöht und dann durch den zweiten AOM im Kühl-Ast auf die Resonanzfrequenz gebracht. Es ist ebenfalls der Übergang des Rückpumplasers eingezeichnet. Dieser wird jedoch auf die Cross-Over-Resonanz CO(1,3) gelockt, weil diese im Rubidiumspektrum am deutlichsten zu erkennen ist.

Für das Lasersystem sind Doppelpass-AOMs verwendet worden, da das Licht nach zweimaligem Durchlaufen dann wieder deckungsgleich mit dem einfallenden Lichtstrahl ist. Bei einem Single-Pass-AOM wäre der ausfallende Lichtstrahl sonst um den doppelten Bragg-Winkel $2\,\Theta_B$ vom vorgesehenen Lichtweg abgelenkt und das Lasersystem müsste ständig nachjustiert werden. Für die Doppelpass-AOMs wurden jeweils 0°-Spiegel verwendet, so dass der Lichtstrahl in sich selbst rückreflektiert wird und den Lichtweg zurückgeht. Damit der Lichtstrahl den darauffolgenden Strahlteilerkristall dann in Durchgangsrichtung passieren kann, werden für die Doppelpass-AOMs $\lambda/4$-Plättchen verwendet, da diese nach zweimaligem Durchlaufen die selbe Wirkung wie ein $\lambda/2$-Plättchen besitzen.

3.2 Spektroskopie

In den Spektroskopie-Ästen des Kühllasers und des Rückpumplasers wird die Spektroskopie eines Rubidiumdampfgemisches durchgeführt, welches zu Teilen aus ^{85}Rb und zu Teilen aus ^{87}Rb besteht. Das Dampfgemisch befindet sich in einer Glaszelle. So können dann die Frequenzen der Kühl- und Rückpumpübergänge ermittelt werden, auf die die Laser dann gelockt werden sollen. Für die Spektroskopie wird ein Teil des Lichtes so wie in Abbildung 3.2 dargestellt vom Hauptweg abgezweigt und in den Spektroskopie-Ast gelenkt. Da eine FM-Spektroskopie durchgeführt werden soll, befindet sich im Strahlengang ein elektro-optischer Modulator (EOM, siehe Kapitel 2.6), der die Hochfrequenz auf die Laserfrequenz moduliert. Das Licht durchläuft dann einen Strahlteilerkristall und wird durch die Spektroskopiezelle gelenkt. Vor der Spektroskopiezelle befindet sich wieder ein Keplerteleskop, um den Strahldurchmesser aufzuweiten, so dass das Licht besser mit dem Dampfgemisch wechselwirken kann. Um Dopplerfreie Spektroskopie durchführen zu können, muss der einlaufende Strahl (Sättigungsstrahl) an einem 0°-Spiegel in sich reflektiert werden, so dass er als Abfragestrahl die Dampfzelle ein zweites Mal durchläuft. Damit der Lichtstrahl den Strahlteilerkristall dann in Durchgangsrichtung passieren kann und auf die Photodiode fallen kann, steht vor dem 0°-Spiegel ein $\lambda/4$-Plättchen. Dieser Aufbau ist exemplarisch in Abbildung 3.5 dargestellt.

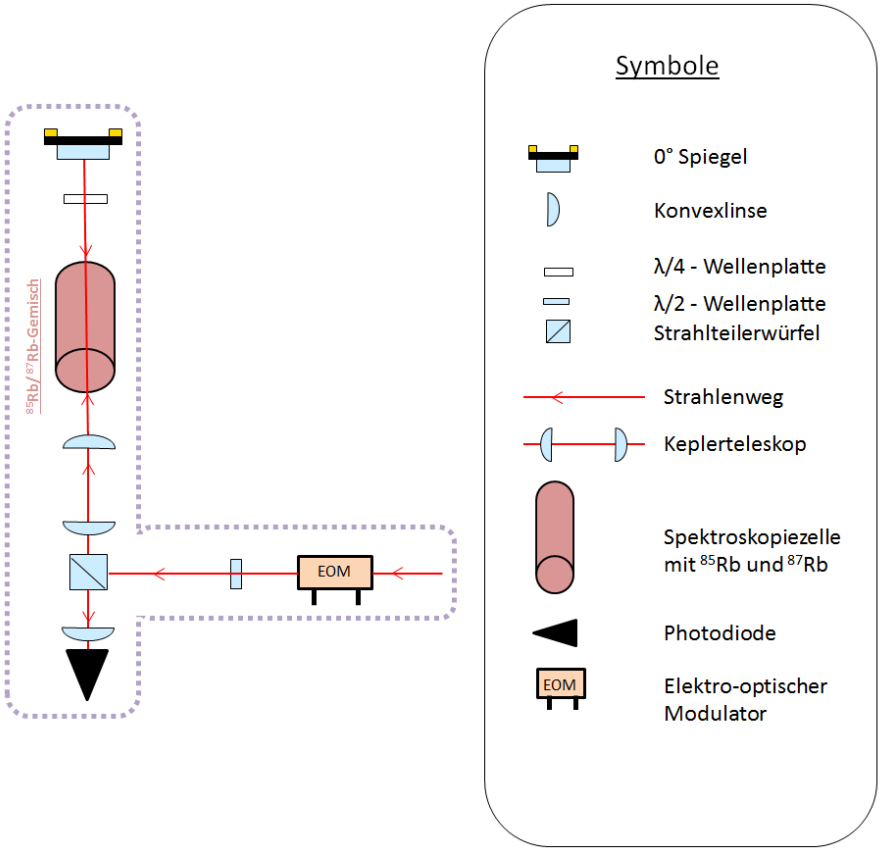


Abbildung 3.5: Aufbau der Spektroskopie. Der Laserstrahl durchläuft die Spektroskopiezelle mit dem Rubidiumgemisch, wird in sich reflektiert und fällt auf die Photodiode. Die Abbildung zeigt das Prinzip von Dopplerfreier Spektroskopie mit Sättigungsstrahl und Abfragestrahl.

Die mit der Photodiode gemessenen elektrischen Signale werden auf ein Oszilloskop gegeben. Wenn der EOM nicht angeschaltet ist, wird keine Hochfrequenz auf den Laserstrahl moduliert, so dass eine dopplerfreie Spektroskopie durchgeführt wird. Man erhält das dopplerfreie Spektrum von Rubidium, welches in Abbildung 3.6 gezeigt wird. Das Spannungssignal der Photodiode, bzw. die gemessene Intensität des Laserlichtes wird gegenüber der Frequenz aufgetragen. Abbildung 3.6 zeigt den Dopplerberg des Überganges $|F = 2\rangle \rightarrow |F'\rangle$ von ^{87}Rb und den Dopplerberg des Überganges $|F = 3\rangle \rightarrow |F'\rangle$ von ^{85}Rb. In dem ersten Dopplerberg sind die Lamb-Dips der Cross-Over-Resonanzen CO(1,3) und CO(2,3) sowie der Lamb-Dip des Überganges $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ gut zu erkennen. Im zweiten Dopplerberg erkennt man die Lamb-Dips der Cross-Over-Resonanzen CO(2,4) und CO(3,4) sowie den Lamb-Dip des Überganges $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$. Die Lamb-Dips der weiteren Übergängen von ^{85}Rb und ^{87}Rb konnten nicht scharf genug aufgelöst werden und gehen im Rauschen der Messsignale unter.

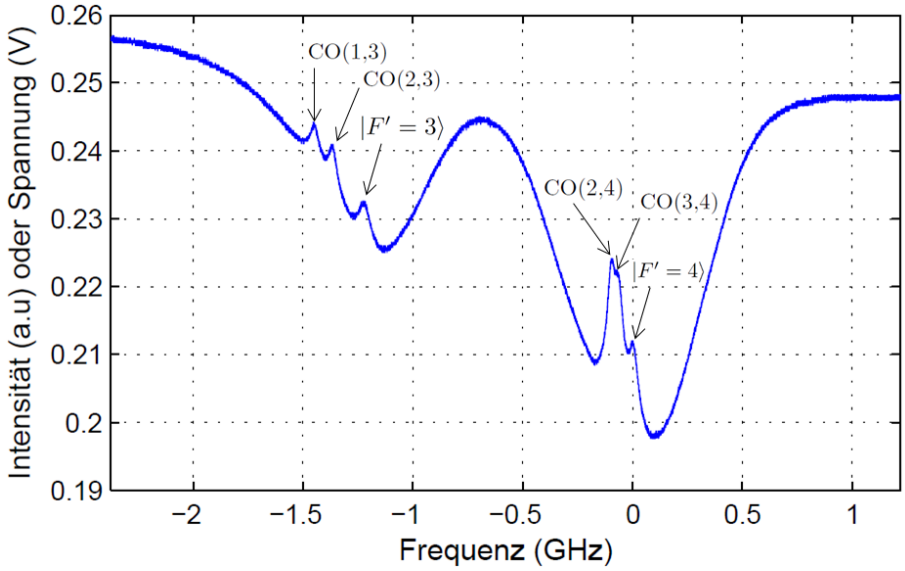


Abbildung 3.6: Dopplerfreies Spektrum von Rubidium. Das Bild des Oszilloskop zeigt die gemessene Intensität bzw. das Spannungssignal der Photodiode gegenüber der Frequenz. Es werden die Dopplerberge der Übergänge $|F = 2\rangle \rightarrow |F'\rangle$ von ^{87}Rb und $|F = 3\rangle \rightarrow |F'\rangle$ von ^{85}Rb aufgelöst. Es sind ebenfalls die Lamb-Dips der Cross-Over-Resonanzen CO(1,3) und CO(2,3) sowie der Lamb-Dip des Überganges $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ im ersten Dopplerberg und die Lamb-Dips der Cross-Over-Resonanzen CO(2,4) und CO(3,4) sowie der Lamb-Dip des Überganges $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ im zweiten Dopplerberg zu erkennen.

Um den Kühllaser und den Rückpumplaser nun auf die Frequenzen der benötigten Kühl- und Rückpumpübergänge locken zu können, muss eine FM-Spektroskopie durchgeführt werden. Der Grund ist, dass die benutzten Lock-Boxen die Laserfrequenzen nur auf Nulldurchgänge im Rubidiumspektrum locken können. Die Spannungsquelle der Laserdiode und die Photodiode mit dahintergeschaltetem Mischer und Tiefpassfilter werden dafür mit der Lock-Box verbunden. Die Lock-Box kann dann die Spannung an der Laserdiode messen und diese mit dem Spannungssignal des entscheidenen Nulldurchgangs im FM-Spektrum vergleichen.

Durch die Laserdiode fließt ein Strom, welcher durch eine zeitlich lineare Funktion moduliert ist. So kann ein breiter Frequenzbereich des Lasers abgelaufen werden. Die Reso-

nanzfrequenzen der atomaren Übergänge und der Cross-Over-Frequenzen sind so wie im Kapitel 2.6 dargestellt Nulldurchgänge im FM-Spektrum. Zu jedem Nulldurchgang gehört wie in Abbildung 3.8 gezeigt eine aufsteigende oder ein absteigende Flanke im Spektrum. Da zwischen den lokalen Maxima im dopplerverbreiterten Spektrum auch lokale Minima liegen müssen, gehören somit die absteigenden Flanken zu den Lamb-Dips und die aufsteigenden Flanken zu den Minima dazwischen. Die Laser sollen jedoch auf aufsteigende Flanken gelockt werden. Dafür kann die Phase ϕ des Spannungssignales in Gleichung 3.4 so geändert werden, dass das Spannungssignal sein Vorzeichen wechselt und aufsteigende Flanken zu den Lamb-Dips gehören.

Über ein Oszilloskop, welches das gemessene FM-Spektrum aufzeichnet, kann dann der Nulldurchgang ausgewählt werden, auf den der Laser gelockt werden soll. Die Lockbox läuft durch lineares Auf- und Abfahren des Laserstroms den gesamten Frequenzbereich ab und vergleicht das erhaltene Spannungssignal der Photodiode mit dem Spannungssignal des ausgewählten Nulldurchganges im FM-Spektrum. So entsteht ein positives oder negatives Fehlersignal, welches von der Lock-Box minimiert wird, so dass der Laser dann genau auf der Frequenz läuft, bei der er mit der Nulldurchgangsfrequenz im FM-Spektrum resonant ist.

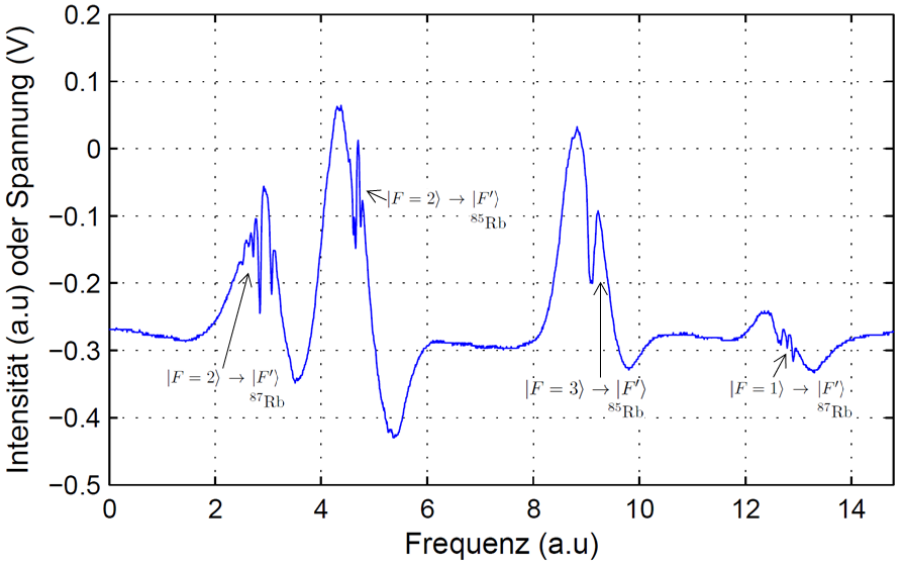
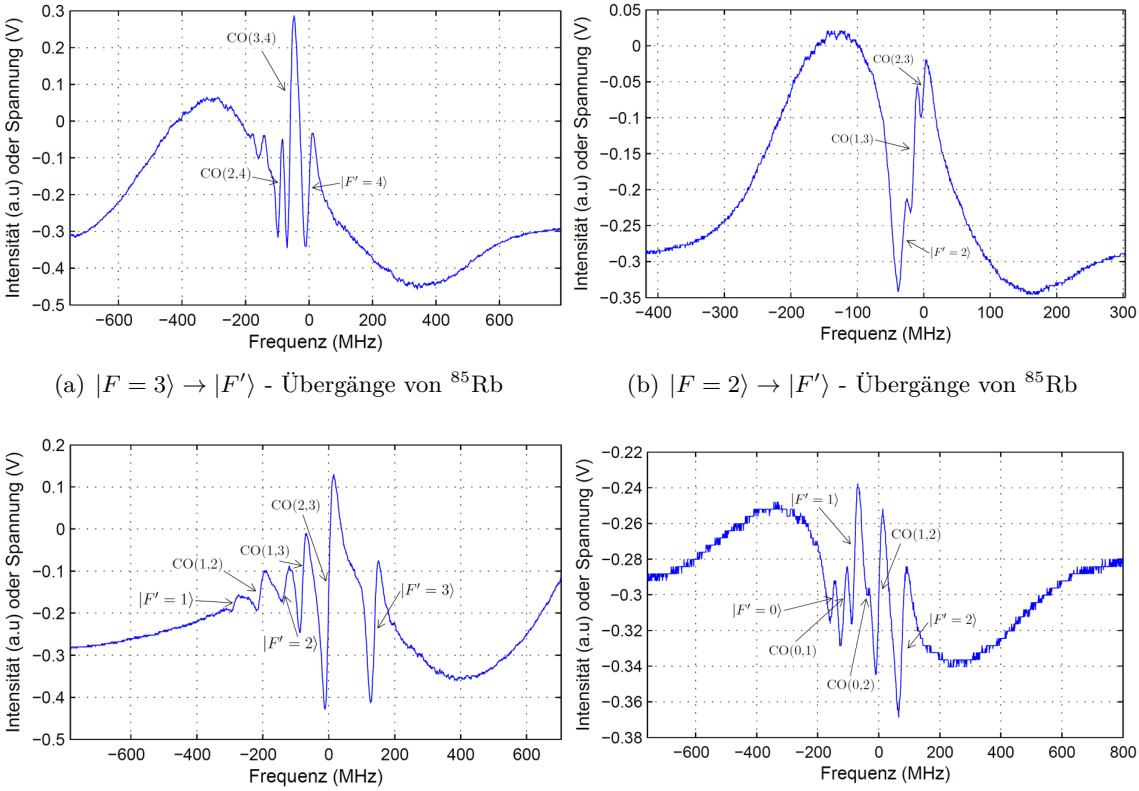


Abbildung 3.7: FM-Spektrum von Rubidium. Die Lamb-Dips und Cross-Over-Dipps wurden durch die Frequenzmodulation in Nulldurchgänge umgewandelt. Die auf- und absteigenden Flanken mit Nulldurchgängen sind in den Bereichen, wo das Spektrum oszilliert, gut zu erkennen.

Abbildung 3.7 zeigt das aufgenommene FM-Spektrum von Rubidium. In den Bereichen, wo das Spektrum stark oszilliert, sind die auf- und absteigenden Flanken der Nulldurchgänge zu erkennen. Man erkennt in Abbildung 3.7 zuerst die $|F=2\rangle \rightarrow |F'\rangle$ Übergänge von ^{87}Rb, dann die Übergänge $|F=3\rangle \rightarrow |F'\rangle$ und $|F=2\rangle \rightarrow |F'\rangle$ von ^{85}Rb. Als letztes sind die $|F=1\rangle \rightarrow |F'\rangle$ Übergänge von ^{87}Rb zu erkennen. Zur besseren Veranschaulichung wurden die einzelnen Übergänge noch einmal vergrößert aufgenommen. Diese sind in Abbilung 3.8 veranschaulicht. In dem Spektrum des $|F=3\rangle \rightarrow |F'\rangle$ Überganges von ^{85}Rb sind nur die Linien der Cross-Over-Frequenzen CO(2,4) und CO(3,4) sowie die des Überganges $|F=3\rangle \rightarrow |F'=4\rangle$ als aufsteigende Flanken zu erkennen. Als Kühlübergang in der

MOT wird der Kühllaser dann auf die Linie der Cross-Over-Frequenz CO(3,4) gelockt, da diese am deutlichsten zu erkennen ist. Im Spektrum des $|F = 2\rangle \rightarrow |F'\rangle$ Überganges von ^{85}Rb sind nur die Cross-Over-Frequenzen CO(1,3) und CO(2,3) sowie die Linie des Überganges $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ zu erkennen. Der Rückpumplaser wird dann ebenfalls auf die am deutlichsten zu erkennende Linie gelockt, welches die Cross-Over-Frequenz CO(1,3) ist. Der vollständigkeit halber sind in Abbildung 3.8 auch die Spektren der Übergänge $|F = 2\rangle \rightarrow |F'\rangle$ und $|F = 1\rangle \rightarrow |F'\rangle$ von ^{87}Rb enthalten. Im Spektrum des $|F = 2\rangle \rightarrow |F'\rangle$ Überganges sind alle Linien deutlich zu erkennen, am deutlichsten die der Cross-Over-Frequenz CO(2,3). Im Spektrum des $|F = 1\rangle \rightarrow |F'\rangle$ Überganges fehlt die Linie der Cross-Over-Frequenz CO(0,2). Die anderen Linien sind gut zu erkennen. Am stärksten ist die Linie der Cross-Over-Frequenz CO(1,2) zu erkennen.



(a) $|F = 3\rangle \rightarrow |F'\rangle$ - Übergänge von ^{85}Rb

(b) $|F = 2\rangle \rightarrow |F'\rangle$ - Übergänge von ^{85}Rb

(c) $|F = 2\rangle \rightarrow |F'\rangle$ - Übergänge von ^{87}Rb

(d) $|F = 1\rangle \rightarrow |F'\rangle$ - Übergänge von ^{87}Rb

Abbildung 3.8: FM-Spektren der Kühl- und Rückpumpübergänge. Die Graphen zeigen die Linien der verschiedenen Übergänge von ^{85}Rb und ^{87}Rb. Der Kühllaser wird dabei auf die Cross-Over-Frequenz CO(3,4) von ^{85}Rb in Abbildung 3.8(a) gelockt. Der Rückpumplaser wird auf die Cross-Over-Frequenz CO(1,3) von ^{85}Rb in Abbildung 3.8(b) gelockt. Als Nullpunkt auf der Frequenzachse wurde eine bestimmte Linie gewält, so dass die anderen Frequenzen jeweils den Abstand zu dieser Linie im Rubidiumtermschema angeben.

3.3 Aufbau des MOT-Tisches

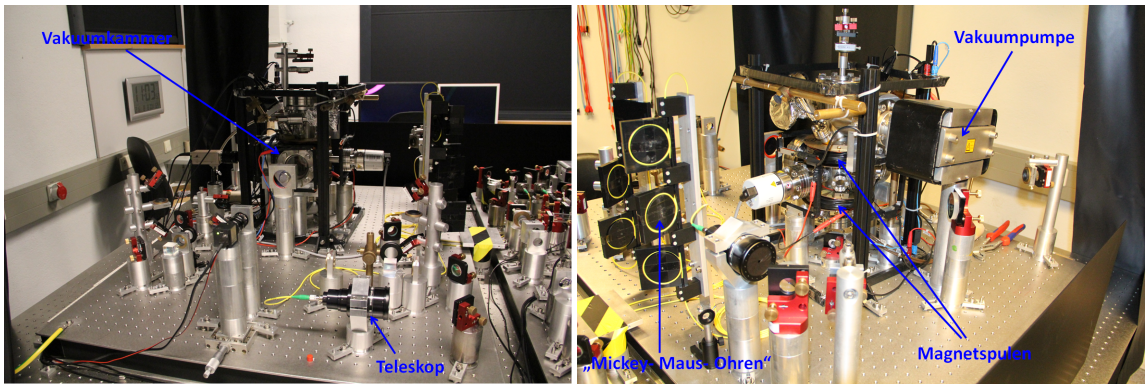
3.3.1 MOT-Setup

Die eigentliche MOT besteht aus einer Vakuumkammer, die mehrere große und kleine Öffnungen in allen drei Raumrichtungen besitzt. An der Oberseite der Kammer sind die Dispenser angebracht, welche das Rubidium enthalten. An ihnen wird eine Spannung angelegt, so dass das Rubidium abdampft und in die Kammer gelangt, wo es gekühlt werden soll. Um die Atome auf sehr niedrige Temperaturen zu kühlen, muss in der Kammer ein Vakuum vorliegen, damit sich die Atome durch Kollision mit Fremdatomen nicht wieder aufheizen. Dafür ist an der Hinterseite der Kammer die Vakuumpumpe angeschlossen, die das notwendige Vakuum erzeugt. Bei der hier beschriebenen Praktikums-MOT konnte ein Kammerdruck von $3.6 \cdot 10^{-8}$ mbar realisiert werden. An den Öffnungen sind Flansche angebracht, die sich durch den Unterdruck in der Kammer zusammenziehen und die Vakuumkammer luftdicht abschließen. Der gesamte Aufbau des MOT-Tisches mit der Vakuumkammer und dem MOT-Tisch-Lasersystem ist in Abbildung 3.9(a) dargestellt. Das Laserlicht wird in optischen Fasern vom Lasertisch zum MOT-Tisch gebracht. An die optischen Fasern des Kühl- und des Detektionslichtes sind Teleskope angeschlossen, welche das Laserlicht aus den Fasern kollimieren und den Strahldurchmesser aufweiten. Da die benutzten Aufweitungsteleskope einen Polarisationsfilter besitzen, muss die Polarisation des Lichtes so verändert werden, dass das meiste Licht den Polarisationsfilter passieren kann und in das Lasersystem auf dem MOT-Tisch eingestrahlt wird. Dazu werden Polarisationswippen, sogennante „Mickey-Maus-Ohren“ verwendet, in denen die optischen Fasern aufgerollt sind und wo durch Verstellen der Wippen die Polarisation des Lichtes in der Faser verändert wird. Diese Polarisationswippen sind in Abbildung 3.9(b) zu erkennen. Das Kühllicht wird auf dem MOT-Tisch in drei Teilstrahlen aufgeteilt, die in allen drei Raumrichtungen durch die kleinen Öffnungen in die MOT gestrahlt werden. Davor durchlaufen sie ein $\lambda/4$-Plättchen, um die für eine MOT notwendige zirkulare Polarisation zu besitzen. An der Öffnung auf der anderen Seite werden die Laserstrahlen dann an einem 0°-Spiegel in sich reflektiert, um aus der anderen Richtung noch einmal in die MOT eingestrahlt zu werden. Sie durchlaufen dabei zweimal ein $\lambda/4$-Plättchen, so dass die Laserstrahlen wie in Kapitel 2.3 beschrieben entgegengesetzt zirkular polarisiert sind.

Aus dem zweiten Telekop wird das Licht für die Detektion der Atome in die MOT gestrahlt. Dieses Licht soll von den Atomen absorbiert werden, so dass auf den Detektor an der Stelle, wo sich die gekühlten Atome in der MOT befunden haben , ein Schatten fällt. Der Detektor ist dann mit der Experimentsteuerung verbunden, so dass über das Schattenbild der Atomwolke in der MOT die Bewegungsgeschwindigkeiten der Atome und schließlich deren Temperatur bestimmt werden kann. Zusätzlich ist auf dem MOT-Tisch eine Kamera installiert, welche ebenfalls mit der Experimentsteuerung verbunden ist und ein Bild von der Atomwolke macht.

3.3.2 MOT-Spulen

Ein wichtiger Bestandteil der MOT sind die beiden Spulen, welche als Anti-Helmholzzspulen um die z-Achse der Vakuumkammer angeordnet sind. Sie sind in Abbildung 3.9(b) gut zu erkennen. Bei den in der Praktikums-MOT verwendeten Spulen handelt es sich um



(a) (b)

Abbildung 3.9: Vakuumkammer mit MOT-Setup. Bild 3.9(a) zeigt die Vakuumkammer mit den Teleskopen und dem Lasersetup auf dem MOT-Tisch. Bild 3.9(b) zeigt die Vakuumkammer noch einmal von hinten. Die Vakuumpumpe, die Magnetspulen und die „Mickey-Maus-Ohren“ sind gut zu erkennen.

Spulen mit Kupferdrahtwicklung und einer Windungszahl von $N = 160$. Die Annordnung der Spulen mit den entsprechenden Parametern ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Die Spulen besitzen einen minimalen Radius von $R_{\text{min}} = 4,3\,\text{cm}$ und einen maximalen Radius von $R_{\text{max}} = 8\,\text{cm}$. Sie haben eine Länge von $L = 2,7\,\text{cm}$ und sind im Abstand von $2\,D = 9,6\,\text{cm}$ angeordnet. Der Kupferdraht hat eine Dicke von $d = 2\,\text{mm}$.

Der Strom I_0 durch die MOT-Spulen muss so gewählt werden, dass im Zentrum der MOT ein geeigneter Magnetfeldgradient vorliegt, um die Atome fangen zu können. Für die Praktikums-MOT wird dafür ein Magnetfeldgradient von $dB/dz = 12,8\,\text{G/cm}$ angenommen. Die Abhängigkeit des Magnetfeldgradienten von den Spulenparametern für Anti-Helmholtzspulen ist in einem Skript des Atom Optics Laboratory der University of Texas in Austin beschrieben und ergibt sich nach [12] zu

$$\frac{\mathrm{d}B_z}{\mathrm{d}z} = \mu_0\, I_0\, \frac{3\,D\,R^2}{(D^2+R^2)^{\frac{5}{2}}} \tag{3.2}$$

Mit Gleichung 3.3 und den oben angegebenen Spulenparametern ergibt sich dann bei einem Magnetfeldgradienten von $dB/dz = 12,8\,\text{G/cm}$ für die Spulen der Praktikums-MOT ein benötigter Spulenstrom von $I_0 = 3,38\,\text{A}$. Der Widerstand R_{Spulen} der Spulen ergibt sich nach $R_{\text{Spulen}} = \frac{\rho\, l}{A}$ mit $l = 2\,\pi\,\bar{R}\,N$ [12] und einem spezifischen Widerstand für Kupfer von $\rho = 1,7 \cdot 10^{-8}\,\Omega\text{m}$ zu $R_{\text{Spulen}} = 0,33\,\Omega$. l ist dabei die Länge des Kupferdrahtes, A die Querschnittsfläche und $\bar{R}$ der mittlere Radius der Spulen. An den MOT-Spulen muss somit eine Spannung von $U_{\text{Spulen}} = 1,12\,\text{V}$ anliegen. Es ist ebenfalls von Vorteil, die elektrische Leistung der Spulen zu kennen, da eine zu große Spulenleistung die Vakuumkammer der MOT unnötig erwärmen könnte. Die Spulenleistung ergibt sich durch $P = U_{\text{Spulen}}\, I_0 = R_{\text{Spulen}}\, I_0^2$. Mit den oben errechneten Werten ergibt sich dann eine elektrische Spulenleistung von $P_{\text{total}} = 3,77\,\text{W}$, welche so gering ist, dass sie das Kühlen der Atome in der MOT nicht beeinflussen wird.

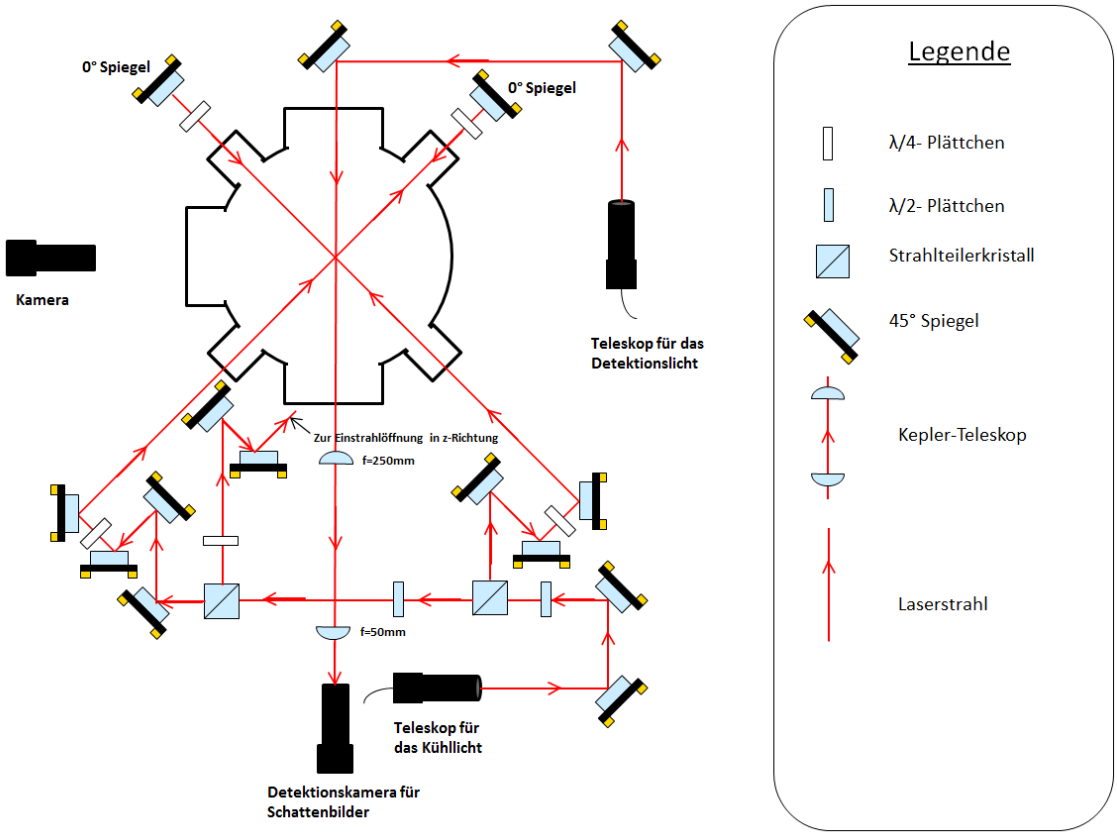


Abbildung 3.10: Aufbau der MOT. Die Abbildung zeigt schematisch den Aufbau der Vakuumkammer und des Lasersystems auf dem MOT-Tisch. Als Perspektive ist eine Draufsicht in 2D gewählt.

3.3.3 Schalten der Spulen durch den MOSFET

Ziel ist es später, das Magnetfeld der MOT schnell auszuschalten, so dass sich die Atomwolke ausbreitet und deren Ausbreitungszeitdauer gemessen werden kann. Dafür wird ein sehr schneller Schalter benötigt, der das Magnetfeld innerhalb von Microsekunden ausschalten kann. Dies wird durch einen Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor (MOSFET) realisiert. Bei dem sehr schnellen Ausschalten der Spulen wird jedoch eine hohe Induktionsspannung am MOSFET auftreten, welche dieser aushalten können muss. Der MOSFET schaltet die Spulen mit einer konstanten Änderungsrate der Stromstärke gemäß $I(t) = I_0\,(1 - t/\tau)$ aus. Da $U_{\text{ind}} = -L\,dI/dt$, ergibt sich die Ausschaltzeitdauer der Spule gemäß [12] zu

$$\tau = \frac{L\,I_0}{U_{\text{ind}}} \tag{3.3}$$

Die Induktivität einer Magnetspule ergibt sich nach [12] durch

$$L = N^2\,\bar{R}\,\mu_0\left(ln\left(\frac{8\,\bar{R}}{\frac{1}{2}\,(R_{\text{max}} - R_{\text{min}})}\right) - 2\right) \tag{3.4}$$

Da jeder MOSFET auf eine bestimmte Ausschaltänderungsrate ausgelegt ist, ist auch die Zeitdauer des Ausschaltvorganges durch die Induktionsspannung begrenzt [12]. Daher

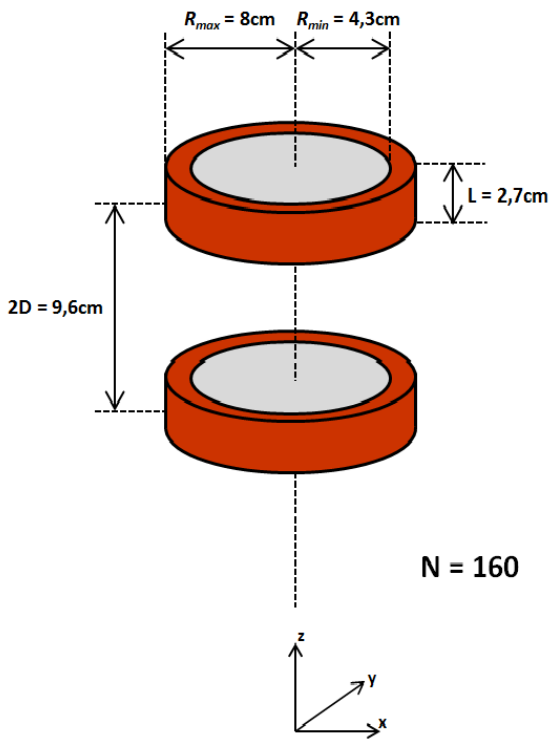


Abbildung 3.11: Abmessungen der Magnetspulen. Es handelt sich um zwei Magnetspulen, die die im Bild gezeigten Abmessungen besitzen und als Anti-Helmholtzspulen verwendet werden.

wurde die Induktionsspannung am MOSFET in Abhängigkeit der Zeit für das Ausschalten verschiedener Spulenstromstärken gemessen. Die Induktionsspannungsverläufe wurden mit dem Oszilloskop aufgenommen und werden in Abbildung 3.12 gezeigt. Die Aufnahmen zeigen, dass die Induktionsspannung am MOSFET durch 120 V begrenzt ist und die Ausschaltzeitdauer bei größerer Spulenstromstärke zunimmt. Dies wird durch die Länge der Plateaus deutlich, die bei größerem Spulenstrom länger werden. Umso größer der Spulenstrom ist, umso größer ist auch die Ausschaltzeitdauer, welche in etwa am Ende der abfallenden Flanke abgelesen werden kann. Die gemessenen Spannungsverläufe zeigen jedoch keinen linearen Abfall, da die Spule auch eine geringe Kapazität und einen elektrischen Widerstand besitzt, so dass die Induktionsspannung als gedämpfte Schwingung am MOSFET abfällt. Da die Spulen der Praktikums-MOT mit einem Strom von $I_0 = 3,38\,\mathrm{A}$ betrieben werden sollen, folgt nach Gleichung 3.3 und 3.4 für die Ausschaltzeitdauer der Spulen bei einer Induktivität von $L = 2,53\,\mathrm{mH}$ und einer Induktionsspannung von $U_{\mathrm{ind}} = 116\,\mathrm{V}$ am MOSFET eine Zeit von etwa $73,7\,\mu\mathrm{s}$. Dies ist jedoch etwas ungenau, da Gleichung 3.3 die Verlängerung der Ausschaltzeitdauer durch die gedämpfte Schwingung nicht mitberücksichtigt. Die Tatsache, dass die Induktionsspannung am MOSFET durch 120 V begrenzt ist, zeigt aber, dass der hier verwendete MOSFET für die Praktikums-MOT problemlos genutzt werden kann, da er eine maximale Induktionsspannung von 450 V aushält. Nichts desto trotz ist in die Spulenschaltung aus Sicherheitsgründen eine Schutzschaltung für den MOSFET integriert.

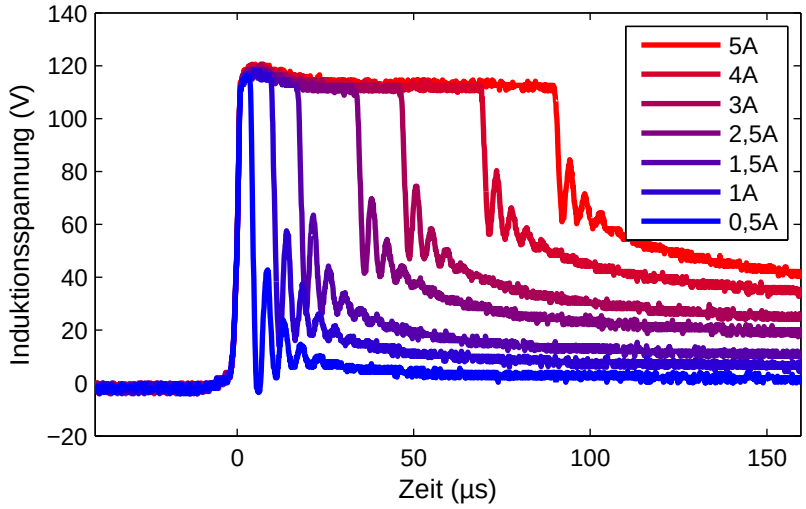


Abbildung 3.12: Induktionsspannung am MOSFET. Die Graphik zeigt den Verlauf der Induktionsspannungen am MOSFET für verschiedene Spulenströme. Die Verlängerung der Ausschaltzeitdauer durch das anwachsende Plateau der Induktionsspannung ist gut zu erkennen.

4 Messergebnisse und Auswertung

4.1 Detektionsmethoden

4.1.1 Fluoresenzdetektion

Die Detektionskamera kann auch ohne Detektionslicht Bilder von der Atomwolke in der MOT machen. Diese Fluoresenzbilder ergeben sich durch das Licht, welches die Atome emitieren, wenn sie in der MOT gefangen werden. Die Intensität des gemessenen Lichtes erzeugt dann auf der Grafikkarte der Detektionskamera einen Pixelwert. Abbildung 4.1 zeigt ein solches Fluoresenzbild der Atomwolke in der MOT. Hohe Intensitäten bedeuten, dass sich an dieser Stelle die Atomwolke befindet. Zur Auswertung solcher Pixelbilder kann das ganze Bild als Matrix betrachtet werden, wobei jeder Pixelwert ein Matrixeintrag ist. Die horizontale Richtung bezeichnet die Zeilen der Matrix, die vertikale Richntung die Spalten.

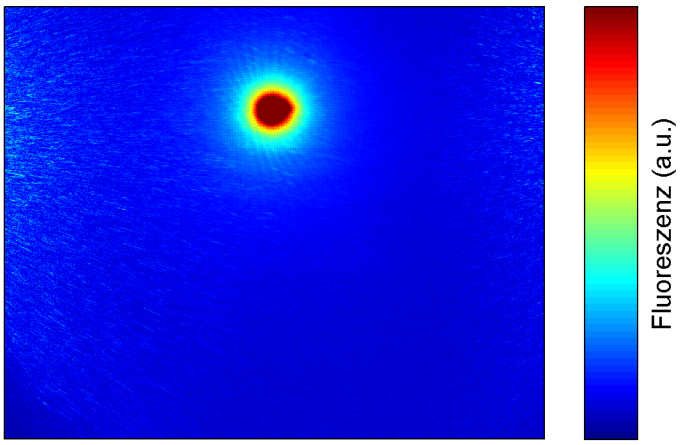


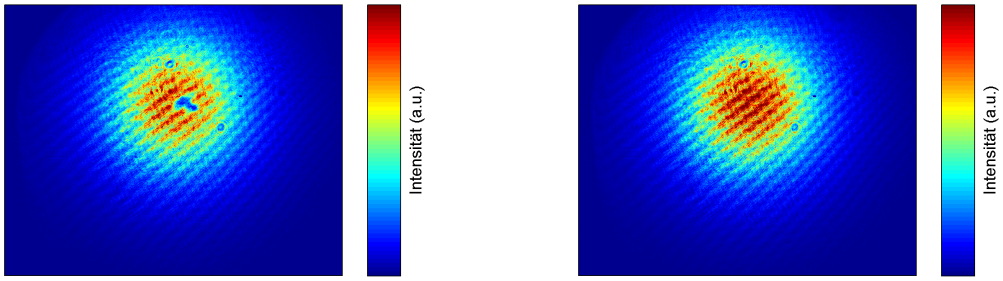
Abbildung 4.1: Fluoresenzbild der MOT. Die Atome befinden sich in dem Bereich mit großer Intensität (hellblau bis dunkelrot).

Die Fluoresenzbilder geben einen guten Eindruck von der Ausdehnung der Atomwolke. Sie können genutzt werden, um die MOT-Parameter zu bestimmen, eignen sich jedoch nicht zur Temperaturbestimmung, da dabei das Kühllicht ausgeschaltet wird und die Atome kein Licht mehr emitieren. Zur Temperaturbestimmung wird daher die in Kapitel 4.1.2 beschriebene Absorptiondetektion verwendet.

4.1.2 Absorptionsdetektion

Bei der Absorptionsdetektion wird im Unterschied zur Fluoresenzdetektion das Detektionslicht in die MOT gestrahlt. Das Detektionslicht ist dabei resonant zur $|F' = 4\rangle$- Linie

von ^{85}Rb. Da sich die Atome mit geringer Geschwindigkeit bewegen, ist das Detektionslicht resonant und wird von den Atomen absorbiert, so dass auf die Detektionskamera an der Stelle, wo sich Atome befanden, ein Schatten fällt. Die Kamera ist dabei so eingestellt, dass sie drei Bilder von der Atomwolke in der MOT macht. Sie macht ein Dunkelbild ohne Detektionslicht, das Schattenbild und kurz darauf ein erneutes Bild mit Detektionslicht, so dass auf der Kamera dann die einfallende Intensität des Detektionslasers detektiert wird, da die Atome in der MOT bereits vorher in den $|F' = 4\rangle$ -Zustand angehoben wurden und kein Licht mehr absorbieren. Ein Schattenbild und das dazugehörige helle Bild sind in Abbildung 4.2 dargestellt.



(a) (b)

Abbildung 4.2: Absorptionsbilder der Atomwolke. Bild 4.2(a) zeigt das Schattenbild der Atomwolke. Der Schatten ist als blauer Punkt in dem Fleck des Detektionslichtes zu erkennen. Bild 4.2(b) zeigt das helle Bild ohne Atomwolke.

Mit dem Lambert-Beer-Gesetz kann die optische Dichte eines Absorptionsbildes bestimmt werden. Dieses ist gegeben durch

$$E = ln\left(\frac{I_0}{I_1}\right) \tag{4.1}$$

wobei E die optische Dichte, I_0 die Intensität des einfallenden Lichtes und I_1 die Intensität des transmittierten Lichtes ist. Die optische Dichte eines Absorptionsbildes wird mit $E = ln(|I_0 - I_{\text{dark}}|/|I_1 - I_{\text{dark}}|)$ berechnet, wobei von den jeweiligen Intensitäten noch die Intensität I_{dark} des dazugehörigen Dunkelbildes abgezogen wird, um die Hintergrundstrahlung, die durch Streulicht des Rückpumplasers erzeugt wird, auf den Bildern zu minimieren. Zur Berechnung der optischen Dichte der Absorptionsbilder werden die Pixelwerte der aufgenommenen Intensitäten verwendet. Das zu Abbildung 4.2 gehörende Bild der optischen Dichte wird in Abbildung 4.3 gezeigt.

Um gute Absorptionsdetektionsbilder von der Atomwolke zu erhalten, muss auch das Detektionslicht auf der Resonanzfrequenz der Atome laufen, damit möglichst alle Atome das Detektionslicht absorbieren und die Schattenbilder die wirkliche Ausdehnung der Atomwolke zeigen. Dafür wurde in einer weiteren Messreihe die Frequenz des Detektions-AOM im Bereich von 65 MHz bis 91 MHz in 1 MHz- Schritten durchgefahren und für jede Frequenz ein Bild gemacht. Zur Auswertung wurden die Bilder der Atomwolke mit dem Lambert-Beer-Gesetz in optische Dichtebilder umgerechnet und die Pixel dieser Bilder in spaltenweise und zeilenweise aufsummiert. Zur Bestimmung der gesamten Atomzahl eines Bildes wurden für jedes Bild die gesamten Pixelwerte aufsummiert. Um bessere Messergebnisse

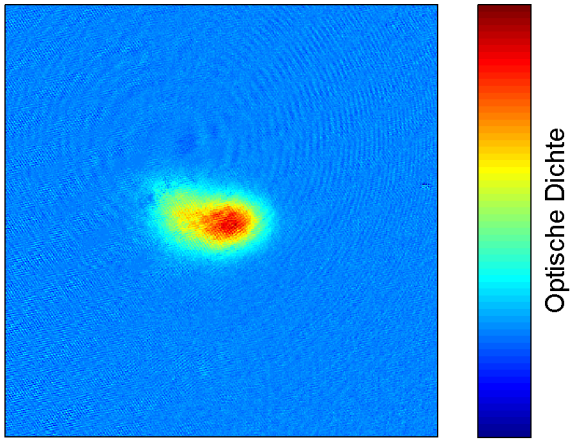


Abbildung 4.3: Optische Dichte eines Absorptionsdetektionsbildes. In dem Bereich, wo die optische Dichte groß ist, befinden sich die Atome.

zu erhalten, wurde die beschriebene Messreihe dreimal durchgeführt und die erhaltenen Daten wurden gemittelt. Als Ergebnis erhält man die gesamte detektierte Atomzahl über der Verstimmung aufgetragen. Die Frequenzverstimmung $\delta = \omega_0 - \omega_L$ ist definiert als die Differenz zwischen der Laserfrequenz und der Resonzfrequenz des atomaren Überganges. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

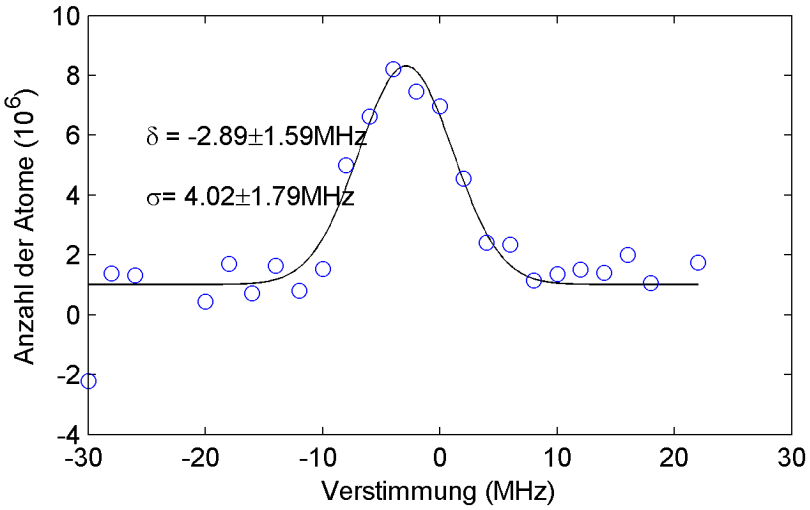


Abbildung 4.4: Anzahl der detektierten Atome bei variabler Verstimmung. Der Verlauf der detektierten Atomzahlen in Abhängigkeit der Verstimmung wurde mit einer Gauß-Kurve genähert. Am meisten Atome werden bei einer Verstimmung von $-2.89\,\mathrm{MHz}$ detektiert. Die Halbwertsbreite der Gaußkurve beträgt $7,96\,\mathrm{MHz}$.

Die Anzahl der detektierten Atome in Abhängigkeit der Verstimmung lässt sich durch eine Gauß-Kurve nähern. Es ergibt sich dann ein Maximum bei einer Verstimmung von $-2.89 \pm 1,59\,\mathrm{MHz}$. Diese Verstimmung lässt sich wie in Kapitel 3.1.3 in eine Detektions-AOM-Frequenz von $78,39\,\mathrm{MHz}$ umrechnen. Im Rahmen unseres Fehlers stimmt das Er-

gebnis also ziemlich gut mit der theoretischen Frequenz überein, auf welcher der AOM laufen muss, um zur $|F' = 4\rangle$- Linie von ^{85}Rb resonant zu sein. Die theoretisch errechnete Frequenz aus Kapitel 3.1.3 beträgt $79,8\,\mathrm{MHz}$. Der Unterschied wird daran liegen, dass die gefangenen Atome nicht ganz in Ruhe sind und daher eine geringe Dopplerverschiebung zur $|F' = 4\rangle$- Linie besitzen. Der Magnetfeldgradient erzeugt durch die Zeeman-Aufspaltung ebenfalls eine Energiedifferenz zur $|F' = 4\rangle$- Linie. Die Halbwertsbreite der Gaußkurve beträgt $7,96\,\mathrm{MHz}$. Eine genauere Betrachtung, bei der die Pixelwerte der Bilder zeilenweise aufsummiert wurden, zeigt jedoch, dass im Bereich von Verstimmungen von $-10\,\mathrm{MHz}$ bis $4\,\mathrm{MHz}$ die Atomwolke durch das Detektionslicht detektiert werden kann. Dieses Resultat ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

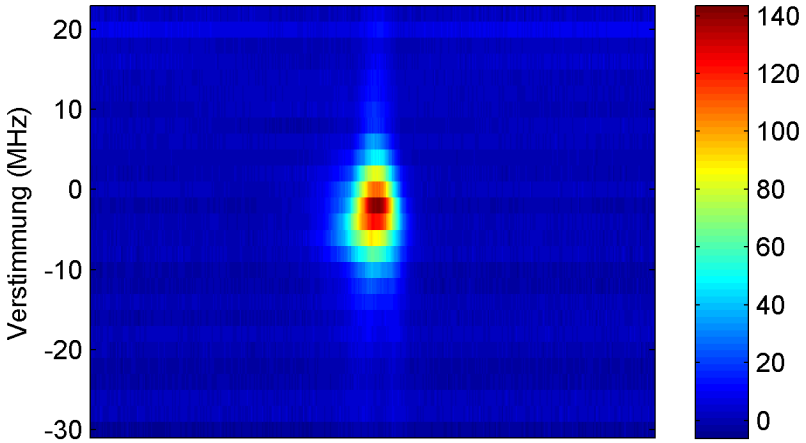


Abbildung 4.5: Intensität der detektierten Atomwolke in Abhängigkeit der Verstimmung. Im Bereich von $-10\,\mathrm{MHz}$ bis $4\,\mathrm{MHz}$ kann die Atomwolke detektiert werden.

4.2 Bestimmung der optimalen MOT-Parameter

Für das optimale Betreiben der MOT sollte die Verstimmung zur $|F' = 4\rangle$ -Linie bestimmt werden, da bei dieser Frequenz das einfallende Kühllicht resonant zum $|F' = 4\rangle$- Übergang ist und am meisten Atome in der MOT gefangen werden. Dies kann durch Fluoresenzdetektion oder Absorptionsdetektion geschehen.

Zu Beginn wurde eine Messreihe von Fluoresenzbildern bei konstantem Magnetfeld aufgenommen. Die Frequenzverschiebung des Kühl-AOMs wurde über die Experimentsteuerung von $80\,\mathrm{MHz}$ bis $90,75\,\mathrm{MHz}$ verändern, wobei jeweils in Schritten von $0,25\,\mathrm{MHz}$ Bilder von der Atomwolke gemacht wurden. Zur Auswertung wurde dann die Pixelzahl jedes Bildes aufsummiert, was ein Maß für die von der Kamera aufgenommene Lichtintensität ist. Eine größere Pixelzahl bedeutet, dass mehr Licht auf die Kamera gefallen ist, und sich so auch mehr Atome in der MOT befinden, die Licht emitieren. Die gemessene Gesamtintensität des emitierten Lichtes lässt sich wie in Abbildung 4.6 über die Verstimmung auftragen, so dass die Grafik angibt, bei welcher Verstimmung das meiste Licht emitiert wird. Bei dieser Frequenz sind dann auch am meisten Atome in der MOT gefangen.

Abbildung 4.6 zeigt, dass bei einer Frequenzverstimmung von $11\,\mathrm{MHz}$ am meisten Atome

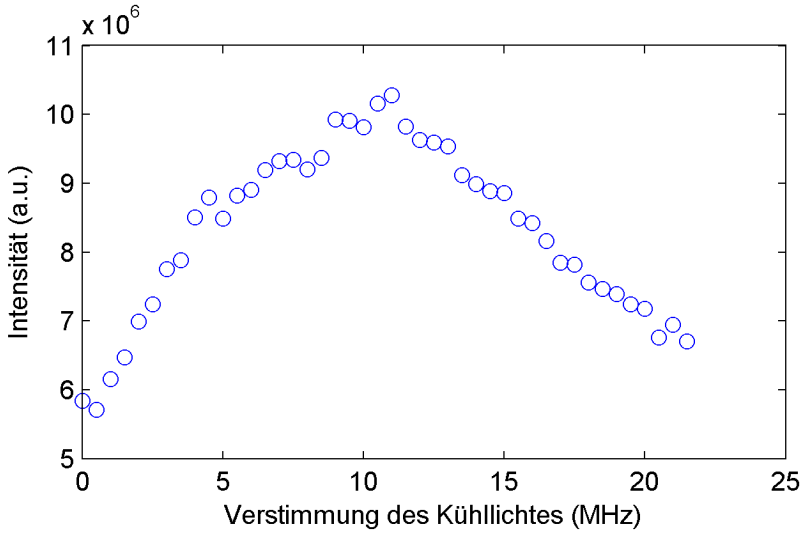
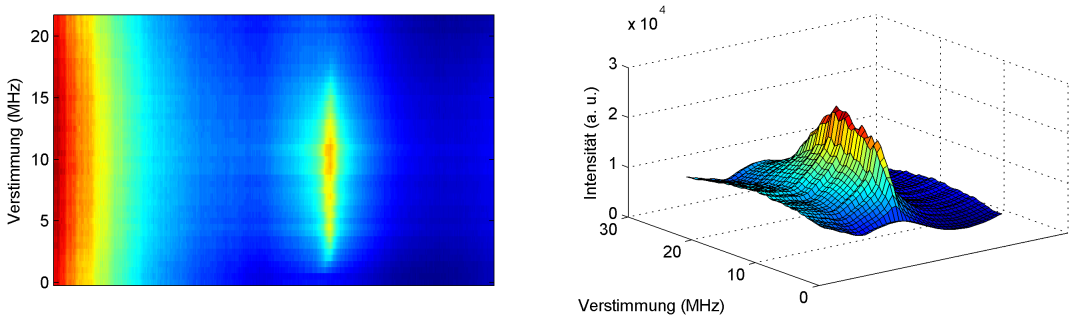


Abbildung 4.6: Fluoresenz bei verschiedenen Kühllichtverstimmungen. Für jedes Fluoresenzbild wurde die Pixelzahl aufsummiert und über die jeweilige Frequenzverstimmung des Kühl-AOMs aufgetragen. Die Abbildung zeigt somit die Intensität des emitierten Lichtes der MOT für verschiedene Kühllichtverstimmungen und gibt daher die Größe der Atomwolke in Abhängigkeit von der Kühllichtverstimmung an.

in der MOT gefangen sind. Diese Verstimmung des Kühllichtes scheint für das Fangen der Atome in der MOT optimal zu sein. Zur besseren Veranschaulichung wurden in einer weiteren Graphik für jedes Fluoressenzbild die Pixelspalten aufsummiert und der entstandene Intensitätsverlauf über die jeweilige Verstimmung aufgetragen. Dies ist in Abbildung 4.7(a) dargestellt. Es zeigt sich, dass die Intensität der Fluoresenzbilder im Frequenzbereich von 3 MHz bis 16, 5 MHz stark ansteigt. Dies wird ebenfalls in Abbildung 4.7(b) als Oberflächenplot der selben Grafik noch einmal veranschaulicht. Dies bedeutet also, dass für eine Verstimmung im Bereich von 3 MHz bis 16, 5 MHz überhaupt erst eine bemerkbare Anzahl von Atomen in der MOT gefangen wird. Dies ist in Abbildung 4.6 nicht ersichtlich.

Die Verstimmung der Resonanzfrequenz wird jedoch magnetfeldabhängig sein, da der Magnetfeldgradient die Zeeman-Aufspaltung der atomaren Energieniveaus beeinflusst (siehe Kapitel 2.3). Es müssen also Messungen mit variablem Magnetfeld durchgeführt werden. Zu Beginn dieser Arbeit ist eine Verstimmung von 15 MHz zur atomaren Resonanzfrequenz der $|F' = 4\rangle$ -Linie von ^{85}Rb angenommen worden. Um die wirkliche Verstimmung der Resonanzfrequenz zu ermitteln, sind vier Messreihen bei variierender Frequenz des Kühl-AOMs aufgenommen worden. Die Frequenzen des Kühl-AOMs gehen dabei in 0, 25 MHz -Schritten von 80 MHz bis 99 MHz. Für jede Messreihe wurde ein anderer Spulenstrom eingestellt, so dass in der MOT ein anderer Magnetfeldgradient vorliegt. Die Messreihen sind für 2 A, 3 A, 4 A und 5 A aufgenommen worden. Jede Messreihe enthält 77 Bilder, von denen in MATLAB mit Hilfe des Lambert-Beer-Gesetzes wie in Kapitel 4.1.2 beschrieben die optische Dichte ausgerechnet wurde.

Zur Auswertung werden wie in Kapitel 4.1.1 beschrieben jeweils für jedes optische Dichtebild die Pixelwerte zeilenweise aufsummiert und über der jeweiligen AOM-Frequenz aufgetragen. Das Resultat wird in Abbildung 4.8 dargestellt. Die Frequenzen des Kühl-AOMs sind hier in die Verstimmung zur $|F' = 4\rangle$ -Linie umgerechnet worden. Abbildung 4.8 zeigt, dass bei einem Spulenstrom von 2 A bei Verstimmungen von 8, 5 MHz bis 22 MHz Atome



(a) Intensität in Abhängigkeit der Kühllichtverstimmung

(b) Intensität in Abhängigkeit der Kühllichtverstimmung als Oberflächenplot

Abbildung 4.7: Intensität der Atomwolke. Abbildung 4.7(a) zeigt die Intensität der Atomwolke für verschiedene Kühllichtverstimmungen. Dafür wurden die Pixelspalten jedes Fluoresenzbildes aufsummiert und über die Verstimmung aufgetragen. Die unterschiedlichen Höhen und Tiefen der Graphik geben die Intensität der Atomwolke an. Diese wird in Abbildung 4.7(b) dargestellt, welche ein Oberflächenplot von Abbildung 4.7(a) ist.

gefangen werden. Bei einem Spulenstrom von 3 A geschieht dies im Bereich von 7 MHz bis 25 MHz. Für 4 A und 5 A sind es jeweils Verstimmungen im Bereich von 9 MHz bis 25 MHz und 9 MHz bis 27, 5 MHz, wo Atome gefangen werden. Diese Ergebnisse zeigen, dass bei größerem Spulenstrom der Magnetfelgradient größer wird, so dass der Kühl-AOM eine größere Verschiebefrequenz besitzen muss, damit das Kühllicht resonant zum entsprechenden Energieniveau der Atome ist. Dies wird auch in Abbildung 2.3 in Kapitel 2.3 ersichtlich.

Zusätzlich wurden für jedes Bild die gesamten Pixelwerte aufsummiert und in Atomzahlen umgerechnet. Die Anzahl der Atome ist über die verschiedenen Verstimmungen für die vier verschiedenen Spulenströme aufgetragen und in Abbildung 4.9 dargestellt.

Wie in Abbildung 4.9 ersichtlich wird, werden unabhängig vom Spulenstrom bei einer Verstimmung von ca. 14, 5 MHz am meisten Atome in der MOT gefangen. Bei einer Spulenstromstärke von 3 A ist die Anzahl der gefangenen Atome am größten. Im Rahmen der Messungenauigkeiten stimmt die über die Detektionsabsorption ermittelte Verstimmung zur $|F' = 4\rangle$- Linie mit den vorher geschätzten 15 MHz gut überein.

4.3 Time-Of-Flight Messungen

Wenn Kühllicht und Magnetfeld abrupt ausgeschaltet werden, wirken auf die Atome keine Kräfte mehr, die sie im Fallenzentrum halten. Die Atomwolke expandiert dann ballistisch in alle Raumrichtungen mit konstanter Geschwindigkeit v. Diese Geschwindigkeit der Atome rührt von ihrer inneren Energie her und ergibt sich aus der Temperatur T, auf welche die Atome gekühlt wurden, durch den bekannten Zusammenhang $1/2\, m\, v^2 = k_B\, T$, wobei k_B die Boltzmann-Konstante und m die Atommasse ist. Um die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Atomwolke zu ermitteln, müssen also Messwerte über deren Größe in Abhängigkeit von der Zeit genommen werden. Dazu dienen Flugzeitmessungen, wo mit der Absorptionsdetektion in gleichen Zeitabständen Schattenbilder von der expandierenden Atomwolke gemacht werden. Über diese Schattenbilder kann dann die Ausbreitungsgeschwindigkeit

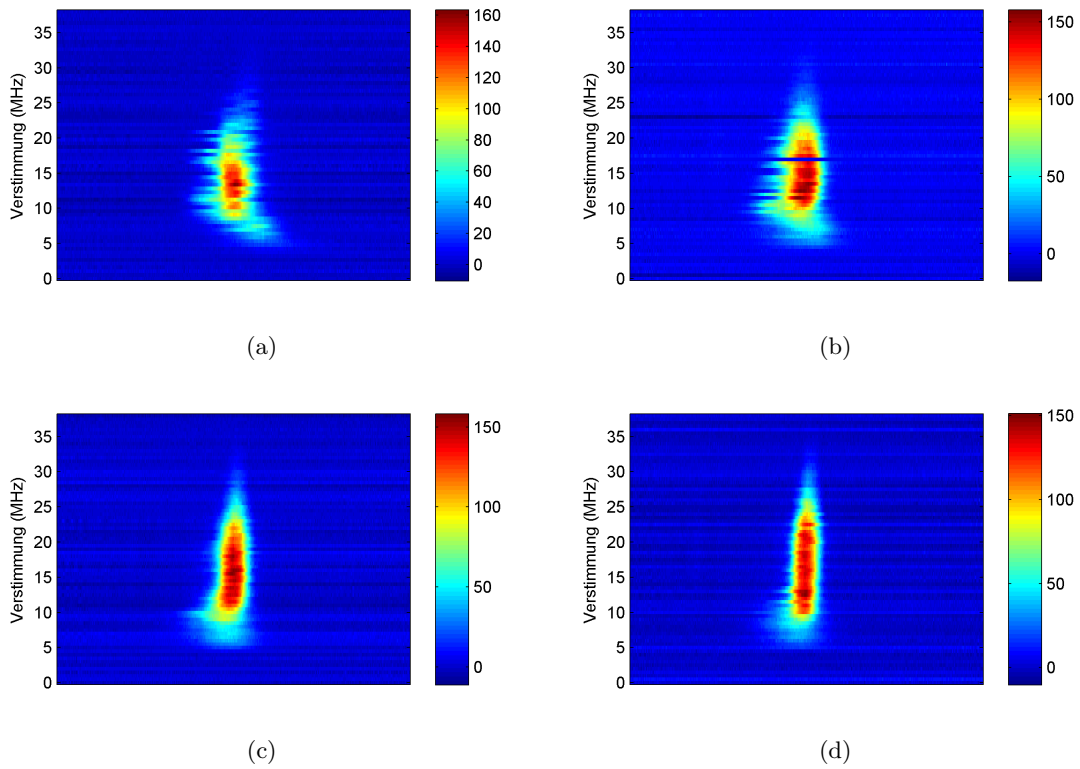


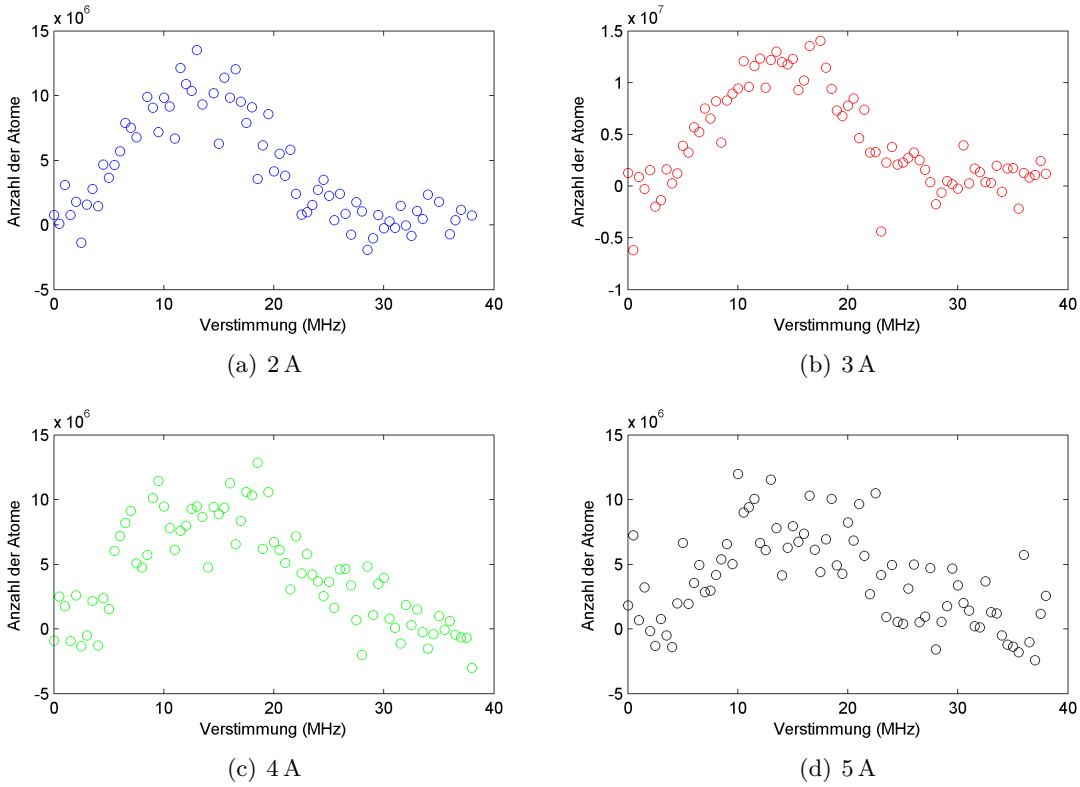
Abbildung 4.8: Absorptionsdetektionsbilder der Atomwolke bei verschiedenen Spulenstromstärken. Die Intensität der Atomwolke ist über der Verstimmung des Kühllichtes aufgetragen. Bild 4.8(a) zeigt die Atomwolke bei 2 A Spulenstrom, Bild 4.8(b) bei 3 A Spulenstrom, Bild 4.8(c) bei 4 A Spulenstrom und Bild 4.8(d) bei 5 A Spulenstrom.

und schließlich die Temperatur der Atome bestimmt werden.

Für die Temperaturbestimmung wurden zwei Serien mit 71 Bildern über die Absorptionsdetektion von der sich ausbreitenden Atomwolke aufgenommen. Dafür wurden jeweils im Abstand von 0,1 ms 7 ms lang Bilder von der Atomwolke aufgenommen. Die Bilder werden in optische Dichten umgerechnet und die errechneten Werte gemittelt und zeilenweise aufsummiert. Somit erhält man für jedes Bild einen Intensitätsverlauf, der über die Pixelwerte in horizontaler Richtung aufgetragen ist. Werden die Intensitätsverläufe in einer Graphik hintereinander gelegt, so ergibt sich wie in Abbildung 4.10 das Intensitätsbild der expandierenden Atomwolke über die Flugzeit aufgetragen. Die Pixelwerte in vertikaler Richtung wurden in mm umgerechnet.

In einer zweiten Messreihe wurde zum Vergleich noch einmal eine Flugzeitmessung von 5 ms Länge durchgeführt, wobei diesmal Bilder am Abstand von 0,25 ms von der Atomwolke gemacht wurden. Als Resultat ergibt sich ein ähnliches Bild, welches in Abbildung 4.11 gezeigt wird.

Abbildung 4.12 zeigt noch einmal nebeneinander die Ausbreitung der Atomwolke beider Messreihen, wobei diesmal das Intensitätsprofil der Atomwolke für jeden Zeitpunkt normiert wurde, indem die aufsummierten Pixelwerte durch den größten Pixelswert geteilt wurden. Es ergibt sich so ein viel deutlicheres Bild von der Ausbreitung der Atomwolke. Man kann in Abbildung 4.12 bereits erkennen, dass sich der Atomradius mit der Zeit linear



(a) 2 A (b) 3 A

(c) 4 A (d) 5 A

Abbildung 4.9: Anzahl der gefangenen Atome bei variierendem Spulenstrom. Die Anzahl der gefangenen Atome ist über der Kühllichtverstimmung aufgetragen. Sie ist bei einer Verstimmung von etwa $14,5\,\mathrm{MHz}$ und einem Spulenstrom von $3\,\mathrm{A}$ maximal. Die optimale Verstimmung ist für alle Spulenströme in etwa gleich und liegt bei $14,5\,\mathrm{MHz}$.

entwickelt. Die Atomwolke scheint mit der Zeit abgelenkt zu werden, was in den Bildern gut zu erkennen ist. Man könnte vermuten, dass die Atome ohne umgebendes Magnetfeld und ohne Laserbestrahlung durch die Gravitationseinwirkung fallen. Diese Vermutung hat sich nicht bestätigt, als die Ortsänderung der Atomwolke über der Zeit aufgetragen wurde. Es hat sich gezeigt, dass sich die Atome mit der Zeit nicht quadratisch sondern linear wegbewegen. Daher kann man auf eine Lichtdruckkraft schließen, welche den Weg der Atome beeinflusst. Anscheinend erfahren die Atome noch Lichteinstrahlung vom Rückpumplaser, so dass sie in eine Richtung gedrückt werden.

4.4 Temperaturbestimmung

Aus den Bildern der Flugzeitmessungen kann die Entwicklung des Atomwolkenradius mit der Zeit ermittelt werden. Dafür wurden mit MATLAB die Intensitätsverläufe der Atomwolke mit einer Gauß-Funktion genähert. Die genäherten Intensitätsverläufe der Atomwolke sind in Abhängigkeit der Flugzeit in Abbildung 4.13 dargestellt.

Der Radius der Atomwolke ergibt aus der Halbwertsbreite der Gaußkurven. Mit MATLAB kann somit die zeitliche Entwicklung des Wolkenradius in Abhängigkeit der Flugzeit dargestellt werden. Dies ist in Abbildung 4.14 gezeigt. Die Abbildung zeigt, dass sich der Radius der Atomwolke linear entwickelt. Die Messwerte werden daher mit MATLAB

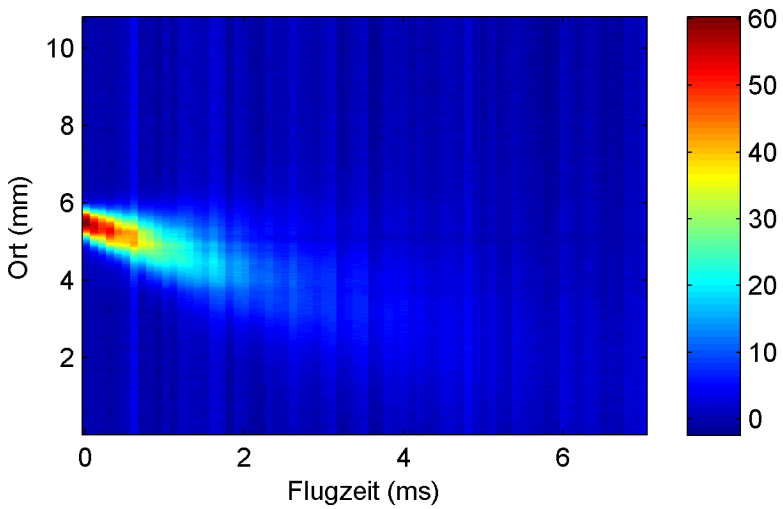


Abbildung 4.10: Ausbreitung der Atomwolke. In der Abbildung ist die Intensitätsverteilung der Atomwolke über der Flugzeit aufgetragen. Die verschieden Farben zeigen die unterschiedlichen Intensitäten.

graphisch an eine Gerade genähert, so dass die Steigung der Geraden die Ausbreitungsgeschwindigkeit v der Atome angibt (siehe Abbildung 4.14). Diese beträgt bei der ersten Messreihe $v = 0,33 \pm 0,01\,\mathrm{m/s}$.

Die Temperatur der Atome ergibt sich dann durch

$$T = \frac{m\,v^2}{2\,k_B} \tag{4.2}$$

Für die erste Messreihe ergibt sich somit eine Temperatur von $T = 547 \pm 1\,\mu\,\mathrm{K}$. Auf die selbe Art und Weise wurde noch einmal in einer zweiten Messreihe die Temperatur bestimmt. Das Resultat ist in Abbildung 4.15 dargestellt.

Für die zweite Messreihe ergibt sich eine Ausbreitungsgeschwindigkeit von $v = 0,33 \pm 0,04\,\mathrm{m/s}$ sowie ein Temperatur von $T = 540 \pm 10\,\mu\,\mathrm{K}$. Das Resultat liegt nahe an dem der ersten Messreihe. Es kann allerdings nicht gesagt werden, ob die Temperatur wirklich genau bestimmt wurde, da zur Näherung angenommen wurde, dass sich die Atome wie ein ideales Gas verhalten und dass sich das Profil der Intensitätsverläufe der Atomwolke gaußförmig verhält. Es kann nicht gesagt werden, wie zutreffend diese Annahmen für den Realfall sind. Dennoch zeigt sich hier, dass die Rubidiumatome in der MOT auf eine Temperatur von bis zu $1/2\,\mathrm{mK}$ gekühlt werden können. Für die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats mit der Praktikums-MOT reicht diese Temperatur jedoch nicht aus. Dafür muss das ultraklate atomare Gas in einer Magnetfalle weiter verdichtet und heruntergekühlt werden.

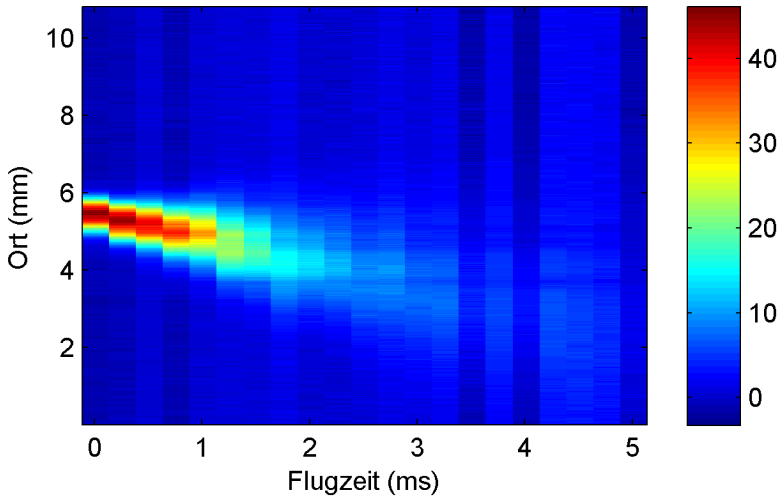
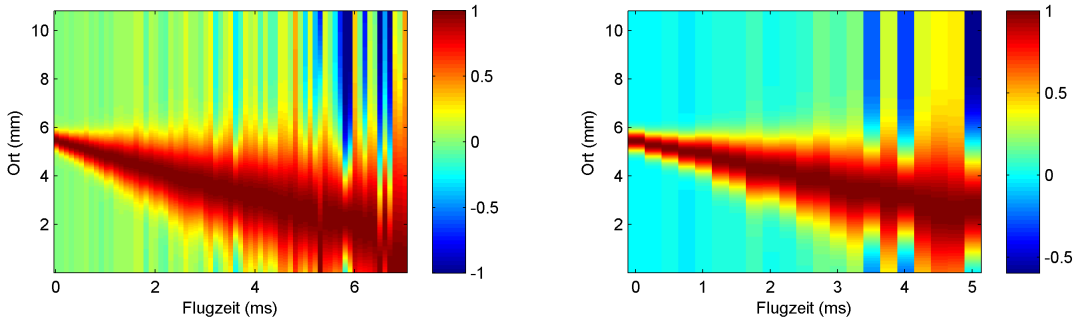
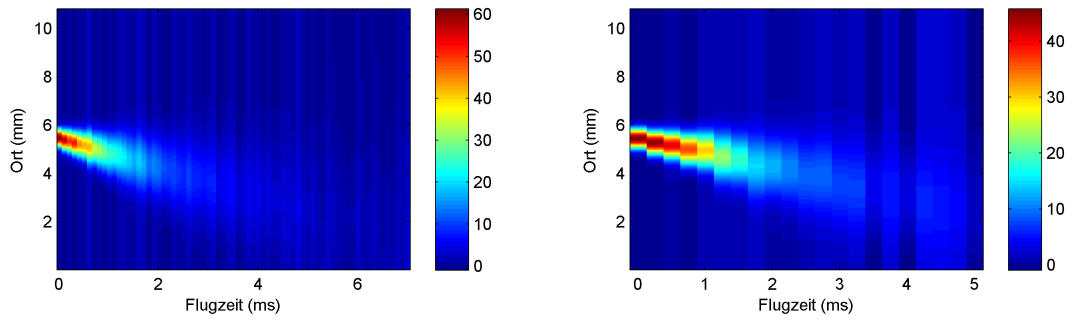


Abbildung 4.11: Ausbreitung der Atomwolke in der zweiten Messreihe.



(a) (b)

Abbildung 4.12: Normierte Ausbreitungsbilder von der Atomwolke. Bild 4.12(a) zeigt die normierten Intensitätsprofile der Atomwolke aus der ersten Messreihe für die verschiedenen Zeitpunkte. Man erkennt deutlich die kegelförmige Ausbreitung der Atomwolke mit der Zeit. Das selbe ist in Bild 4.12(b) für die zweite Messreihe dargestellt.



(a) (b)

Abbildung 4.13: Durch Gauß-Funktion genäherte Ausbreitung der Atomwolke. Die in y-Richtung aufsummierten Pixelwerte der Schattenbilder sind durch Gauß-Funktionen genähert und über der Flugzeit aufgetragen. Zu jedem Zeitpunkt gehört ein vertikaler Streifen, der die Werte der Gauß-Funktion als Intensitätsverlauf anzeigt. Bild 4.13(a) zeigt die genäherten Intensitätsprofile für die erste Messreihe und Bild 4.13(b) die genäherten Intensitätsprofile für die zweite Messreihe. Es ist kaum ein Unterschied zu den gemessenen Werten in Abbildung 4.10 und 4.11 zu erkennen.

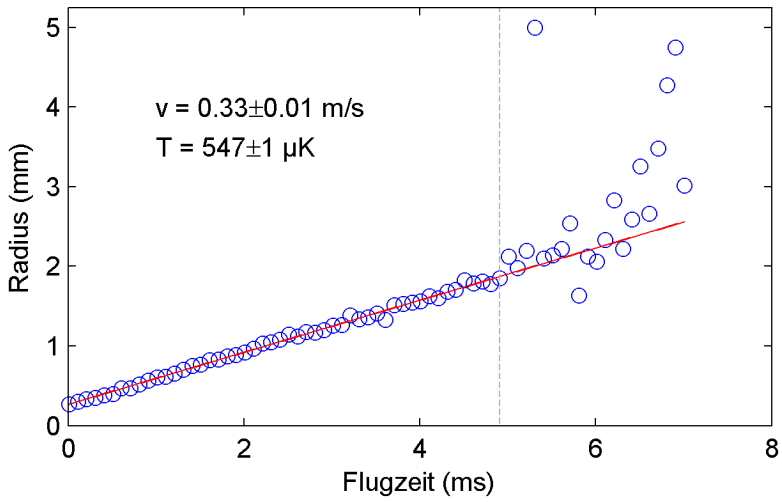


Abbildung 4.14: Zeitliche Entwicklung des Atomwolkenradius für die erste Messreihe. Die aus den Gauß-Funktionen ermittelten Halbwertsbreiten sind über die Flugzeit aufgetragen und durch eine Gerade genähert. Es ergibt sich bis ca. $5\,\mathrm{ms}$ ein linearer Anstieg des Wolkenradius, dessen Steigung die Ausbreitungsgeschwindigkeit und damit auch die Temperatur der Atomwolke ergibt.

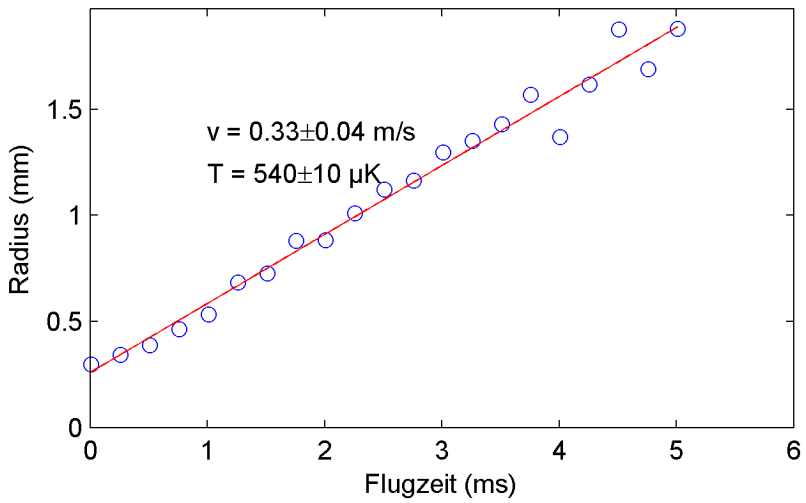


Abbildung 4.15: Zeitliche Entwicklung des Atomwolkenradius für die zweite Messreihe.

5 Didaktische Anwendung als Praktikumsversuch

Die in dieser Bachelorarbeit beschriebene magneto-optische Falle soll später als Praktikumsversuch im Fortgeschrittenpraktikum der Physik-Bachelorstudenten dienen. Dabei handelt es sich um Studenten, die gerade das fünfte Fachsemester ihres Physik-Bachelorstudiums abgeschlossen haben und größtenteils noch keine Atomphysik oder Laserphysik als Vorlesung gehört haben. Deswegen ist es das Hauptziel dieses Praktikumsversuches, die Studenten schon relativ früh im Laufe ihres Studiums an Inhalte heranzuführen, die für die physikalische Forschung sehr relevant sind. Auch wenn Konzepte wie die Laserkühlung und die Laserspektroskopie für Studenten im 5. Semester noch relativ abstrakte Themengebiete sind, so finden sie doch alltägliche Anwendung in der physikalischen Forschung und sollten deshalb von den Physikstudenten schon früh verstanden werden. Den Studenten wird dabei das Termschema eines Atoms schon aus der Quantenmechanikvorlesung bekannt sein und sie werden auch wissen, dass das Atom durch Absorption oder Emission eines Lichtquants sein Energieniveau ändern kann. Die Grundlagen sind also bereits gelegt, so dass sich die Studenten in den Bereich der Laserkühlung einarbeiten können. Das Verständnis der Funktionsweise einer magneto-optischen Falle und der Laserspektroskopie werden dann dadurch unterstützt, dass viele Teile des Experimentes den Studenten direkt zugänglich sind. So sollen sie im Laufe der Praktikumsarbeit auch selber am MOT-Tisch arbeiten und einen Eindruck von der Vakuumkammer, der Absorptionsdetektion und dem Kühllicht bekommen.
Auf der anderen Seite wird das gesamte Lasersystem auf dem Lasertisch den Studenten eher verdeckt bleiben und höchstens gezeigt werden, um den Studenten zum Verständnis notwendige Grundlagen wie zum Beispiel die Laserspektroskopie zu erklären. Dabei soll der Schwerpunkt nur auf das anschauliche Verständnis des Lasersystems gelegt werden. Die Studenten sollen den Sinn der Spektroskopie-Äste, der AOMs und der verschiedenen Laserzweige für Kühl- und Rückpumplaser verstehen, sie sollen jedoch nicht die Spiegel oder die AOMs nachjustieren oder Licht in die optischen Fasern einkoppeln. Der Schwerpunkt diese Praktikumsversuches soll wirklich auf das Verständnis der Physik gelegt sein, die Elektronik der technischen Hilfsmittel wie AOM-Treiber, Lock-Boxen und Laserdioden soll den Studenten jedoch verborgen bleiben. Daher sind die elektronischen Geräte zur Bedienung des Lasersystems auch über die Experimentsteuerung mit dem Computer verbunden, so dass die Studenten den Praktikumsversuch vom Computer aus bedienen können.

Der Versuchsablauf soll dreigeteilt stattfinden, so dass die Studenten zu Beginn explizit am MOT-Tisch arbeiten und auch Lichtwege wie den der Detektionsabsorption selber einjustieren können. Danach sollen Messdaten ermittelt und über den Computer ausgewertet werden. Dieser Praktikumsversuch bietet den Studenten dafür auch gute Möglichkeiten, da sie viele Parameter wie die Frequenzverschiebungen der AOMs oder das Ein- und Ausschalten des Magnetfeldes über die Experimentsteuerung selbst vornehmen können. Die Studenten können somit ausprobieren, welche Parameter für das Fangen der Ato-

me oder das Ausbreiten der Atomwolke entscheidend sind und wie diese optimal gewählt werden sollten. Die bildliche Veranschaulichung durch die Absorptionsdetektion und die MOT-Kameras erleichtert dabei das Verständnis von den Vorgängen, welche sich in der Vakuumkammer abspielen. Zusätzlich bietet die Möglichkeit einer Flugzeitmessung die Temperatur des atomaren Gases zu bestimmen. Die Studenten lernen so eine ganze Bandbreite von Anwendungsmöglichkeiten der magneto-optischen Falle kennen und erhalten eine Ideen, wie die MOT-Technologie in der Forschung oder in der Technik genutzt werden kann. Abschließend muss man sagen, dass das Zusammenspiel von experimenteller Arbeit auf dem MOT-Tisch und Auswertung über eine Software den Studenten einen guten Eindruck vermittelt, wie physikalische Forschung im Labor durchgeführt wird. Die Studenten erhalten durch die Tätigkeit im Labor somit schon einen Eindruck, wie die berufliche Tätigkeit eines Physikers aussehen kann.

6 Ausblick

Da der Kameratrigger zu Beginn der Messungen nicht richtig funktioniert hat, konnten zu Beginn nur Fluoresenzaufnahmen der MOT gemacht werden. Die genaue Einstellung der Absorptionsdetektion konnte erst zu einem sehr späten Zeitpunkt dieser Arbeit realisiert werden, so dass nur wenige Messreihen für varierende MOT-Parameter gemacht werden konnten. Hier kann noch viel systematischer gemessenen werden, bei welchen Verstimmungen und welchem Magnetfeld die MOT optimal läuft. Zusätzlich können noch Messungen ohne Magnetfeld von der MOT gemacht werden, die dann die optische Melasse zeigen. Hierfür kann dann ebenfalls die Verstimmung des Kühllichtes ermittelt werden, da eine optische Melasse eine andere Kühllichtfrequenz braucht als die gefangenen Atome bei angeschaltetem Magnetfeld. Dies sind alles Messungen, die die Studenten im Fortgeschrittenpraktikum machen sollen.

Im Kapitel 4 wurden viele Aussagen über die Anzahl der gefangenen Atome getroffen. Es konnte jedoch nie die Teilchenzahl genau bestimmt werden, da dafür Quanteneffizienz und Gain der Detektionskamera bekannt sein müssen. Diese konnten aus den Datenblättern leider nicht ermittelt werden. Für die genaue Bestimmung der Teilchenzahl soll später eine Photodiode in der MOT justiert werden, über die die Fluoresenz der gefangenen Atome als Spannung ausgegeben wird. So können die Studenten dann später Ladekurven von der MOT aufnehmen, über die die Zahl der gefangenen Atome dann exakt bestimmt werden kann.

Ein wichtiger Bestandteil dieses Projektes vor Inbetriebnahme des Praktikumsversuches wird noch die Erstellung einer Praktikumsanleitung für die Studenten sein. Diese ist jedoch nicht mehr Teil dieser Arbeit, sondern wird später von den anderen Mitarbeitern an diesem Projekt realisiert werden.

Abbildungsverzeichnis

2.1 Reibungskraft in der optischen Melasse . . . 8
2.2 Aufbau der Antihelm-Holtzspulen . . . 9
2.3 Wirkungsweise einer MOT . . . 10
2.4 Aufbau einer magneto-optischen Falle . . . 11
2.5 Besetzungsdichte der Atome im Grundzustand . . . 12
2.6 Löcher in der Besetzungsverteilung . . . 13
2.7 Absorbtionslinie mit Lamb-Dip . . . 14
2.8 Entstehung einer Cross-Over-Resonanz . . . 15
2.9 Cross-Over-Resonanz im Spektrum . . . 16
2.10 Termschema von Rubidium . . . 17
2.11 Doppler-Freies Absorptionsspektrum von Rubidium . . . 18

3.1 Lasersystem . . . 21
3.2 Laserplan . . . 22
3.3 Funktionsweise eines AOMs . . . 25
3.4 Frequenzverschiebung durch die AOMs . . . 26
3.5 Aufbau der Spektroskopie . . . 27
3.6 Dopplerfreies Spektrum von Rubidium . . . 28
3.7 FM-Spektrum von Rubidium . . . 29
3.8 FM-Spektren der Kühl- und Rückpumpübergänge . . . 30
3.9 Vakuumkammer mit MOT-Setup . . . 32
3.10 Aufbau der MOT . . . 33
3.11 Abmessungen der Magnetspulen . . . 34
3.12 Induktionsspannung am MOSFET . . . 35

4.1 Fluoresenzbild der MOT . . . 36
4.2 Absorptionsbilder der Atomwolke . . . 37
4.3 Optische Dichte eines Absorptionsdetektionsbildes . . . 38
4.4 Anzahl der detektierten Atome bei variabler Verstimmung . . . 38
4.5 Intensität der detektierten Atomwolke in Abhängigkeit der Verstimmung . . . 39
4.6 Fluoresenz bei verschiedenen Kühllichtverstimmungen . . . 40
4.7 Intensität der Atomwolke . . . 41
4.8 Absorptionsdetektionsbilder der Atomwolke bei verschiedenen Spulenstromstärken . . . 42
4.9 Anzahl der gefangenen Atome bei varierendem Spulenstrom . . . 43
4.10 Ausbreitung der Atomwolke . . . 44
4.11 Ausbreitung der Atomwolke in der zweiten Messreihe . . . 45
4.12 Normierte Ausbreitungsbilder von der Atomwolke . . . 45
4.13 Durch Gauß-Funktion genäherte Ausbreitung der Atomwolke . . . 46

4.14 Zeitliche Entwicklung des Atomwolkenradius für die erste Messreihe 46
4.15 Zeitliche Entwicklung des Atomwolkenradius für die zweite Messreihe 47

Literaturverzeichnis

[1] T. Hänsch and A. Schawlow. Cooling of Gases by Laser Radiation. Opt.Commun., 13:68, 1975.

[2] H. Safaei. Aufbau einer magnetooptischen Falle mit Rubidiumatomen. Diplomarbeit, 2004.

[3] H.J. Metcalf and P. van der Straten. Laser Cooling and Trapping. Springer, 1999.

[4] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. . Opt. Soc., (6):2023, 1989.

[5] H. Moritz. Vorlesung Physik III, Quantenphysik und statistische Physik. Unveröffentlicht, 2011.

[6] H. Haken, H. C. Wolf. Atom- und Quantenphysik. 4. Auflage. Springer, 1990.

[7] W. Demtroeder. Experimentalphysik 3 - Atome, Moleküle und Festkörper. Vierte, überarbeitete Auflage. Springer, 2010.

[8] G.C. Bjorklund and M.D. Levenson. Frequency Modulation Spectroscopy. Applied Physics B, 32:145, 1983.

[9] A. Vogel. Bose-Einstein condensates for space applications and novel teaching concepts. Doktorarbeit, 2009.

[10] W. D. Phillips. Laser cooling and trapping of neutral atoms. Reviews of Modern Physics, Vol. 70, No. 3, July 1998

[11] H. Blazy. Planung und Aufbau eines Lasersystems für eine 2D- und 3D-MOT für ^{39}K und ^{40}K. Bachelorarbeit, 2013.

[12] T. P. Meyrath. Electromagnet Design Basics for Cold Atom Experiments. Atom Optics Laboratory. Center for Nonlinear Dynamics. University of Texas. Austin, 2004.

[13] G. Rempe, Atome eiskalt gekühlt. Physik in unserer Zeit. 28. Jahrg. 1997/ Nr. 6.

[14] K. Bongs, J. Reichel, K. Sengstock. Bose-Einstein-Kondensation - Das ideale Quantenlabor. Physik in unserer Zeit. 34. Jahrgang. 2003 / Nr. 4.

Danksagung

Danke an die Gruppe

Erklärung

Arbeit selber gemacht !