

Laserkühlen von Dysprosium

von

Carina Baumgärtner

Masterarbeit in Physik
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz
am 22.08.2017

1. Gutachter: Prof. Dr. Patrick Windpassinger
2. Gutachter: Prof. Dr. Jochen Walz

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Mainz, den

Carina Baumgärtner
QUANTUM
Institut für Physik
Staudingerweg 7
Johannes Gutenberg-Universität D-55128 Mainz
cbaumgae@students.uni-mainz.de

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Experimenteller Aufbau	3
2.1. Dysprosium - Eigenschaften und Übergänge	3
2.2. Vakuumkammer	4
2.3. Lasersystem	5
3. Fluoreszenzspektroskopie und optisches Pumpen von Dysprosium	9
3.1. Theoretische Grundlagen	9
3.1.1. Feinstruktur und Zeeman-Effekt	9
3.1.2. Übergänge und Übergangsstärken	12
3.1.3. Fluoreszenzspektroskopie und Verbreiterungsmechanismen	14
3.2. Spektroskopie senkrecht zum Atomstrahl	18
3.2.1. Optisches Pumpen	20
3.2.2. Zeeman-Aufspaltung und Kompensationsfeld	22
3.2.3. Spektroskopie mit Quantisierungsachse in y-Richtung	25
4. Laserkühlen von Dysprosium	27
4.1. Theoretische Grundlagen	27
4.1.1. Streukraft und optische Melasse	27
4.1.2. Zeeman-Slower	30
4.1.3. Schmalbandige magneto-optische Falle	31
4.1.3.1. Besonderheiten bei Atomen mit großem magnetischem Moment	35
4.2. Aufbau und Charakterisierung des transversalen Kühlens bei 421 nm	36
4.3. Optimierung von Spulenstrom und Verstimmung des Zeeman-Slower Lichtes	41
4.4. Fangen der Atome in der magneto-optischen Falle bei 626 nm	43
5. Zusammenfassung und Ausblick	53
A. Anhang	55
A.1. Aufbau des zweiten Lasersystems bei 421 nm	55
A.2. Leistung von Pump- und Spektroskopielicht	56
A.3. Spektren bei Quantisierungsachse in x- und z-Richtung	58

1. Einleitung

Durch die Möglichkeit kalte Quantengase zu erzeugen wurde ein neues Kapitel in der Atomphysik aufgeschlagen, da sich seither eine Vielzahl neuer experimenteller Möglichkeiten bietet. Meilensteine in diesem Feld waren die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats (englisch *Bose-Einstein-Condensate*, kurz BEC) [1, 2] mit Alkaliatomen 1995 sowie einige Jahre später das erste entartete Fermi-Gas [3, 4, 5]. Ein Beispiel für die Vielseitigkeit kalter Quantengase ist die Möglichkeit entartete Quanten-Vielteilchensysteme experimentell zu kontrollieren. Dabei kann das Regime von stark korrelierten Systemen, wie es sonst beispielsweise in Festkörpern vorliegt, mit kalten Quantengasen simuliert werden [6]. Durch das Laden von Quantengasen in optische Gitter können physikalische Systeme, wie z.B. ein Superfluid, simuliert werden.

Das chemische Element Dysprosium (Dy) zeichnet sich dadurch aus, da es neben Terbium das größte im Periodensystem vorkommende magnetische Dipolmoment von $10 \mu_B$ besitzt, wodurch es starke dipolare Eigenschaften aufweist. Dipolare Quantengase besitzen neben der in allen atomaren Quantengasen vorkommenden isotropen und kurzreichweitigen Kontaktwechselwirkung auch eine anisotrope und langreichweitige Wechselwirkung durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung und öffnen den Zugang zu neuen Phänomenen [7]. 2011 wurde das erste Dysprosium BEC erzeugt [8]. Aufgrund seines stark dipolaren Charakters weist es ein ähnliches Verhalten wie ein Ferrofluid bei Anlegen eines externen Magnetfeldes auf [9, 10]. Es ist sogar möglich, die Kontaktwechselwirkung in einer flachen Falle zu verringern und durch die dadurch dominierende Dipol-Dipol-Wechselwirkung Quantentropfen (englisch *quantum droplets*) zu erzeugen [11]. 2012 wurde das erste degenerierte Fermi-Gas aus Dysprosium Atomen durch evaporatives Kühlen von einkomponentigem, spinpolarisiertem ^{161}Dy erzeugt, was auf dipolare Streuvorgänge zurückzuführen ist [12]. Ohne die dipolaren Eigenschaften würden einkomponentige, spinpolarisierte Fermionen rein durch die Kontaktwechselwirkung nicht streuen und daher nicht zum degenerierten Fermi-Gas thermalisieren.

Aufgrund seiner komplexen elektronischen Struktur mit einem unvollständig gefüllten 4f-Orbital, bietet Dysprosium mehrere mögliche Kühlschemata, um das Regime kalter Quantengase zu erreichen. Die erste magneto-optische Falle (englisch *magneto-optical trap*, kurz MOT) mit Dysprosium wurde 2010 mit dem breiten Übergang bei 421 nm experimentell umgesetzt [13, 14] und die gefangenen Atome anschließend bei dem sehr schmalen Übergang bei 741 nm bis auf einige hundert Nanokelvin gekühlt [10].

Ein weiteres, einfacheres Kühlechema wurde 2014 umgesetzt, wobei die Atome in einer MOT bei 626 nm gefangen und gekühlt wurden. Mit diesem Aufbau konnten $2 \cdot 10^8$ Atome bei einer Temperatur von $6 \mu\text{K}$ gefangen werden, was Ausgangspunkt für das Laden der Atome in eine Dipolfalle und weiteres Kühlen war [15].

Ziel dieser Arbeit ist das Laserkühlen von Dysprosium, im Speziellen des ^{162}Dy Isotops, bis hin zu einer dichten, kalten Atomwolke in einer MOT bei 626 nm. Die in der MOT gefangenen Atome bilden den Ausgangspunkt für das Laden der Atome in eine Dipolfalle und nicht zuletzt für das Erzeugen entarteter kalter Quantengase. Ein essentieller Bestandteil des Aufbaus stellt die Kollimation der aus dem Ofen kommenden heißen Atome durch optisches Kühlen bei 421 nm transversal zum Atomstrahl dar, wodurch der Atomfluss erhöht wird. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Lasersystem bei 421 nm aufgebaut, das Licht für dieses transversale Kühlen sowie für die Abbildung der MOT liefert. Da sich das Experiment noch in der Aufbauphase befand, wurde zudem der Aufbau für das transversale Kühlen geplant, umgesetzt und charakterisiert.

Da an vielen Stellen unseres Experimentes Schlussfolgerungen über den Zustand des atomaren Ensembles oder aber auch über die Funktion einzelner experimenteller Einheiten über Fluoreszenzspektroskopie bei 626 nm gezogen werden können, ist ein genaues Verständnis dieser nötig. In dieser Arbeit werden daher die Parameter, die in unserem speziellen Fall einen Einfluss auf die Messungen haben können, untersucht und charakterisiert.

Diese Arbeit gliedert sich wie folgt: Zuerst werden in Kapitel 2 das bis dato aufgebaute Experiment sowie die verwendeten Lasersysteme vorgestellt. In Kapitel 3 werden die Fluoreszenzspektroskopie und das optische Pumpen von Dysprosium erläutert. Es wird dabei auf den Einfluss von Magnetfeldern und der Polarisation des Lichtes eingegangen. Kapitel 4 widmet sich den drei Stellen in unserem Experiment, in denen Dysprosium durch Laserlicht gekühlt wird. Es wird der Aufbau für das transversale Kühlen vorgestellt und charakterisiert und anschließend die optimalen Parameter für den Betrieb des Zeeman-Slowers, der die Atome in longitudinaler Richtung abbremst, vorgestellt. Abschließend wird auf das Fangen und Kühlen der Atome in der MOT bei 626 nm eingegangen. Zu Beginn von Kapitel 3 und Kapitel 4 befindet sich jeweils eine Zusammenfassung der benötigten theoretischen Grundlagen. Abschluss der Arbeit bildet ein Fazit und ein Blick in die Weiterführung des Experimentes.

2. Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der Aufbau des Experimentes vorgestellt, wobei zuerst auf die spezifischen Eigenschaften von Dysprosium und die für das Experiment verwendeten Übergänge eingegangen wird. Anschließend wird ein Überblick über die Vakuumkammer gegeben und das Lasersystem vorgestellt.

2.1. Dysprosium - Eigenschaften und Übergänge

Dysprosium gehört zur Gruppe der Lanthanoide und hat die Ordnungszahl 66. Die am häufigsten natürlich vorkommenden Isotope sind die Bosonen ^{162}Dy (26%) und ^{164}Dy (28%) sowie die Fermionen ^{161}Dy (19%) und ^{163}Dy (25%). Seltener sind die Isotope ^{156}Dy (0.06%), ^{158}Dy (0.1%) und ^{160}Dy (2.3%) [16]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das ^{162}Dy Boson betrachtet. Dysprosium hat im Grundzustand die Elektronenkonfiguration $[\text{Xe}]4f^{10}6s^2$ mit einem im Gegensatz zum gefüllten 6s-Orbital ungefülltem 4f-Orbital. Hierdurch ergibt sich ein Gesamtspin $S = 2$, ein Gesamtbahndrehimpuls $L = 6$ und gekoppelt ein Gesamtdrehimpuls $J = 8$ [17]. Die Fermionen haben einen Kernspin von $I = 5/2$, die Bosonen $I = 0$.

In Abbildung 2.1 ist ein Teil des Energieschemas von Dysprosium aufgetragen. Für unser Experiment relevant sind zum gegenwärtigen Zeitpunkt zwei Übergänge. Zum einen verwenden wir jenen bei 421 nm mit einer Linienbreite von $\Gamma_{421}/2\pi = 32.2 \text{ MHz}$ [18]. Aufgrund der kurzen Lebensdauer des mit diesem Übergang angeregten Zustandes ergibt sich eine hohe Streurrate, weshalb sich das Licht bei 421 nm für den Zeeman-Slower, das transversale Kühlen, Absorptionsabbildungen und das optische Pumpen eignet. Durch die große Linienbreite ergibt sich allerdings auch eine Dopplertemperatur von $T_{D,421} = \frac{\hbar\Gamma_{421}}{2k_B} = 773 \mu\text{K}$ [19]. \hbar bezeichnet hier das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum und k_B die Boltzmann-Konstante. Atome, die in einer MOT dieser Wellenlänge gefangen wurden, können im späteren Verlauf des Experimentes nicht direkt in eine Dipolfalle ($T \approx 100 \mu\text{K}$) geladen werden [10]. Im Experiment verwenden wir für die MOT den Übergang bei 626 nm mit einer Breite von $\Gamma_{626}/2\pi = 136 \text{ kHz}$ [20]. Durch die kleine Dopplertemperatur von $T_{D,626} = \frac{\hbar\Gamma_{626}}{2k_B} = 3.3 \mu\text{K}$ eignet sich dieser Übergang, um ausreichend kalte Atome für spätere Anwendungen zu erhalten. Der Übergang ist zudem geschlossen, weshalb kein Rückpumpübergang benötigt wird.

Dysprosium ist, wie im vorherigen Kapitel bereits erwähnt, aufgrund seines großen magnetischen Momentes von $10\mu_B$ [20], wobei μ_B das Bohrsche Magneton bezeichnet, und der sich daraus ergebenden starken Dipol-Dipol Wechselwirkung interessant. Die Dipol-Dipol Wechselwirkung ist hier 100 mal größer als bei Alkalimetallen [8]. Das große magnetische

2. Experimenteller Aufbau

Moment ergibt sich aus dem großen Drehimpuls von $J = 8$ und dem Landé-Faktor von $g_J = 1.24125$ [21].

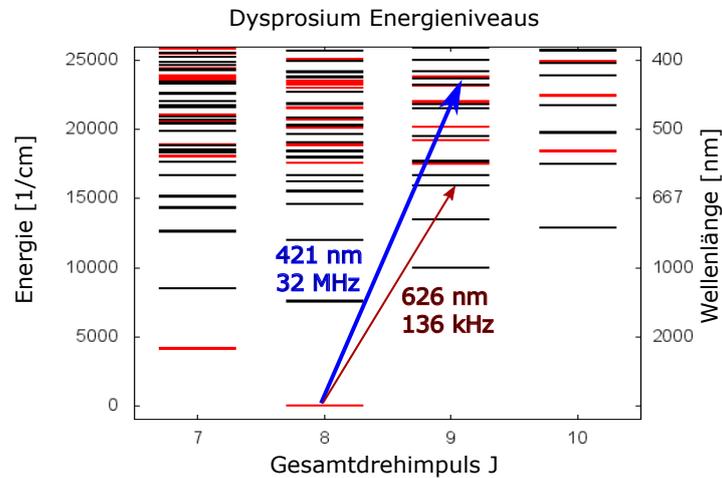


Abbildung 2.1.: Teil des Energieschemas von Dysprosium. Eingezeichnet sind die breite 421 nm Linie, die für den Zeeman-Slower, das transversale Kühlen und die Abbildung verwendet wird, sowie der schmale 626 nm Übergang, der für die MOT und die Spektroskopie benutzt wird. Die roten bzw. schwarzen Linien bezeichnen Übergänge mit gerader bzw. ungerader Parität.

2.2. Vakuumkammer

Der experimentelle Aufbau besteht aus einer etwa zwei Meter langen Vakuumkammer, die in Abbildung 2.2 zu sehen ist. Dysprosium hat einen hohen Schmelzpunkt von 1412 °C [22], weshalb hohe Temperaturen für geeignete Partialdrücke von Dysprosium vonnöten sind. Wir verwenden einen Effusionsofen bei 1250 °C , woraus sich ein Partialdruck des Dysprosiums von 10 Pa ergibt [22]. Innerhalb des Ofens liegt ein Tantaltiegel, in dessen 3 mm breite Öffnung sich zwischen 4 und 8 g Dysprosium befinden. Tantal eignet sich als Material, da es neben Molybdän bei den hier vorhandenen Temperaturen nicht mit Dysprosium reagiert [23]. Der Ofen besitzt zudem ein Doppelfilament, womit der 3 mm schmale Kanal des Tiegels auf eine höhere Temperatur als der Rest des Ofens geheizt werden kann, um ein Verstopfen des Kanals zu vermeiden. Zwischen Ofen und der Ofenkammer befindet sich ein Wellbalg mit dem der Fluss von Dysprosiumatomen in die Kammer durch Justage des Ofens maximiert werden kann.

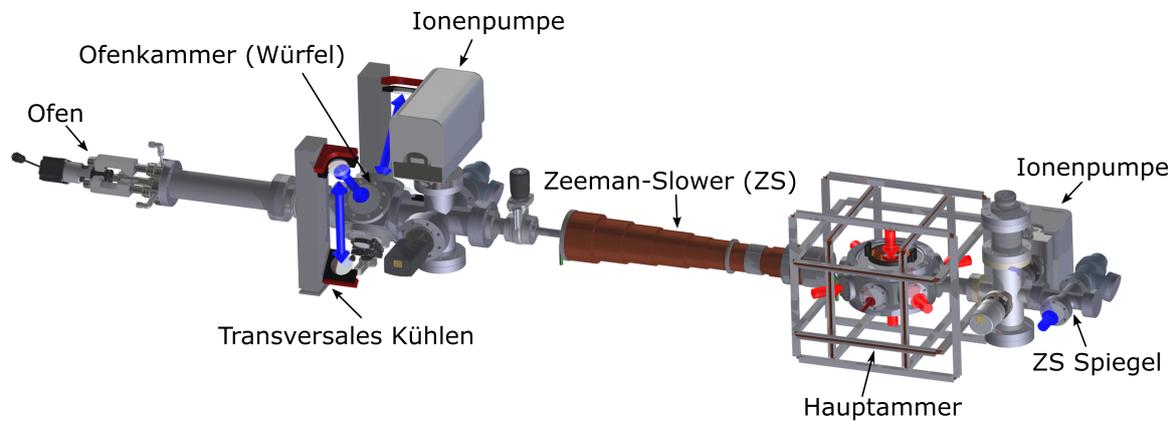


Abbildung 2.2.: CAD-Zeichnung des Aufbaus: Dysprosium wird im Ofen verdampft und anschließend sowohl transversal als auch longitudinal gekühlt, bevor es in der Hauptkammer gefangen oder spektroskopiert wird.

Nach Verlassen der Ofenöffnung passieren die Atome nach einem Abstand von 18 mm erst eine zusätzliche Blende vom Durchmesser 4 mm und werden danach in der Ofenkammer transversal aus zwei zueinander orthogonalen Raumrichtungen gekühlt. Anschließend wird das Maximum der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung der Atome im Zeeman-Slower (ZS) von ursprünglich 480 m s^{-1} auf 22 m s^{-1} abgebremst.

Die abgebremsten Atome gelangen in die Hauptkammer, wo durch insgesamt acht Fenster Laserlicht eingestrahlt werden kann. Um die Kammer befinden sich die MOT-Spulen sowie drei rechteckige Spulenpaare zur Kompensation des Umgebungsmagnetfeldes in allen drei Raumrichtungen. In der Kammer wurden im Rahmen dieser Arbeit die Messungen zur Spektroskopie und Laserkühlung von Dysprosium durchgeführt sowie die Atome in einer MOT bei 626 nm gefangen. Auf der in Abbildung 2.2 rechten Seite befindet sich ein Fenster, durch welches das blaue Licht für den Zeeman-Slower eingestrahlt wird. Das Licht wird dabei über einen Spiegel in der Vakuumkammer abgelenkt und entgegengesetzt zur Atomstrahlrichtung durch die Kammer geleitet.

Das Vakuum innerhalb des Aufbaus wird durch zwei Ionenpumpen aufrecht erhalten. In der Kammer beträgt der Druck typischerweise 10^{-10} mbar und kann durch Verwendung einer Titan-Sublimations-Pumpe auf 10^{-11} mbar gesenkt werden. Im Bereich des Ofens ist der Druck kleiner als 10^{-9} mbar. Da Dysprosium ähnliche Eigenschaften wie Titan aufweist, ist hier keine zusätzliche Titan-Sublimations-Pumpe verbaut.

2.3. Lasersystem

Wie bereits in Abschnitt 2.1 erwähnt verwenden wir zum gegenwärtigen Zeitpunkt Licht bei den Wellenlängen 421 nm und 626 nm. In diesem Abschnitt soll daher das Lasersystem

zur Erzeugung dieser Wellenlängen vorgestellt werden, eine schematische Übersicht ist in Abbildung 2.3 zu sehen.

Das Licht bei 626 nm entsteht durch Summenfrequenzmischen zweier Faserlaser bei 1550 nm und 1050 nm in einem periodisch gepolten Lithiumniobatkristall (PPLN) analog zu [24]. Durch die periodische Polung des Kristalls geschieht Quasi-Phasenanpassung durch Temperaturstabilisierung und es wird bei einer Leistung der Faserlaser von jeweils 5 W eine Ausgangsleistung von 2 W erreicht. In [15] wurde anhand des gleichen Aufbaus die Linienbreite des stabilisierten Lasers auf höchstens 30 kHz abgeschätzt.

Ein Teil des roten Lichtes wird durch einen elektro-optischen Modulator (EOM) geleitet und über das Pound-Drever-Hall Verfahren auf einen Referenzresonator aus einem thermisch besonders stabilen Material (englisch *ultra low expansion*, deshalb kurz: ULE Resonator) stabilisiert. Es wird dabei ein Fehlersignal erzeugt, welches über eine PID Regelung (Proportional-Integral-Differential Regelung) und das Piezoelement einer der Faserlaser die Frequenz der zugehörigen Fundamentalen anpasst.

Der ULE-Resonator hat einen freien Spektralbereich (englisch *free spectral range*, kurz FSR) von 1.5 GHz, der den Frequenzabstand der einkoppelbaren Grundmoden bestimmt. Die einkoppelbaren Moden sind fest und stimmen nicht notwendigerweise mit atomaren Resonanzen überein. Um die Frequenz der Laser genau auf einen atomaren Übergang anzupassen, werden jeweils mit einem EOM zusätzliche Seitenbänder erzeugt, deren Frequenzabstand zum Träger von 750 MHz bis 1.5 GHz über einen spannungsgesteuerten Oszillator (englisch *voltage controlled oscillator*, kurz VCO) angepasst werden kann. Um diese Seitenbänder herum befinden sich jeweils noch die Seitenbänder für die Erzeugung des Fehlersignals, was bei beiden Lasersystemen unterschiedlich umgesetzt wird (siehe Abbildung 2.2). Eines der Seitenbänder wird auf den ULE-Resonator stabilisiert und durch Änderung der Frequenz des VCOs kann das Seitenband verschoben werden. Dadurch ist es möglich durch Rückkopplung den Laser auf eine beliebige Frequenz zu stabilisieren. Dieses Verfahren ist als Seitenband-Stabilisierung (englisch *offset sideband lock*) [25] bekannt.

Das Licht bei 421 nm entsteht durch Frequenzverdopplung eines kommerziellen Diodenlasers (*Toptica DL pro*) bei 842 nm, der analog zum Verfahren bei 626 nm auf den ULE-Resonator stabilisiert wird. Da das blaue Licht für den Zeeman-Slower, das transversale Kühlen sowie für die Absorptionsabbildung benötigt wird und diese drei Anwendungen zudem jeweils eine verschiedene Verstimmung zum atomaren Übergang benötigen, wurden zwei Frequenzverdopplungen (Erzeugung der zweiten Harmonischen, englisch *second harmonic generation*, kurz SHG) aufgebaut. Die Frequenzen wurden über akusto-optische Modulatoren (AOM) angepasst, die jeweiligen Frequenzwerte sind in Abbildung 2.3 zu finden.

Das Licht bei 842 nm wird zunächst in einem Trapezverstärker (englisch *tapered amplifier*, kurz TA) von 20 mW auf maximal 2 W verstärkt und in einer ersten SHG frequenzverdoppelt. Die Verdopplung geschieht in einem Bariumboratkristall (BBO), der in einem optischen Resonator zur Überhöhung der umlaufenden Leistung auf einem Heizelement gehalten ist. Der Resonator hat eine sog. *bow-tie* (englisch für Fliege) Form und zeichnet sich dadurch aus, dass er aus Zerodur besteht und die vier Resonatorspiegel nur durch eine Klebung gehalten werden. Die Länge des Resonators wird über ein Piezoelement zwischen einem der Spiegel

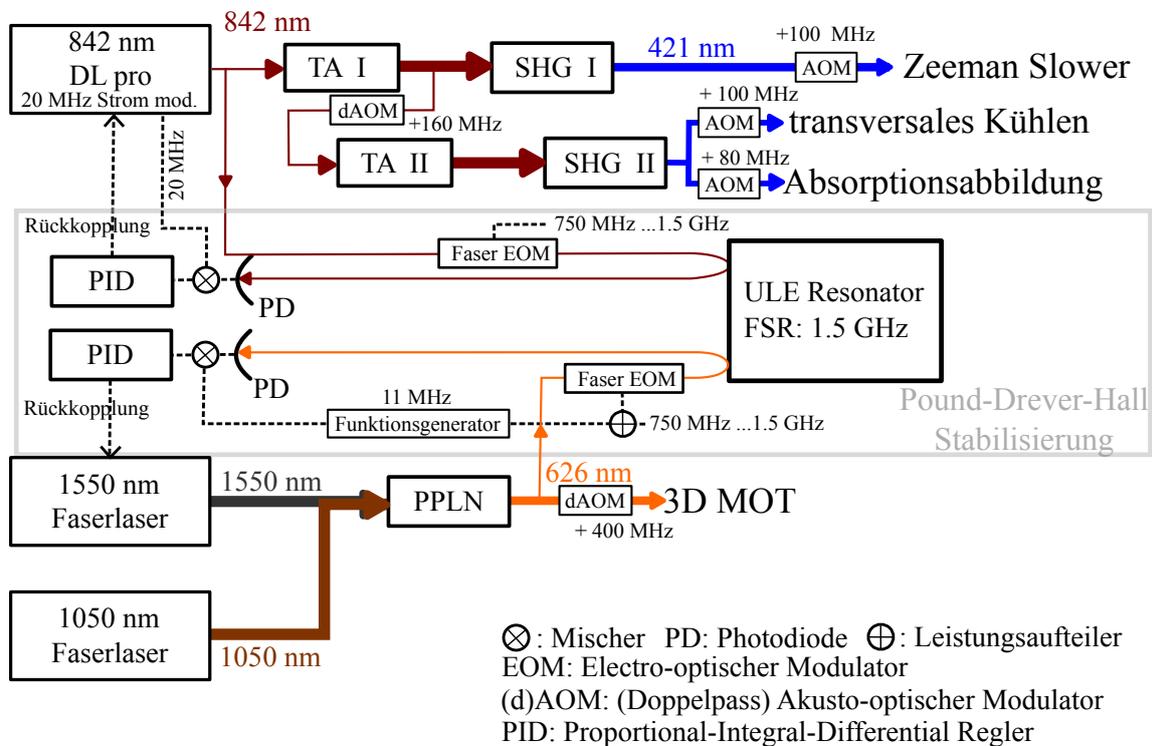


Abbildung 2.3.: Schematische Übersicht über das Lasersystem. Das Licht bei 626 nm entsteht durch Summenfrequenzmischung zweier Faserlaser in einem periodisch gepolten Lithiumniobatkristall (PPLN). Das Licht bei 421 nm stammt von einem Diodenlaser, der in zwei Trapezverstärkern (TA I und II) verstärkt und anschließend in einem Resonator in einem Bariumboratkristall frequenzverdoppelt wird (SHG I und II). Beide Laser werden per Seitenband-Stabilisierung auf einen Referenzresonator stabilisiert.

und dem Zerodurblock über die Pound-Drever-Hall Methode durch Rückkopplung auf das 842 nm Laserlicht stabilisiert. Bei einer Leistung der Fundamentalen vor dem Resonator von 1.6 W wurde eine maximale Ausgangsleistung bei 421 nm von 380 mW erreicht.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein zweiter Trapezverstärker und ein zweiter Frequenzverdopplungsresonator aufgebaut, der Licht für das transversale Kühlen und die Absorptionsabbildung liefert. Es wurden dafür ein anderer Aufbau als für die erste Frequenzverdopplung genutzt, um die beiden Aufbauten miteinander zu vergleichen. Hierfür wurde zunächst, wie in Abbildung 2.3 zu erkennen ist, Licht bei 842 nm nach dem ersten Trapezverstärker abgezweigt und in einem zweiten, baugleichen Trapezverstärker zu ebenfalls etwa 2 W verstärkt. Das Licht wird daraufhin durch strahlformende Optiken geleitet und in den Resonator eingekoppelt, eine Skizze dieses Aufbaus ist in Abschnitt A.1 zu finden. In Ab-

2. Experimenteller Aufbau

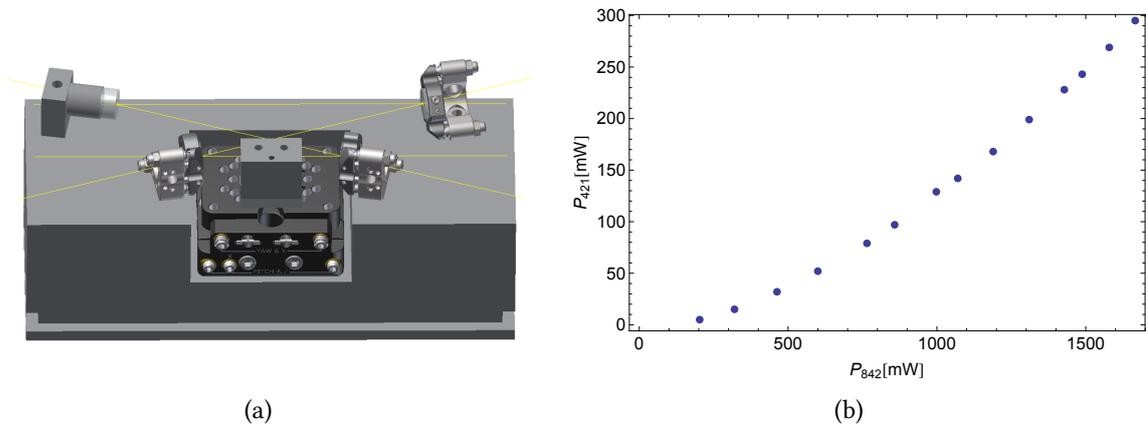


Abbildung 2.4.: CAD Zeichnung des zweiten Frequenzverdopplungsresonators (a): Die Spiegel befinden sich in justierbaren Haltern und sind auf einen Aluminiumblock geschraubt. Ein Piezoelement am oberen linken Spiegel regelt über Stabilisierungselektronik die Länge des Resonators. Das Licht bei 842 nm wird über den oberen rechten Spiegel eingekoppelt und das erzeugte blaue Licht über den unteren linken Spiegel ausgekoppelt. In (b) ist die maximale Ausgangsleistung über der Leistung der Fundamentalen vor dem Resonator aufgetragen.

Abbildung 2.4(a) ist eine CAD Zeichnung des Resonators zu sehen. Es handelt sich hierbei um den gleichen BBO Kristall und die gleichen Spiegel wie beim ersten Resonator, die Spiegel befinden sich aber in justierbaren Haltern und sind auf einen Aluminiumblock geschraubt. Die Temperatur des Kristalls kann hier im Gegensatz zur ersten SHG über ein Peltierelement stabilisiert werden. Über einen Verschiebetisch kann der Kristall zudem in alle drei Raumrichtungen verschoben sowie verkippt und rotiert werden.

Die maximale Ausgangsleistung der SHG beträgt 300 mW bei einer Leistung der Fundamentalen vor dem Resonator von 1.67 W. Dies wurde vor allem durch eine sorgfältige Formung des Strahls und Anpassung an die Resonatormode erreicht. Die maximale Einkopplung in den Resonator beträgt anhand der Tiefe des Reflexionssignals 60%. In Abbildung 2.4(b) ist die Ausgangsleistung über der Eingangsleistung aufgetragen. Es ist ein nichtlinearer Verlauf zu erkennen, der sich mit der in [26] beschriebenen Theorie deckt. Die gemessene Finesse des Resonators beträgt 171.

In Folge des Absinkens der Ausgangsleistungen der beiden SHG auf 220 mW wurden einige Versuche der Justage und Fehlerdiagnose unternommen. Die Tatsache, dass die Ausgangsleistung beider Frequenzverdopplungen im Laufe der Zeit abgefallen ist, lässt auf ein Problem im Aufbau beispielsweise durch Verschmutzung der Spiegel oder Verschlechterung der Kristalleigenschaften anstatt einer Dejustage schließen. Trotz des Leistungsabfalls liefern die SHGs weitaus genügend Leistung um einen effizienten Betrieb des Experimentes mit Zeeman-Slower und transversalem Kühlen zu ermöglichen.

3. Fluoreszenzspektroskopie und optisches Pumpen von Dysprosium

Über die Spektroskopie von Übergängen in Atomen können vielfältige Schlüsse über den Zustand eines Atoms oder eines atomaren Ensembles gezogen werden. Dabei kann es sich beispielsweise um die Bestimmung einer Übergangsenergie handeln oder aber auch um die Geschwindigkeitsverteilung eines Atomstrahls, wie es für die Charakterisierung des im Zuge dieser Arbeit aufgebauten transversalen Kühlens vonnöten war. Die Effekte, die einen Einfluss auf das gemessene Spektrum haben, sind zahlreich. Da das genaue Verständnis dieser Effekte essentiell für die Charakterisierung und Weiterführung des Aufbaus als auch für zukünftige Messungen ist, widmet sich das folgende Kapitel der Untersuchung der Spektroskopie und der experimentellen Umsetzung.

Den Anfang des Kapitels bilden die theoretischen Grundlagen, die zum Verständnis der darauffolgenden Spektroskopiemessungen zur Zeeman-Aufspaltung von Dysprosium in einem externen Magnetfeld und mit optischem Pumpen benötigt werden.

3.1. Theoretische Grundlagen

Bei der Spektroskopie spielt neben der experimentellen Umsetzung auch die quantenmechanische Betrachtung von Atomen eine Rolle, was in diesem Abschnitt in Anlehnung an [27] und [28] theoretisch erläutert wird.

Ausgangspunkt dieses Abschnitts bildet die Theorie der Quantisierung der Energie des Atoms. Die Wellenfunktion der Elektronen eines Atoms kann dabei über die Hauptquantenzahl N , den Bahndrehimpuls L und den Spin der Elektronen S beschrieben werden. Bei genauerer Betrachtung erkennt man, dass das Atom auch eine Feinstruktur durch Kopplung von Elektronenspin und Bahndrehimpuls zu einem Gesamtdrehimpuls J und eine Hyperfeinstruktur durch Kopplung von J an den Kernspin I aufweisen kann. Im Folgenden wird der Vollständigkeit halber zunächst auf die Feinstruktur und den Zeeman-Effekt und anschließend auf Dipolübergänge im Atom eingegangen. Abschließend werden die Spektroskopie und Verbreiterungsmechanismen vorgestellt.

3.1.1. Feinstruktur und Zeeman-Effekt

Die Feinstruktur beruht auf der Wechselwirkung von Elektronenspin S und Bahndrehimpuls L . Klassisch kann man dies durch die Wechselwirkung des magnetischen Moments μ

des Elektrons mit dem durch seine Kreisbewegung selbst erzeugten Magnetfeld erklären. Die klassische Betrachtung liefert dennoch ein doppelt so großes Ergebnis wie die quantenmechanische, die die Feinstruktur als Störterm der Schrödingergleichung auffasst. Da es sich bei Dysprosium um ein komplexes Atom mit 66 Elektronen handelt und dessen exakte Beschreibung nicht möglich ist, wird hier nur auf die prinzipiellen Abhängigkeiten eingegangen.

Das aus der Bahnbewegung eines Elektrons erzeugte Magnetfeld ist proportional zum Bahndrehimpuls L und zeigt in dieselbe Richtung:

$$\mathbf{B} \propto \mathbf{L}. \quad (3.1)$$

Das magnetische Moment des Elektrons

$$\boldsymbol{\mu} = -g_s \mu_B \mathbf{S} / \hbar \quad (3.2)$$

mit dem gyromagnetischen Faktor g_s hingegen ist proportional zum Spin \mathbf{S} .

Der Hamiltonoperator der Feinstruktur beschreibt die magnetische Dipolwechselwirkung eines Punktteilchens mit dem erzeugten Magnetfeld und ergibt sich nach Einsetzen der letzten beiden Gleichungen zu

$$H_{\text{mag}} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} \propto \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \quad (3.3)$$

Nach Einführung des Gesamtdrehimpulses

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}, \quad (3.4)$$

wobei $|L - S| < J < |L + S|$, ergibt sich in erster Ordnung der Störungstheorie für die Energieaufspaltung durch die Spin-Bahn-Kopplung:

$$\Delta E = \langle H_{\text{mag}} \rangle = A (J(J + 1) - L(L + 1) - S(S + 1)). \quad (3.5)$$

Der Faktor A wird experimentell bestimmt. Bei J , L und S handelt es sich um die Quantenzahlen im Mehrelektronensystem.

Ein Zustand mit Gesamtdrehimpuls J ist $(2J+1)$ -fach entartet. Durch Anlegen eines externen Magnetfeldes, dessen Wechselwirkung mit dem Dipolmoment des Elektrons schwächer ist als die Stärke der Spin-Bahn-Kopplung ($H_{\text{ext}} \ll H_{\text{mag}}$), spaltet die Energie des Atoms bei einem Gesamtdrehimpuls J auf in die Zeeman-Niveaus

$$m_J = -J, -J + 1, \dots, J - 1, J. \quad (3.6)$$

Dieser Effekt wird als anomaler Zeeman-Effekt bezeichnet und als Störterm des Gesamthamiltonoperators durch ein externes Magnetfeld beschrieben:

$$H_{\text{ext}} = g_J \frac{\mu_B}{\hbar} \mathbf{J} \cdot \mathbf{B}_{\text{ext}}. \quad (3.7)$$

Der Faktor g_J wird Landé-Faktor genannt und kann berechnet werden als

$$g_J = 1 + \frac{J(J + 1) - L(L + 1) + S(S + 1)}{2J(J + 1)} \quad (3.8)$$

Dieser Wert berücksichtigt jedoch nicht die Abweichung von der reinen Spin-Bahn-Kopplung, sowie keine relativistischen oder diamagnetischen Effekte. Ein genauerer Theoriewert beträgt $g_J = 1.2307$ [29] für den Grundzustand der Dysprosium-Bosonen. Experimentell wurde ein Wert von $g_J = 1.2415867(10)$ [21] bestimmt.

Die Zeeman-Aufspaltung der Energieeigenwerte in einem externen, schwachen Magnetfeld in z-Richtung beträgt schließlich

$$\Delta E = \langle H_{\text{ext}} \rangle = \mu_B B_{\text{ext}} g_J m_J \quad (3.9)$$

Mit der Quantenzahl m_J wird dabei die Projektion von J auf die Magnetfeldachse bezeichnet.

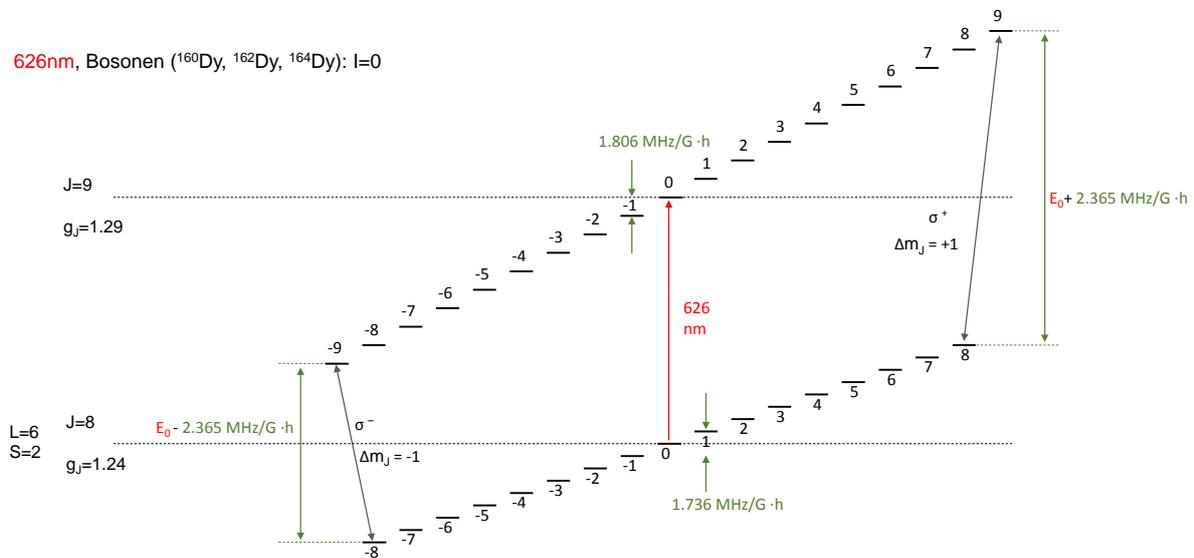


Abbildung 3.1.: Aufspaltung durch den anomalen Zeeman-Effekt für Dysprosium Bosonen bei 626 nm. Die unterschiedlichen Steigungen der Aufspaltung von Grund- und angeregtem Zustand bewirken unterschiedliche Resonanzfrequenzen der dipolerlaubten Übergänge zwischen den Zuständen. Auf die eingezeichneten Übergänge wird in Unterabschnitt 3.1.2 genauer eingegangen. Der Landé-Faktor des angeregten Zustandes ist [18] entnommen.

In Abbildung 3.1 ist die Zeeman-Aufspaltung der Feinstruktur für die Dysprosium Bosonen für den Übergang bei 626 nm gezeigt. Da die Bosonen keinen Kernspin besitzen, liegt keine Hyperfeinstruktur vor. Die Zeeman-Aufspaltung wurde mittels Gleichung 3.9 und der Quantenzahlen und Landé-Faktoren berechnet. Aufgrund der unterschiedlichen Landé-Faktoren ergibt sich ein unterschiedlicher Vorfaktor der Aufspaltung in Gleichung 3.9 für den Grund- und den angeregten Zustand, was eine niedrigere Energie des Übergangs $m_J = -8 \rightarrow -8$ im Vergleich zum $m_J = 8 \rightarrow 8$ Übergang bewirkt.

Das Atom mit Feinstruktur in einem Magnetfeld wird statt durch die Quantenzahlen $\{L, m_L, S, m_S\}$ besser durch die Quantenzahlen $\{J, m_J, L, S\}$ und damit durch Eigenvek-

toren in einem neuen Spinraum beschrieben. Die Transformation der ursprünglichen Eigenvektoren in die des neuen Spinraums geschieht über die Vorschrift

$$|J, m_J, L, S\rangle = \sum \langle L, m_L, S, m_S | J, m_J, L, S\rangle |L, m_L, S, m_S\rangle. \quad (3.10)$$

Die Koeffizienten werden Clebsch-Gordan-Koeffizienten genannt.

3.1.2. Übergänge und Übergangsstärken

Um die Zeeman-Aufspaltung eines Atomes zu spektroskopieren, strahlt man Laserlicht ein, dessen Energie resonant zur Energiedifferenz zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand des Atoms sein soll. Mehrere nah aneinanderliegende Übergänge, wie die der Zeeman-Aufspaltung, kann man durch lineares Durchstimmen der Laserfrequenz während einer Messung sichtbar machen, wenn auch nicht immer einzeln auflösen. Neben der Frequenz müssen allerdings auch die Polarisation des Lichtes und die Quantisierungsachse des Atoms beachtet werden.

Die Wechselwirkung von Laserlicht mit einem Atom wird von der Wechselwirkung mit dem elektrischen Feld der Strahlung

$$\mathbf{E}(t) = |\mathbf{E}_0| \operatorname{Re}(e^{-i\omega t} \hat{\mathbf{e}}_{\text{pol}}) \quad (3.11)$$

dominiert. Mit ω und $\hat{\mathbf{e}}_{\text{pol}}$ werden die Kreisfrequenz und die Polarisation des Lichtes bezeichnet. Die Amplitude $|\mathbf{E}_0|$ ist konstant. Das nahresonante Licht erzeugt ein oszillierendes Dipolmoment im Atom, beschrieben durch den Hamiltonoperator

$$H = e\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}(t), \quad (3.12)$$

weshalb die hier betrachteten Übergänge auch Dipolübergänge genannt werden. Der Vektor \mathbf{r} bezeichnet die Auslenkung des Dipols, also die Position der negativen Ladung relativ zur positiven. Ob ein Übergang erlaubt ist, hängt vom Nichtverschwinden des Übergangsmatrixelementes ab. Hier genügt es also die prinzipiellen Abhängigkeiten der Übergangsraten zu betrachten.

Nach Fermis goldener Regel ist die Übergangsrate vom Zustand 1 in 2 proportional zum Betragsquadrat des Übergangsmatrixelementes

$$\text{Rate} \propto |e\mathbf{E}_0|^2 |\langle 2 | \mathbf{r} \cdot \hat{\mathbf{e}}_{\text{pol}} | 1 \rangle|^2. \quad (3.13)$$

In obiger Formel wurde die Dipolnäherung angewandt, die besagt, dass die Änderung des elektrischen Feldes auf der Längenskala eines Atoms vernachlässigbar ist.

Bei Dipolübergängen kann zwischen zwei Fällen unterschieden werden. Im Ersteren hat das Licht lineare Polarisation relativ zur Quantisierungsachse des Atoms. Nach Auswertung des Integrals in Gleichung 3.13 und Ausnutzung der Symmetrie um die Polarisationsachse [27], findet man, dass lediglich Übergänge mit

$$\Delta m = 0 \quad (3.14)$$

erlaubt sind. Diese Übergänge werden π -Übergänge genannt. Eine Ausnahme bildet der Fall, in dem auch $\Delta J = 0$ ist.

Für Licht, dessen Polarisation zirkular ist, sind dagegen nur Übergänge mit

$$\Delta m = \pm 1 \quad (3.15)$$

erlaubt. Für zirkular positive Polarisation (kurz σ^+) ist $\Delta m = 1$ und für negative (σ^-) entsprechend $\Delta m = -1$.

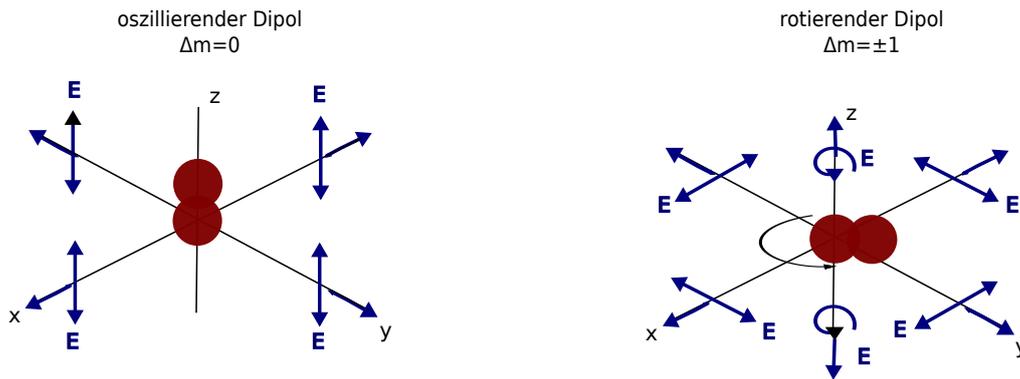


Abbildung 3.2.: Schematische Darstellung eines oszillierenden (Überlagerung der Zustände $|L = 0, m_L = 0\rangle$ und $|L = 0, m_L = 0\rangle$) und eines rotierenden Dipols (Überlagerung der Zustände $|L = 0, m_L = 0\rangle$ und $|L = 0, m_L = \pm 1\rangle$). Ersterer veranschaulicht die Absorption oder Emission von linear polarisiertem Licht senkrecht zur Quantisierungsachse (z-Richtung). Der rotierende Dipol emittiert zirkuläres Licht in Richtung der z-Achse und lineares senkrecht dazu, weshalb aus dieser Richtung mit linearem Licht auch σ -Übergänge getrieben werden können. Voraussetzung sind eine wohldefinierte Quantisierungsachse und feste Polarisation des Lichtes. Bild nach [30].

Diese Auswahlregeln für Übergänge gelten für Licht mit einer festen Polarisation und für Atome mit einer wohldefinierten Quantisierungsachse, die beispielsweise durch ein externes magnetisches Feld gegeben ist. Die Quantisierungsachse bestimmt dabei auch, aus welcher Richtung Licht eingestrahlt werden muss, um bestimmte Übergänge anzuregen oder aber auch in welche Richtungen ein Atom Licht einer bestimmten Polarisation emittieren kann. Anschaulich ist dies in Abbildung 3.2 zu erkennen, in der die Quantisierungsachse des Atoms in z-Richtung zeigt. Links im Bild ist ein oszillierender Dipol zu sehen, der als Veranschaulichung eines Atomes im Überlagerungszustand $|L = 0, m_L = 0\rangle$ mit $|L = 0, m_L = 0\rangle$ dient und linear polarisierte Strahlung senkrecht zur z-Achse aussendet. In Richtung der z-Achse wird kein Licht emittiert, was im Umkehrschluss heißt, dass aus dieser Richtung mit π -Licht auch kein Übergang angeregt werden kann. Rechts in Abbildung 3.2 ist ein um die z-Achse rotierender Dipol zu sehen, der die Überlagerung der Zustände $|L = 0, m_L = 0\rangle$ und $|L = 1, m_L = \pm 1\rangle$ im Atom veranschaulicht. Man erkennt, dass in Richtung der z-Achse zirkuläres Licht emittiert wird, senkrecht dazu betrachtet jedoch linear polarisiertes Licht.

Konkret bedeutet dies, dass man linear polarisiertes Licht senkrecht zur Quantisierungsachse eines Atoms einstrahlen und damit σ -Übergänge anregen kann. Es kann dabei allerdings nicht zwischen $\Delta m = \pm 1$ unterschieden werden. Dies ist nur bei Einstrahlung der entsprechenden zirkularen Polarisation in Richtung der Quantisierungsachse möglich.

Die Stärke eines Übergangs wird vom Quadrat der Clebsch-Gordan-Koeffizienten beeinflusst. Analog zu Gleichung 3.10 koppelt man den Gesamtdrehimpuls des Photons $|J, m_J\rangle$ mit $J = 1$ an $|J_1, m_{J1}\rangle$ des Grundzustands, um den angeregten Zustand mit $|J_2, m_{J2} = m_J + m_{J1}\rangle$ zu erhalten. In Abbildung 3.3 wurde dies für Übergänge in Dysprosium von $J = 8$ zu $J = 9$ für jeweils π - ($m_J = 0$) und σ^\pm -Übergänge ($m_J = \pm 1$) aufgetragen. Da die Übergangsstärken nur von den Quantenzahlen abhängig sind, sind die Werte sowohl für den Übergang bei 626 nm als auch den bei 421 nm gültig. Man sieht, dass für $m_J = 8$ zirkular positive Übergänge 153 mal stärker sind als zirkular negative, für $m_J = -8$ ist dies genau umgekehrt. Zirkulare Strahlung eignet sich also zum Pumpen von Dysprosium in das $m_J = \pm 8$ Zeeman-Niveau des Grundzustandes, da die Atome, je weiter sich ihr Zustand am Rande der Leiter-Struktur aus Zeeman-Niveaus in Abbildung 3.1 befindet, am wahrscheinlichsten Licht absorbieren, was sie weiter in Richtung der Zustände $m_J = \pm 8$ leitet.

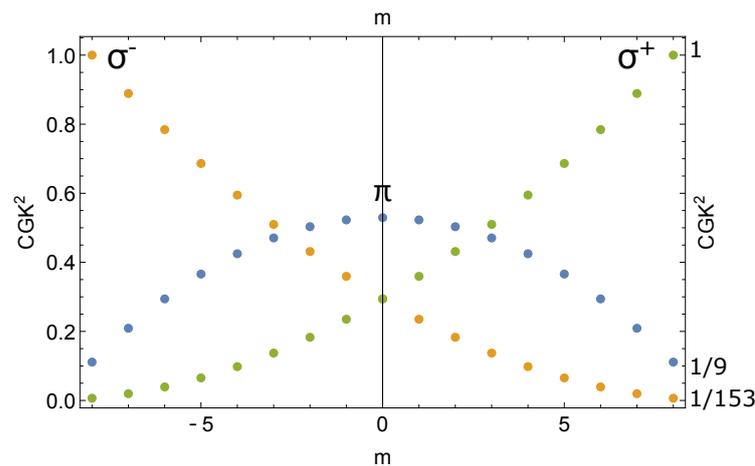


Abbildung 3.3.: Aufgetragen sind die Übergangsstärken (Quadrat der Clebsch-Gordan-Koeffizienten) für Übergänge von $J = 8$ nach $J = 9$ für zirkulare und lineare Polarisation. Am rechten Rand sind die Werte der Übergangsstärken für $m_J = 8$ zu finden. Da in diesem Fall der zirkular positive Übergang 153 mal stärker als der negative ist, eignet sich zirkulare Strahlung zum Pumpen von Dysprosium Zustände mit hohen oder niedrigen Werte von m_J .

3.1.3. Fluoreszenzspektroskopie und Verbreiterungsmechanismen

Die Untersuchung der Energie eines Übergangs durch Einstrahlung von nahresonantem Laserlicht kann über die Detektion der Absorption des Lichtes als auch über die Emission von Fluoreszenzlicht des vom Laser angeregten Atoms erfolgen. In diesem Abschnitt werden die

im Rahmen dieser Arbeit zur Charakterisierung des Aufbaus verwendeten Prinzipien der Spektroskopie über Fluoreszenz sowie Verbreiterungsmechanismen der Spektren in Anlehnung an [31] vorgestellt.

Bei der Fluoreszenzspektroskopie wird die Frequenz des Lasers über den zu untersuchenden Spektralbereich durchgestimmt. Die Atome absorbieren ein Photon, wenn dessen Energie der des Übergangs entspricht. Das angeregte Atom emittiert anschließend spontan ein Photon. Dieses Fluoreszenzlicht ist nicht gerichtet. Zur Detektion wird daher eine Linse mit möglichst großer Apertur nahe an die Atome gebracht, die das Fluoreszenzlicht auf eine Photodiode oder einen Photomultiplier fokussiert.

Die Frequenz von absorbiertem oder emittiertem Licht ist nicht monochromatisch sondern in der Form einer Lorentzkurve um eine Mittenfrequenz ν_0 verteilt, die der Resonanzfrequenz des Übergangs entspricht. Bei der Emission von Licht vieler Atome erhält man daher ein Intensitätsprofil, das dem exponentiellem Zerfall mit einer Zeitkonstante, genannt Lebensdauer τ , entspricht:

$$I(t) = I(t=0)e^{-t/\tau}. \quad (3.16)$$

Aus der Relation $\Delta E \geq \hbar/\Delta t$ kann man ableiten, dass die minimale Breite des Übergangs durch die natürliche Linienbreite

$$\Gamma = \Delta\nu = \frac{1}{\tau} \quad (3.17)$$

gegeben ist. Die spektrale Verteilung des Fluoreszenzlichtes kann klassisch durch Auffassen der Bewegung des Elektrons als gedämpfte Schwingung des harmonischen Oszillators [31] erfolgen und ergibt ein Lorentzprofil

$$I(\omega - \omega_0) = \frac{I_{\text{sat}}\Gamma}{2\pi((\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2)}. \quad (3.18)$$

Hier sind $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ die Kreisfrequenz auf Resonanz und $I_{\text{sat}} = \frac{\pi\hbar c\Gamma}{3\lambda^3}$ die Sättigungsintensität des Überganges.

Bei der experimentellen Umsetzung der Fluoreszenzspektroskopie ist darauf zu achten, dass das Durchstimmen der Frequenz des Lasers wesentlich länger dauert als die Lebensdauer der angeregten Atome. Ansonsten ist die Zuordnung der Frequenz des detektierten Lichtes zur Durchstimmung des Lasers nicht möglich.

Neben dieser intrinsischen Verbreiterung der Spektrallinie gibt es noch eine Reihe von Verbreiterungsmechanismen, die durch die experimentellen Bedingungen gegeben sind. Hier wird vor allem auf die im Rahmen dieser Arbeit relevanten Mechanismen eingegangen.

Den dominanten Effekt auf die Breite des gemessenen Übergangs hat die Dopplerverbreiterung; im sichtbaren Frequenzbereich ist diese um zwei Größenordnungen größer als die natürliche Linienbreite. Sie beruht auf der Bewegung der Atome mit Geschwindigkeit v relativ zum Wellenvektor des Lasers \mathbf{k} . Für $v \ll c$ verschiebt sich dabei die Resonanzfrequenz des Atoms ω' durch die Dopplerverschiebung im Vergleich zur Frequenz im Ruhesystem des Atoms ω_L um

$$\omega' = \omega_L - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}. \quad (3.19)$$

Es gilt dabei $k = 2\pi/\lambda$, im Folgenden wird $\mathbf{k} = k\hat{\mathbf{e}}_y$ angenommen.

Die Geschwindigkeit von Atomen im thermischen Gleichgewicht ist im Allgemeinen nicht fest, sondern folgt entlang der Spektroskopietrahtrichtung $\hat{\mathbf{e}}_y$, die typischerweise transversal zu Atomstrahlrichtung liegt, der Maxwell-Boltzmann Verteilung

$$n_i(v_y)dv_y = \frac{N_i}{v_w\sqrt{\pi}}e^{(-v_y/v_w)^2} dv_y \quad (3.20)$$

mit der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit $v_w = \sqrt{2kT/m}$ bei der absoluten Temperatur T , der Gesamtzahl aller Atome im Zustand E_i pro Volumeneinheit N_i und der Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung v_y [31]. Durch Einsetzen von Gleichung 3.19 erhält man unter Beachtung von Proportionalität der Intensität der Strahlung I zur Dichte n_i die Gaußkurve

$$I(\omega) = I(\omega_0)\exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0 v_w/c}\right)^2\right]. \quad (3.21)$$

Sie hat die Halbwertsbreite

$$\delta\omega_D = \frac{\omega_0}{c}\sqrt{\frac{8kT\ln 2}{m}}. \quad (3.22)$$

Das eigentliche Absorptionsprofil entspricht keinem reinen Gaußprofil, da selbst Atome der gleichen Geschwindigkeit v_y nicht alle Licht der selben Frequenz ω emittieren oder absorbieren, weil diese Vorgänge durch die endliche Lebensdauer lorentzverbreitert sind. Mathematisch wird dies über eine Faltung der natürlichen Linienbreite mit der gaußförmigen Dopplerverbreiterung beschrieben:

$$I(\omega) \propto \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-c^2(\omega_0 - \omega')^2/(\omega_0^2 v_w^2)}}{(\omega - \omega')^2 + (\Gamma/2)^2} d(\omega_0 - \omega'). \quad (3.23)$$

Man nennt diese Faltung Voigt-Profil.

Ein weiterer relevanter Aspekt stellt die Sättigungsverbreiterung dar. Da die maximale Streurate, also die maximale Anzahl an Photonen pro Zeiteinheit, die von Atomen gestreut werden,

$$\Gamma_{\text{Streu}}^{\max} = \Gamma/2 \quad (3.24)$$

beträgt, verbreitert das Einstrahlen großer Lichtleistungen eine Spektrallinie. Dies wird deutlich durch Betrachtung von Ratengleichungen im Zwei-Niveau System [31]. Die Intensität wird dabei in Einheiten der Sättigungsintensität I_{sat} als $S = I/I_{\text{sat}}$ angegeben. Die verbreiterte Linie ist immer noch ein Lorentzprofil, allerdings mit der Breite

$$\Gamma' = \Gamma\sqrt{1 + S}. \quad (3.25)$$

Bei der Messung von Linienbreiten ist zu also beachten, die Sättigungsintensität nicht oder nur wenig zu überschreiten.

Eine weitere Verbreiterung ist beispielsweise die Druckverbreiterung durch Stöße zwischen den Atomen oder mit dem Hintergrundgas, die hier vernachlässigt werden kann [23, 32]. Ferner gibt es noch die Flugzeitverbreiterung, bei der ein schnelles Atom beim Durchfliegen des Spektroskopiestrahls die Intensitätsänderung des Lasers erfährt. Abgeschätzt werden kann diese über die Relation $\Delta E \approx \hbar/t_{\text{Flug}}$. Bei dem hier verwendeten Aufbau ist dieser Effekt wenigstens um einen Faktor 100 kleiner als die natürliche Linienbreite und ebenfalls vernachlässigbar.

3.2. Spektroskopie senkrecht zum Atomstrahl

In diesem Abschnitt werden die Messungen durch Fluoreszenzspektroskopie am Dysprosium Atomstrahl vorgestellt, über die im Rahmen dieser Arbeit der Aufbau charakterisiert wurde.

In Abbildung 3.4 ist eine Skizze des experimentellen Aufbaus von der Unterseite der Hauptkammer aus zu sehen. Die Atome werden vom Zeeman-Slower Strahl in longitudinaler Richtung abgebremst und gelangen im Bild von rechts in die Hauptkammer. Um die Kammer befinden sich Spulen in allen drei Raumrichtungen zur Kompensation des Umgebungsmagnetfeldes in der Kammermitte. Mithilfe der Spulen in y -Richtung wird ein Magnetfeld und damit eine Quantisierungsachse angelegt. Entlang dieser Achse werden sowohl das Spektroskopielicht bei 626 nm als auch das Pumplicht bei 421 nm eingestrahlt, die Wahl der Frequenzen wurde bereits in Abschnitt 2.1 erläutert. Beide Strahlen kommen aus einer polarisationserhaltenden Einmodenfaser und werden über eine Halbwellenplatte und einen Polarisationsstrahlteiler in ihrer Polarisation bereinigt, bevor mittels einer Viertelwellenplatte die gewünschte zirkulare Polarisation eingestellt werden kann. Die Helizität der zirkularen Strahlung wird bezüglich der Richtung des Spektroskopiestrahls gemessen und ändert sich daher nicht bei Umkehrung der Quantisierungsachse. Die Bezeichnungen zirkular positiv oder zirkular negativ wurden definiert und über alle Messungen beibehalten. Die Strahldurchmesser betragen 8 mm ($1/e^2$ -Wert), um einen möglichst großen Überlapp mit den Atomen zu erhalten. Eine Sammellinse fokussiert das Fluoreszenzlicht auf einen Photomultiplier unter der Kammer.

Für den Pumpstrahl wurden 0.1 Sättigungsintensitäten (siehe Abschnitt A.2) des resonanten Lichts bei 421 nm verwendet. Das Licht wird außerdem in sich zurückreflektiert, um ein Aufheizen und damit die Verbreiterung des Spektrums der Atome zu minimieren. Für die Spektroskopie wird die Frequenz des Lichtes bei 626 nm über die Regelelektronik, die das Piezoelement einer der Faserlaser ansteuert, durchgestimmt. Dabei ist zu beachten, dass die Frequenz nicht zu schnell durchgestimmt wird, sodass sie sich während der Lebensdauer eines Atoms nur unwesentlich ändert. Zur Kalibration der Frequenz wurde simultan das Fehlersignal bei 626 nm aufgenommen. Über den Abstand von Träger und den Seitenbändern von 11 MHz wurde die Zeitachse in eine Frequenzachse umgerechnet. Für die hier vorgestellten Messungen wurde die Frequenz um maximal 1.5 GHz s^{-1} , was $1.8 \text{ kHz}/\tau_{626}$ entspricht, durchgestimmt. Die Frequenzänderung innerhalb einer Lebensdauer des angeregten Zustands von $\tau_{626} = 1.2 \mu\text{s}$ ist dabei also um zwei Größenordnungen kleiner als die natürliche Linienbreite des Übergangs. Es wurden mit 5 Sättigungsintensitäten spektroskopiert (siehe Abschnitt A.2).

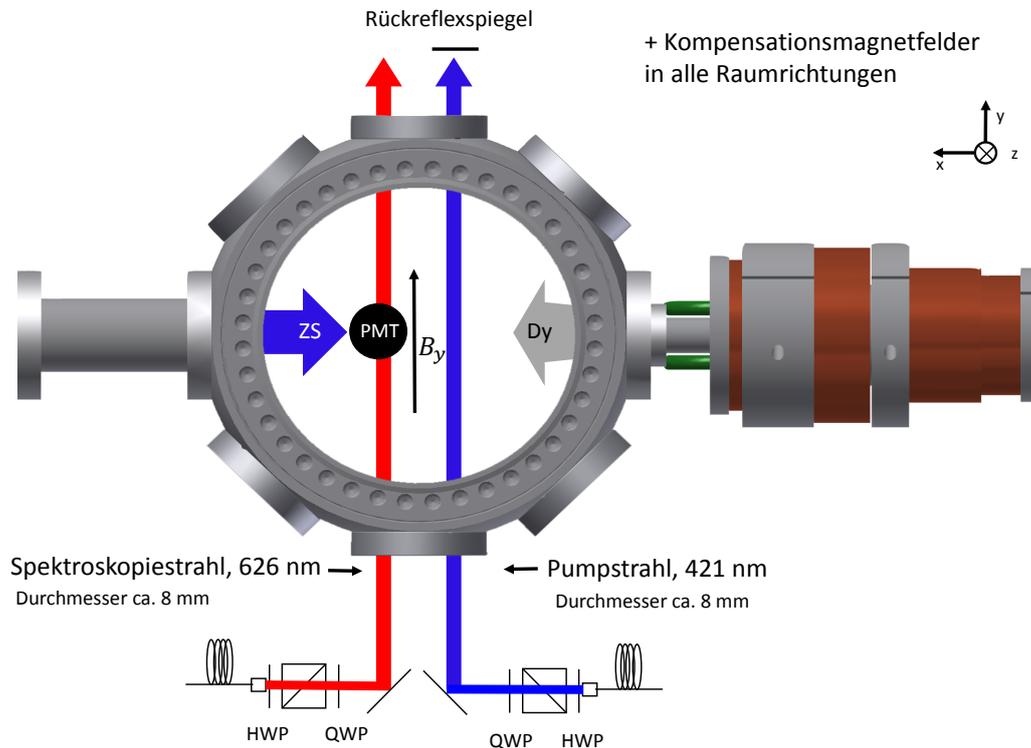


Abbildung 3.4.: Skizze des für die Spektroskopie verwendeten Aufbaus, Draufsicht von unter der Hauptkammer. Die Atome (Dy) werden vor Ankunft in der Kammer vom Zeeman-Slower Licht (ZS) im Zeeman-Slower Rohr abgebremst. Mittels Magnetspulen wird das Umgebungsfeld kompensiert und eine Quantisierungsachse in y-Richtung (B_y) angelegt. Der Spektroskopie- und der Pumpstrahl werden nach einer Einmodenfaser durch eine Halbwellenplatte (HWP) und einen Polarisationsstrahlteiler in ihrer Polarisation bereinigt und die Polarisation anschließend durch eine Viertelwellenplatte (QWP) eingestellt. Die Helizität der Polarisation wird immer bezüglich des Spektroskopiestrahls gemessen. Ein Photomultiplier (PMT) detektiert die Fluoreszenz der Atome.

Da der Photomultiplier nicht die Polarisation der detektierten Fluoreszenzphotonen unterscheidet, sondern lediglich deren Anzahl zählt, kann man vom detektierten Signal bei einer bestimmten Frequenz und Polarisation des Spektroskopielichtes darauf schließen, ob damit ein Übergang angeregt werden kann. Das von diesem Licht angeregte Atom emittiert innerhalb der Lebensdauer τ_{626} ein Photon. Ob dieses Photon über einen π - oder σ -Übergang emittiert wurde, kann dabei in diesem Aufbau nicht unterschieden werden.

Zusammengefasst bietet das detektierte Fluoreszenzlicht Aufschluss darüber, welche Übergänge mit dem Spektroskopielicht angeregt werden können, also Licht welcher Art von den Atomen absorbiert wird.

3.2.1. Optisches Pumpen

Das Pumpen der Atome in das $m_J = \pm 8$ Zeeman-Niveau vor der Spektroskopie bietet experimentell den Vorteil einer verminderten Verbreiterung des Spektrums durch die Zeeman-Aufspaltung im Magnetfeld. Wie bereits anhand von Abbildung 3.3 erläutert, begünstigen die verschiedenen Übergangsstärken das Pumpen an den Anfang oder das Ende der Leiter aus Zeeman-Niveaus. Bei anschließender Spektroskopie mit Licht bei 626 nm, aber der gleichen Polarisation wie das Pumplicht, regt man idealerweise nur einen Übergang an. Auf diese Art wird der Einfluss des Umgebungsmagnetfeldes auf die Linienbreite vermindert.

In Abbildung 3.5 wurden Fluoreszenzspektren für den Fall ohne optisches Pumpen (oben), Pumpen mit σ^- -Strahlung (Mitte) und Pumpen mit σ^+ -Strahlung (unten) aufgenommen. Dabei wurden sowohl die Richtung der Quantisierungsachse durch Umpolen der Kompensationsspulen ($I_Y = \pm 2$ A) als auch die zirkulare Polarisation des Spektroskopielichtes variiert. Die x-Achse stellt keine absolute Frequenzachse dar, sondern wurde anhand des synchron aufgenommenen Fehlersignals bei 626 nm kalibriert und die Messungen relativ zueinander anhand der Mitte des jeweiligen Fehlersignals ausgerichtet. Die benachbarten Zeeman-Übergänge können bei den von uns erreichbaren Magnetfeldstärken vom Spektroskopielicht nicht aufgelöst werden.

Man sieht, dass eine Änderung des Vorzeichens des Magnetfeldes das Spektrum auf der Frequenzachse umdreht, wie es auch anhand Gleichung 3.9 zu erwarten ist. Die Umkehrung ist nicht symmetrisch, da das Umgebungsmagnetfeld nicht bei 0 A, sondern bei -0.28 A kompensiert ist.

Im oberen Bild ohne zusätzliches optisches Pumpen sieht man, dass die Atome offenbar auch durch den Zeeman-Slower in hohe oder niedrige Werte von m_J gebracht werden. Dies erkennt man daran, dass bei einem Spulenstrom von 2 A die Spektroskopie mit σ^- -Licht einen höheren und schmaleren Spektrum als jene mit σ^+ ergibt, was durch das Vorhandensein weniger m_J -Zustände bei gepumpten Atomen erklärt werden kann. Bei den Messungen mit -2 A verhält sich dies genau umgekehrt. Da der Zeeman-Slower mit zirkular polarisiertem Licht bei 421 nm und einem Magnetfeld, was eine Quantisierungsachse in Strahlrichtung (hier in x-Richtung) erzeugt, arbeitet, geschieht das Pumpen im Zeeman-Slower analog zu dem hier vorgestellten Aufbau. Nach Verlassen des Zeeman-Slowers ändert sich das Magnetfeld und damit die Quantisierungsachse der Atome durch das Magnetfeld der Kompensationsspulen. Sofern diese Änderung adiabatisch geschieht, bleibt die Quantisierungsachse der Atome erhalten. Je nach Orientierung des Magnetfeldes in y-Richtung erscheinen die Atome dann in $m_J = 8$ (für $I_Y = -2$ A) oder $m_J = -8$ (für $I_Y = 2$ A) gepumpt, da die Helizität der Polarisation in unserem Aufbau bezüglich der Spektroskopiestrahldrichtung definiert ist.

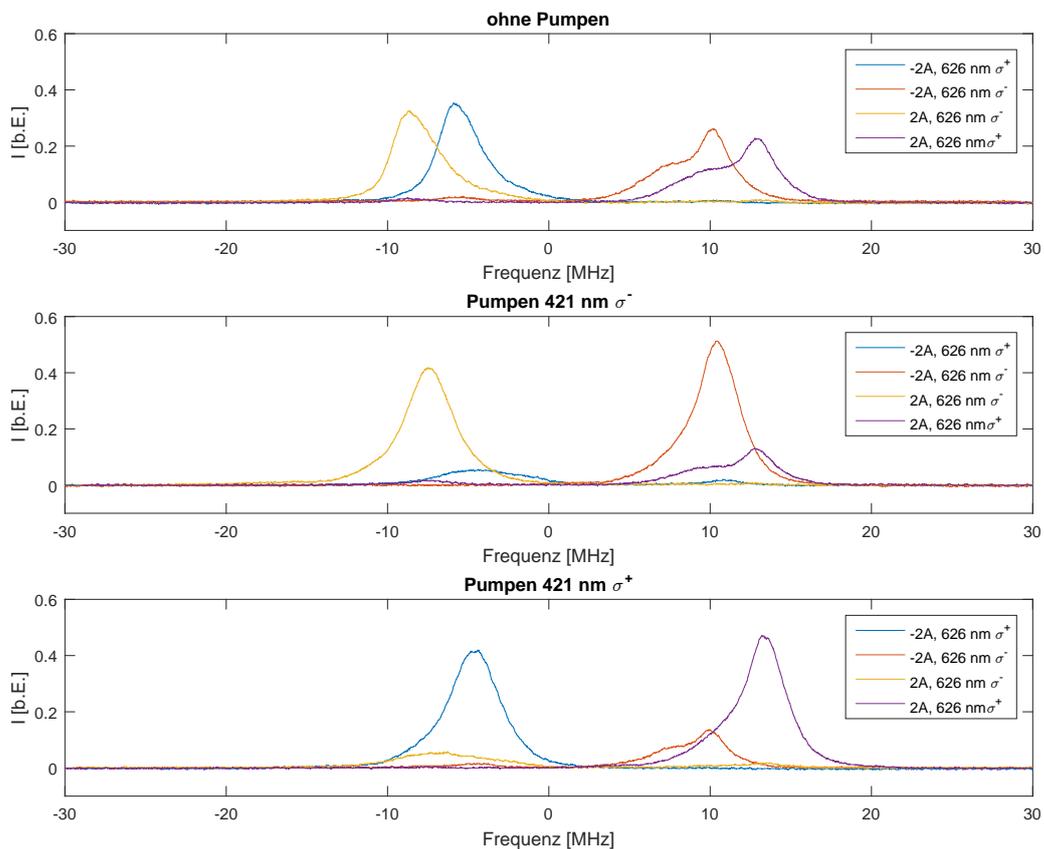


Abbildung 3.5.: Aufgetragen sind Spektren für Messungen ohne optisches Pumpen bei 421 nm und für das Pumpen mit zirkular positiver und negativer Polarisation. Es wurden dabei jeweils Messungen für positive und negative Spulenströme und positive und negative zirkulare Polarisierungen des Spektroskopielichtes durchgeführt. Man erkennt, dass auch bei den Messungen ohne zusätzlichem Pumpstrahl die Atome in hohe oder niedrige m_J gepumpt sind, was mit der Funktionsweise des Zeeman-Slowers erklärt werden kann. Außerdem sieht man, dass das zusätzliche Umpumpen vor der Spektroskopie einen Einfluss auf die Breite und Fläche des Spektrums hat.

Bei den Messungen mit optischem Pumpen vor der Spektroskopie erkennt man, dass die Intensitätsmaxima am höchsten sind, wenn Pump- und Spektroskopiepolarisation die gleiche ist. Man erkennt außerdem, dass die Fläche unter den Maxima, in die das Zeeman-Slower Licht die Atome bereits gepumpt hat (z.B. gelbe Kurve im mittleren Bild), durch das zusätzliche Pumpen ein wenig größer wird, wohingegen die Fläche unter dem ungepumpten Maximum (z.B. violette Kurve im mittleren Bild) kleiner wird. Der Effekt ist noch deutlicher zu sehen, für das Pumpen in vom Slower nicht vorgepumpte Zustände (siehe rote und blaue Kurven im mittleren Bild). Die Flächen unter den Maxima können theoretisch relativ zueinander über die verschiedenen Übergangsstärken (siehe Abbildung 3.3) sowohl für das Pumplicht als auch für das Spektroskopielicht erklärt werden. Es ist dabei 153 mal wahrscheinlicher, mit der Polarisation des Spektroskopielichtes, die auch für das Pumplicht verwendet wurde, einen Übergang anzuregen als mit der umgekehrten zirkularen Polarisation des Spektroskopielichtes. Die Tatsache, dass das Verhältnis der Flächen unter den beiden Kurven, die jeweils bei demselben Magnetfeld gemessen wurden, offensichtlich nicht der Theorie entspricht, kann durch zwei Effekte begründet werden. Einerseits geschieht die Änderung der Quantisierungsachse nicht perfekt adiabatisch. Andererseits bremst der Zeeman-Slower nur höchstens 50% der Atome ab und kann daher auch nicht alle Atome umpumpen. Für den letzten Aspekt spricht auch die zusätzliche Wölbung in den roten und violetten Kurven der Spektren ohne zusätzliches optisches Pumpen im oberen Bild, die durch das gleichzeitige Vorhandensein von durch den Zeeman-Slower abgebremsten sowie schnellen Atomen erklärt werden kann.

In diesem Abschnitt konnte gezeigt werden, dass die Atome mit unserem Aufbau effektiv durch Verwendung von Strahlung bei 421 nm umgepumpt werden können und außerdem der Einfluss des Zeeman-Slowsers auf die m_J -Zustände untersucht.

3.2.2. Zeeman-Aufspaltung und Kompensationsfeld

Um die gemessenen Zeeman-Aufspaltungen genauer zu analysieren, wurden Eichmessungen des Magnetfeldes in y -Richtung und eine Überprüfung des eingestellten Kompensationsfeldes durchgeführt.

Für die Eichmessung wurden die Atome zunächst mit σ^- polarisiertem Licht bei 421 nm gepumpt und mit der gleichen Polarisation bei 626 nm spektroskopiert. Diese Messung wurde bei verschiedenen Strömen der Magnetfeldspulenpaare in y -Richtung durchgeführt, was in Abbildung 3.6 oben zu sehen ist. Da eine Änderung des Magnetfeldes nach Gleichung 3.9 die Zeeman-Aufspaltung linear beeinflusst, ändert sich damit auch die Übergangsenergie. Die Übergangsfrequenz ändert sich, wie in Abbildung 3.1 zu erkennen ist, um 2.365 MHz G^{-1} . Die Änderung der Position des Maximums eines Spektrums liefert den Zusammenhang zwischen dem an den Atomen anliegenden Magnetfeld und dem eingestellten Spulenstrom. In Abbildung 3.6 wurde die Position des Maximums durch einen Gaußfit ermittelt und im unteren Bild in Abhängigkeit vom Spulenstrom aufgetragen. Ein linearer Fit liefert den Wert der

Steigung, über den die Eichung erfolgt:

$$(4.51 \pm 0.05) \text{ MHz A}^{-1} \hat{=} 2.37 \text{ MHz G}^{-1}. \quad (3.26)$$

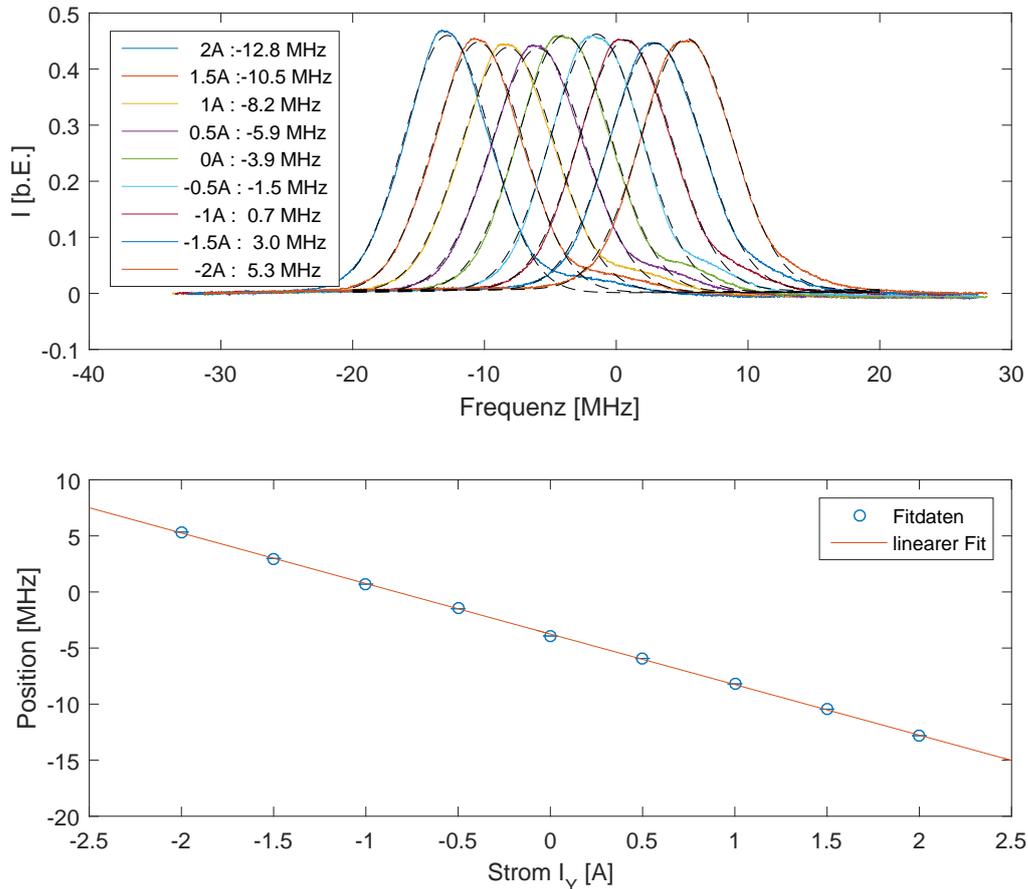


Abbildung 3.6.: Messung zur Eichung des Spulenstroms. Es wurden Spektren bei verschiedenen Spulenströmen aufgenommen und die Position der Maxima bestimmt. Im unteren Bild sind diese gegen den Spulenstrom aufgetragen. Die Steigung eines linearen Fits liefert den Wert $(4.51 \pm 0.05) \text{ MHz A}^{-1}$, der mit dem theoretischen Wert von 2.37 MHz G^{-1} aus Abbildung 3.1 den Zusammenhang zwischen Strom und Magnetfeld liefert.

Das Magnetfeld des Zeeman-Slowers sowie sonstige Umgebungsfelder werden durch Kompensationsspulen in der Kammermitte kompensiert. Dafür wurde die Breite des Spektrums der Atome gemessen, während die Ströme durch die Kompensationsspulen so eingestellt wurden, dass das Spektrum am schmalsten erschien. Anhand der leicht zugänglichen y-Achse wird diese Methode im Folgenden quantitativ überprüft.

In Abbildung 3.7 links wurden die nicht zusätzlich optisch gepumpten Atome mit einer Mischung aus zirkular positiv und negativ polarisiertem Licht bei verschiedenen Spulenströmen

spektroskopiert. Durch die Mischpolarisation können sowohl σ^+ als auch σ^- -Übergänge angeregt werden, weshalb bei einem festen Strom zwei Intensitätsmaxima zu erkennen sind. Bei kompensiertem Magnetfeld gibt es keine Zeeman-Aufspaltung und daher nur ein Intensitätsmaximum. Zur Auswertung wurden die Position der Maxima der einzelnen Messungen über die Anpassung an eine Gaußkurve bestimmt und rechts in Abbildung 3.7 der Spulenstrom über dem Frequenzabstand der Maxima aufgetragen. Es ist, wie nach Gleichung 3.9 zu erwarten, ein linearer Zusammenhang zu erkennen, mit einer Abweichung bei $I_Y = -0.5$ A, die auf die erschwerte Bestimmung der Maxima zweier sehr nah aneinanderliegender Kurven zurückzuführen ist. Der y-Achsenabschnitt des linearen Fits liefert den Wert von I_Y , bei dem keine Aufspaltung vorliegt. Es ergibt sich aus dem Fit

$$I_{Y\text{komp,Fit}} = (-0.37 \pm 0.08) \text{ A}, \quad (3.27)$$

was nahe an dem experimentell über die Breite des Spektrums eingestellten Wert von $I_Y = -0.28$ A liegt.

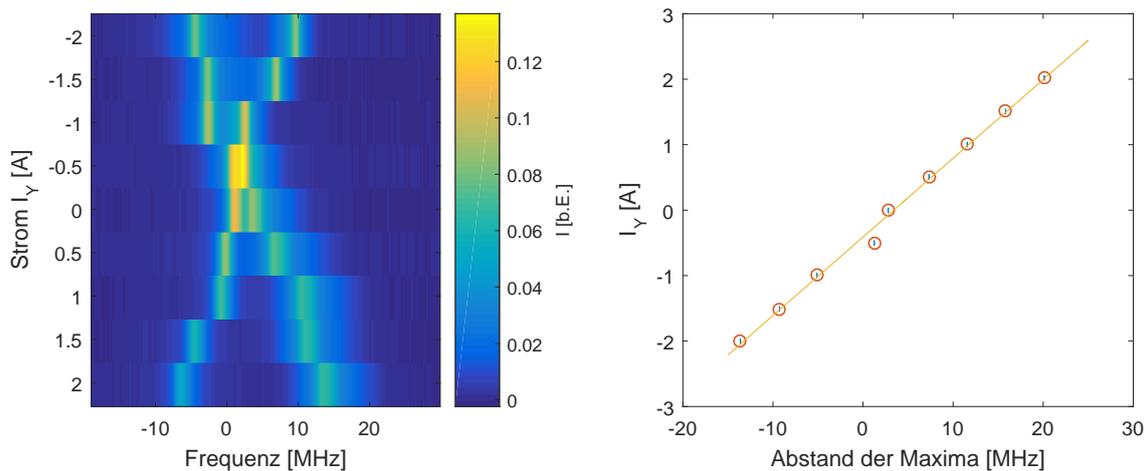


Abbildung 3.7.: Bestimmung des Spulenstromes für die Kompensation des Umgebungsmagnetfeldes in y-Richtung. Links wurden mit einer zirkularen Mischpolarisation die ungepumpten Atome bei verschiedenen Strömen spektroskopiert, weshalb zwei Intensitätsmaxima zu erkennen sind. Im rechten Bild ist der Spulenstrom über dem Abstand der Maxima der einzelnen Messungen aufgetragen. Der y-Achsenabschnitt des linearen Fits liefert $I_{Y\text{komp,fit}} = (-0.37 \pm 0.08)$ A.

Zusammenfassend wurde gezeigt, dass die Methode zum Einstellen des Spulenstromes über die Breite des gemessenen Spektrums vergleichbare Ergebnisse liefert, wie die hier vorgestellte genauere Betrachtung. Die Magnetfelder der für die Spektroskopie schlechter zugänglichen x- und z-Richtungen können also auch über die Breite des Spektrums kompensiert werden.

siert werden. Außerdem wurde mit Gleichung 3.26 eine Kalibrierungs-Vorschrift der Kompensationsspulen ermittelt.

3.2.3. Spektroskopie mit Quantisierungsachse in y -Richtung

Die y -Achse eignet sich in unserem Aufbau zur genaueren Untersuchung der Spektren und dem Vergleich mit der Theorie der Zeeman-Aufspaltung am besten, da es hier leichter möglich ist, parallel zu einer Quantisierungsachse zu spektroskopieren. Dies ermöglicht, wie in Abbildung 3.2 veranschaulicht wurde, gezielt σ^+ - oder σ^- -Übergänge anzuregen.

Anhand der in Abbildung 3.6 ermittelten Eichvorschrift und dem Vergleich mit Abbildung 3.1 kann man den Abstand zweier benachbarter Zeeman-Übergänge bei einer festen Polarisation des Spektroskopielichtes (z.B. $m_J = 8 \rightarrow m_{J'} = 9$ und $m_J = 7 \rightarrow m_{J'} = 8$) bei den von uns maximal erreichbaren Spulenströmen von ± 2 A berechnen. Sie beträgt 260 kHz, weshalb die einzelnen Übergänge von unserem Laser bei 626 nm hauptsächlich aufgrund der Sättigungs- und der Dopplerverbreiterung nicht aufgelöst werden können. Dennoch ist es möglich, eine Aussage über die Lage und Breite der Maxima in einem Spektrum zu machen.

In Abbildung 3.8 wurden die gemessenen Spektren mit den wie oben erläutert berechneten Zeeman-Übergängen verglichen. Die grünen Linien sind die durch σ^- -Licht angeregten Übergänge, die blauen jene durch σ^+ -Licht. Der große Abstand zwischen den grünen und blauen Linien ergibt sich aus dem Frequenzunterschied der Übergänge mit $\Delta m = 1$ und $\Delta m = -1$ (siehe Abbildung 3.1). Die oberen Graphen in Abbildung 3.8 zeigen Spektren für Spektroskopie mit σ^+ -Licht, die unteren mit σ^- -Licht. Gemessen wurde jeweils für beide zirkularen Polarisationen des Pumplichtes (siehe Legende) und verschieden gerichtete Magnetfelder. Die linken Graphen zeigen daher Messungen bei -2 A, die rechten die bei 2 A, was die Spiegelung der blauen und grünen Linien erklärt.

Da bei den Graphen keine absolute Frequenzachse vorliegt, wurden die Übergangslinien von $m_J = 8 \rightarrow m_{J'} = 9$ bzw. $m_J = -8 \rightarrow m_{J'} = -9$ in jedem einzelnen Bild auf das Maximum des Spektrums, bei dem Pump- und Spektroskopielicht dieselben sind, gelegt. Dieses Vorgehen berücksichtigt nicht die schwer zu quantifizierende Verbreiterung und Überlappung der einzelnen Zeeman-Übergänge, sondern geht von der Näherung aus, dass im Intensitätsmaximum der stärkste Übergang zu finden ist. Die Lage der Maxima zueinander passt dennoch zu den theoretisch berechneten Übergangsfrequenzen. Auch die Lage der flacheren Flanken der Maxima auf der Seite, wo einzelne Zeeman-Übergänge liegen müssten, deckt sich mit der Theorie.

Wie bereits in Unterabschnitt 3.2.1 detaillierter beschrieben, ändert sich die Höhe und Fläche unter den Maxima mit der Änderung der Polarisation von Pump- oder Spektroskopielicht, was auch hier zu erkennen ist. Die Tatsache, dass in jedem Spektrum neben dem Hauptmaximum auch ein Nebenmaximum zu erkennen ist, lässt sich auf Unreinheiten in der Polarisation zurückführen. Das Nebenmaximum befindet sich nämlich im Frequenzbereich, wo Übergänge der jeweils anderen Polarisation zu erwarten wären.

Zusammengefasst decken sich die gemessenen Spektren gut mit der Eichvorschrift des

3. Fluoreszenzspektroskopie und optisches Pumpen von Dysprosium

Magnetfeldes und den zu erwartenden Übergängen zwischen Zeeman-Niveaus. Durch Umpumpen und die geeignete Wahl der Polarisierungen und Magnetfelder kann man die Form des Spektrums maßgeblich beeinflussen. Für Quantisierungsachsen in x- und z-Richtung wurden analoge Messungen durchgeführt, die in Abschnitt A.3 zu finden sind.

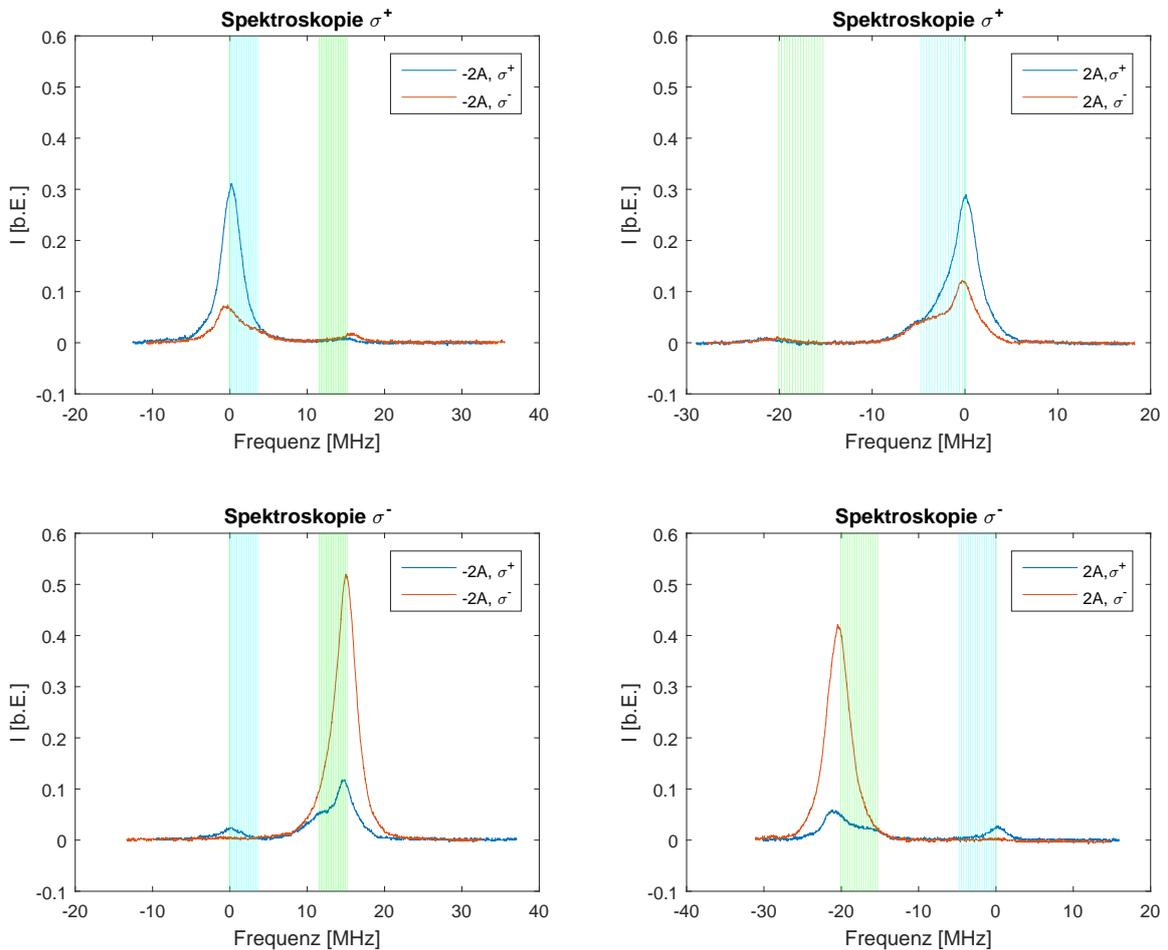


Abbildung 3.8.: Spektren bei Anlegung einer Quantisierungsachse in y-Richtung. Die oberen Graphen zeigen die Spektroskopie mit σ^+ -Strahlung, die unteren mit σ^- -Strahlung. Die rechten Graphen zeigen Messungen bei 2 A, die linken bei -2 A. In der Legende wird zudem die Pump polarisation unterschieden. Die grünen Linien zeigen die theoretisch durch σ^- -Strahlung zu erwartenden Übergänge, die blauen jene mit σ^+ -Strahlung.

4. Laserkühlen von Dysprosium

Laserlicht eignet sich neben der Spektroskopie von atomaren Übergängen auch zum Fangen und Kühlen von Atomen. Für die Weiterführung unseres Experimentes bilden in einer MOT gefangene Atome mit Temperaturen im Bereich einiger Mikrokkelvin die Grundlage für das Umladen in eine optische Dipolfalle und damit für weitere Messungen an kalten Quantengasen.

Laserkühlen wird in unserem Experiment zur Zeit an drei Stellen eingesetzt: Die Atome werden nach Verlassen des Ofens transversal in einer optischen Melasse gekühlt und anschließend in einem Zeeman-Slower abgebremst, bevor sie in einer MOT gefangen werden. In diesem Kapitel werden zuerst die für diese experimentellen Stufen relevanten theoretischen Grundlagen erklärt, bevor auf jeden Schritt genauer eingegangen wird und Ergebnisse des Laserkühlens vorgestellt werden.

4.1. Theoretische Grundlagen

Wenn ein Photon von einem Atom absorbiert wird, wird nicht nur dessen Energie, sondern auch der Impuls auf das Atom übertragen. Die Kraft auf ein Atom hängt davon ab, wie viele Photonen es pro Zeit absorbiert bzw. streut, was aus semiklassischen Betrachtungen abgeleitet werden kann. Das Atom kann dann als klassisches Punktteilchen, das die Newtonschen Gesetze erfüllt, betrachtet werden und bei bekannter Streurrate kann die auf das Atom wirkende Kraft berechnet werden. In diesem Abschnitt werden in Anlehnung an [27] und [19] die Streukraft und davon ausgehend die einzelnen im Zuge dieser Arbeit verwendeten Methoden des Laserkühlens vorgestellt.

4.1.1. Streukraft und optische Melasse

Da ein absorbiertes Photon seinen Impuls an das Atom abgibt, erfährt das Atom einen Stoß in Richtung der Bewegung des Photons. Das angeregte Atom geht nach einer Lebensdauer τ wieder in den Grundzustand über und emittiert spontan ein Photon, wodurch es einen Rückstoß entgegen der Emissionsrichtung erfährt. Die spontane Emission ist jedoch nicht gerichtet, weshalb sich der Gesamtrückstoß auf ein Atom über viele Streuvorgänge ausgleicht. Das Atom erfährt so netto einen Impuls in Bewegungsrichtung des absorbierten Photons. Das gerichtete Licht eines Lasers eignet sich deshalb, um Atome abzulenken oder abzubremsen.

Die Kraft auf das Atom hängt linear von der Streurrate ab, die in einem Zwei-Niveau System

aus den optischen Bloch-Gleichungen durch

$$R_{\text{Streu}} = \Gamma \rho_{22}, \quad (4.1)$$

wobei ρ_{22} die Population des angeregten Zustandes bezeichnet, gegeben ist. Die Streukraft beträgt nach Einsetzen des Photonenimpulses $p = \hbar k$ und der Abhängigkeiten von ρ_{22}

$$F_{\text{Streu}} = \hbar k R_{\text{Streu}} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{S}{1 + S + 4\delta^2/\Gamma^2}. \quad (4.2)$$

$S = I/I_{\text{sat}}$ ist hier der Sättigungsparameter und δ die Verstimmung des Lasers zur atomaren Resonanz. Die Streukraft ist maximal für eine Verstimmung von $\delta = 0$. Für $I \gg I_{\text{sat}} = \frac{\pi \hbar c \Gamma}{3 \lambda^2}$ beträgt die maximale Streukraft $F_{\text{Streu}}^{\text{max}} = \hbar k \Gamma / 2$.

Die Verstimmung hängt dabei durch die Dopplerverschiebung (Gleichung 3.19) auch von der Geschwindigkeit des Atoms v ab und beträgt

$$\delta = \omega - \omega_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = \omega - \omega_0 \mp kv. \quad (4.3)$$

Im letzten Schritt wurde zur Vereinfachung die eindimensionale Betrachtung gewählt. Bewegt sich ein Atom auf den Laserstrahl zu, wie es für das Abbremsen vonnöten ist, wird das Vorzeichen in obiger Gleichung positiv. Rotverstimmtes Laserlicht ($\omega < \omega_0$, wobei ω_0 die Resonanzfrequenz im Ruhesystem des Atoms bezeichnet) kann dafür die Dopplerverschiebung ausgleichen und damit die Streukraft maximieren. Die typische Abbremslänge L_0 einer initialen Geschwindigkeit v_0 beträgt

$$L_0 = \frac{v_0^2}{F_{\text{Streu}}^{\text{max}}/m}. \quad (4.4)$$

Damit diese Gleichung gilt, müssen entweder die Frequenz des Lasers oder die atomare Resonanzfrequenz an die Geschwindigkeit des Atoms angepasst werden, worauf im Folgenden genauer eingegangen wird.

In einer optischen Melasse werden Atome aus zwei entgegengesetzten Richtungen mit rotverstimmttem Laserlicht bestrahlt. Die Nettokraft auf die sich bewegenden Atome setzt sich durch die Dopplerverschiebung zusammen aus einem aus Sicht der Atome blauverstimmtten (entgegengesetzte Bewegung) und einem rotverstimmtten Strahl (gleichgerichtete Bewegung) und beträgt

$$F_{\text{Melasse}} = F_{\text{Streu}}(\delta = \omega - \omega_0 - kv) - F_{\text{Streu}}(\delta = \omega - \omega_0 + kv). \quad (4.5)$$

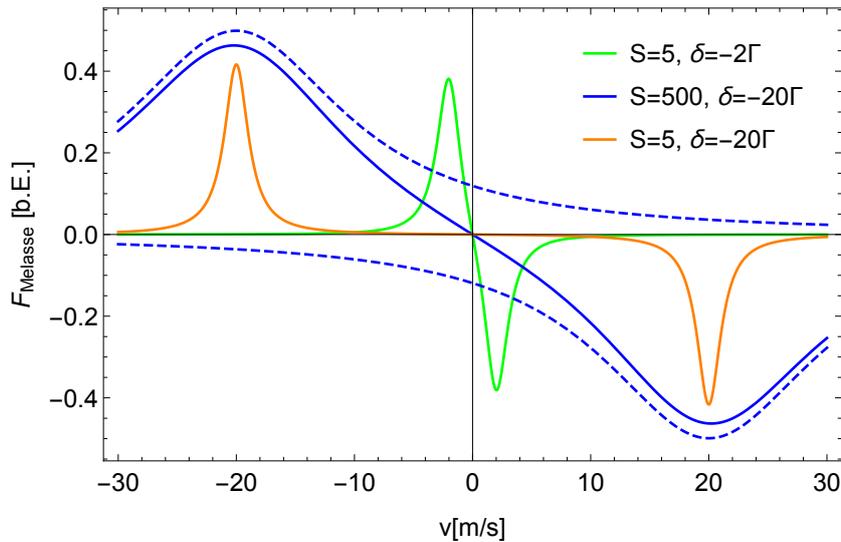


Abbildung 4.1.: Aufgetragen ist die Kraft in einer optischen Melasse in Abhängigkeit der Atomgeschwindigkeit für verschiedene Parameter von S und δ . Die gestrichelten Linien stellen die verschiedenen Anteile in Gleichung 4.5 für die blaue Kurve dar. Für stationäre Atome wirkt keine Kraft. Durch geeignete Wahl der Parameter können die von der Kraft angesprochenen Geschwindigkeitsklassen verändert werden.

Für stationäre Atome ($v = 0$) sowie für resonantes Laserlicht ($\omega - \omega_0 = 0$) heben sich die beiden Anteile auf und es wirkt keine Kraft. Für rotverstimmte Strahlen wurde die Kraft auf Atome unterschiedlicher Geschwindigkeit in einer Melasse in Abbildung 4.1 für verschiedene Parameter von S und δ aufgetragen. Für die blaue Kurve ($S = 500$, $\delta = -20\Gamma$) wurden zudem gestrichelt die beiden Anteile in Gleichung 4.5 aufgetragen. Auf Atome mit positiver Geschwindigkeit wirkt eine negative Kraft und auf jene mit negativer Geschwindigkeit eine positive, was zu einer Abbremsung führt. Durch geeignete Wahl der Parameter können verschiedene Geschwindigkeitsklassen der Atome angesprochen werden. Eine größere Rotverstimmlung spricht höhere Geschwindigkeitsklassen an und eine Erhöhung der Intensität führt zu einem breiteren Wirkungsbereich der Kraft.

Eine optische Melasse kann in zwei Raumrichtungen durch jeweils zwei gegenläufige Laserstrahlen umgesetzt werden und so beispielsweise einen Atomstrahl kollimieren, wie es im in dieser Arbeit beschriebenen Experiment zum transversalen Kühlen des Atomstrahls eingesetzt wird. Es ist jedoch auch die Umsetzung in einer oder drei Dimensionen möglich.

Obwohl sich die Kraft, die durch die spontane Emission von Photonen entsteht, im Mittel über das atomare Ensemble ausgleicht, erfahren die Atome bei jeder spontanen Emission einen Rückstoß, der eine zufällige Atombewegung (englisch *random walk*) bewirkt. Dies führt zu einer minimal erreichbaren Temperatur der Atome in einer optischen Molasse, auf die im Folgenden näher eingegangen wird. Aus der genannten Tatsache ergibt sich, dass der mittlere Geschwindigkeitsbetrag \bar{v} der Atome niemals den Wert Null erreicht. Vielmehr

ergibt sich der Zusammenhang

$$1/2m\bar{v}^2 = 1/2k_B T. \quad (4.6)$$

Bei jedem Stoß und anschließender Emission gibt das Lichtfeld die doppelte Rückstoßenergie $E_r = \hbar^2 k^2 / 2m = \hbar\omega_r$ an das Atom ab. Im Grenzfall wird diese Heizrate beruhend auf der spontanen Emission durch die Kühlrate ausgeglichen und es durch umfangreiche Berechnungen hergeleitet werden, dass

$$k_B T = \frac{\hbar\Gamma}{4} \frac{1 + (2\delta/\Gamma)^2}{2|\delta|/\Gamma}. \quad (4.7)$$

ist [33].

Falls $2\delta/\Gamma = -1$ gilt, ergibt sich ein Temperaturminimum, das Dopplertemperatur T_D genannt wird und durch

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (4.8)$$

ausgedrückt werden kann.

4.1.2. Zeeman-Slower

Die Kraft in einer optischen Melasse wirkt, wie in Abbildung 4.1 zu sehen ist, nur auf eine bestimmte Geschwindigkeitsklasse von Atomen. Die maximale Geschwindigkeit von Atomen, auf die die Streukraft wirken kann, ist beispielsweise für $\delta = \Gamma/2$ durch $v_c = \Gamma/k$ gegeben, was für das Licht bei 421 nm lediglich 13.5 m s^{-1} sind. Um jedoch auch schnellere Atome anzusprechen, kann die Verstimmung δ in Gleichung 4.5 angepasst werden. Experimentell kann dies über eine Änderung der Laserfrequenz oder durch Anlegen eines externen Magnetfeldes B erfolgen. Für die letzte Methode wird die atomare Resonanzfrequenz ω_0 unter Verwendung des Zeeman-Effektes (siehe Unterabschnitt 3.1.1) angepasst.

Die Verstimmung ergibt sich durch Einsetzen von Gleichung 3.9 zu

$$\delta = \omega - \omega_0 + kv + \frac{\mu_B B}{\hbar} (g_f m_f - g_i m_i), \quad (4.9)$$

wobei mit den Indizes i und f die Landé-Faktoren und Zeeman-Niveaus des initialen und des finalen Zustands näher bestimmt werden. Unter der Annahme von $g_i = g_f = g$, die für die in diesem Fall betrachteten Übergänge in Dysprosium gemacht werden können, und unter der Vereinfachung eines $J = 0 \rightarrow J = 1$ Überganges erhält man

$$\delta = \omega - \omega_0 + kv + \frac{\mu_B B g m_J}{\hbar}. \quad (4.10)$$

Durch die Wahl der Polarisation des Lichtes und dem sich daraus ergebenden m_J des angeregten Zustandes kann ermittelt werden, ob die Verstimmung δ durch den Zeeman-Effekt größer oder kleiner wird.

Die zusätzliche Verstimmung durch den Zeeman-Effekt kann also genutzt werden, um die hohe Dopplerverschiebung schneller Atome auszugleichen (d.h. $\delta = 0$):

$$\omega_0 + \frac{\mu_B B(z) g m_J}{\hbar} = \omega + kv. \quad (4.11)$$

Für diese Berechnung wurde zur Vereinfachung das Magnetfeld in z-Richtung gelegt. Darauf aufbauend wird nun die Form des Magnetfeldes hergeleitet. Aus der klassischen Mechanik bei einer konstanten Abbremsung ergibt sich für die Geschwindigkeit eines Atoms nach einer Strecke z

$$v = v_0 \left(1 - \frac{z}{L_0}\right)^{1/2}. \quad (4.12)$$

Durch die Kombination der beiden letzten Gleichungen ergibt sich für die Form des Magnetfeldes

$$B(z) = \frac{h v_0}{\lambda \mu_B g m_J} \left(1 - \frac{z}{L_0}\right)^{1/2} + B_1 \quad (4.13)$$

für $0 \leq z \leq L_0$. B_1 gibt die absolute Stärke des Magnetfeldes an. Im vorliegenden Fall haben die Atome nach dem Ofen eine wahrscheinlichste Geschwindigkeit von 480 m s^{-1} und sollen auf einer Strecke von etwa einem halben Meter, was eine typische Längenskala für einen Zeeman-Slower darstellt, auf etwa 20 m s^{-1} abgebremst werden.

Durch Wahl von $B_1 = 0$ ergibt sich das Problem, dass für $z = 0$ große Magnetfeldstärken benötigt werden und damit ein größeres Umgebungsmagnetfeld im Bereich vor und nach dem Zeeman-Slower besteht. Eine andere Möglichkeit der Umsetzung stellt ein sogenannter Spin-Flip Zeeman-Slower dar, bei dem sich das Vorzeichen des angelegten Magnetfeldes ändert. Dies wird durch geeignete Wahl von B_1 erreicht. Durch die Vorzeichenänderung dreht sich die Ausrichtung der Spins innerhalb des Zeeman-Slowers um (englisch *spin flip*). Diese Konfiguration hat im Gegensatz zu Aufbauten, bei denen das Magnetfeld sein Vorzeichen nicht wechselt, den Vorteil, dass kleinere absolute Magnetfeldstärken genügen. Für $z > L_0$ erhält man schwächere Magnetfelder, da sich die Beiträge von positiven und negativen Feldern teilweise ausgleichen können. Außerdem wird stark rotverstimmt Laserlicht verwendet, das die abgebremsten Atome in der Hauptkammer nach Verlassen des Zeeman-Slowers weniger stark beeinflusst. Der Zeeman-Slower in diesem Experiment wurde bereits vor dem Anfertigen dieser Arbeit konstruiert. Für Details zur Planung und Konstruktion sei auf [34] verwiesen. Im Zuge dieser Arbeit wurden der Spulenstrom, dessen Erhöhung ein stärkeres Magnetfeld bewirkt, und die Verstimmung des Lasers bei 421 nm optimiert.

4.1.3. Schmalbandige magneto-optische Falle

Die im Zeeman-Slower abgebremsten Atome sollen im nächsten Schritt an einem definierten Punkt gefangen werden. Möglich wird dies mit einer Überlagerung der Melasse mit einem magnetischen Feld mit nichtverschwindendem Gradienten, dessen Ursprung das Zentrum der Falle darstellt. Durch das Magnetfeld ergibt sich analog zur Funktionsweise eines

Zeeman-Slowers eine positionsabhängige Änderung des Energieniveaus, was am Beispiel eines $J = 0 \rightarrow J = 1$ Übergangs in Abbildung 4.2 zu sehen ist. Durch Einstrahlung rotverstimmter zirkular polarisierter Strahlung werden die Atome abgebremst und am Magnetfeldursprung gefangen. Die Helizität der Strahlung wird hierfür so gewählt, dass der durch die Zeeman-Aufspaltung energetisch tiefer liegende Übergang angeregt wird.

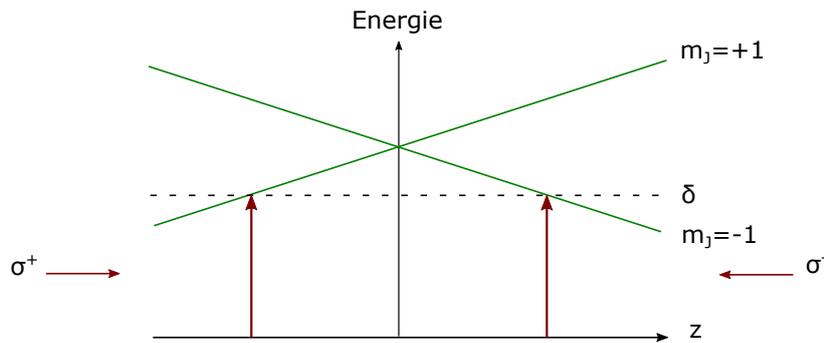


Abbildung 4.2.: Schematische Darstellung der Funktionsweise einer MOT, am Beispiel eines $J = 0 \rightarrow J = 1$ Übergangs. Das Magnetfeld hat hier eine positive Steigung. Durch die positionsabhängige Verstimmung im Magnetfeld kann man mit rotverstimmter Strahlung der richtigen zirkularen Polarisation (siehe Skizze) die Atome am Magnetfeldnullpunkt fangen und sie dabei kühlen. Durch die schmale Linienbreite von 136 kHz des Übergangs bei 626 nm ist die Resonanzbedingung nur für einen schmalen Frequenzbereich erfüllt.

Durch das magnetische Feld ergibt sich eine Verstimmung analog zu Gleichung 4.10, wobei es oft zweckmäßig ist, das Magnetfeld in z -Richtung zu definieren und über dessen Gradienten dB_z auszudrücken [35]:

$$\delta = \omega - \omega_0 + kv + \frac{\mu_B dB_z z g m_J}{\hbar}. \quad (4.14)$$

Die Besonderheit bei schmalbandigen MOT ist, dass eine Verstimmung um sehr viele Linienbreiten zum Fangen der Atome vonnöten ist. Bei dem im vorliegenden Fall verwendeten Übergang bei 626 nm mit einer Breite von $\Gamma_{626} = 2\pi \cdot 136$ kHz beträgt die Rotverstimmung üblicherweise 30 bis 70 Γ . Die hohen Verstimmungen führen bei kleinen Intensitäten zu einem anderen Verhalten der MOT im Vergleich zu jenen mit breiten Linienbreiten im Bereich einiger Megahertz. Wie in Abbildung 4.1 zu sehen ist, führen hohe Verstimmungen bei geringen Intensitäten zu zwei ausgeprägten Maxima der Streukraft, die einen Bereich mit geringer Kraft begrenzen. Bei kleineren Verstimmungen oder hohen Leistungen, ergibt sich eine lineare Kraft in der Fallenmitte (siehe Abbildung 4.1), was zu einer gedämpften harmonischen Bewegung der Atome im Einfangbereich der Strahlen führt und vergleichbar zu MOT mit breiten Linienbreiten ist. In vertikaler Richtung wirkt zudem die Gravitation, was eine Verkippung des Potentialtopfes, in dem sich die Atome in einer MOT befinden, verursacht und durch $E_{pot}(h) = -\int F(h)dh + mgh$ mit der Höhe h und der Erdbeschleunigung g beschrieben wird.

In Abbildung 4.3 ist die potentielle Energie in z -Richtung für zwei Werte von S und Δ , die im vorliegenden Experiment verwendet werden, aufgetragen. Es sind zwei Effekte zu erkennen: Bei der blauen Linie handelt es sich um ein Potential großer Verstimmung von -50Δ und einer Intensität von $735 I_{\text{sat}}$. Das Potential ist daher zum einen sehr breit und zum anderen dominiert der Einfluss der Strahlung über den Einfluss der Gravitation. Die Atome können sich also in einem breiten Bereich der z -Dimension energetisch günstig aufhalten, der Potentialtopf ist nur leicht verkippt. Die orange Kurve, die zur besseren Sichtbarkeit um den Faktor 10 vergrößert wurde, zeigt das Potential bei $S = 0.04$ und $\Delta = -8 \Gamma$. Durch die kleinere Verstimmung ist der Potentialtopf schmaler. Es ist außerdem durch die kleinere Laserleistung eine Verkipfung des Potentials durch die Gravitation zu erkennen. Dies hat zur Folge, dass sich Atome eher bei kleinen Werten von z und damit unterhalb der Fallenmitte und dem Magnetfeldursprung aufhalten. Die MOT hat daher die Form einer Schale, die in der xy -Ebene liegt und rotationssymmetrisch zur z -Achse ist. Dieses Verhalten ist im Allgemeinen für das Regime, bei dem $\Delta > \sqrt{S + 1} \Gamma$, gegeben [35]. Je größer jedoch die Intensität der Strahlen wird, desto größer und diffuser wird die Atomwolke, da die Streukraft im Fallenzentrum annähernd linear wird (siehe Abbildung 4.1). Dies gilt vor allem für MOTs mit $\Delta < \sqrt{S + 1} \Gamma$, bei denen die Bewegung der Atome in der MOT durch die annähernd lineare Rückstellkraft als gedämpfte harmonische Schwingung beschrieben werden kann.

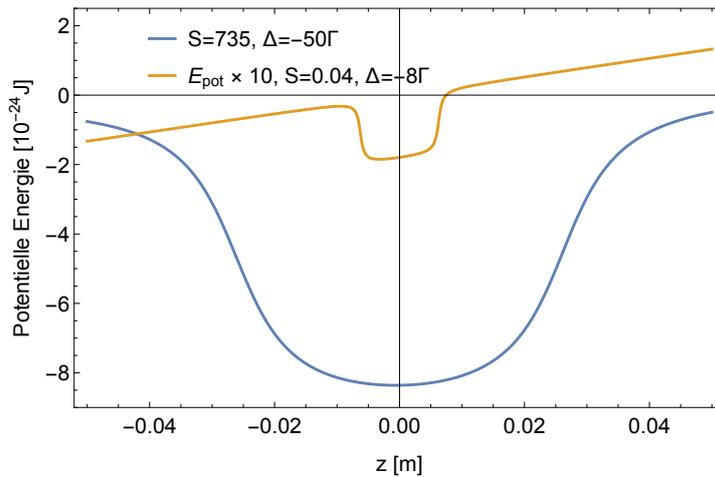


Abbildung 4.3.: Einfluss von Strahlleistung und Verstimmung der MOT bei 626 nm auf das Potential in vertikale Richtung. Es ist das Potential in z -Richtung unter Berücksichtigung der Gravitation für verschiedene Parameter aufgetragen. Die orange Kurve wurde zur besseren Sichtbarkeit mit dem Faktor 10 multipliziert. Die Verstimmung Δ bestimmt die Breite des Potentialtopfes und die Sättigung S die Tiefe.

Da in MOT mit $\Delta > \sqrt{S + 1} \Gamma$ die Atome unterhalb der Fallenmitte gefangen werden, absorbieren sie hauptsächlich den von unten kommenden σ^- polarisierten Strahl und werden dabei analog zu den Ausführungen in Kapitel 3 in den niedrigsten $m_J = -8$ Zustand gepumpt. Eine detaillierte Betrachtung ist in [36] zu finden.

In diesem Regime ist die Temperatur in der MOT in z -Richtung durch das Gleichgewicht

zwischen dem von unten kommenden Strahl in z -Richtung und der Gravitation dominiert [35]. Um die minimal erreichbare Temperatur zu berechnen, wird die Kraft in z -Richtung

$$F(v_z, z) = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \cdot \frac{S}{1 + S' + \frac{4(\Delta - kv_z - \mu dB_z z)^2}{\Gamma^2}} - mg, \quad (4.15)$$

durch eine Taylorreihe bei $v_z = 0$ und $z = z_0$ ausgewertet. Der Parameter $S' \leq S$ berücksichtigt Sättigungseffekte durch Strahlen aus anderen Richtungen. Der Dämpfungskoeffizient α entspricht dem linearen Anteil der Taylorreihe und beträgt

$$\alpha = -\frac{2\hbar k^2 \sqrt{RS - S' - 1}}{R^2 S}, \quad (4.16)$$

wobei $R = (\hbar k \Gamma / 2mg)$ ist. Die Dämpfung in z -Richtung hängt also nur von der Linienbreite und der Laserintensität ab und ist unabhängig von der Verstimmung des Strahls. Ursache hierfür ist, dass sich die Atomposition z_0 in z -Richtung bei Änderung von Δ anpasst, sodass die effektive lokale Verstimmung im Magnetfeld $\Delta - \mu dB_z z_0$ konstant bleibt [35, 36].

Aus Gleichung 4.15 lässt sich außerdem nach [35] der Diffusionskoeffizient D_p , der das Aufheizen der Atome in der MOT beschreibt, zu

$$D_p = \frac{\hbar^2 k^2 \Gamma}{2R} \quad (4.17)$$

berechnen.

Die Gleichgewichtstemperatur beträgt dann

$$T = \frac{D_p}{|\alpha| k_B} = \frac{\hbar \Gamma \sqrt{S}}{2k_B} \frac{R}{2\sqrt{R - S'/S - 1/S}} \quad (4.18)$$

und hängt ebenfalls nicht von der Verstimmung Δ , sondern maßgeblich von der Intensität der Strahlen und der Linienbreite ab.

Für kleine Verstimmungen und geringe Intensitäten ($\Delta < \sqrt{S + 1}\Gamma$) ergibt sich für die Temperatur der MOT Gleichung 4.7 [35], die dann zusätzlich zum Wert von Γ auch von der Verstimmung Δ abhängt.

Um in einer schmalbandigen MOT möglichst viele Atome zu fangen und sie auf möglichst tiefe Temperaturen zu kühlen, ist ein Vorgehen in zwei Schritten üblich: Zuerst werden bei großen Verstimmungen und hohen Intensitäten der MOT-Strahlen viele Atome gefangen, da hier der Einfangbereich der MOT am größten ist (vgl. Abbildung 4.3). Anschließend wird die Intensität der Laserstrahlen reduziert, um nach Gleichung 4.18 die Temperatur der gefangenen Atome zu verringern. Dadurch wird, bildhaft gesprochen, auch der Potentialtopf in flacher und, unter der Voraussetzung eines geringen Atomverlustes, die Atomwolke verdichtet. Aus diesem Grund wird dieser Vorgang Komprimierung genannt.

4.1.3.1. Besonderheiten bei Atomen mit großem magnetischem Moment

Da Dysprosium ein sehr großes magnetisches Moment besitzt, muss bei näherer Betrachtung der Kraft auf ein Atom in einer MOT auch die magnetische Kraft eines Magnetfeldgradienten auf einen magnetischen Dipol berücksichtigt werden. Dabei bestimmt das Verhältnis von Gravitations- und magnetischer Kraft zur Strahlungskraft, ob die Atome in der MOT gefangen werden können. Für rotverstimnte Strahlen $\Delta < 0$ und in negative m_J gepumpten Atomen findet man für die Stabilität von in einer MOT gefangenen Dysprosiumatomen [37]

$$0 < \frac{-g_J m_J \mu_B |B| - mg}{\hbar k \Gamma / 2} = \frac{9.92 \mu_B |B| - mg}{\hbar k \Gamma / 2} < \frac{S}{S+1} \leq 1. \quad (4.19)$$

Der Ausdruck ist für den Fall $m_J = -8$, was vollständiger Spinpolarisation entspricht, gültig. Im Allgemeinen tritt dieser Umstand erst bei einer komprimierten MOT ein [36].

Bei der Komprimierung der Dysprosiumatome in der MOT muss also das Magnetfeld B simultan mit der Intensität S verringert werden, um den Verlust von Atomen zu minimieren. Durch die Verringerung der Intensität ändert sich auch die Position der Atome in der MOT, wie in Abbildung 4.3 durch den flacheren Potentialtopf bei kleineren Intensitäten zu sehen ist. Da, wie oben erwähnt, bei einer solchen MOT die effektive Verstimmung im Magnetfeld $\Delta - \mu d B_z z_0$ konstant bleibt, muss entsprechend die Verstimmung Δ kleiner werden.

4.2. Aufbau und Charakterisierung des transversalen Kühlers bei 421 nm

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Aufbau zur Kollimation des Atomstrahls nach Verlassen des Ofens geplant und umgesetzt. Die Kollimation geschieht durch eine optische Melasse, die transversal zur Atomstrahlrichtung kühlt. In diesem Abschnitt werden der Aufbau und die Motivation dahinter erläutert sowie das transversale Kühlen (englisch *transverse cooling*, deshalb kurz TC) charakterisiert.

In Abbildung 4.4(a) ist eine schematische Darstellung des Aufbaus zu sehen, der Ofen befindet sich dabei im hinteren Teil des Bildes. Dem vorderen Teil folgt der Rest des Experimentes (siehe Abbildung 2.2), der hier ausgeblendet wurde. Das Licht bei 421 nm wird über zwei 40 cm hohe Periskope und über jeweils zwei Spiegel (Durchmesser 2") im Winkel von 45° zum optischen Tisch durch die Ofenkammer geleitet und über jeweils einen Spiegel (Durchmesser 2") in sich selbst zurück reflektiert. Die Spiegel befinden sich in justierbaren Haltern, um die Funktion des transversalen Kühlers zu optimieren. Als besonders kritischer Punkt stellte sich dabei die Justage des Rückreflexes heraus. Ein guter Überlapp der gegenläufigen Strahlen minimiert dabei das Beschleunigen der Atome durch einen der Kühlstrahlen.

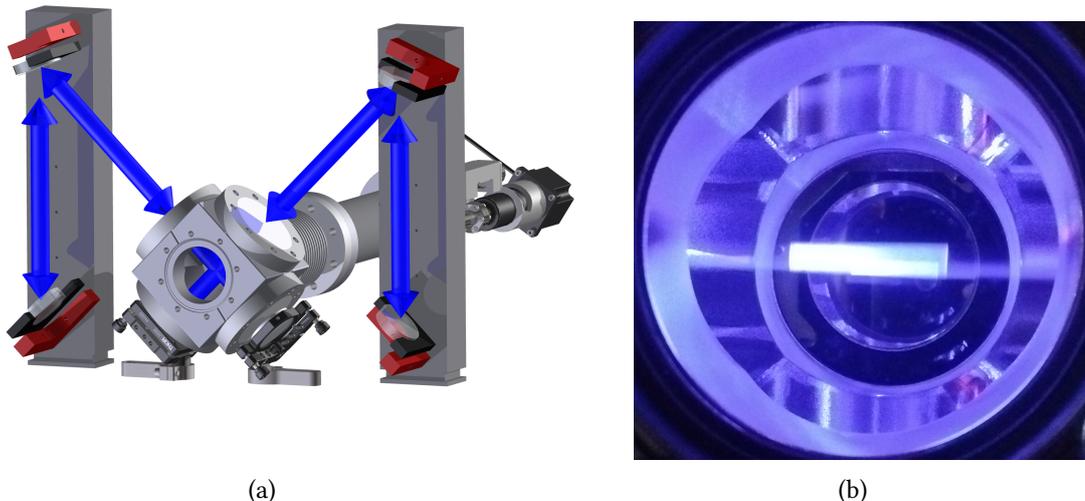


Abbildung 4.4.: Aufbau für die Kollimation des Atomstrahls. Bild (a) zeigt eine schematische Darstellung des Aufbaus. Die Kühlstrahlen werden im Winkel von 45° durch die Kammer geleitet und in sich selbst zurück reflektiert. Die Strahlen sind jeweils $0.5 \times 1.9 \text{ cm}^2$ groß und um etwa 1Γ zur atomaren Resonanz rotverstimmt. Bild (b) zeigt eine Aufnahme der durch die Kühlstrahlen fluoreszierenden Atome durch eines der Ofenkammerfenster.

Die Rotverstimmung der Laserfrequenz zur atomaren Resonanz wurde als 1Γ gewählt. Die Größe der Laser- bzw. Kühlstrahlen wurde der Geometrie des Atomstrahls und der maximal verfügbaren Laserleistung pro Kühlstrahl von 70 mW, was im vorliegenden Aufbau

$1.7 I_{\text{sat}}$ entspricht, angepasst. Die eine Achse des Kühlstrahles entspricht daher der Breite des Atomstrahls in der Kammer von etwa 5 mm, um einen möglichst großen Überlapp von Kühl- und Atomstrahl zu erhalten. Die andere Achse des Strahls ist dagegen durch die Leistung der Kühlstrahlen gegeben und wurde grob über die Streukraft auf Resonanz (siehe Gleichung 4.2) und Newtonsche Mechanik abgeschätzt. Es wurde dabei berechnet, wie breit der Strahl sein muss, um die Atome transversal von $v = 15 \text{ m s}^{-1}$ auf $v = 0 \text{ m s}^{-1}$ abzubremesen. Ausgehend von diesen Abschätzungen wurde eine Breite des Strahls von 1.9 cm gewählt. In Abbildung 4.4(b) ist eine Aufnahme der fluoreszierenden Atome durch eines der Fenster der Ofenkammer zu sehen. Man erkennt außerdem eine konische Form des fluoreszierenden Bereichs (Konus öffnet sich nach rechts), die durch die Divergenz des Atomstrahls gegeben ist.

Die Notwendigkeit des transversalen Kühlens ergibt sich aus der Geschwindigkeitsverteilung der $1230 \text{ }^\circ\text{C}$ heißen Atome und der langen und schmalen Geometrie der Vakuumkammer, was im Folgenden erläutert wird. In Abbildung 4.5 ist eine schematische Darstellung eines Längsschnitts durch die gesamte Vakuumkammer zu sehen. Die Strecke zwischen Ofenöffnung und Mitte der Hauptkammer beträgt etwa 1.3 m, auf denen die Atome aber transversal durch schmale Rohre oder Öffnungen begrenzt sind. Die transversale Geschwindigkeit der in der Mitte der Hauptkammer ankommenden Atome ist also durch diese geometrischen Einschränkungen begrenzt.

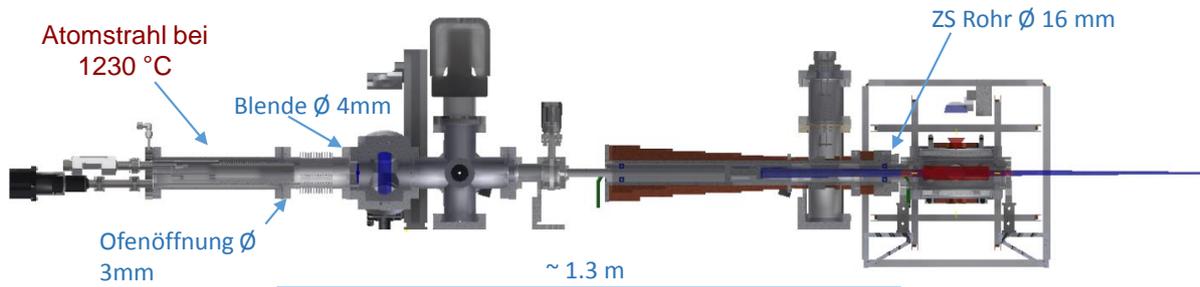


Abbildung 4.5.: Schematische Darstellung des Längsschnitts durch die Vakuumkammer. Durch die lange und schmale Geometrie des Aufbaus können nur Atome mit geringen Geschwindigkeiten transversal zur Atomstrahlrichtung in die Hauptkammer gelangen.

Die transversale Geschwindigkeitsverteilung P_s von Atomen, die durch zwei Blenden im Abstand L mit Durchmesser a_1 und a_2 eingeschränkt werden beträgt nach [38]

$$P_s(v_t, a_1, a_2) = |v_t| \exp\left(\frac{-v_t^2}{2\sigma^2}\right) \cdot \frac{\Gamma(-\frac{1}{2}, \frac{v_t^2}{2\sigma^2 S^2}) - \Gamma(-\frac{1}{2}, \frac{v_t^2}{2\sigma^2 U^2})}{4\sqrt{\pi}\sigma^2[(1+S^2)^{1/2} - (1+U^2)^{1/2}]} \quad (4.20)$$

Hierbei sind v_t die Geschwindigkeit in transversaler Richtung, $\Gamma(-\frac{1}{2}, x)$ die unvollständige Gammafunktion, $\sigma = \sqrt{k_B T / M}$ und $S = (a_1 + a_2) / L$ sowie $U = (a_1 - a_2) / L$.

Ort	v_t [m/s]	FWHM [MHz]
Ofenkammer	4.2	13.3
Hauptkammer	1.9	6.2

Tabelle 4.1.: Transversale Geschwindigkeit und zugehörige spektrale Halbwertsbreite für die Spektroskopie bei 626 nm. Die Verteilung in der Ofenkammer ist breiter als jene, die für das Gelangen der Atome in die Hauptkammer nötig wäre. Durch transversales Kühlen in der Ofenkammer kann daher die Atomzahl in der Hauptkammer erhöht werden.

In Tabelle 4.1 sind die nach obiger Gleichung berechneten transversalen Geschwindigkeiten in der Ofenkammer ($a_1 = 3$ mm, $a_2 = 4$ mm und $L = 14$ cm) und in der Hauptkammer ($a_1 = 3$ mm, $a_2 = 16$ mm und $L = 1.3$ m) dargestellt. Über die Beziehung $\omega = kv \Leftrightarrow f = v/\lambda$ kann dies in die zugehörige Halbwertsbreite des Spektrums bei einer Spektroskopiemessung mit Licht bei 626 nm umgerechnet werden. Es ist erkennbar, dass die transversale Verteilung der Atome in der Ofenkammer breiter ist, als es für das Ankommen der Atome in der Hauptkammer nötig wäre. Durch transversales Kühlen der Atome in der Ofenkammer kann also die Atomzahl in der Hauptkammer gesteigert werden.

Um die Wirkung des transversalen Kühlens auf die Geschwindigkeitsverteilung der Atome zu überprüfen, wurden Fluoreszenzmessungen in der Hauptkammer mit dem Licht bei 626 nm durchgeführt. Es wurde dabei analog zu Abbildung 3.4 senkrecht zur Atomstrahlrichtung spektroskopiert. Der Winkel zwischen Atom- und Spektroskopiestrahl wurde dabei so justiert, dass das Spektrum am schmalsten erschien, weshalb nur transversale Geschwindigkeitskomponenten zu sehen sein sollten. Es wurde analog zu Kapitel 3 mit 5 Sättigungsintensitäten spektroskopiert. Alle Messungen wurden mit ausgeschaltetem Zeeman-Slower Licht, aber kompensiertem Magnetfeld durchgeführt, um nur den Einfluss des transversalen Kühlens auf die Atome zu untersuchen. Die longitudinale Abbremsung der Atome durch den Zeeman-Slower würde eine Verbreiterung der transversalen Verteilung verursachen [19], die in diesem Fall unerwünscht ist.

In Abbildung 4.6 ist die Messung des transversalen Spektrums mit und ohne transversalem Kühlen im Vergleich zur Theoriekurve in Gleichung 4.20, die in Frequenzen des Spektroskopielichtes umgerechnet wurde, zu sehen. Alle Kurven wurden zur besseren Vergleichbarkeit der Breite auf 1 normiert, weshalb die Messung ohne transversales Kühlen aufgrund der geringeren Atomzahl in der Hauptkammer ein kleines Signal-zu-Rausch Verhältnis aufweist. Es wird deutlich, dass die gemessene Verteilung ohne transversale Kühlung schmaler als die theoretisch zu erwartende Verteilung ist. Dies kann anhand des Schnittes durch den Aufbau in Abbildung 4.5 erklärt werden. Es ist nicht auszuschließen, dass nicht alle Öffnungen und Blenden im Aufbau zentriert zueinander sind. Ein Versatz bewirkt, dass die Blenden effektiv für die Atome kleiner erscheinen, was wiederum eine schmalere Verteilung verursacht und zudem eine leichte Asymmetrie bewirken kann [38]. Es ist also zu erwarten, dass die gemessene Verteilung weniger breit als die theoretische ist. Die Position des Ofens wurde anhand des Wellbalgs verändert, um die Teilchenzahl in der Hauptkammer ohne transversales Kühlen durch Ausrichten der Ofenöffnung zu maximieren. In Abbildung 4.6 fällt außerdem

auf, dass mit der Kühlung die Verteilung noch einmal deutlich schmaler wird. Auf die Breiten und deren Bestimmung wird im Folgenden genauer eingegangen.

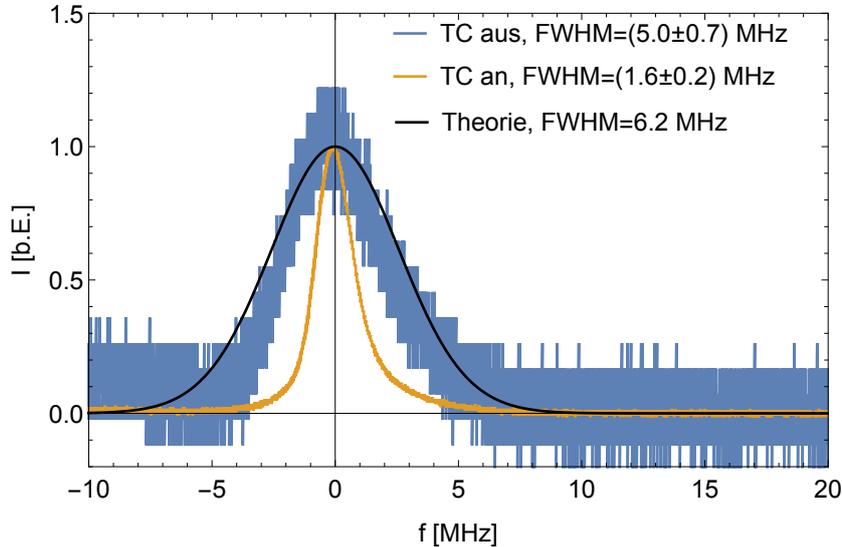


Abbildung 4.6.: Spektrale transversale Verteilung der Atome in der Hauptkammer. Es sind die Theoriekurve, die sich nach Gleichung 4.20 für die Geometrie des Aufbaus ergibt sowie Messungen mit und ohne transversalem Kühlen auf 1 normiert aufgetragen.

In Abbildung 4.7 wurde der Einfluss der Intensität der Kühlstrahlen auf die Atomzahl und die Breite der Geschwindigkeitsverteilung in der Hauptkammer genauer untersucht. Dabei ist die Fläche unter einem gemessenen Spektrum ein Maß für die Atomzahl und ein Vergleich der Flächen bei verschiedenen Strahlintensitäten zueinander liefert das Verhältnis der Atomzahlen. Das dopplerverbreitete Spektrum kann, wie in Unterabschnitt 3.1.3 hergeleitet, durch ein Voigt-Profil beschrieben werden. Für die Belange eines Fits an die Daten kann ein Pseudo-Voigt Profil benutzt werden, was anstatt einer Faltung die gewichtete Summe einer Lorentz- und einer Gaußkurve bildet [39]:

$$f_{PV} = (1 - \eta)f_G(x, \sigma) + \eta f_L(x, \gamma). \quad (4.21)$$

Die Halbwertsbreite der Geschwindigkeitsverteilung kann daraufhin aus der Breite der Gaußkurve σ über $\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma$ berechnet werden.

In Abbildung 4.7(a) sind die Spektren ohne transversale Kühlung und bei der mit dem verwendeten Aufbau maximal erreichbaren Intensität pro Kühlstrahl von $1.7 I_{\text{sat}}$ aufgetragen. Durch das Kühlen wird die Atomzahl deutlich erhöht, das Verhältnis der Flächen beträgt hier 6.5. Außerdem sinkt die Halbwertsbreite der Verteilung von (5.0 ± 0.7) MHz auf (1.6 ± 0.2) MHz. Durch das transversale Kühlen gelangen also nicht nur deutlich mehr Atome in die Hauptkammer, sie haben auch eine kleinere transversale Geschwindigkeit. Dies ist auch ein Indiz dafür, dass in der Ofenkammer Kühlen durch eine optische Melasse geschieht und die Atome nicht lediglich durch den Strahlungsdruck einer der Kühlstrahlen

abgelenkt werden und daher leichter durch die Blenden gelangen. Die Abbildung zeigt weiterhin, dass das Spektrum leicht assymetrisch erscheint, was auf eine nicht perfekte Zentrierung der Blenden oder einen nicht vollständig orthogonalen Spektroskopiewinkel zum Atomstrahl schließen lässt [38].

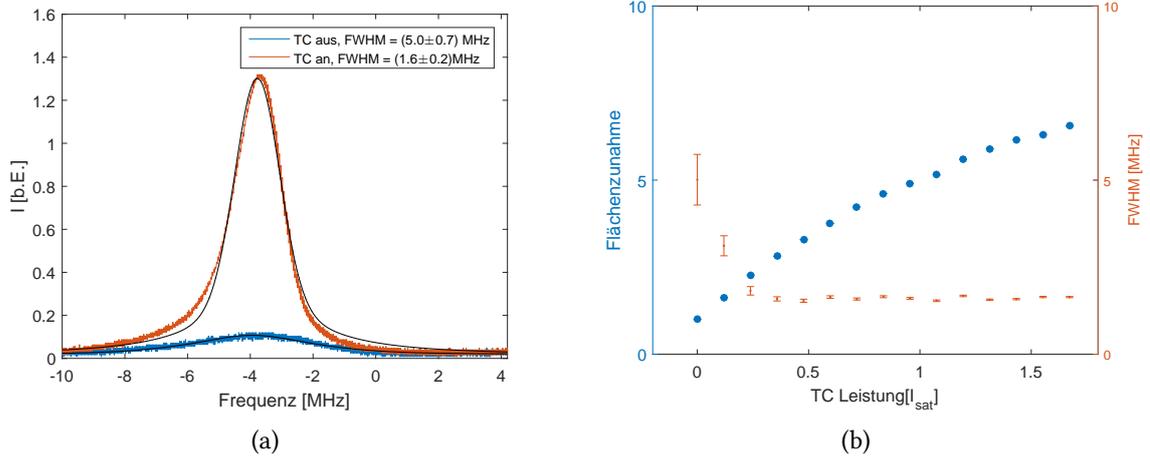


Abbildung 4.7.: Abhängigkeit der Atomzahl und der Breite der transversalen Geschwindigkeitsverteilung in der Hauptkammer von der Leistung der Kühlstrahlen. Graph (a) zeigt die Spektren ohne transversales Kühlen und mit maximaler Intensität pro Kühlstrahl von $1.7 I_{\text{sat}}$. In (b) wurde der Einfluss der Intensität auf Breite und Atomzahlzunahme, die dem Verhältnis der Flächen unter den Spektren entspricht, aufgetragen. Durch das Kühlen gelangen bis zu 6.5 mal mehr Atome in die Kammer und die Breite der Verteilung verkleinert sich von (5.0 ± 0.7) MHz auf (1.6 ± 0.2) MHz.

In Abbildung 4.7(b) wurden die Flächenzunahme und die Halbwertsbreite (FWHM) bei verschiedenen Intensitäten aufgetragen. Die Flächenzunahme zeigt noch keine Sättigung. Im Vergleich mit Abbildung 4.1 erkennt man, dass eine Erhöhung der Intensität den Eingangsbereich der Streukraft verbreitert und damit mehr Atome abgebremst werden können. In unserem Aufbau ist dies aber durch die verfügbare Laserleistung begrenzt. Die Halbwertsbreite bleibt ab einer Intensität von $0.3 I_{\text{sat}}$ annähernd konstant bei einem Wert von 1.6 MHz, die Fehler wurden aus dem 95% Konfidenz-Intervall der Fits berechnet. Diese Sättigung deckt sich mit der Erwartung, dass beim Kühlen mit breiten Übergängen die Grenztemperatur ausschließlich von der Linienbreite und der Verstimmung der Frequenz abhängt [35], die hier konstant auf 1Γ gehalten wird. Außerdem erkennt man an der Sättigung, dass die Überlagerung der Kühlstrahlen mit dem Atomstrahl ausreichend für ein effizientes Abbremsen der Atome ist. Bei sehr kleinen Intensitäten können nicht genug Photonen gestreut werden, was die größeren Halbwertsbreiten erklärt. Das Dopplerlimit der Geschwindigkeit für das Kühlen mit dem Übergang bei 421 nm beträgt $v_D = 19.8 \text{ cm s}^{-1}$ [32]. Die hier erreichbare transversale Minimalgeschwindigkeit von

$$f \cdot \lambda = 1/2 \cdot 1.6 \text{ MHz} \cdot 626 \text{ nm} \approx 50 \text{ cm s}^{-1} \quad (4.22)$$

ist im Einklang mit diesem Limit.

Durch das transversale Kühlen kann also die Atomzahl in der Hauptkammer für zukünftige Messungen und weiteres Laserkühlen der Atome erheblich gesteigert werden. Die weniger breite transversale Geschwindigkeitsverteilung erleichtert außerdem das Fangen der Atome in der MOT.

4.3. Optimierung von Spulenstrom und Verstimmung des Zeeman-Slower Lichtes

Um im weiteren Verlauf des Experimentes möglichst viele Atome in der MOT zu fangen und zu kühlen, wurden zunächst die experimentellen Parameter des Zeeman-Slowers optimiert. Ziel ist es, die Zahl der vom Zeeman-Slower in longitudinaler Richtung auf etwa 20 m s^{-1} abbremsen Atome zu maximieren. Zur Charakterisierung der Funktion des Zeeman-Slowers muss also die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung gemessen werden. Dafür werden die Atome in der Hauptkammer analog zu Abbildung 3.4 mit dem Übergang bei 626 nm spektroskopiert, allerdings wird ein Winkel des Laserstrahls zum Atomstrahl von 45° gewählt, bei dem langsame und schnelle longitudinale Geschwindigkeiten durch den Dopplereffekt um einige Megahertz getrennt voneinander sichtbar sind. In Abbildung 4.8 ist in blau das Spektrum der langsamen Atome aufgetragen. Außerdem erkennt man in orange eine Messung des Spektrums transversal zum Atomstrahl, die keine longitudinalen Geschwindigkeitsanteile hat und daher zur Kalibration des Nullpunktes der longitudinalen Geschwindigkeiten dient. Die obere horizontale Achse entspricht der Frequenz, die für die untere Achse über $v = f \cdot 626 \text{ nm} / \cos(45^\circ)$ in longitudinale Geschwindigkeiten umgerechnet wurde.

Die Messung des Spektrums der langsamen Atome unter einem Winkel von 45° liefert über die Fläche unter der Kurve Aufschluss über die Anzahl der vom Zeeman-Slower abbremsen Atome. Durch die Umskalierung von Frequenz in Geschwindigkeit kann außerdem bestimmt werden, auf welche Geschwindigkeit der Zeeman-Slower die Atome abbremsen kann. Zur Berechnung der mittleren Geschwindigkeit der langsamen Atome wurde zunächst das Intensitätsmaximum bestimmt und danach das gewichtete Mittel der Geschwindigkeiten, deren Intensität mindestens 75% des Maximums beträgt, berechnet.

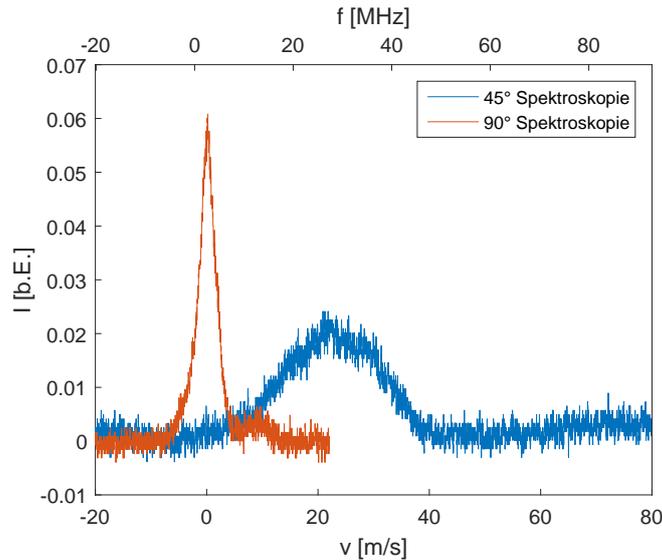


Abbildung 4.8.: Zur Optimierung der Parameter des Zeeman-Slowsers wurden Spektren unter einem Winkel von 45° zum Atomstrahl aufgenommen, bei dem abgebremste und schnelle Atome durch die Dopplerverschiebung getrennt voneinander sind. Eine Messung des transversalen Spektrums (90°) liefert den Nullpunkt der longitudinalen Geschwindigkeit. Die obere horizontale Achse entspricht der Frequenz und die untere der longitudinalen Geschwindigkeit der langsamen Atome.

In Abbildung 4.9 wurde der Einfluss des Spulenstromes des Zeeman-Slower Magnetfeldes und der Verstimmung des abbremsenden Lichtes bei 421 nm auf die Funktion des Zeeman-Slowsers untersucht. Dabei wurde für verschiedene Ströme die Verstimmung variiert und jeweils ein Spektrum unter 45° aufgenommen. Es wurde für jedes angelegte Magnetfeld das Kompensationsfeld in der Mitte der Hauptkammer analog zum Vorgehen in Kapitel 3 eingestellt und außerdem der Frequenzbereich der Verstimmung anhand der Sichtbarkeit des Spektrums angepasst. Die Notwendigkeit dieser Anpassung wird aus Gleichung 4.10 ersichtlich. Es wurde jeweils in einem bestimmter Bereich der Verstimmung gemessen, innerhalb dessen das maximale Signal zu finden war. An den weißen Stellen in Abbildung 4.9 erfolgte keine Messung.

Der Graph (a) zeigt die aus den Flächen unter den Spektren bestimmte Atomzahl, die auf das Maximum normiert wurde. Als Maß für die Atomzahl wurde hierbei die Fläche unter dem Signal der langsamen Atome integriert, die Integrationsgrenzen wurden so gewählt, dass die Intensität auf den Wert des Hintergrundes abgesunken war. Es ist erkennbar, dass die Atomzahl bei Strömen von 8 bis 10 A eine geringe Sensitivität auf die Verstimmung des Lichtes aufweist. Das Magnetfeld ist also dominierend für die Anzahl der abgebremsten Atome, da es über den Zeeman-Effekt die von der Strahlung angesprochene Geschwindigkeitsklasse anpasst. In Graph (b) wurden die Geschwindigkeiten der langsamen Atome für die Parameter, bei denen viele Atome abgebremst wurden, aufgetragen. Die Abbildungen zeigen außer-

dem, dass mit größerer Rotverstimmung die Geschwindigkeit der Atome auf knapp 50 m s^{-1} steigt. Das Magnetfeld beeinflusst die Geschwindigkeit der Atome nicht erheblich. Mit dem Ziel, den Zeeman-Slower bei einer Einstellung zu betreiben, mit der möglichst viele Atome möglichst weit abgebremst werden, wurden für die weiteren Messungen der Spulenstrom auf 9.5 A und die Verstimmung des Lichtes bei 421 nm auf $-10.2 \Gamma_{421}$ festgelegt, was zu einer mittleren Geschwindigkeit der Atome von etwa 22 m s^{-1} führt.

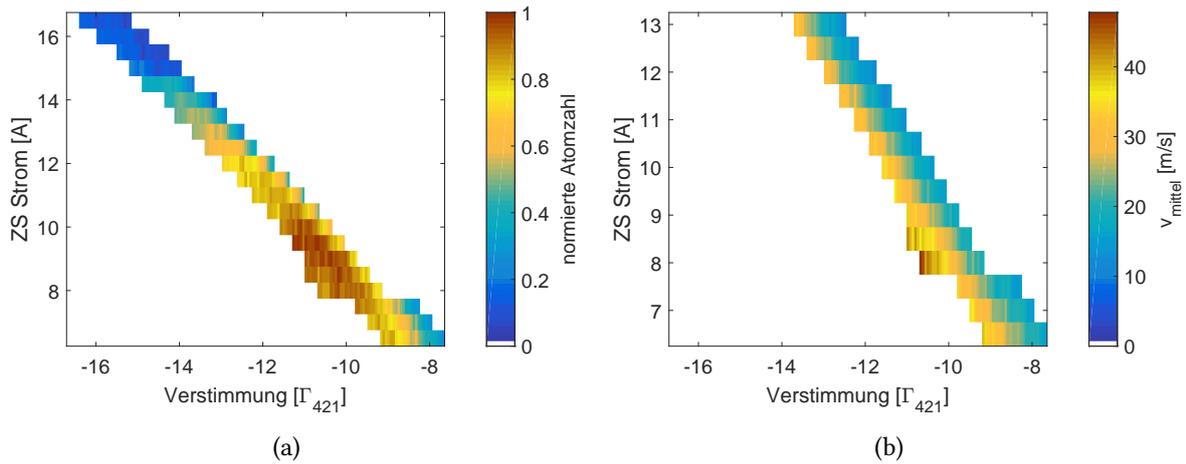


Abbildung 4.9.: Abhängigkeit der Atomzahl und der mittleren Geschwindigkeit der Atome von den Parametern des Zeeman-Slowers. In (a) ist die auf das Maximum normierte Atomzahl aufgetragen, die zwischen 8 und 10 A nicht erheblich von der Verstimmung abhängt und dort auch maximal ist. In (b) ist die gewichtete mittlere Geschwindigkeit zu sehen, die hauptsächlich von der Verstimmung abhängt. Ausgehend von diesen Messungen wird der Zeeman-Slower bei 9.5 A und $-10 \Gamma_{421}$ betrieben.

4.4. Fangen der Atome in der magneto-optischen Falle bei 626 nm

Nach Verlassen des Zeeman-Slowers werden die Atome in der Hauptkammer in einer MOT gefangen und komprimiert, um eine dichte, kalte Atomwolke zu erhalten. Im Zuge dieser Arbeit wurde untersucht, mit welchen Parametern ein Maximum an Atomen in der beschriebenen schmalbandigen MOT gefangen werden kann. Außerdem wurde die unkomprimierte MOT charakterisiert, wofür die Laderate und die Temperatur der Atomwolke betrachtet wurden. Zu Beginn dieses Abschnitts wird der Aufbau der MOT sowie das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Abbildungssystem vorgestellt.

In Abbildung 4.10 ist eine schematische Darstellung des Aufbaus der Falle zu sehen. Die MOT-Strahlen bei 626 nm aus allen drei Raumrichtungen kreuzen sich in der Mitte der Magnetspulen, deren Mitte sich in einem Abstand von 5 mm von der Kammermitte befindet.

4. Laserkühlen von Dysprosium

Durch den Versatz der MOT zur Kammermitte wird der Einfluss des Zeeman-Slower-Strahls bei 421 nm auf die Atome vermindert, was zu einer höheren Atomzahl in der MOT führt. Die MOT-Strahlen haben einen Durchmesser ($1/e^2$) von 17 mm und eine Intensität von $735 I_{\text{sat}}$ pro Strahl. Die Strahlen sind zudem, wie in Abbildung 4.2 zu sehen, zirkular polarisiert. Die Linienbreite des Lasers bei 626 nm liegt bei einem geringen Wert von etwa 30 kHz (siehe Abschnitt 2.3). Für das Fangen der Atome wird daher die Frequenz des Lasers aufgefächert, was bildhaft einer Überlagerung von Licht verschiedener Verstimmungen entspricht. Aus Abbildung 4.1 wird ersichtlich, dass sich dadurch der Einfangbereich der MOT-Strahlen vergrößert und mehr Geschwindigkeitsklassen angesprochen werden können. Die Auffächerung geschieht über Frequenzmodulation bei einer Frequenz von 136 kHz, die der Linienbreite des Überganges entspricht, über den Radiofrequenzeingang eines AOM-Treibers. Die Amplitude der Frequenzmodulation bestimmt dabei die Breite der Frequenzauffächerung des Lichtes.

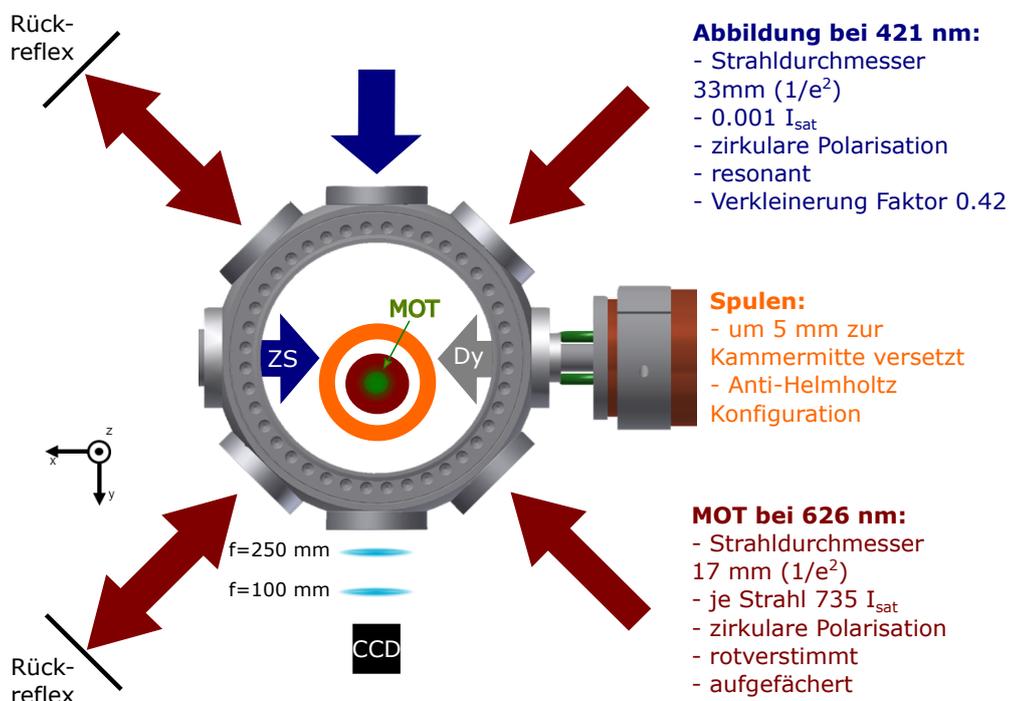


Abbildung 4.10.: Schematische Zeichnung des Aufbaus der MOT und des Abbildungssystems: Die Atome werden durch gegenläufige Laserstrahlen in allen drei Raumrichtungen und einem durch Spulen angelegten Magnetfeld gefangen. Die Position der MOT wurde dabei um 5 mm zur Kammermitte versetzt, um eine möglichst kleine Wechselwirkung der Atome mit dem Strahl für den Zeeman-Slower (ZS) zu erhalten. Um möglichst viele Atome zu Fangen, werden MOT-Strahlen mit 17 mm Durchmesser und $735 I_{\text{sat}}$, deren Frequenz zudem aufgefächert wird, verwendet. Die MOT wird über eine Absorptionsabbildung mit einem zirkular polarisierten Strahl bei 421 nm mit 33 mm Durchmesser abgebildet. Über zwei Linsen wird der Strahl um Faktor 0.42 verkleinert auf einem CCD Sensor abgebildet.

Die Abbildung der MOT geschieht im vorliegenden Fall über eine Absorptionsabbildung bei 421 nm mit 0.001 Sättigungsintensitäten, aus der anschließend die optische Dichte berechnet wird [40]. Es wurde ein Strahldurchmesser ($1/e^2$) des Abbildungsstrahls von 33 mm gewählt, um einen möglichst großen Bereich der Hauptkammer abbilden zu können. Dies ermöglicht beispielsweise das Messen von langen Fallzeiten der Atome nach dem Fangen in der MOT. Außerdem haben schmalbandige MOT die Besonderheit, unterhalb des Magnetfeldzentrums Atome zu Fangen (siehe Unterabschnitt 4.1.3). Um die Strahlgröße dem Sensor der verwendeten CCD-Kamera (englisch für *charge coupled device*) anzupassen, wird sie über zwei Linsen um den Faktor 0.42 verkleinert. Der Brennpunkt der ersten Linse in Abbildung 4.10 ($f = 250$ mm) liegt dabei bei der MOT-Position und der Brennpunkt der zweiten Linse ($f = 100$ mm) auf dem Sensor der CCD Kamera. Die Polarisation des Strahls wurde zirkular negativ eingestellt, da sich die Atome in der MOT im $m_J = -8$ Niveau befinden sollten [36]. Zusätzlich wird während der Abbildung entlang der Strahlrichtung eine Quantisierungsachse durch ein äußeres Magnetfeld angelegt, um die Absorption zu erhöhen (siehe Abbildung 3.3).

In Abbildung 4.11 sind Absorptionsbilder der MOT nach einer Fallzeit von 1 ms zu sehen. Die Bildgröße beträgt in beiden Fällen 21×17 mm. Bild (a) zeigt die optische Dichte der unkomprimierten MOT bei $735 I_{\text{sat}}$ und einer Verstimmung von -50Γ . Die Atomwolke ist groß und diffus und bei genauerer Betrachtung im unteren Bereich dichter, was sich mit dem Verlauf der potentiellen Energie in z-Richtung in Abbildung 4.3 deckt. Bild (b) zeigt die optische Dichte einer komprimierten MOT bei $0.04 I_{\text{sat}}$ und einer Verstimmung von -8Γ , die im Einklang mit der Theorie der potentiellen Energie in Abbildung 4.3 kleiner ist und die Form einer Schale hat.

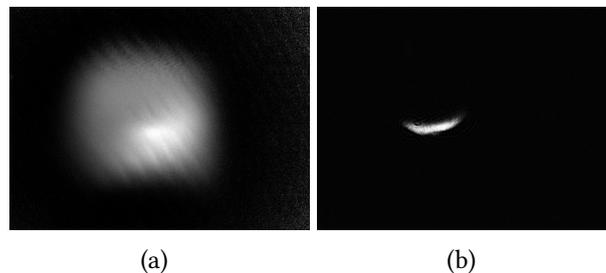


Abbildung 4.11.: Abbildung der MOT bei zwei verschiedenen Einstellungen nach einer Fallzeit von 1 ms und einer Bildgröße von jeweils 21×17 mm, die z-Richtung weist jeweils abwärts. Bild (a) zeigt eine große, diffuse MOT bei $735 I_{\text{sat}}$ und $\Delta = -50 \Gamma$. Es ist erkennbar, dass die MOT im unteren Bereich dichter als im oberen ist. Bild (b) zeigt eine auf $0.04 I_{\text{sat}}$ und $\Delta = -8 \Gamma$ komprimierte MOT, die kleiner als jene in (a) ist und zudem die Form einer Schale hat. Die Form der hier gezeigten Atomwolken ist im Einklang mit der in Abbildung 4.3 aufgetragenen potentiellen Energie in z-Richtung.

Die Bestimmung der Atomzahl in der MOT geschieht über die aus der Absorptionsabbildung berechneten optische Dichte, aus der die Summe der Spaltensummen eines Dichtebildes bestimmt und der Hintergrund subtrahiert wird. Bei der Bestimmung der Atomzahl spielen

in diesem Aufbau zwei systematische Unsicherheiten eine dominante Rolle. Einerseits geht die Berechnung von vollständiger Spinpolarisation der Atome in der MOT in den $m_J = -8$ Zustand aus. Dies ist jedoch für die nicht komprimierte MOT nicht zwingend gegeben, da diese, wie in Abbildung 4.11(a) zu sehen ist, nicht ausschließlich unterhalb des Magnetfeldnullpunktes gefangen wird und deshalb nicht notwendigerweise vom unteren MOT-Strahl in den $m_J = -8$ Zustand gepumpt wird. In [36] wurde dieser Effekt mit einem sehr ähnlichen Aufbau untersucht und der systematische Fehler der Atomzahl auf 20% abgeschätzt. Da wir in der Berechnung der Atomzahl von vollständiger Spinpolarisation ausgehen, unterschätzen wir durch diesen Effekt die tatsächliche Atomzahl. Desweiteren ergibt sich ein systematischer Fehler durch die Bestimmung der Resonanzfrequenz bei 421 nm, die aus experimentellen Gründen am nicht abgebremsten Atomstrahl durch Spektroskopie mit dem Abbildungsstrahl transversal zum Atomstrahl gemessen wurde. Bereits eine Abweichung des Winkels um 0.5° des Strahls orthogonal zum Atomstrahl bewirkt bei den 480 m s^{-1} schnellen Atomen eine Dopplerverschiebung der Resonanzfrequenz von $10 \text{ MHz} = 0.3 \Gamma_{421}$. Da wir in den Berechnungen der Atomzahl von resonantem Licht ausgehen, ergäbe sich daraus ein relativer Fehler von 25%, der die Atomzahl ebenfalls unterschätzen würde.

Die Anzahl der gefangenen Atome wird von einer Vielzahl teils voneinander abhängige Parameter bestimmt. Eine geometrische Einschränkung ist durch die Größe der MOT-Strahlen gegeben, die hier 17 mm ($1/e^2$ Durchmesser) beträgt. Der Wirkungsbereich der Streukraft eines Strahls wird von seiner Verstimmung und seiner Intensität bestimmt. Da eine höhere Intensität den Geschwindigkeitsbereich der Atome, die Licht eines Kühlstrahles absorbieren, verbreitert, wurde zum Fangen der Atome eine Intensität von $735 I_{\text{sat}}$ pro Strahl benutzt. Weitere Parameter sind die Breite der Auffächerung der Frequenz der MOT-Strahlen sowie deren Rotverstimmung und das angelegte Magnetfeld. Im Folgenden wird der Einfluss von Rotverstimmung und Spulenstrom bei verschiedenen Auffächerungen auf die Atomzahl in der MOT untersucht. Die Messungen dazu sind in Abbildung 4.12 zu finden. Jeder Graph zeigt die Atomzahl für eine feste Auffächerung der Frequenz in Abhängigkeit von der Rotverstimmung und dem Spulenstrom. Die Atomzahl wurde auf das absolute Maximum aller Graphen normiert. Der Wert der Rotverstimmung ist hier durch die Verstimmung des nicht aufgefächerten Lasers gegeben, da dies die experimentell einstellbare Größe ist. Die Auffächerung wurde über das Schwebungssignal von aufgefächertem und nicht aufgefächertem Licht gemessen. Die Daten dazu sind in den eingesetzten Graphen jeweils im rechten oberen Bereich der Hauptabbildungen zu finden. In rot ist jeweils als Referenz das Spektrum des nicht aufgefächerten Lasers aufgetragen. Als Maß für die Breite der Auffächerung wurde die halbe Höhe des aufgefächerten Spektrums, was hier im Bild 3 dB entspricht, benutzt. Die Breiten der Auffächerungen betragen von Bild (a) nach (d) 0 MHz, 2.7 MHz, 4.0 MHz und 6.4 MHz.

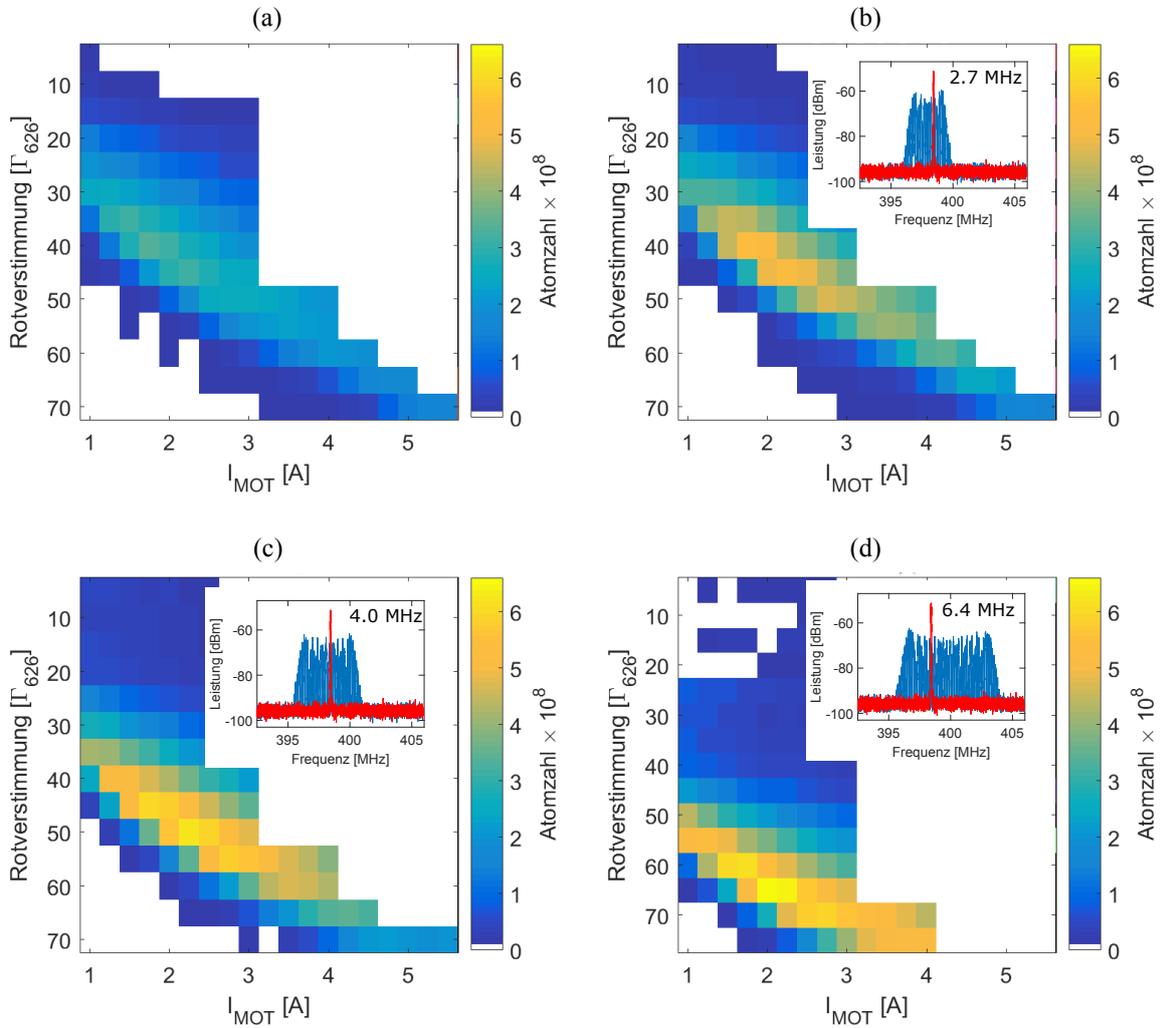


Abbildung 4.12.: Einfluss der Rotverstimmung und der Spulenstroms bei verschiedenen Auffächerungen (siehe kleine Bilder jeweils oben rechts) auf die Atomzahl in der MOT. Der Wert der Rotverstimmung ist auf den nicht aufgefächerten Laser (rotes Spektrum) bezogen. Mit steigender Auffächerung können mehr Atome gefangen werden, die Rotverstimmung muss aber erhöht werden. Das Maximum der Atomzahl abhängig vom Spulenstrom liegt bei (2.0 ± 0.5) A in allen Messungen, da die effektive lokale Verstimmung $\Delta - \mu dB_z z_0$ durch Anpassen der MOT-Position konstant bleibt.

In allen Graphen ist ein Bereich von Parametern zu erkennen, in dem die Atomzahl jeweils maximal ist. Im Vergleich zu Graph (a), bei dem die Frequenz der MOT-Strahlen nicht aufgefächert wurde, fällt auf, dass bei den Messungen mit Auffächerung die Rotverstimmung angepasst werden musste. Dies wird durch Betrachtung der Schwebungsmessung deutlich, da eine Auffächerung der Frequenz entsprechend auch eine Änderung der Verstimmung einzelner Frequenzkomponenten bewirkt. Um die Atomzahl zu maximieren, muss bei größeren Auffächerungen die Rotverstimmung des Lasers erhöht werden. Die Schwebungsmessungen zeigen, dass die Auffächerungen vor allem für sehr große Breiten nicht immer symmetrisch um die ursprüngliche Frequenz verteilt sind, sodass die Verstimmung für jede Auffächerung einzeln angepasst werden muss. Im Gegensatz zur Verstimmung befindet sich das Maximum der Atomzahl in Abhängigkeit vom Spulenstrom bei jeder Messung im Bereich (2.0 ± 0.5) A. Dies steht in Übereinstimmung mit der Aussage aus Unterabschnitt 4.1.3, dass die effektive Verstimmung $\Delta - \mu dB_z z_0$ am Ort der Atomwolke durch Anpassung der Position der Atome konstant bleibt. Außerdem bestimmt die Größe des Magnetfeldgradienten über die Zeeman-Aufspaltung den Einfangbereich der MOT. Da die Geschwindigkeitsverteilung der Atome konstant ist, sollte auch der Gradient zum Fangen möglichst vieler Atome gleich bleiben. Desweiteren ist ersichtlich, dass wie zu erwarten mit einer breiteren Frequenzauffächerung mehr Atome gefangen werden können.

Der Einfluss der Auffächerung auf die Laderate ist in Abbildung 4.13 aufgetragen. Auf der linken Seite im Bild wurde die Atomzahl in Abhängigkeit der Ladezeit für verschiedene Auffächerungen aufgetragen. Die MOT-Parameter wurden dafür entsprechend der maximalen Atomzahl in Abbildung 4.12 angepasst. Die gefüllten Kreise zeigen dabei die Messungen mit transversalem Kühlen der Atome nach Verlassen des Ofens und die leeren jene ohne transversales Kühlen. Es ist erkennbar, dass das transversale Kühlen die Zahl der in der MOT gefangenen Atome maßgeblich beeinflusst. Wie in Abschnitt 4.2 gezeigt, folgt dieser Einfluss aus der Steigerung der Atome in der Hauptkammer sowie der Verringerung der transversalen Geschwindigkeitsverteilung der Atome. Der Effekt des transversalen Kühlens wurde vor der Optimierung der MOT-Parameter im Vergleich zu Abschnitt 4.2 zusätzlich erhöht, da die Position des Ofens bei eingeschaltetem transversalem Kühlen auf maximale Atomzahl in der Hauptkammer justiert wurde. Die hier gezeigten Messungen bei einer Intensität von $1.6 I_{\text{sat}}$ pro transversalem Kühlstrahl zeigen, dass ohne transversales Kühlen kaum Atome in der MOT gefangen werden.

Die Messungen mit transversalem Kühlen verdeutlichen im Gegensatz dazu, dass die Breite der Auffächerung einen Einfluss auf die Atomzahl und die Laderate hat. Zur genaueren Untersuchung wurde an die Daten eine Laderatenfunktion der Form [15]

$$N(t) = N_{\text{GGW}}(1 - e^{-\gamma t}) \quad (4.23)$$

angepasst. Mit N_{GGW} wird hier die Gleichgewichtsatomzahl und mit γ die Verlustrate bezeichnet. Die Laderate R berechnet sich daraus anhand $R = N_{\text{GGW}} \cdot \gamma$. In Abbildung 4.13 links ist die aus den Fits berechnete Laderate für die verschiedenen Auffächerungen aufgetragen. Die Fehler wurden aus den Fehlern der Fitparameter berechnet. Die Abbildung zeigt, dass

mit größerer Auffächerung die Laderate und damit auch die Atomzahl im Gleichgewichtszustand steigt. Die gemittelte Zerfallsrate aller Messungen beträgt $\bar{\gamma} = 0.52 \text{ s}^{-1}$ mit einer Standardabweichung von 0.04 s^{-1} und ist daher annähernd konstant. Ab einer Auffächerung von 4.5 MHz steigt die Atomzahl im Gleichgewicht nicht mehr. Dies erscheint plausibel, da mit größerer Auffächerung die Rotverstimmung erhöht werden muss, wodurch sich die Position der Atome in der MOT abwärts bewegt. Da die Größe der MOT-Strahlen begrenzt ist sowie bei großen Auffächerungen auch die Leistung der MOT-Strahlen spektral breiter verteilt wird, können nicht unbegrenzt mehr Atome gefangen werden.

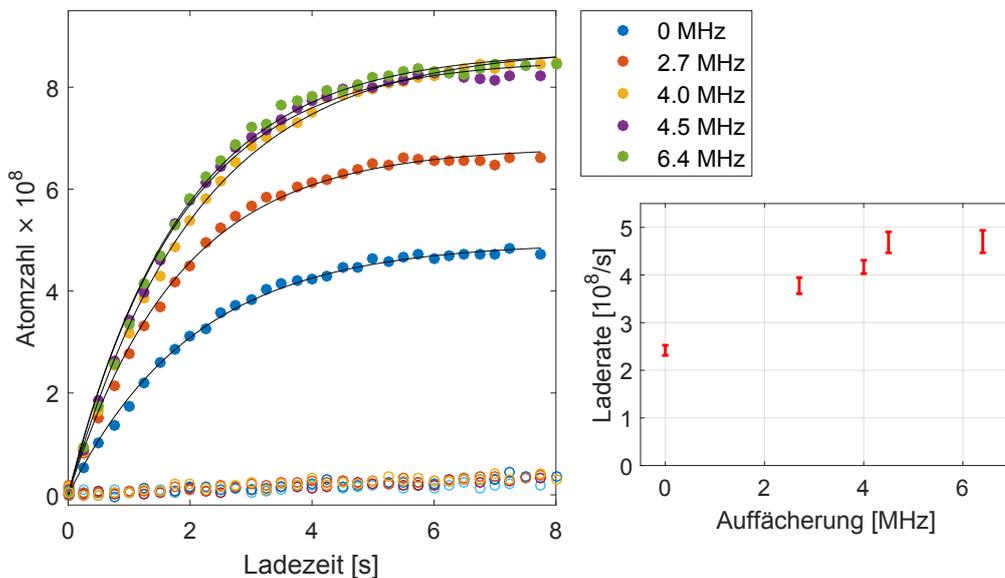


Abbildung 4.13.: Ladekurven für verschiedene Auffächerungen mit (ausgefüllte Kreise) und ohne transversales Kühlen (leere Kreise). Ohne transversales Kühlen werden kaum Atome gefangen. An die Messungen mit Kühlen wurde eine Ladekurve gefittet und daraus die Laderate ermittelt (rechtes Bild), die maßgeblich von der Atomzahl im Gleichgewicht bestimmt wird. Die Atomzahl steigt mit breiterer Auffächerung, ab einer Breite der Auffächerung von 4.5 MHz ist jedoch keine weitere Steigerung sichtbar. Dies kann über die höhere Rotverstimmung und die damit verbundene tiefere Position der MOT erklärt werden.

Abschließend wurde die Temperatur der unkomprimierten MOT über deren Ausdehnung nach verschiedenen Fallzeiten (englisch *time of flight*, kurz TOF) bei verschiedenen Auffächerungen der MOT-Strahlen bestimmt. Hierfür wurde durch die Zeilen- sowie die Spaltensumme der optischen Dichte jeweils eine Gaußkurve gelegt und deren Breite $\sigma(t)$ als Maß für die Ausdehnung der Atomwolke genommen. Bei der nicht komprimierten MOT ist diese Methode aufgrund der diffusen Form der Atomwolke gerechtfertigt. Für jede Fallzeit wurden 10 Messungen durchgeführt und ein mit den Fitfehlern gewichtetes Mittel $\bar{\sigma}(t)$ berechnet. Aus den Messungen bei verschiedenen Fallzeiten t wurde anhand eines Fits der

Form

$$\bar{\sigma}^2(t) = \bar{\sigma}^2(t=0) + \frac{k_B \cdot T}{m} t^2 \quad (4.24)$$

die Temperatur T und deren Fehler extrahiert [41].

In Abbildung 4.14 sind die auf diese Weise bestimmten Temperaturen der Atomwolke in horizontaler (x-) und vertikaler (z-) Richtung für verschiedene spektrale Auffächerungen aufgetragen. Die Temperaturen sind verschieden, was mit dem Vorhandensein der Gravitation in vertikaler Richtung und unterschiedlichen Magnetfeldgradienten in beiden Richtungen begründet werden kann.

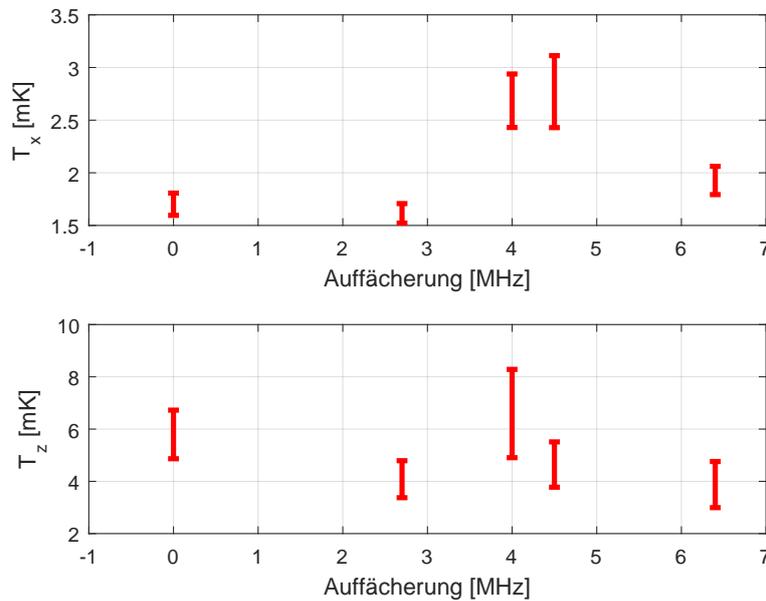


Abbildung 4.14.: Temperatur der Atome in der unkomprimierten MOT in horizontaler (x-) und vertikaler (z-) Richtung bei verschiedenen Auffächerungen. In vertikaler Richtung sind die Atome heißer, was auf nicht perfekt ausgeglichene Leistungen in den MOT-Strahlen schließen lässt. Generell hängen die Temperaturen von der Auffächerung ab, da jeweils auch die Verstimmung der MOT-Strahlen geändert wurde. Durch die Auffächerung und die hohe Intensität der Strahlen wird die Temperatur in der MOT nicht gut durch Gleichung 4.18 beschrieben, sondern hängt wie Gleichung 4.7 auch von der Verstimmung der Strahlen ab.

Es ist außerdem zu erkennen, dass die Temperaturen von der Auffächerung abhängen, was im Vergleich mit Gleichung 4.18, die nicht von der Verstimmung Δ abhängt, zunächst nicht plausibel erscheint. Die Parameter der hier betrachteten MOT erfüllen zwar für den nicht verbreiterten Laser jeweils die Bedingung $\Delta > \sqrt{1 + S\Gamma} \approx 27 \Gamma$, die Voraussetzung für das Regime von MOT ist, bei denen Gleichung 4.18 gilt. Bereits an der Form der optischen Dichte (siehe Abbildung 4.11(a)) erkennt man aber, dass die Streukraft der MOT-Strahlen über einen großen Bereich wirken kann, wie es auch für MOT mit $\Delta < \Gamma$ der Fall ist. Je größer die Leistung der MOT-Strahlen und je kleiner die Verstimmung wird, desto mehr nähern

sich die Parameter diesem Regime. Die Rotverstimmlung des Lasers bei 626 nm wurde bei größerer Auffächerung zwar erhöht, aber dennoch ist für einzelne Frequenzkomponenten die Rotverstimmlung kleiner und damit $\Delta > \sqrt{1 + S} \Gamma$ nicht zwingend immer erfüllt. In diesem Fall hängt die Temperatur auch von der Verstimmlung Δ ab (siehe Gleichung 4.7), was das hier gezeigte Verhalten der Temperatur erklärt. Nach Gleichung 4.18 läge die Temperatur der Atomwolke für $S = 735$ lediglich bei 580 μK , was deutlich kälter als die hier berechneten Temperaturen ist. Durch das anschließende Komprimieren der MOT zu den benötigten kleinen Temperaturen nahe des Dopplerlimits ist dies jedoch nicht von Belang.

Die hier vorgestellten Messungen stellen mithin eine gute Grundlage für die Weiterführung des Experimentes dar, wobei die MOT komprimiert und danach in eine Dipolfalle geladen wird.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Die Zielstellung dieser Arbeit war das Element Dysprosium mittels Laserstrahlung zu kühlen und damit die Grundlage für Experimente an einem kalten, dipolaren Quantengas zu legen. Das primäre Ziel, den Atomfluss in die Hauptkammer mittels transversaler Kühlung zu erhöhen und die Atome dort in einer MOT zu fangen, konnte während der Arbeit an diesem Projekt erreicht werden.

Zunächst wurde als vorbereitende Maßnahme für die Charakterisierung des transversalen Kühlens und der Funktion des Zeeman-Slowers die Fluoreszenzspektroskopie bei 626 nm sowie das optische Pumpen bei 421 nm untersucht. Dabei konnte ermittelt werden, wie die Polarisation des Lichtes bezüglich der durch ein externes Magnetfeld vorgegebenen Quantisierungsachse beschaffen sein muss und aus welchen Richtungen bezüglich dieser Achse gezielt Übergänge einer bestimmten Art angeregt werden können. Mit Hilfe externer Magnetfelder wurde die Zeeman-Aufspaltung von Dysprosium-Atomen untersucht. Außerdem wurde gezeigt, wie das Magnetfeld in der Mitte der Hauptkammer kompensiert werden kann, was für weitere Experimente in diesem Teil des Aufbaus vorteilhaft ist.

Desweiteren wurde der aus dem Ofen kommende 1230 °C heiße Atomstrahl durch eine zweidimensionale optische Melasse bei 421 nm kollimiert. Dafür wurde zunächst ausgehend von einem kommerziellen Laser bei 842 nm ein Trapezverstärker, der die Leistung von 21 mW auf etwa 2 W erhöht, sowie ein Frequenzverdopplungsresonator aufgebaut. Dieser Aufbau ist in das Gesamtlasersystem bei 421 nm eingebettet durch die Abhängigkeit von einem einzigen Fundamentallaser bei 842 nm. Für die unterschiedlichen benötigten Frequenzen für das transversale Kühlen und die Abbildung der MOT war ein System nötig, das diese beiden Frequenzen liefert. Es wurde erfolgreich ein solches System mit einer Ausgangsleistung von 220 mW aufgebaut.

Ausgehend von dieser Lichtquelle bei 421 nm wurde ein Aufbau für das transversale Kühlen geplant und umgesetzt. Das Kühlen stellt einen essentiellen Teil des Experimentes dar, da hierdurch die Zahl der Atome in der Hauptkammer um einen Faktor von bis zu 6.5 gesteigert sowie die Halbwertsbreite der transversalen Geschwindigkeitsverteilung der Atome in der Kammer von (5.0 ± 0.7) MHz auf (1.6 ± 0.2) MHz verringert wird. Nach der Neujustage der Ofenposition wurde die Auswirkung des transversalen Kühlens auf die Atomzahl in der MOT weiter erhöht.

In einem weiteren Teil der Arbeit wurden die Parameter des Zeeman-Slowers optimiert. Mit dieser Verbesserung wurde die Anzahl der Atome mit einer mittleren longitudinalen Geschwindigkeit von 22 m s^{-1} in die Hauptkammer, wo sie in einer MOT gefangen werden können, erhöht. Zur Bestimmung der Atomzahl sowie der Temperatur der Atome in der MOT wurde des weiteren ein Abbildungssystem zur Absorptionsabbildung der Atome

aufgebaut. Nach der Optimierung der Frequenzauffächerung der MOT-Strahlen bei 626 nm und der Untersuchung des Einflusses des durch die MOT-Magnetspulen fließenden Stromes sowie der Verstimmung des Lichtes können nun etwa $8 \cdot 10^8$ Atome des ^{162}Dy Isotopes nach 3 s Ladezeit in unserer MOT gefangen werden.

Im weiteren Verlauf des Experimentes wird die MOT zunächst bei einer Auffächerung von 4.5 MHz mit den hier aufgeführten Parametern geladen und anschließend innerhalb von 25 ms komprimiert. Für eine minimale Temperatur und eine hohe Phasenraumdichte erwiesen sich die Parameter $S = 0.04$ und $\Delta = -8\Gamma$ bei ausgeschalteter Auffächerung als am besten geeignet. Simultan wird der Spulenstrom auf 1.6 A reduziert. Nach der Komprimierung wird eine Temperatur von $9\mu\text{K}$ erreicht, was nahe der Dopplertemperatur von $3.3\mu\text{K}$ liegt und Ausgangspunkt für das Laden der Atome in eine optische Dipolfalle ist [8].

Die in der MOT gefangenen Atome bilden die Grundlage für die Weiterführung des Experimentes. Als nächster Schritt sollen die Atome in eine Dipolfalle bei 1064 nm geladen werden. Dort können sie durch evaporatives Kühlen zum BEC übergehen [8, 42] oder durch den verringerten Einfluss der Dopplerverbreiterung für präzise Spektroskopie verwendet werden. Eine Möglichkeit wäre es, den $J = 8 \rightarrow J' = 9$ -Übergang bei 1001 nm [20] mit einer theoretischen Linienbreite von 53 Hz [43] erstmals durch Laserspektroskopie nachzuweisen. Die Genauigkeit der Spektroskopie eines solchen schmalen Überganges könnte durch ein optisches Gitter, wie es beispielsweise für die Spektroskopie von sehr schmalen Uhrenübergängen in Strontium verwendet wird [44, 45], sogar noch erhöht werden.

Darüber hinaus sollen weitere Dysprosium-Isotope in einer MOT gefangen werden, wofür die Frequenzen der Lasersysteme angepasst werden müssen. Für Dysprosium-Bosonen funktioniert das Fangen der Atome in der MOT analog zu dem hier vorgestellten ^{162}Dy -Isotop und die Atomzahl hängt vom natürlichen Vorkommen der Isotope ab [15, 14]. Das Fangen von Dysprosium-Fermionen ist im Gegensatz dazu erschwert, da diese einen Kernspin von $I = 5/2$ und damit eine Hyperfeinaufspaltung des Grundzustandes von $F = 11/2$ bis $F = 21/2$ besitzen. Ohne einen zusätzlichen Rückpumpplaser können nur die Atome mit $F = 21/2$ vom Zeeman-Slower abgebremst und in der MOT gefangen werden [15, 14].

Die kalten Dysprosium-Isotope könnten durch Spektroskopie mit einem sehr schmalen Übergang, wie beispielsweise jenem bei 1001 nm, mit hoher Präzision untersucht werden und so beispielsweise die Isotopenverschiebung von Dysprosium vermessen werden. In einem optischen Gitter könnte das Licht bei 1001 nm zudem dazu verwendet werden Wechselwirkungsenergien präzise zu vermessen.

Zusammenfassend öffnet die im Zuge dieser Arbeit erreichte Laserkühlung von Dysprosium vielfältige Möglichkeiten zur Weiterführung des Experimentes. Einerseits bietet die komplexe Elektronenkonfiguration von Dysprosium viele optische Übergänge, die es sich zu untersuchen lohnt. Andererseits kann nach weiterer Kühlung der Atomwolke die langreichweitige, anisotrope Wechselwirkung in einem dipolaren Quantengas studiert werden.

A. Anhang

A.1. Aufbau des zweiten Lasersystems bei 421 nm

In Abbildung A.1 ist eine Skizze der optischen Aufbaus vor dem zweiten Frequenzverdopplungsresonator (SGH2) zu finden, der im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wurde. Aus dem Aufbau des ersten, bereits vorhandenen Frequenzverdopplungsresonators (SHG1) wird nach einem Trapezverstärker (TA1) Licht bei 626 nm abgezweigt und über eine polarisationserhaltende Einmodenfasern geführt, wonach die Frequenz des Lichtes durch einen AOM in Doppelpasskonfiguration angepasst wird. Die Polarisation des Lichtes wird über Halb- (HWP) und Viertelwellenplatten (QWP) sowie Polarisationsstrahlteiler (PST) angepasst. Das Licht wird in einem ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit aufgebautem Trapezverstärker (TA) von 20 mW auf etwa 2 W verstärkt. Der in horizontale und vertikale Richtung unterschiedlich stark aufgehende Strahl nach dem TA wird über eine asphärische (asph.) und eine zylindrische (zyl.) Linse kollimiert und anschließend durch weitere Linsen (Brennweiten siehe Skizze) und einen Faraday-Isolator zum Schutz vor Rückreflexen in die SHG2 eingekoppelt. Die Modenanpassung des Strahls geschieht über ein $f = 100\text{ mm}$ - $f = 50\text{ mm}$ Linsenpaar und eine fokussierende Linse ($f = 500\text{ mm}$). Der Abstand des Linsenpaares bedurfte einer genauen Anpassung, um einen Astigmatismus des Strahls zu vermeiden und somit eine bestmögliche Modenanpassung zu erreichen. Über die fokussierende Linse wurde die Position und Größe des Strahlfokus bestimmt. Die Kombination aus PST und HWP vor der SHG dient der Polarisationsanpassung und bietet zudem die Möglichkeit, weniger Leistung in den Resonator zu leiten.

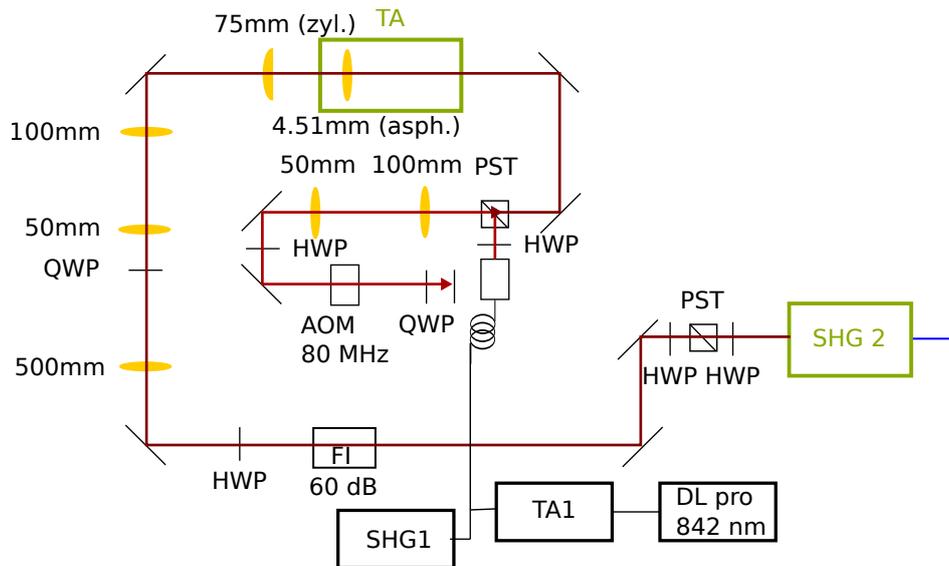


Abbildung A.1.: Optischer Aufbau vor dem zweiten Frequenzverdopplungsresonator (SHG2: Das Licht bei 626 nm wird aus dem Aufbau der ersten SHG (SGH1) abgezweigt und über eine polarisationserhaltende Einmodenfaser zum Aufbau geführt. Dort wird es durch einen AOM in Doppelpasskonfiguration geleitet und in einem Trapezverstärker (TA) verstärkt. Die Strahlformung geschieht über Linsen, deren Brennweiten der Skizze zu entnehmen sind. Es wurden auch eine zylindrische (zyl.) sowie eine asphärische (asph.) Linse verwendet. Die Kontrolle der Polarisation geschieht über Polarisationsstrahlteiler (PST) und Halb- (HWP) und Viertelwellenplatten (QWP). Ein Farady-Isolator (FI) schützt vor Rückreflexen.

A.2. Leistung von Pump- und Spektroskopielicht

In Abbildung A.2 wurde der Einfluss des Spektroskopieleistung auf die gemessene Linienbreite untersucht. Wie zu erwarten wird das Signal mit höherer Leistung durch die Sättigungsverbreiterung breiter. Als Kompromiss zwischen einem guten Signal zu Rauschen Verhältnis und möglichst geringer Verbreiterung wurde eine Leistung von 194 μW bei einem Strahldurchmesser von 8 mm, was 5 Sättigungsintensitäten entspricht, genutzt. Die natürliche Linienbreite wird dabei nach Gleichung 3.25 um Faktor $\sqrt{6} \approx 2.4$ breiter.

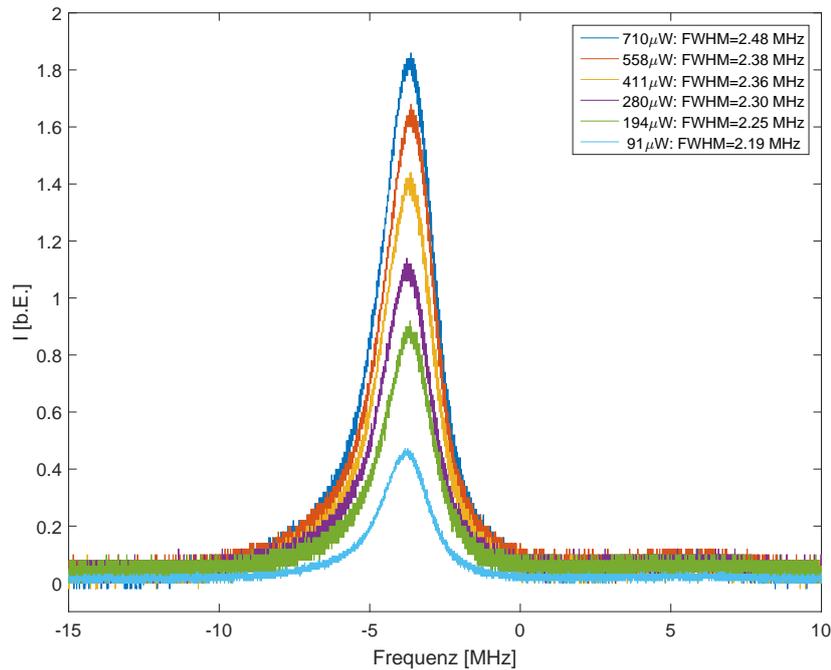


Abbildung A.2.: Spektren bei verschiedenen Leistungen des Spektroskopielichtes mit Halbwertsbreite des Signals.

Außerdem wurde der Einfluss der Pumpleistung auf das Umpumpen untersucht, die Messungen für verschiedene Leistungen sind in Abbildung A.3 zu finden. Die Polarisation von Pump- und Spektroskopielicht wurde zirkular negativ gewählt. Die schwarze Kurve zeigt dabei den Fall von geblocktem Pumplicht. Aus experimentellen Gründen konnte diese Messreihe nur an weniger Atomen als sonst gemessen werden, dennoch ist zu erkennen, dass die Fläche unter der Kurve für eine Pumpleistung von 3 mW größer wird, was durch Umpumpen der Atome in durch das Spektroskopielicht leichter anregbare Zustände zu erklären ist. Es ist außerdem eine leichte Verbreiterung und Verschiebung des Spektrums durch Aufheizen der Atome zu erkennen, was auf eine Unausgeglichenheit des Strahlungsdruckes in den gegenläufigen Pumpstrahlen schließen lässt. Bei geblocktem Rückreflex des Pumplichtes und größeren Leistungen ist dieser Effekt jedoch wesentlich ausgeprägter. Es wurde für die Messungen mit Umpumpen eine Pumpleistung von 3 mW, was 10% der Sättigungsintensität entspricht, verwendet.

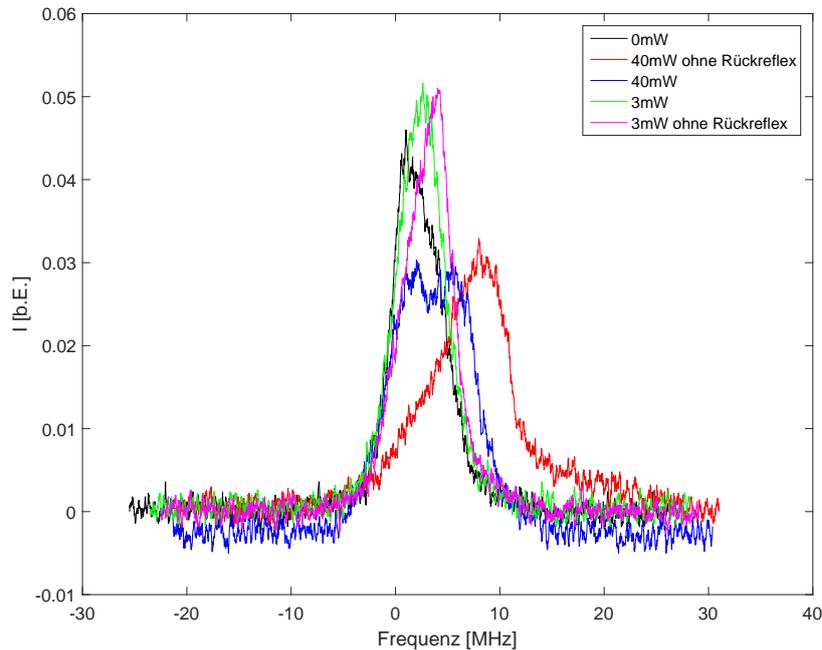


Abbildung A.3.: Spektren bei verschiedenen Pumpleistungen und teils geblocktem Rückreflex des Pumpstrahls.

A.3. Spektren bei Quantisierungsachse in x- und z-Richtung

Es wurden analog zur y-Richtung auch Messungen mit einer Quantisierungsachse in x- und z-Richtung durchgeführt, bei denen jedoch immer noch in y-Richtung gepumpt oder spektroskopiert wurde. Wie in Abbildung 3.2 erklärt, kann man hier nur Übergänge mit linear polarisiertem Licht anregen. Bei der Quantisierungsachse in x-Richtung kann p-polarisiertes Licht π -Übergänge anregen und s-polarisiertes σ -Übergänge, wobei die Orientierung nicht unterschieden werden kann. Für die z-Achse sind die Zuordnungen genau umgekehrt. Eine Skizze zur Verdeutlichung der Richtungen und Polarisierungen ist oben links in Abbildung A.4 zu finden.

In Abbildung A.4 wurde zwischen den Pump- sowie Spektroskopiepolarisierungen als auch den verschiedenen Richtungen der Quantisierungsachse unterschieden. Man erkennt, dass sich diagonal liegende Graphen in der Form der Spektren stark ähneln und bei Tausch der Spektroskopiepolarisierungen sogar gleichen. Dies kann über die Zuordnung der verwendeten Polarisierungen zu den damit anregbaren Übergängen erklärt werden. Man erkennt außerdem, dass in jedem Graphen bei der Spektroskopie mit der Polarisation, die einen σ -Übergang anregen kann, zwei Intensitätsmaxima zu sehen sind. Dies passt zu der in Abbildung 3.2 erklärten Tatsache, dass bei dieser Methode nicht gezielt $\Delta m = 1$ oder $\Delta m = -1$ Übergänge angeregt werden können.

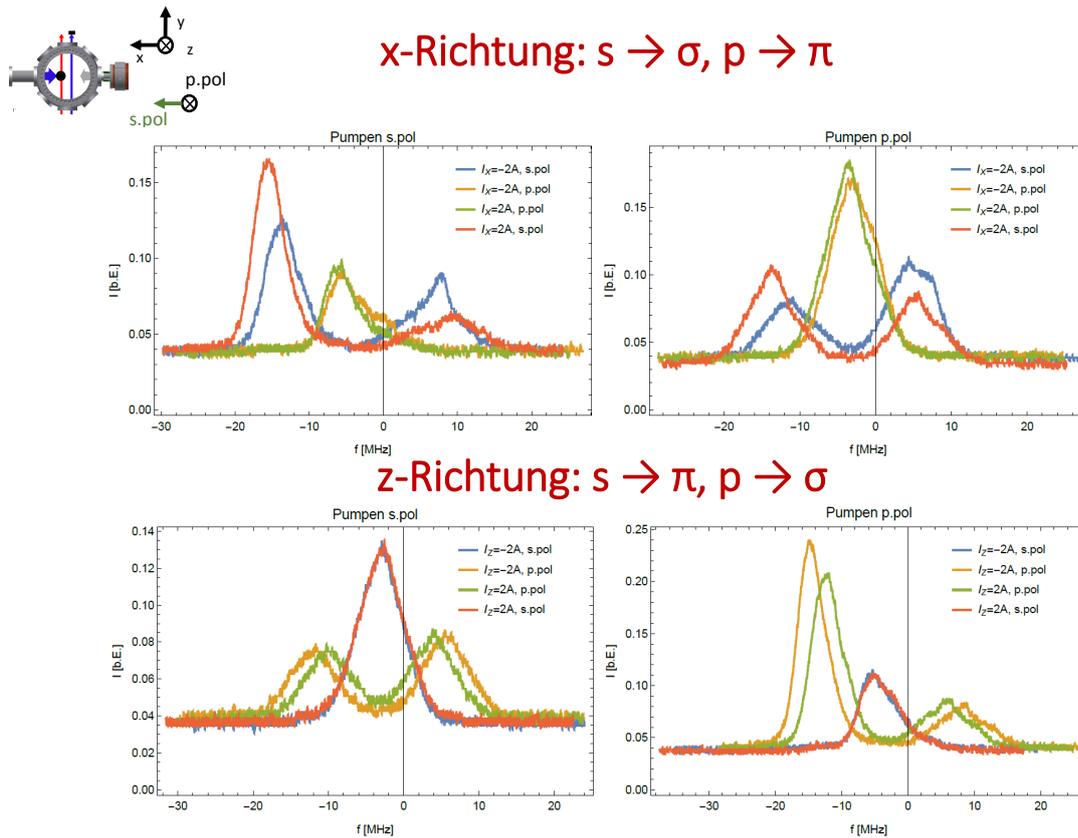


Abbildung A.4.: Spektren für Quantisierungsachsen in x-(oben) und z-Richtung (unten). Die Richtungen sind in der Skizze des Aufbaus oben links zu sehen. Es wurde jeweils für $\pm 2A$ des Spulenstroms und verschiedene Spektroskopiepolarisationen ein Spektrum gemessen (siehe Legende). Bei den linken Graphen wurde mit s-Polarisation (s.pol) gepumpt, bei den rechten mit p-Polarisation (p.pol). In der Überschrift ist zugeordnet, welche Übergänge man im konkreten Fall mit s- bzw. p-Polarisation anregen kann.

Literaturverzeichnis

- [1] ANDERSON, M. H. ; ENSHER, J. R. ; MATTHEWS, M. R. ; WIEMAN, C. E. ; CORNELL, E. A.: Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. In: *Science* 269 (1995), Nr. 5221, S. 198–201
- [2] DAVIS, K. B. ; MEWES, M.-O. ; ANDREWS, M. R. ; VAN DRUTEN, N. J. ; DURFEE, D. S. ; KURN, D. M. ; KETTERLE, W.: Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. In: *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995), Nr. 22, S. 3969
- [3] HADZIBABIC, Z. ; STAN, C. A. ; DIECKMANN, K. ; GUPTA, S. ; ZWIERLEIN, M. W. ; GÖRLITZ, A. ; KETTERLE, W.: Two-species mixture of quantum degenerate Bose and Fermi gases. In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), Nr. 16, S. 160401
- [4] DEMARCO, B. ; JIN, D. S.: Onset of Fermi degeneracy in a trapped atomic gas. In: *Science* 285 (1999), Nr. 5434, S. 1703–1706
- [5] TRUSCOTT, A. G. ; STRECKER, K. E. ; McALEXANDER, W. I. ; PARTRIDGE, G. B. ; HULET, R. G.: Observation of Fermi pressure in a gas of trapped atoms. In: *Science* 291 (2001), Nr. 5513, S. 2570–2572
- [6] BLOCH, I. ; DALIBARD, J. ; ZWIRGER, W.: Many-body physics with ultracold gases. In: *Reviews of modern physics* 80 (2008), Nr. 3, S. 885
- [7] LAHAYE, T. ; MENOTTI, C. ; SANTOS, L. ; LEWENSTEIN, M. ; PFAU, T.: The physics of dipolar bosonic quantum gases. In: *Reports on Progress in Physics* 72 (2009), Nr. 12, S. 126401
- [8] LU, M. ; BURDICK, N. Q. ; YOUN, S. H. ; LEV, B. L.: Strongly Dipolar Bose-Einstein Condensate of Dysprosium. In: *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011), Oct, S. 190401
- [9] KADAU, H. ; SCHMITT, M. ; WENZEL, M. ; WINK, C. ; MAIER, T. ; FERRIER-BARBUT, I. ; PFAU, T.: Observing the Rosensweig instability of a quantum ferrofluid. In: *Nature* 530 (2016), Feb, Nr. 7589, S. 194–197
- [10] LU, M.: *Quantum Bose and Fermi Gases of Dysprosium: Production and Initial Study*, Stanford University, Dissertation, 2014
- [11] FERRIER-BARBUT, I. ; KADAU, H. ; SCHMITT, M. ; WENZEL, M. ; PFAU, T.: Observation of Quantum Droplets in a Strongly Dipolar Bose Gas. In: *Phys. Rev. Lett.* 116 (2016), May, S. 215301

- [12] LU, M. ; BURDICK, N. Q. ; LEV, B. L.: Quantum degenerate dipolar Fermi gas. In: *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012), Nr. 21, S. 215301
- [13] LU, M. ; YOUN, S. H. ; LEV, B. L.: Trapping ultracold dysprosium: a highly magnetic gas for dipolar physics. In: *Phys. Rev. Lett.* 104 (2010), Nr. 6, S. 063001
- [14] YOUN, S. H. ; LU, M. ; RAY, U. ; LEV, B. L.: Dysprosium magneto-optical traps. In: *Phys. Rev. A* 82 (2010), Oct, S. 043425
- [15] MAIER, T. ; KADAU, H. ; SCHMITT, M. ; GRIESMAIER, A. ; PFAU, T.: Narrow-line magneto-optical trap for dysprosium atoms. In: *Opt. Lett.* 39 (2014), Jun, Nr. 11, S. 3138–3141
- [16] SEGAL, I. ; HALICZ, L. ; PLATZNER, I. T.: Isotope ratio measurements of dysprosium by multiple collection inductively coupled plasma mass spectrometry. In: *International Journal of Mass Spectrometry* 216 (2002), Nr. 2, S. 177 – 184. – ISSN 1387–3806
- [17] MAIER, T.: *Interactions in a Quantum Gas of Dysprosium Atoms*, Universität Stuttgart, Dissertation, 2015
- [18] LU, M. ; YOUN, S. H. ; LEV, B. L.: Spectroscopy of a narrow-line laser-cooling transition in atomic dysprosium. In: *Phys. Rev. A* 83 (2011), Jan, S. 012510
- [19] METCALF, H. ; STRATEN, P. van d.: *Laser cooling and trapping*. New York [u.a.] : Springer, 1999. – ISBN 0–387–98728–2 ; 0–387–98747–9
- [20] MARTIN, W.C. ; ZALUBAS, R. ; HAGAN, L.: *Atomic energy levels—the rare-earth elements: the spectra of lanthanum, cerium, praseodymium, neodymium, promethium, samarium, europium, gadolinium, terbium, dysprosium, holmium, erbium, thulium, ytterbium, and lutetium*. U.S. Dept. of Commerce, National Bureau of Standards : for sale by the Supt. of Docs., U.S. Govt. Print. Off., 1978 (NSRDS-NBS)
- [21] FERCH, J. ; DANKWORT, W. ; GEBAUER, H.: Hyperfine structure investigations in DyI with the atomic beam magnetic resonance method. In: *Physics Letters A* 49 (1974), Nr. 4, S. 287 – 288. – ISSN 0375–9601
- [22] D. R. LIDE, ed.: *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press, Boca Raton, FL, 2005
- [23] NGUYEN, A. D.: *A Search for Temporal Variation of the Fine-Structure Constant in Atomic Dysprosium*, University of California, Berkeley, Dissertation, 2005
- [24] WILSON, A. C. ; OSPELKAUS, C. ; VANDEVENDER, A. P. ; MLYNEK, J. A. ; BROWN, K. R. ; LEIBFRIED, D. ; WINELAND, D. J.: A 750-mW, continuous-wave, solid-state laser source at 313 nm for cooling and manipulating trapped 9Be^+ ions. In: *Applied Physics B* 105 (2011), Dez, Nr. 4, S. 741–748

-
- [25] THORPE, J. I. ; NUMATA, K. ; LIVAS, J.: Laser frequency stabilization and control through offset sideband locking to optical cavities. In: *Opt. Express* 16 (2008), Sep, Nr. 20, S. 15980–15990
- [26] BOYD, R. W.: *Nonlinear optics*. 3. ed. Amsterdam [u.a.] : Acad. Press, 2008. – ISBN 0–12–369470–1 ; 978–0–12–369470–6
- [27] FOOT, C. J.: *Atomic physics*. Repr., with corr. Oxford [u.a.] : Oxford Univ. Press, 2006. – ISBN 0–19–850696–1 ; 0–19–850695–3
- [28] HAKEN, H. ; WOLF, H. C.: *Atom- und Quantenphysik : Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. 8., aktualisierte und erw. Aufl. Berlin [u.a.] : Springer, 2004. – ISBN 3–540–02621–5 ; 978–3–540–02621–1
- [29] JUDD, B. R. ; LINDGREN, I.: Theory of Zeeman Effect in the Ground Multiplets of Rare-Earth Atoms. In: *Phys. Rev.* 122 (1961), Jun, S. 1802–1812
- [30] FOWLES, G. R.: *Introduction to Modern Optics*. Dover Publications, 1975. – ISBN 9780486659572
- [31] DEMTRÖDER, W.: *Laserspektroskopie 1*. Springer Berlin Heidelberg, 2011. – ISBN 9783642213069
- [32] LEEFER, N. ; CINGÖZ, A. ; GERBER-SIFF, B. ; SHARMA, Arijit ; TORGERSON, J. R. ; BUDKER, D.: Transverse laser cooling of a thermal atomic beam of dysprosium. In: *Phys. Rev. A* 81 (2010), Apr, S. 043427
- [33] LETT, P. D. ; PHILLIPS, W. D. ; ROLSTON, S. L. ; TANNER, C. E. ; WATTS, R. N. ; WESTBROOK, C. I.: Optical molasses. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 6 (1989), Nov, Nr. 11, S. 2084–2107
- [34] MÜHLBAUER, F.: *Dissertation*. – unveröffentlicht
- [35] LOFTUS, T. H. ; IDO, T. ; BOYD, M. M. ; LUDLOW, A. D. ; YE, J.: Narrow line cooling and momentum-space crystals. In: *Phys. Rev. A* 70 (2004), Dec, S. 063413
- [36] DREON, D. ; SIDORENKOV, L. A. ; BOUAZZA, C. ; MAINEULT, W. ; DALIBARD, J. ; NASCIBENE, S.: Optical cooling and trapping of highly magnetic atoms: the benefits of a spontaneous spin polarization. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 50 (2017), Nr. 6, S. 065005
- [37] BERGLUND, A. J. ; HANSEN, J. L. ; MCCLELLAND, J. J.: Narrow-Line Magneto-Optical Cooling and Trapping of Strongly Magnetic Atoms. In: *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008), Mar, S. 113002
- [38] GREENLAND, P. T. ; LAUDER, M. A. ; WORT, D. J. H.: Atomic beam velocity distributions. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 18 (1985), Nr. 7, S. 1223

- [39] IDA, T. ; ANDO, M. ; TORAYA, H.: Extended pseudo-Voigt function for approximating the Voigt profile. In: *Journal of Applied Crystallography* 33 (2000), Dec, Nr. 6, S. 1311–1316
- [40] REINAUDI, G. ; LAHAYE, T. ; WANG, Z. ; GUÉRY-ODELIN, D.: Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms. In: *Opt. Lett.* 32 (2007), Nov, Nr. 21, S. 3143–3145
- [41] VORRATH, S.: *Entwicklung eines neuartigen, laserbasierten photonischen Wellenleiters für ultrakalte Atome*, Universität Hamburg, Dissertation, 2008
- [42] TANG, Y. ; BURDICK, N. Q. ; BAUMANN, K. ; LEV, B. L.: Bose–Einstein condensation of 162 Dy and 160 Dy. In: *New Journal of Physics* 17 (2015), Nr. 4, S. 045006
- [43] DZUBA, V. A. ; FLAMBAUM, V. V.: Theoretical study of some experimentally relevant states of dysprosium. In: *Phys. Rev. A* 81 (2010), May, S. 052515
- [44] NICHOLSON, T.: *A new record in atomic clock performance*, University of Colorado, Dissertation, 2006
- [45] BOYD, M.: *High Precision Spectroscopy of Strontium in an Optical Lattice: Towards a New Standard for Frequency and Time*, University of Washington, Dissertation, 2002

Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle herzlich bei einigen Menschen bedanken.

Prof. Patrick Windpassinger danke ich dafür, dass ich in seiner Arbeitsgruppe diese Arbeit verfassen und viel lernen durfte. Danken möchte ich ihm auch für viele hilfreiche Impulse und für die Möglichkeit an einer summer school in Innsbruck teilzunehmen.

Prof. Jochen Walz danke ich für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens.

Mein Dank geht außerdem an die gesamte QOQI-Gruppe für die Unterstützung in technischen und fachlichen Belangen und für wohltdosierte willkommene Ablenkungen in Form von Tee- oder Kaffeepausen, Diskussionen über Kuchenverpflichtungen, Raketenschlachten und Grillabende. Florian Mühlbauer und Niels Petersen danke ich für die Zeit im Labor, in der sie mir mit ihrem Wissen geduldig zur Seite standen und mir sehr viel beigebracht haben. Vielen Dank auch für das Lesen der ersten Version dieser Arbeit und für eure Hilfe beim Finden geeigneter Quellen für verschiedenste Themen! Ich danke meinen Kollegen aus dem großen Büro für die angenehme und lockere Atmosphäre und das fortwährende Bestreben Einzelner, meinen Kaffeekonsum zu steigern oder die Vorzüge von schlechtem Wetter zu erörtern. Mein besonderer Dank geht an André Wenzlawski für viele hilfreiche und interessante Gespräche und für seine gründlichen Anmerkungen zu dieser Arbeit.

Ich möchte mich bei meinen Freunden von nah und fern für schöne Zeiten und ihr offenes Ohr, wenn es nötig war, bedanken. Meinen Eltern und meiner Oma danke ich für ihre Unterstützung und ihren Rückhalt, sei es für dieses nun fast beendete Studium oder für andere Belange des Lebens.

Mein sehr großer Dank geht an meinen Freund Robert für sein ganzes Wesen und seinen unermüdlichen Beistand und nicht zuletzt für das Finden so mancher sprachlicher Missgriffe in dieser Arbeit.