

Aufbau und Charakterisierung einer optischen Dipolfalle für Dysprosium

von

Hannah Kirsten Jost

Bachelorarbeit in Physik
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz
am 01.09.2021

1. Gutachter: Prof. Dr. Windpassinger
2. Gutachter: Prof. Dr. Pohl

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 01.09.2021

Hannah Kirsten Jost
QOQI
Institut für Physik
Staudingerweg 7
Johannes Gutenberg-Universität D-55099 Mainz
hajost@students.uni-mainz.de

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	3
2.1. Gauß-Strahlen	3
2.2. Optische Dipolfalle	4
2.2.1. Oszillator-Modell	4
2.2.2. AC-Stark Effekt	6
2.2.3. Fallenfrequenzen	7
2.2.4. Zwei-Körper-Verluste	9
3. Aufbau des Dysprosium Experiments	10
3.1. Dysprosium	10
3.2. Transversales Kühlen	12
3.3. Zeeman Slower	12
3.4. Magneto-optische Falle	13
4. Aufbau der optischen Dipolfalle	15
4.1. Aufbau und Vorjustage	15
4.2. Strahlengang	17
5. Messmethoden	20
5.1. Bestimmung der Temperatur durch Flugzeitmessungen	20
5.2. Bestimmung der Lebensdauer	21
5.3. Bestimmung der Fallenfrequenzen durch parametrisches Heizen	21
6. Charakterisierung der optischen Dipolfalle	22
6.1. Temperatur	22
6.2. Umladeeffizienz	24
6.3. Dichte	25
6.4. Strahlprofil und Fallenfrequenzen	27
6.5. Lebensdauer	29
7. Fazit und Ausblick	31
A. Weitere Grafiken	33

1. Einleitung

Kühlt man ein atomares Gas zu Temperaturen nahe dem absoluten Nullpunkt, so erhält man Einblicke in Effekte, welche durch die klassische Physik nicht mehr beschrieben werden können. Bis heute wird die Quantenstatistik kalter Bosonen und Fermionen und die damit einhergehenden quantenmechanischen Effekte von Wissenschaftlern und Wissenschaftlerinnen auf der ganzen Welt untersucht. Das große Interesse, immer kälter werdende atomare Ensembles zu erzeugen, mündete 1995 in der Realisierung des ersten Bose-Einstein-Kondensats [1, 2], welches bereits 1925 theoretisch vorhergesagt wurde [3]. Ein Bose-Einstein-Kondensat ist ein extremer Aggregatzustand von Teilchen im selben quantenmechanischen Zustand, der bei einer Temperatur von einigen Nanokelvin auftritt. Lange lag der Fokus auf der reinen, experimentell anspruchsvollen Erzeugung solcher ultrakalten Quantengase, im Laufe der Zeit wurde aber die Untersuchung der Eigenschaften kalter Gase immer prominenter.

Im Rahmen der aktuellen Forschung ist es durch die Verwendung optischer Dipolfallen und erzwungenem evaporativen Kühlen möglich, entartete Quantengase aus Atomen der Lanthanoidgruppe mit hohem magnetischen Moment zu erzeugen und experimentell zu kontrollieren. Dies wurde bereits an einigen Elementen erreicht, darunter Erbium [4], Ytterbium [5], aber auch Dysprosium [6]. Hierbei ist die nähere Untersuchung von Elementen mit hohen magnetischen Momenten von besonderem Interesse, da deren Atome über eine langreichweitige magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung miteinander interagieren [7]. Diese unterscheidet sich signifikant von der bisher bekannten kurzreichweitigen Kontakt-Wechselwirkung durch Stöße der Atome und es wird erwartet, dass sich durch die Wechselwirkung magnetischer Dipole Veränderungen im kollektiven Verhalten der Atome ergeben. Von besonderem Interesse sind unter anderem Phänomene kollektiver Abstrahlcharakteristika, wie Super- und Supraradianz [8, 9], sowie das kohärente Streuverhalten von Licht an kalten atomaren Gasen [10]. Für Atome hohen magnetischen Moments sind diese Phänomene und der Einfluss der magnetischen Wechselwirkung nahezu unerforscht. Mit Hilfe des Einflusses der magnetischen Wechselwirkung auf das Streuverhalten des durch Quantengase propagierenden Lichts soll unter anderem auch über sehr präzise Kontrolle externer Magnetfelder der Quantenzustand des Lichts beeinflusst und kontrolliert werden können. Allgemein stellt die Untersuchung dieser Effekte für Atome hohen magnetischen Moments einen wichtigen Schritt für ein besseres Verständnis von Licht-Materie-Wechselwirkungen auf Quantenniveau dar.

Um Effekte solcher Quantengase auf Licht untersuchen zu können, sind neben sehr geringen Temperaturen von wenigen μK ebenfalls hohe Dichten von $10^{12} - 10^{13}$ Atomen/ cm^3 notwendig, sodass die mittleren Abstände der Atome in der Größenordnung der Wel-

1. Einleitung

lenlänge des eingestrahnten Lichts liegen.

In dieser Arbeit soll eine optische Dipolfalle zum Fangen solcher dichter, ultrakalter Wolken stark magnetischer Dysprosium-Atome charakterisiert werden. Mit Hilfe einer Kombination aus Linsen-Singlett als Negativelement und Linsen-Triplett als Positivelement, konnte ein Objektiv mit besonders schmalen Fokus für eine Vielzahl der im Experiment verwendeten Wellenlängen entwickelt werden. Dieses Objektiv kann außerhalb des für das Experiment nötigen Vakuums verwendet werden. Dies erleichtert die Installation sowie die spätere experimentelle Handhabung. Von dieser mit dem Objektiv erzeugten optischen Dipolfalle wird erwartet, dass sie durch den schmalen Fokus in der Lage ist, besonders dichte Atomwolken zu erzeugen. Damit soll dieses Objektiv den Weg für Streuexperimente zur näheren Untersuchung der magnetischen Dipol-Dipol-Wechselwirkung ebnen.

Das in dieser Arbeit verwendete Element Dysprosium eignet sich besonders zur Untersuchung der magnetischen Dipol-Dipol-Wechselwirkung, da Dysprosium mit $10 \mu_B$ neben Terbium das größte magnetische Moment im Periodensystem aufweist.

Um Atome in eine optische Dipolfalle zu laden, ist es notwendig, diese zuvor mit weiteren laserbasierten Kühlmechanismen schon in das Temperaturregime weniger μK zu bringen. Für die optische Dipolfalle sind die bereits vorhandenen Teile des Experiments daher essentiell, da es mithilfe des Zeeman-Slowers und der magneto-optischen Falle möglich ist, die Atome vor dem Umladen in die Dipolfalle ausreichend stark abzubremsen und deren Temperatur damit zu verringern. Anschließend können die Atome in die mit dem Objektiv erzeugte Dipolfalle umgeladen werden.

In dieser Arbeit wird zunächst ein kurzer Überblick über die theoretischen Hintergründe der Dipolfalle geliefert, bevor die verwendeten Kühlmechanismen im Rahmen des Aufbaus des Mainzer Dysprosium-Experiments erläutert werden. Anschließend folgt eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus der optischen Dipolfalle, bevor deren Einfluss charakterisiert wird. Dabei wird auf die Temperatur der Atome in der Falle, die Umladeeffizienz zwischen den verwendeten Fallentypen, die Dichte der gefangenen Atome, das Strahlprofil des verwendeten Lasers, die Fallenfrequenzen sowie auf die Lebensdauer der Atome in der optischen Dipolfalle eingegangen.

2. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird zunächst auf die physikalischen Grundlagen und notwendigen Größen zur Beschreibung eines Gaußstrahls eingegangen. Im Anschluss werden damit die theoretischen Hintergründe einer optischen Dipolfalle diskutiert. Schließlich werden diese beiden Unterkapitel für die Erläuterung der Fallenfrequenzen kombiniert. Anschließend folgt ein kurzer Überblick über das Prinzip in dichten Wolken kalter Atome im Dipolfallenpotential auftretender Zwei-Körper-Zerfälle.

2.1. Gauß-Strahlen

Die Beschreibung eines Laserstrahls, welcher ein gaußförmiges Intensitätsprofil aufweist, ist für die in folgende Beschreibung der optischen Dipolfalle von zentraler Bedeutung. Daher werden im folgenden Abschnitt die wichtigsten geometrischen Grundlagen für einen Gaußstrahl behandelt. Die hier präsentierte Beschreibung richtet sich nach [11].

Die Intensitätsverteilung eines in z -Richtung propagierenden Gaußstrahls in Abhängigkeit zum Abstand zur Strahlachse r ist gegeben durch

$$I(r, z) = \frac{c\epsilon_0}{2} |A_0|^2 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \exp \left(\frac{-2r^2}{w(z)^2} \right) = I_0 \exp \left(\frac{-2r^2}{w(z)^2} \right). \quad (2.1)$$

Dabei ist A_0 die Amplitude des elektrischen Feldes, $w(z)$ der Strahlradius an der Stelle z , sowie c die Lichtgeschwindigkeit und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante.

Die Strahltaile eines Gaußstrahls in Abhängigkeit des axialen Abstandes z ist gegeben durch

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2} \quad (2.2)$$

und damit abhängig von minimalen Strahltaile w_0 bei $z = 0$ sowie der Rayleighlänge z_R . Die Rayleighlänge gibt an, wann $w(z)$ den Wert $\sqrt{2}w_0$ annimmt, bzw. in welchem Abstand z vom Ursprung die Querschnittsfläche des Strahls auf das Doppelte angestiegen ist und ist definiert durch

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (2.3)$$

Dabei ist λ die Wellenlänge des verwendeten Lichts. Eine Übersicht der erläuterten Größen ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

2. Theoretische Grundlagen

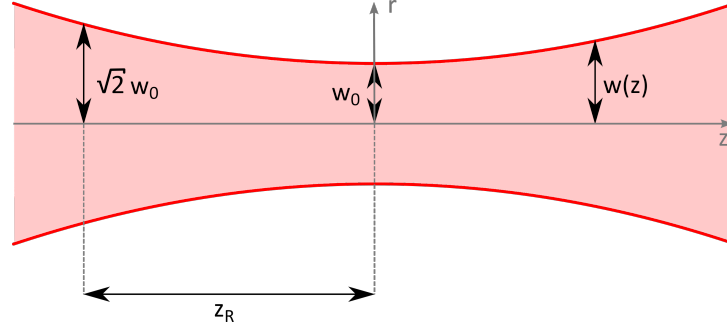


Abbildung 2.1.: Skizze eines Gaußstrahls zentriert um den Fokus [11]. Das Licht propagiert in z -Richtung. z_R : Rayleighlänge, w_0 : Strahltaile, w : Strahldurchmesser in Abhängigkeit des Relativabstands z zum Fokus.

2.2. Optische Dipolfalle

In diesem Abschnitt werden die theoretischen Grundlagen einer optischen Dipolfalle erläutert. Hierbei wird zunächst auf Basis des semi-klassischen Oszillator-Modells ein Ausdruck für das Dipolfallenpotential gefunden. Im Anschluss wird ebenso auch auf die quantenmechanische Beschreibung mithilfe des AC-Stark-Effekts eingegangen.

2.2.1. Oszillator-Modell

Im semi-klassischen Oszillator-Modell wird das Atom quantenmechanisch als Zwei-Niveau-System aufgefasst, während der einfallende Laser-Strahl klassisch als Feld beschrieben wird. Eine ausführliche Behandlung dieses Modells ist auch in [12] zu finden.

Der Laserstrahl wird beschrieben durch ein elektrisches Feld

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \hat{e} \tilde{E}(\vec{r}) \exp(-i\omega t). \quad (2.4)$$

Hierbei beschreibt $\tilde{E}(\vec{r})$ die Amplitude und ω die Frequenz des Felds. Der Vektor $\hat{e}$ gibt die Ausbreitungsrichtung des elektrischen Felds an. Dieses separiert die Ladungen innerhalb des Atoms und induziert folglich ein elektrisches Dipolmoment $\vec{p}(\vec{r}, t) = \hat{e} \tilde{p}(\vec{r}) \exp(-i\omega t)$ mit der Amplitude $\tilde{p}(\vec{r})$. Dann besteht über die komplexe Polarisierbarkeit α die Beziehung

$$\tilde{p}(\vec{r}) = \alpha \tilde{E}(\vec{r}) \quad (2.5)$$

zwischen dem elektrischen Feld und dem Dipolmoment. Die komplexe Polarisierbarkeit hängt ebenfalls von der Anregungsfrequenz ω ab. Die Interaktion zwischen Dipolmoment und elektrischem Feld kann über das Dipolpotential

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{2} \langle \vec{p}(\vec{r}, t) | \vec{E}(\vec{r}, t) \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) I(\vec{r}, t) \quad (2.6)$$

2.2. Optische Dipolfalle

beschrieben werden. Wobei $\langle \vec{p}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \rangle$ dem zeitlichen Mittel des Produktes des elektrischen Feldes und dem Dipolmoment entspricht. $I(\vec{r}, t)$ ist die orts- und zeitabhängige Intensität. Unter Einbezug der zeitlichen Änderung des Dipolmoments lässt sich die gesamte absorbierte Leistung definieren durch

$$P_{\text{abs}}(\vec{r}, t) = \langle \dot{\vec{p}}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \rangle = \frac{\omega}{\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I(\vec{r}, t). \quad (2.7)$$

Betrachtet man die Energie eines einzelnen Photons $\hbar\omega$, so lässt sich die Streurrate definieren durch

$$\Gamma_{\text{Sc}}(\vec{r}) = \frac{P_{\text{abs}}(\vec{r})}{\hbar\omega}. \quad (2.8)$$

Nimmt man nun an, das Elektron sei elastisch an den Atomkern gebunden und habe somit die Oszillationsfrequenz ω_0 , welche der Frequenz der atomaren Übergangsanregung entspricht, so lässt sich die Polarisierbarkeit aus den Bewegungsgleichungen mithilfe der Lamor-Formel bestimmen:

$$\alpha = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\frac{\Gamma}{\omega_0^2}}{\omega_0^2 - \omega^2 - i(\frac{\omega^3}{\omega_0^2})\Gamma}. \quad (2.9)$$

Dabei ist Γ die spontane Zerfallsrate des angeregten Zustandes [13]. Unter Verwendung der Verstimmung $\Delta = \omega - \omega_0$ sowie der Vernachlässigung hochfrequenter Terme lässt sich für das Potential U_{dip} , sowie für die Streurrate folgern

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\vec{r}) \quad (2.10)$$

$$\Gamma_{\text{Sc}}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 I(\vec{r}). \quad (2.11)$$

Abhängig von dem Vorzeichen der Verstimmung ist das Dipolpotential attraktiv oder repulsiv. So führt eine Verstimmung $\Delta < 0$ dazu, dass die Atome in die Fallenmitte gezogen werden. Man spricht von einer Rotverstimmung, da das eingestrahlte Licht eine niedrigere Frequenz als die tatsächliche Übergangsfrequenz des Atoms hat. Im gegenteiligen Fall $\Delta > 0$ spricht man von Blauverstimmung und das Potential ist repulsiv. Für die optische Dipolfalle ist es essentiell, die Streurrate Γ_{Sc} so niedrig wie möglich zu halten, denn eine erhöhte Streurrate hat aufgrund der Interaktion der Photonen mit den Atomen zur Folge, dass die Atome durch den Übertrag des Photonimpulses von dem Strahl aus der Falle herausgedrückt werden.

Um die Streurrate zu reduzieren und dabei das Fallenpotential nur minimal zu verringern, werden große Verstimmungen eingesetzt. Die Abschwächung der Streurrate ist aufgrund der Proportionalitäten

$$U_{\text{dip}} \propto \frac{I}{\Delta} \quad \Gamma_{\text{Sc}} \propto \frac{I}{\Delta^2} \quad (2.12)$$

größer als die Reduktion der Potentialtiefe durch eine größere Verstimmung, sofern die Intensität entsprechend groß ist.

2. Theoretische Grundlagen

2.2.2. AC-Stark Effekt

Der AC-Stark Effekt liefert im Gegensatz zum semiklassischen Oszillatormodel eine quantenmechanische Beschreibung der auftretenden physikalischen Effekte, wenn Laserlicht auf Atome eingestrahlt wird. Die hier gewählte Beschreibung des AC-Stark-Effekts ist ebenfalls in [12] zu finden.

Das elektrische Feld des eingestrahnten, zu den Energieniveaus der Atome verstimmt Laserlichts, kann im Rahmen der Störungstheorie in zweiter Ordnung des Hamiltonoperators $\mathcal{H}_1 = -\hat{\mu}\vec{E}$ betrachtet werden. Dieser Hamiltonoperator beschreibt die Wechselwirkung zwischen den Atomen und dem Laserstrahl. Dabei ist $\hat{\mu} = -e\vec{r}$ der elektrische Dipoloperator mit der Elementarladung e und dem Ortsoperator $\vec{r}$.

Dann ergibt sich für die Energieverschiebung des Zustandes $|i\rangle$, welcher ungestört die Energie $\mathcal{E}_i$ aufweist

$$\Delta E_i = \sum_{j \neq i} \frac{|\langle j | \mathcal{H}_1 | i \rangle|^2}{\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_j} \quad (2.13)$$

in Abhängigkeit zu allen anderen ungestörten Zuständen $|j\rangle$.

Zu beachten ist weiterhin, dass nicht alle ungestörten Niveaus $|j\rangle$ auch prinzipiell zum Störungsterm beitragen können. Nur für Zustände $|j\rangle$ mit ungerader Parität wird das Matrixelement $\langle j | \mathcal{H}_1 | i \rangle$ im Fall der hier beschriebenen Dipolfalle ungleich null, da der Grundzustand eine gerade Parität aufweist (vgl. Abbildung 3.2).

Für den Fall eines Zwei-Niveau Systems mit dem Grundzustand $|g\rangle$ und dem angeregten Zustand $|e\rangle$ ergibt sich daher die Energieverschiebung

$$\Delta E = \pm \frac{|\langle e | \mu | g \rangle|^2}{\Delta} |E|^2 = \pm \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I. \quad (2.14)$$

Dies hat zur Folge, dass sich die Energie des Grundzustandes für rotverstimmtes Licht um den Wert ΔE verringert, während der angeregte Zustand um genau diesen Wert erhöht wird. Diese Verschiebung der Energieniveaus wird auch als AC-Stark-Shift bezeichnet und ist in Abbildung 2.2 illustriert. Für die praktische Anwendung des AC-Stark Effekts in einer optischen Falle ist die in Abbildung 2.2 rechts dargestellte Potentialverteilung bei Anwendung eines Gaußstrahls essentiell. Es ist ersichtlich, dass die Potentialtiefe in diesem Fall von der Intensitätsverteilung des eingestrahnten Laserlichts abhängig ist, daher ist zu erwarten, dass für einen Gaußstrahl mehr Atome in der Fallenmitte gefangen werden können.

Die hier berechnete Verschiebung des Grundzustandes entspricht genau derer, die auch in Gleichung 2.10 im klassischen Ansatz für den Grundzustand hergeleitet wurde. Der signifikante Unterschied zwischen diesen beiden Ansätzen besteht in der simultanen Verschiebung des angeregten Zustandes in die entgegengesetzte Richtung im quantenmechanischen Bild.

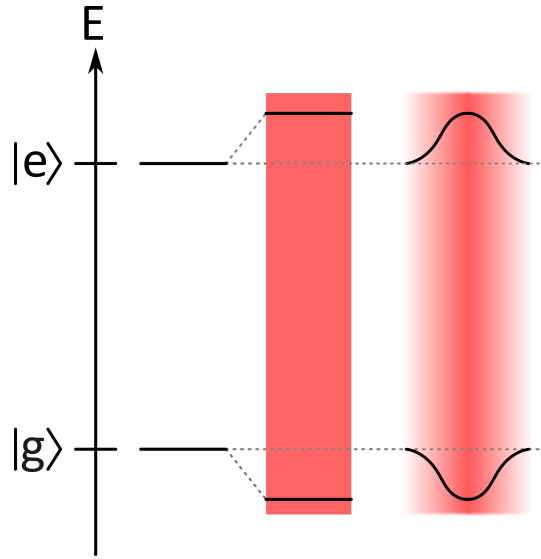


Abbildung 2.2.: Einfluss des AC-Stark Effekts auf ein Zwei-Niveau-System mit dem Grundzustand $|g\rangle$ und dem angeregten Zustand $|e\rangle$, dessen Energieniveaus ohne Lichteinwirkung links dargestellt sind. Bei Einwirkung eines homogenen Lichtstrahls ergibt sich die Verschiebung der Niveaus wie in der Mitte skizziert. Für den Fall eines Gaußstrahls, der auf die Atome trifft, ist die Potentialtiefe der Falle abhängig von der Intensitätsverteilung des Lichtstrahls und damit ortsabhängig. Damit ist dieser rechts dargestellte Fall für die Anwendung in der Dipolfalle relevant.

2.2.3. Fallenfrequenzen

Eine wichtige Eigenschaft einer optischen Dipolfalle ist deren Fallenfrequenzen, welche vollständig durch die Geometrie des eingestrahnten Laserstrahls, dessen Leistung und Eigenschaften der in der Falle gefangenen Atome bestimmt sind. Für eine radialsymmetrische Intensitätsverteilung weist der Laserstrahl sowohl in x - als auch in y - Richtung ein Gauß-Profil auf, somit bleibt die radiale Verteilung aus Gleichung 2.1 bestehen, welche sich alternativ darstellen lässt als

$$I(r, z) = \frac{2P_0}{\pi w(z)^2} \exp\left(\frac{-2r^2}{w(z)^2}\right) \quad (2.15)$$

in Abhängigkeit von der Gesamtleistung P_0 . Da die Annahme der gleichen räumlichen Ausdehnung sowohl in x - als auch in y - Richtung in der Realität meist nur näherungsweise zutrifft, wird nun der Fall eines elliptischen Strahles diskutiert. In diesem Fall muss die unterschiedliche Strahlausdehnung in beide Raumrichtungen berücksichtigt werden, so-

2. Theoretische Grundlagen

dass die neue Intensitätsverteilung gegeben ist durch

$$I(x, y, z) = \frac{2P_0}{\pi w_{0,x}(z)w_{0,y}(z)} \exp \left[-2 \left(\frac{x^2}{w_{0,x}^2(z)} + \frac{y^2}{w_{0,y}^2(z)} \right) \right] \quad (2.16)$$

mit den elliptischen Strahltaillen $w_{0,x}(z)$ und $w_{0,y}(z)$ in x - bzw. y -Richtung. Es gilt $\hat{U} = \tilde{U}I_0$, wobei $\tilde{U}$ die atomare Polarisierbarkeit darstellt und I_0 gegeben ist durch

$$I_0 = \frac{2P_0}{\pi \omega_{0,x}(z)\omega_{0,y}(z)}. \quad (2.17)$$

Das gaußförmige Fallenpotential (vgl. Abbildung 2.2) kann für kleine Fallen durch ein harmonisches Potential angenähert werden [13]. Dies trifft zu, da die meisten Atome im Zentrum der Falle gefangen werden. Das genäherte Fallenpotential ist dann

$$U_{\text{ell}} \approx \hat{U} \left[1 - \frac{2x^2}{w_{0,x}^2} - \frac{2y^2}{w_{0,y}^2} - \frac{1}{2}z^2 \left(\frac{1}{z_{\text{R},x}^2} + \frac{1}{z_{\text{R},y}^2} \right) \right]. \quad (2.18)$$

Dabei sind $z_{\text{R},x}$ und $z_{\text{R},y}$ die Rayleighlängen in x - bzw. y -Richtung. Ein Vergleich der Koeffizienten von x , y und z des angenäherten Potentials mit dem harmonischen Potential der Form

$$U = \frac{1}{2}(x^2\omega_x^2 + y^2\omega_y^2 + z^2\omega_z^2) \quad (2.19)$$

ermöglicht ein direktes Ablesen der Fallenfrequenzen:

$$\omega_x = \sqrt{\frac{4\hat{U}}{mw_{0,x}^2}}, \quad \omega_y = \sqrt{\frac{4\hat{U}}{mw_{0,y}^2}}, \quad \omega_z = \sqrt{\frac{2\hat{U}}{mz_{\text{R,ell}}^2}}. \quad (2.20)$$

Dabei wurde

$$z_{\text{R,ell}} = \frac{z_{\text{R},x}z_{\text{R},y}}{\sqrt{\frac{1}{2}(z_{\text{R},x}^2 + z_{\text{R},y}^2)}} \quad (2.21)$$

als elliptische Rayleighlänge verwendet.

Für den kreisförmigen Gaußstrahl erhält man eine radiale Fallenfrequenz anstatt der zwei Frequenzen in x - und y -Richtung analog zur Herleitung für den elliptischen Fall [13]. Der Vergleich des Potentials erfolgt dann mit $U = \frac{1}{2}(r^2\omega_r^2 + z^2\omega_z^2)$.

2.2.4. Zwei-Körper-Verluste

Allgemein kommt es in optischen Dipolfallen während des Experiments zu Verlusten in der Atomzahl, hauptsächlich hervorgerufen durch Stöße mit Hintergrundgas. Der zeitliche Verlauf dieser Verluste lässt sich in der Regel mit einem exponentiellen Zerfallsgesetz beschreiben. Für besonders hohe Dichten in optischen Dipolfallen kommt es zusätzlich zu Zwei-Körper-Verlusten, deren Verhalten über das exponentielle Verlustverhalten der Ein-Körper-Verluste hinaus geht. Zwei-Körper-Verluste treten insbesondere dann auf, wenn Atome innerhalb der Falle exotherm und inelastisch aneinander stoßen und daraufhin vermehrt die Falle verlassen [14]. Besonders das anfängliche Verhalten der Verluste in der Atomzahl weicht bei Zwei-Körper-Verlusten stark von einem Exponentialgesetz ab. Das in dieser Arbeit behandelte Objektiv wurde speziell zur Erzeugung hoher Dichten konzipiert, daher ist eine Diskussion der Zwei-Körper-Verluste erforderlich.

Das schnelle Zerfallsverhalten kann durch die Differentialgleichung

$$\frac{d\bar{n}}{dt} = -\frac{\bar{n}}{\tau} - \beta_0 \bar{n}^2 \quad (2.22)$$

beschrieben werden [15]. Dabei ist $\bar{n}$ die mittlere Dichte der Wolke in Abhängigkeit von der Zeit t , sowie τ die mittlere Lebensdauer der Atomwolke und β_0 eine Zerfallskonstante, die experimentell bestimmt werden kann.

Die Differentialgleichung wird gelöst durch

$$\bar{n}(t) = \bar{n}_i \frac{\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)}{1 + \beta_0 \tau \bar{n}_i [1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)]} \quad (2.23)$$

mit der mittleren Dichte $\bar{n}_i$ zum Zeitpunkt $t = 0$. Da wir in diesem Experiment mit hohen Dichten rechnen, ist dies das erwartete Zerfallsverhalten der atomaren Dichte. Mit dem starken Atomverlust verringert sich im ähnlichen Maße die Dichte, sodass der Zwei-Körper-Verlust nur zu Beginn der Haltezeit der Dipolfallenatome eine signifikante Rolle spielt. Für längere Haltezeiten ist erneut der Ein-Körper-Verlust der dominante Zerfallskanal und der Atomverlust kann durch einen exponentiellen Verlauf beschrieben werden [15].

3. Aufbau des Dysprosium Experiments

Dieses Kapitel beschreibt den aktuellen Aufbau des Dysprosiumexperiments. Zunächst werden die zentralen Eigenschaften des Elements Dysprosium thematisiert, anschließend folgt eine Beschreibung der notwendigen Prozesse zum Erzeugen und Einfangen kalter Dysprosiumatome in einer magneto-optischen Falle. Der aktuelle Aufbau ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

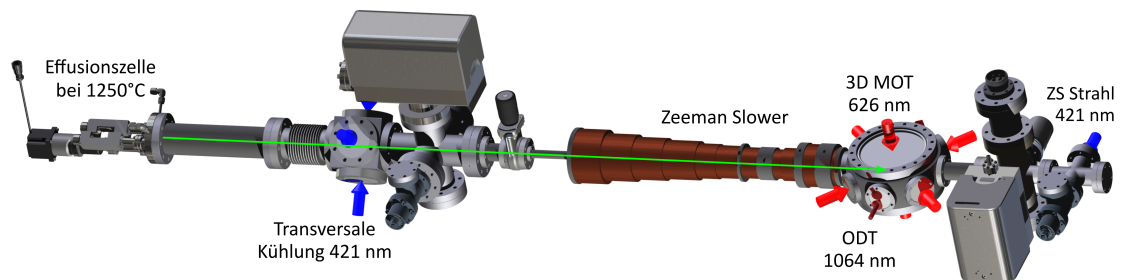


Abbildung 3.1.: Der Aufbau des Dysprosiumexperiments. Die Atome verlassen die Effusionszelle (links), gelangen danach in die transversale Kühlung und über den Zeeman-Slower (Mitte) in die Hauptvakuumkammer, in welcher sie in der magneto-optischen Falle (MOT) und anschließend in der optischen Dipolfalle (ODT) gefangen werden können. Der Strahl des Zeeman-Slowers (ZS) wird den Atomen entgegen von rechts eingestrahlt. Die Flugrichtung der Atome ist durch die Atomstrahlachse (grün) gekennzeichnet. Die Strecke zwischen Ofenöffnung und Beginn der Vakuumkammer beträgt etwa 1,3 m. Das gesamte System weist im Inneren einen Druck von unter $8 \cdot 10^{-10}$ mbar auf.

3.1. Dysprosium

Das chemische Element Dysprosium gehört zur Gruppe der Lanthanoide und besitzt die Ordnungszahl 66. Im Grundzustand besteht die Elektronenkonfiguration $[\text{Xe}] 4f^{10} 6s^2$. Es existieren verschiedene Isotope, deren natürliches Vorkommen sich fundamental unterscheidet. Die am häufigsten vorkommenden Isotope sind ^{161}Dy mit 18,89 % des gesamten natürlichen Vorkommens von Dysprosium, ^{162}Dy mit 25,48 %, ^{163}Dy mit 24,90 % und ^{164}Dy mit 28,62 % [16]. Die verbleibenden drei Dysprosium-Isotope weisen kumuliert eine natürliche Häufigkeit von unter 2,50 % auf. Die Isotope mit gerader Atommassenzahl stellen Bosonen dar, während man solche mit ungerader Atommassenzahl als Fermionen bezeichnet. Letztere besitzen einen Kernspin von $\frac{5}{2}$, wohingegen der Kernspin von Bosonen verschwindet. Aufgrund der vier ungepaarten Elektronen im f Orbital ergibt sich ein Gesamtspin von $S = 2$, sowie ein Gesamtbahndrehimpuls $L = 6$. Dies führt

3.1. Dysprosium

schließlich auf einen Gesamtdrehimpuls von $J = 8$ [17]. Im Rahmen dieser Arbeit wird das bosonische Isotop ^{164}Dy untersucht.

Dysprosium ist vor allem von Interesse, da es ein mit $\mu = 10\mu_B$ sehr großes magnetisches Moment aufweist. Dabei bezeichnet μ_B das Bohr'sche Magneton. Folglich ist die weitreichende magnetische Dipol-Dipol Wechselwirkung, die gegeben ist durch

$$U_{dd} = \mu_0 \mu^2 \frac{1 - \cos^2 \theta}{4\pi r^3} \quad (3.1)$$

etwa 100 mal größer, als bei Alkalimetallen, deren magnetisches Moment bei etwa $1 \mu_B$ liegt [7, 6].

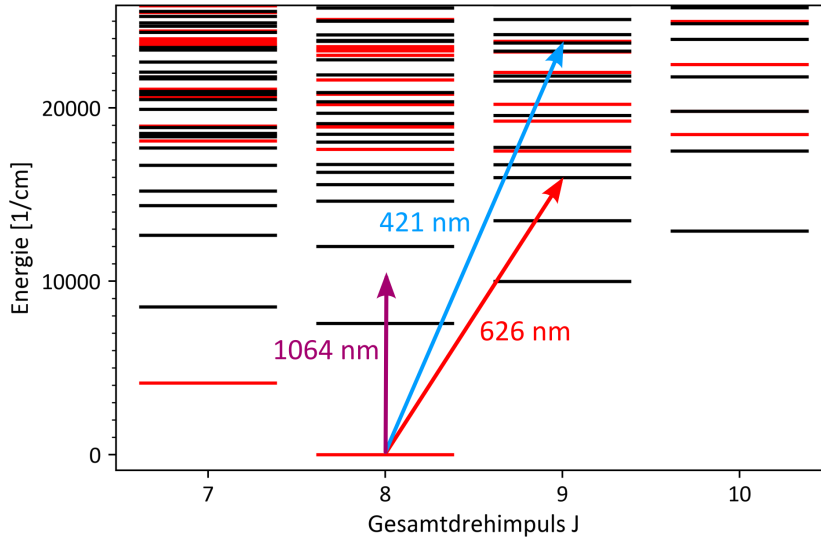


Abbildung 3.2.: Die Energieniveaus des verwendeten Dysprosium Isotops [18], wobei in schwarz Zustände ungerader Parität und in rot Zustände gerader Parität dargestellt sind. Nur ungerade Zustände sind vom Grundzustand aus aufgrund der Auswahlregeln für optische Dipolübergänge erreichbar.

Das Energieschema des hier verwendeten Isotops ist in Abbildung 3.2 dargestellt. In Folge der Auswahlregeln für optische Dipolübergänge sind nicht alle Energieniveaus ausgehend vom zuvor diskutierten Grundzustand erreichbar. Erlaubt sind ausschließlich die mit schwarz gekennzeichneten Niveaus. Im Kontext des Dysprosium Experiments werden im Aufbau drei Übergänge verwendet: der Übergang bei 421 nm dient zur transversalen Kühlung, zur Bildgebung sowie zur Abbremsung der Atome im Zeeman-Slower (vgl. Abschnitt 3.3). Die Anregung mit 626 nm wird in der MOT verwendet, während Licht mit 1064 nm einzig in der optischen Dipolfalle Verwendung findet.

3. Aufbau des Dysprosium Experiments

Das Dysprosium, dessen Schmelzpunkt bei 1412 °C [19] liegt, wird in fester Form in einer Effusionszelle auf bis zu 1250 °C erhitzt, um Atome aus dem Festkörper zu lösen und einen Atomfluss durch die Kammer zu erzeugen.

3.2. Transversales Kühlen

Nachdem die Atome den Tantaltiegel der Effusionszelle verlassen haben, weisen diese eine isotrope Geschwindigkeitsverteilung auf. Der Atomstrahl ist unkollimiert. Atome, die sich in Richtung der MOT-Kammer bewegen (vgl. Abbildung 3.1), erreichen anschließend die transversale Kühlung.

In dieser werden mithilfe einer 2D optischen Melasse unter Ausnutzung des Dopplerkühlungseffekts die Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zur Atomstrahlachse reduziert. Es wird Licht der Wellenlänge 421 nm in Winkelabständen von 90 ° in die Kammer eingestrahlt, dessen Rückreflexe antiparallel zur Einstrahlrichtung verlaufen. Die Dopplerkühlung nutzt aus, dass die Energie, die aus Sicht eines Photons nötig ist, um den Übergang innerhalb des Atoms anzuregen, abhängig von der Bewegungsrichtung des Atoms ist. Rotverstimmt Licht wirkt nur auf Atome, die sich entgegen zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls bewegen. Diese erhalten daher einen Impuls entgegen ihrer ursprünglichen Geschwindigkeitsrichtung.

Es lassen sich die vier Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zur Atomstrahlachse reduzieren. Der Atomstrahl wird kollimiert [20]. Somit kann mithilfe der transversalen Kühlung der Atomfluss in die Vakuumkammer deutlich erhöht werden.

3.3. Zeeman Slower

Nach der transversalen Kühlung besitzen die Atome eine Geschwindigkeit von etwa $480 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ in Richtung der Hauptvakuumkammer [21]. Der Zeeman-Slower, welcher den Zeeman-Effekt ausnutzt, reduziert die longitudinale Geschwindigkeit der Atome, während zuvor die transversale Geschwindigkeitskomponente verringert wurde.

Beim Zeeman-Effekt werden die Energieniveaus eines Atoms unter der Einwirkung eines externen Magnetfelds verschoben. In diesem Fall wird entlang der Atomstrahlachse entgegen der Atomrichtung von der MOT-Kammer kommend zirkular polarisiertes Licht der Wellenlänge 421 nm eingestrahlt. Durch andauernde Impulsüberträge der Photonen auf die Atome, reduziert sich die Geschwindigkeit letzterer. Durch den Geschwindigkeitsverlust der Atome ist die mit dem Dopplereffekt einhergehende Resonanzbedingung nicht mehr erfüllt. Eine weitere Geschwindigkeitsreduktion wäre nicht möglich. Dem Verlust der Resonanzbedingung wirkt man mit dem Zeeman-Effekt entgegen, indem man ein lineares Magnetfeld entlang der Atomstrahlachse durch Spulen anlegt. Es kommt zu einer Verschiebung der Energieniveaus, wodurch es für die Photonen wieder möglich wird, den Übergang anzuregen und die Geschwindigkeit der Atome weiter zu reduzieren. Daher ist

es erforderlich, das Magnetfeld entlang der Atomstrahlachse zu verringern. Um das Magnetfeld zu reduzieren, den Strom durch die Spulen aber konstant halten zu können, reduziert man die Windungszahl der elf Spulen in Richtung der MOT-Kammer.

Mit dem Zeeman-Slower ist es schließlich möglich, die Atome auf bis zu $20 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ abzubremesen [21]. Diese Geschwindigkeit ist ausreichend gering, um das Dysprosium nachfolgend in einer magneto-optischen Falle zu fangen.

3.4. Magneto-optische Falle

Die hier verwendete magneto-optische Falle (engl.: Magneto Optical Trap, kurz: MOT) arbeitet mit Licht der Wellenlänge 626 nm, welches den $m_J = 8 \rightarrow m'_J = 9$ Übergang anspricht. Dieser stellt näherungsweise einen geschlossenen Übergang dar, das heißt, Zerfälle aus dem angeregten Zustand sind ausschließlich in den Zustand $m_J = 8$ möglich, da die verbleibenden möglichen Zerfallskanäle eine wesentlich geringere Zerfallswahrscheinlichkeit aufweisen. Demnach kann dieser Übergang als Zwei-Niveau-System angenähert und als solches betrachtet werden. Ähnlich wie in der transversalen Kühlung sind auch hier die Strahlen in einer Rückreflex-Konfiguration angeordnet. Jedoch wird in der MOT das Licht in allen drei Raumrichtungen eingestrahlt, wodurch es möglich wird, die Atome innerhalb des Schnittvolumens der Strahlen zu fangen.

Mithilfe zweier Spulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration liegt ein positionsabhängiges Magnetfeld an, welches minimal in der Fallenmitte ist. Für den eindimensionalen Fall in z -Richtung kann das magnetische Feld in der Fallenmitte als linear in $\vec{z}$ angenähert werden: $\vec{B} = b\vec{z}$ [22]. Die Atome werden sowohl von $z < 0$ - als auch von $z > 0$ -Richtung mit Licht bestrahlt. Das Licht in positive z -Richtung ist σ^+ -polarisiert und der Strahl in negative z -Richtung besitzt eine σ^- Polarisation. Auf Atome bei $z = 0$ wirken beide Strahlen in gleichem Maße und die dortigen Atome erfahren keinerlei Strahlungsdruck, siehe Abbildung 3.3 (b). Diese Polarisationskonfiguration lässt sich gut mit der Rückreflex-Methode umsetzen, da dabei das Licht mit der Reflexion die Polarisation wechselt [22]. Für $z > 0$ absorbieren die Atome aufgrund der Zeeman-Verschiebung der Energieniveaus nun hauptsächlich den σ^+ -Strahl und erhalten damit einen Impuls in negative z -Richtung. Dies geschieht analog für $z < 0$ und σ^- Polarisation. Insgesamt werden Atome, die sich aus der Falle heraus bewegen, wieder zurück in die Fallenmitte gedrückt.

Diese eindimensionale Beschreibung lässt sich nun weitestgehend auf drei Dimensionen übertragen, somit ist es möglich, mit einem ortsabhängigen Magnetfeld und drei Laserstrahlen, sowie deren Rückreflexen die Atomwolke an einem Raumpunkt zu fangen. Die dann benötigte Polarisationskonfiguration ist in Abbildung 3.3 (a) dargestellt.

Die Atomwolke wird dabei nicht genau im Zentrum der Kammer festgehalten, sondern in horizontaler Ebene senkrecht zur Atomstrahlachse verschoben, um die Wirkung des

3. Aufbau des Dysprosium Experiments

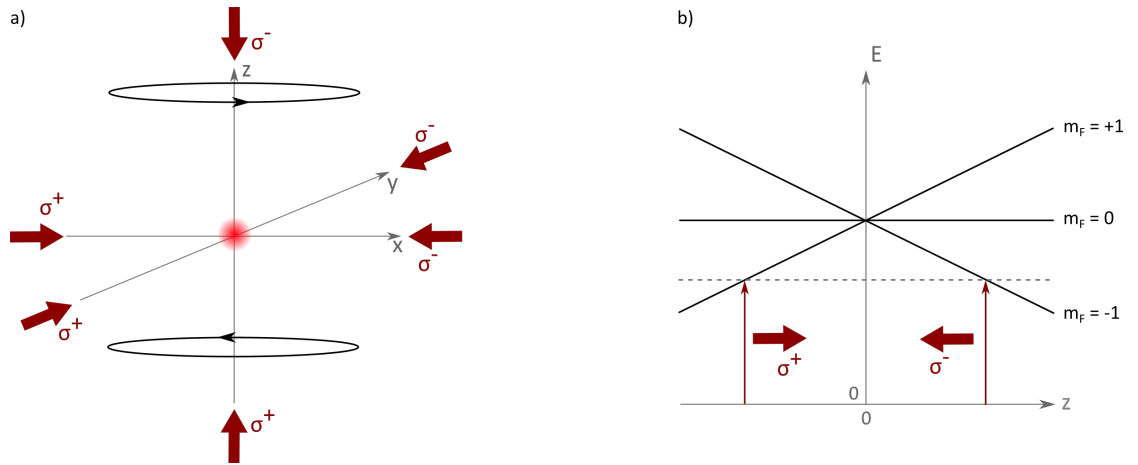


Abbildung 3.3.: Funktionsweise einer magneto-optischen Falle [22] in drei Dimensionen (a) sowie die ortsabhängige Verschiebung der Energieniveaus unter Magnetfeldeinwirkung und die damit richtungsabhängige favorisierte Absorption bestimmter Polarisierungen (b).

Zeeman-Slower-Strahls auf die Atome so gering wie möglich zu halten, da dieser ebenfalls die Kammer passiert (vgl. Abbildung 4.3).

4. Aufbau der optischen Dipolfalle

In diesem Kapitel wird zunächst auf das neue Mikro-Objektiv eingegangen. Es folgt die Beschreibung der zur Installation notwendigen Vorjustage. Anschließend wird der Strahlengang der optischen Dipolfalle erläutert und ein kurzer Vergleich zum Aufbau in der vorhergegangenen Arbeit [23] gegeben.

4.1. Aufbau und Vorjustage

Das neue Objektiv ermöglicht eine noch stärkere Fokussierung des 1064 nm Lichts auf die Atomwolke, als dies in der Vergangenheit [23] der Fall war. Demnach ist es nun möglich, eine wesentlich kleinere und dichtere Atomwolke zu erzeugen. Innerhalb des Objektivs sind verschiedene Linsen verbaut. Ein Querschnitt des Linsensystems und ein beispielhafter Strahlenverlauf des Objektivs sind dargestellt Abbildung 4.1.

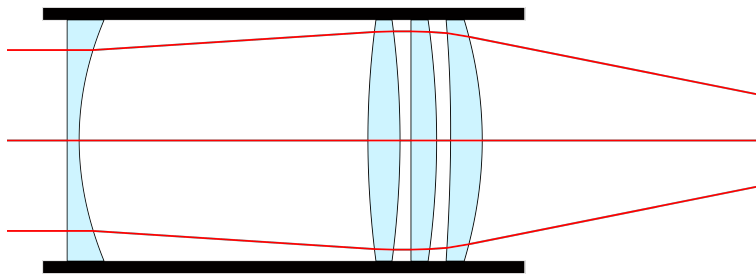


Abbildung 4.1.: Querschnitt des Mikro-Objektivs, mit einer numerischen Apertur von $N_A = 0,156$. Das von links eingestrahle Laserlicht wird zunächst mithilfe des negativen Elements weiter aufgeweitet. Bevor der Strahl das Objektiv verlässt, wird er durch das positive Triplet auf wenige μm fokussiert.

Um das Mikro-Objektiv optimal vor der Kammer platzieren zu können, wird ein Teil des 421 nm Lichts der transversalen Kühlung zur Justage verwendet. Mithilfe einer fast vollständig durchlässigen Scheibe kann etwas weniger als 1% der Leistung der transversalen Kühlung über einen Faserkoppler für die Justage verwendet werden. Dazu wird dieser zunächst über ein Teleskop vergrößert. Der Strahl wird nun gemäß dem in Abbildung 4.2 skizzierten Aufbau möglichst auf das Zentrum der in der MOT gefangenen Atome justiert, sodass ein späteres Zentrieren des Dipolfallenstrahls auf das Objektiv durch den Überlapp mit dem 421 nm Strahl erleichtert wird. Damit kann gewährleistet werden, dass der schmale Fokus die Atomwolke trifft, da die Atome die Falle verlassen, wenn sie von dem resonanten 421 nm Strahl getroffen werden. Dazu bedient man sich dreier

4. Aufbau der optischen Dipolfalle

Lochblenden, davon eine in der Höhe verstellbar, sowie eines horizontal verschiebbaren Spiegels, um zunächst den blauen Strahl zentral und parallel zum optischen Tisch ohne Objektiv durch die MOT-Kammer zu justieren. Auch ist es mit diesem Aufbau möglich, das Intensitätsmaximum des Strahls mithilfe einer Photodiode zu ermitteln und entlang des vorher eingestellten zentralen Pfades zu justieren. Das Intensitätsmaximum ist hierbei nicht genau in der Strahlenmitte zu finden, da der Strahl generell keine gaußförmige Intensitätsverteilung aufweist und vom Shutter zum Teil abgeschnitten wurde. Dies war aufgrund der Bauart des Shutters unvermeidlich. Für eine exaktere Positionsbestimmung des Wolkenzentrums wird dabei die Lochblende LB1 nach und nach weiter geschlossen. Diese Vorjustage ist nötig, um sicherzustellen, dass das in Folge installierte Objektiv ebenfalls zentral auf den 421 nm Strahl ausgerichtet werden kann.

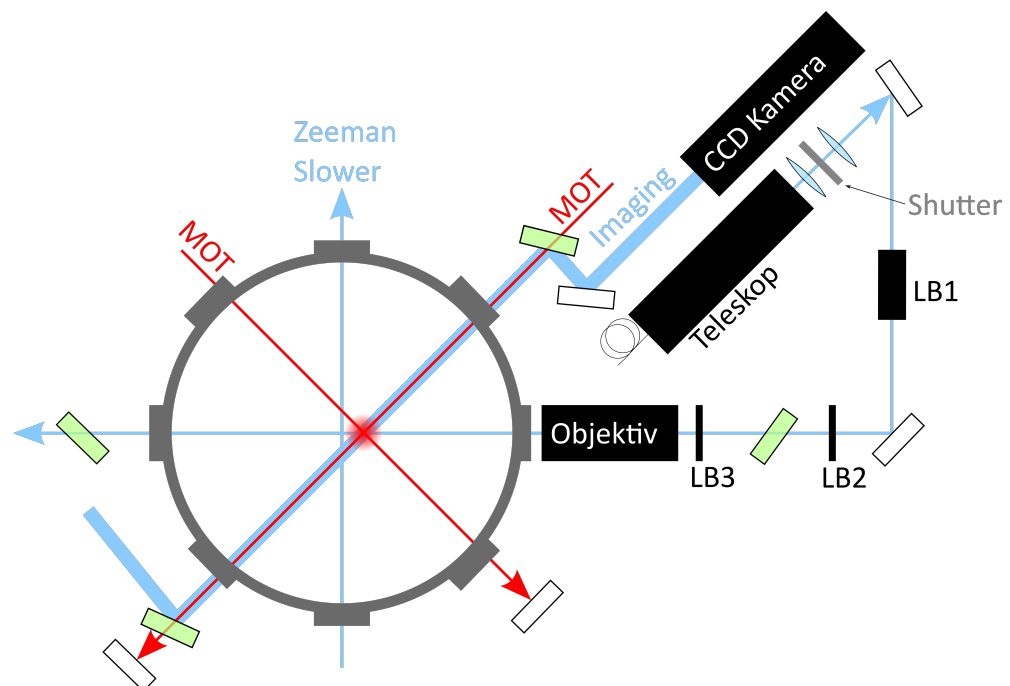


Abbildung 4.2.: Strahlengang für die Justage des Dipolfallenstrahls. Skizziert sind der 421 nm Strahl (blau) sowie der 626 nm Strahl (rot) und die in der Justage verwendeten Lochblenden (LB). Die Linse vor dem Shutter fokussiert das Licht auf diesen, mit der folgenden Linse wird eine anschließende Kollimation gewährleistet. Dichroische Spiegel sind in grün dargestellt. Diese Abbildung ist im Vergleich zu Abbildung 4.3 um 90° gedreht.

Nach Einbau des Objektivs lässt sich mithilfe der Blenden LB2 und LB3 prüfen, ob das Objektiv zentral getroffen wird, demnach sind Eintritts- und Ausgangspunkt des blauen Strahls vor und nach Einbau identisch zu justieren. Diese Methode der Vorjustage ist möglich, da das Objektiv sowohl für 421 nm als auch für 1064 nm ähnliche Brennweiten aufweist. Der genaue Fokuspunkt lässt sich schließlich jedoch mit Verschieben des Objektivs innerhalb der Halterung in Strahlrichtung nachjustieren.

4.2. Strahlengang

Die Intensitätsmodulation durch einen AOM sowie die Strahlaufweitung des von dem hier verwendeten 1064 nm Laser Mephisto MOPA von *Coherent Inc.*, mit einer Leistung von maximal 42 W kommenden Strahls, findet innerhalb einer von oben zugänglichen Laserabschirmung statt. Eine Skizze des Aufbaus ist in Abbildung 4.3 zu sehen, ein Foto des Aufbaus ist im Anhang in Abbildung A.1 zu finden.

Das aus dem Mephisto MOPA austretende Licht ist linear polarisiert. Die erste $\lambda/2$ -Platte (engl. Half wave plate, kurz: HWP) dreht die Polarisation in Abhängigkeit zum Winkel zur kristalloptischen Achse. Der folgende Strahlteiler (engl. Polarizing beam splitter, kurz: PBS) teilt das Licht in s- und p-polarisierte Anteile auf und leitet den s polarisierten Teil in eine Strahlfalle (engl. Beam trap). Der p-polarisierte Anteil kann den Strahlteiler passieren und wird schließlich mit einer weiteren $\lambda/2$ -Platte wieder auf s-Polarisation gedreht [23]. Es ist somit durch Rotation der ersten $\lambda/2$ -Platte möglich, nur den gewünschten Anteil der vom Mephisto MOPA kommenden Intensität in das Experiment zu leiten.

Anschließend wird der Strahl mithilfe einer konvexen Linse kollimiert und passiert dann einen Akustooptischen Modulator (AOM). Ein AOM besteht aus einem kristallinen Festkörper, durch den der Strahl gelenkt wird. An dem Festkörper wird ein Piezoelement befestigt, mit welchem Ultraschallwellen innerhalb des Kristalls erzeugt werden können. Es kommt aufgrund dieser Ultraschallwellen zu Dichteschwankungen, welche wiederum eine Brechzahlverschiebung und die Erzeugung eines optischen Gitters nach sich ziehen [11]. Somit wird der einfallende Strahl in verschieden stark abgelenkte Ordnungen aufgeteilt, die jeweils auch unterschiedlich große Anteile der Eingangsleistung tragen. Ebenfalls ändert sich beim Passieren eines AOMs die Frequenz des Lichts in allen Ordnungen ungleich null. So erhält die erste Beugungsordnung beispielsweise die Frequenz $\omega + \Omega$, wobei ω der Frequenz des einfallenden Lichts und Ω der durch das Piezoelement im AOM erzeugten Ultraschallfrequenz entspricht. Dieser Effekt tritt ausschließlich bei einem leichten Neigungswinkel des Strahls in Bezug zur Oberfläche des Kristalls auf, andernfalls tritt der Strahl ohne Beugungsordnungen aus.

Für den Fall der Dipolfalle ist die erreichte Frequenzverschiebung aufgrund des AOMs nebensächlich, da das 1064 nm Licht generell eine hohe Rotverstimmung aufweist und die hier mit dem AOM erzeugbare maximale Frequenz von 80 MHz nur sehr geringfügig beiträgt. Der AOM bietet unter anderem die Möglichkeit, falls das 1064 nm Laserlicht zeitweise nicht verwendet wird, den Strahl 0. Ordnung in die Strahlfalle zu lenken, sodass etwaige Gefahren aufgrund der hohen Strahlleistung reduziert werden. Vor allem findet der AOM jedoch Verwendung in der Ansteuerung durch die Experimentsteuerung und der dadurch resultierenden Kontrolle der optischen Dipolfalle.

4. Aufbau der optischen Dipolfalle

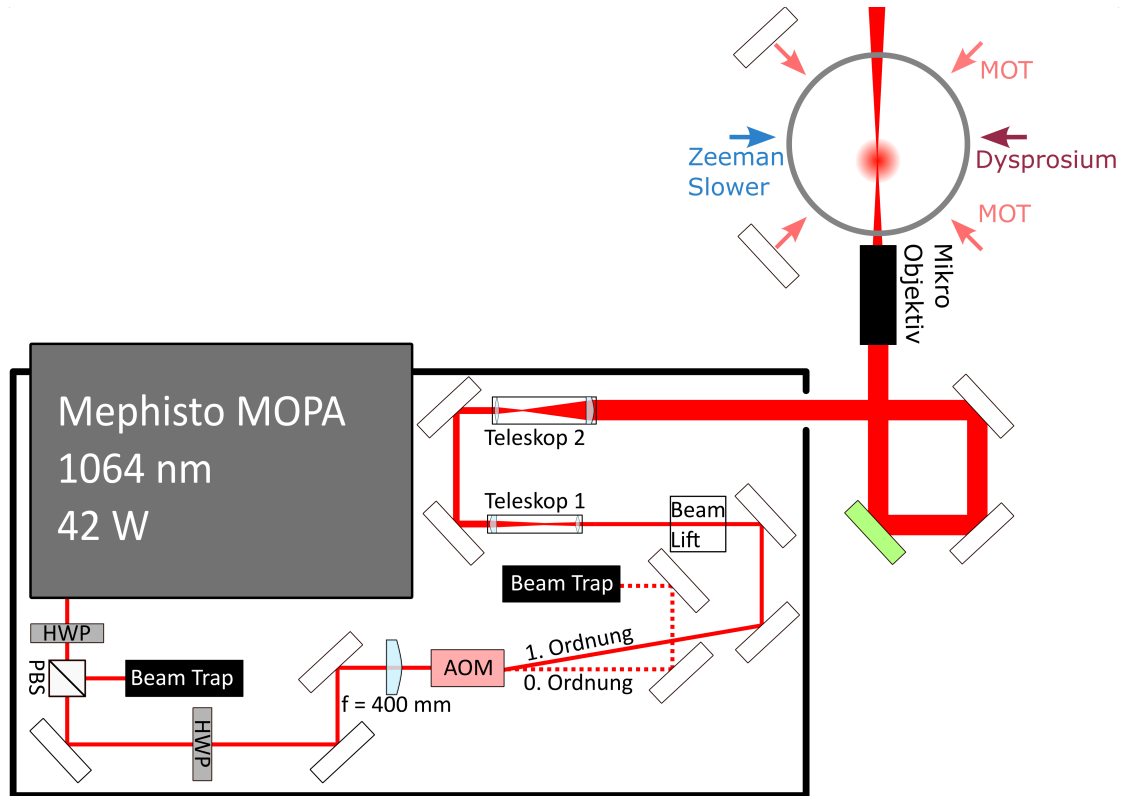


Abbildung 4.3.: Der neue Strahlengang innerhalb der Strahlenabschirmung. Der Strahl wird mit dem Beam Lift in der Höhe verschoben. Mithilfe von zwei Kepler-Teleskopen wird der Strahl auf ein Vielfaches seiner ursprünglichen Größe aufgeweitet. Das erste Teleskop besitzt einen Vergrößerungsfaktor von 9, das zweite von 3,33. Anschließend wird er über das neue Mikro-Objektiv auf einen Strahldurchmesser von etwa $23\ \mu\text{m}$ in Fokus verkleinert. In grün: dichroischer Spiegel, notwendig für 421 nm Justage, siehe Abschnitt 4.1

Der Strahl erster Ordnung wird bei eingeschaltetem AOM über zwei Spiegel um einige Zentimeter nach oben auf die Höhe des Eintrittsfensters der MOT-Kammer verschoben. Mit zwei Kepler-Teleskopen wird daraufhin der Strahl auf einen Strahldurchmesser von mehreren Zentimetern aufgeweitet. Dabei bewirkt das erste Teleskop eine Aufweitung von $1,2\text{ mm}$ auf $10,8\text{ mm}$ Strahldurchmesser, anschließend wird dieser von dem zweiten Teleskop weiter auf $36,0\text{ mm}$ vergrößert. Die vorherige Aufweitung des Strahls ist notwendig, damit dieser mit dem Objektiv anschließend auf einen möglichst geringen Fokus reduziert werden kann.

Nach der Aufweitung des Strahls durch die Teleskope wird dieser von drei weiteren Spiegeln auf das Mikro-Objektiv justiert. Dieses erzeugt einen Strahl von etwa $10\ \mu\text{m}$ Strahl-taille im Fokus. Der Strahl gelangt über ein Eintrittsfenster einige Millimeter hinter dem Objektiv in die Vakuumkammer, in welcher der Strahl auf die in der magneto-optischen

Falle gefangenen Atome fokussiert wird. Danach verlässt der Strahl die Kammer über ein Austrittsfenster und wird in eine Strahlfalle fokussiert.

Im Vergleich zu [23] besteht der wesentliche Unterschied in diesem Teil des Experiments in der Verwendung des neuen Mikro-Objektivs. Auch die zwei Teleskope zur Vergrößerung des Strahls wurden hinzugefügt bzw. ersetzen die zwei zuvor verwendeten Linsen. Von dem neuen Objektiv wird erwartet, dass damit ein geringerer Astigmatismus vorliegt, als dies in der Vergangenheit der Fall war. Weiterhin soll dieses in der Lage sein, aufgrund seines geringen Fokus sehr dichte Atomwolken zu erzeugen und halten zu können. Durch eine Optimierung des Linsensystems des Objektivs mit der Raytracing Software *Code V* wird ein ähnliches Brechungsverhalten für alle im Experiment verwendeten Wellenlängen erwartet und kann somit für mögliche Streuexperimente in Zukunft verwendet werden.

5. Messmethoden

Um Informationen über die Geometrie der Atomwolke, sowie die Atomzahl zu erhalten, bedient man sich in diesem Experiment der Absorptionsmessung. Dabei wird als Bildgebungslicht das 421 nm Licht als Imaging-Strahl wie in Abbildung 4.2 auf die Atomwolke eingestrahlt. Insgesamt werden pro Bild der Atomwolke zwei Bilder aufgenommen, davon eines mit Atomen und dem blauen Licht und ein Bild ausschließlich mit dem eingestrahnten Licht. Da die Atome das Licht aufgrund der Resonanz zu deren internem Übergang absorbieren, erscheint die Wolke auf dem ersten Bild als Schatten. Über einen Vergleich dieser zweier Bilder lässt sich die Atomwolke rekonstruieren. Bei jedem aufgenommenen Bild wird aufgrund der Resonanz des eingestrahnten blauen Lichts zu dem atomaren Übergang die Atomwolke zerstört.

5.1. Bestimmung der Temperatur durch Flugzeitmessungen

Zur Bestimmung der Temperatur der Atomwolke, sowohl in der magneto-optischen Falle, als auch in der optischen Dipolfalle wird die Methode der Flugzeitmessung verwendet. Die Breite der Atomwolke wird aufgetragen gegen die Zeit t . Die Wolkenbreite erhöht sich dabei im zeitlichen Verlauf, aufgrund der Geschwindigkeit der Atome und verhält sich gemäß

$$\sigma(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{k_B T}{m} t^2} \quad (5.1)$$

in Abhängigkeit von der Temperatur T , der Masse der Atome m , der Boltzmann-Konstante k_B und der Wolkenbreite σ_0 zum Zeitpunkt $t = 0$ [24]. Zur Auswertung werden mithilfe der CCD-Kamera Bilder zu verschiedenen Zeitpunkten nach Abschalten des Fallenpotentials aufgenommen. Um den Einfluss möglicher Fluktuationen niedrig zu halten, werden zu jedem Zeitpunkt mehrere Bilder aufgenommen, über welche anschließend gemittelt wird.

Anschließend wird aus dem aufgenommenen Absorptionsbild die Wolkenbreite ermittelt. Dazu werden die Pixelwerte des Bildes für jede Zeile bzw. für jede Spalte addiert und über die daraus entstehenden Verteilungen für Breite und Länge des Bildes eine Gaußverteilung angepasst. Mit dieser Gaußverteilung lässt sich durch die ermittelte Varianz eine Wolkenbreite in beiden Bildachsen definieren. Die Änderung der Varianz der Gaußkurven kann nun gegen die Zeit aufgetragen werden. Mit Gleichung 5.1 kann nun an die Daten eine Kurve angepasst werden, aus deren Parametern die Temperatur bestimmt werden kann.

5.2. Bestimmung der Lebensdauer

Zur Bestimmung der Lebensdauer werden die Atome für eine Zeit t in der optischen Falle gehalten, bevor die Atomzahl gemessen wird. Aufgrund den in Unterabschnitt 2.2.4 thematisierten möglichen Atomverlustkanälen ist die Lebensdauer der Atomwolke begrenzt. Erneut werden für verschiedene Haltezeiten jeweils mehrere Bilder aufgenommen, über die schließlich gemittelt wird. Diese werden wie in Abschnitt 5.1 mithilfe eines Gaußfits ausgewertet, hier wird nun die Fläche unter der Gaußkurve betrachtet, welche der Gesamtzahl der Atome entspricht und gegen die Zeit t aufgetragen. Da der Effekt der Zwei-Körper-Verluste hauptsächlich mit der Dichte der Atomwolke skaliert, wird zur besseren Repräsentation der Daten die Atomzahl in eine Dichte umgerechnet. Aus diesem Verhalten der Dichte lässt sich nun durch eine Betrachtung im Rahmen von Zwei-Körper-Verlusten die mittlere Lebensdauer mit Gleichung 2.23 bestimmen.

5.3. Bestimmung der Fallenfrequenzen durch parametrisches Heizen

Die für die Dipolfalle charakteristischen Fallenfrequenzen können durch die Methode des parametrischen Heizens experimentell bestimmt werden. Dabei wird mit dem AOM innerhalb der Strahlenabschirmung (siehe Abbildung 4.3) die Intensität des Laserstrahls sinusförmig moduliert. Hierfür wird die Amplitude des AOM antreibenden Radiofrequenzsignals über eine sinusförmige Änderung der Eingangsspannung für 60 ms moduliert. Der resultierende Intensitätsverlauf ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Trifft man dabei mit der modulierten Frequenz der Laserintensität das Doppelte einer Fallenfrequenz, so ist zu erwarten, dass die Atome parametrisch angeregt werden und eine geringere Gesamtzahl der Atome vorliegt, da die Atome durch die Variation der Laserintensität beschleunigt werden [25]. Hierbei wird vor jeder Messung eine weitere Messung der Atomzahl ohne zusätzliche Modulation durchgeführt. Somit wird es möglich, die Atomzahl mit Modulation, auf die Atomzahl ohne eine solche zu normieren. Auch dies dient dazu, den Einfluss etwaiger Schwankungen der Teilchenzahl zu reduzieren.

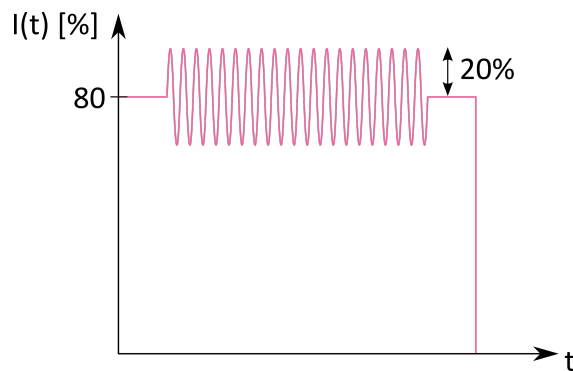


Abbildung 5.1.: Die Modulation der Laserstrahlintensität $I(t)$ mithilfe des AOMs in Abhängigkeit der Zeit t .

6. Charakterisierung der optischen Dipolfalle

In diesem Kapitel soll die Dipolfalle charakterisiert werden. Die wichtigsten Eigenschaften der in einer optischen Dipolfalle gefangenen Atome sind deren Temperatur, die Dichte und der Anteil der Atome der von der MOT-Wolke in die Dipolfalle umgeladen werden kann. Weiter wird eine optische Dipolfalle durch das Strahlprofil des einstrahlenden Lasers und die daraus berechenbaren Fallenfrequenzen sowie ihre Lebensdauer charakterisiert.

6.1. Temperatur

Die Bestimmung der Temperatur erfolgt wie in Abschnitt 5.1 beschrieben mit der Flugzeit-Methode. Hierzu wird zunächst die Temperatur der Atome in der magneto-optischen Falle bestimmt. Die Atome werden für Flugzeiten von $10\text{ }\mu\text{s}$ bis $40010\text{ }\mu\text{s}$ in $1000\text{ }\mu\text{s}$ Schritten mit der CCD-Kamera aufgenommen. Der kleinste Wert mit $10\text{ }\mu\text{s}$ ist durch die Experimentsteuerung gegeben, da dies der kleinstmögliche, einstellbare Wert ist. Insgesamt werden pro Flugzeitwert fünf Bilder der Atome aufgenommen, über die anschließend gemittelt wird. Längere Flugzeiten als $40010\text{ }\mu\text{s}$ sind für die Atomwolke in der MOT nicht möglich, da diese dann das Bildfeld der CCD-Kamera nach unten verlassen hat. Für die optische Dipolfalle werden Flugzeiten von $10\text{ }\mu\text{s}$ bis $2010\text{ }\mu\text{s}$ beobachtet, in Schritten von $100\text{ }\mu\text{s}$. Nach etwa $2000\text{ }\mu\text{s}$ ist der Kontrast zwischen Hintergrundrauschen und abbildbaren Atomen zu klein für eine exakte Bestimmung der Atomwolkenbreite. Für die Dipolfalle werden pro Flugzeit zehn Bilder aufgenommen. Insgesamt wurde die Messung vier mal durchgeführt, um anschließend über die jeweiligen Temperaturen mitteln zu können. Der für die Temperatur bestimmte Mittelwert befindet sich in Tabelle 6.1. Alle Messungen, sowie der Mittelwert sind in Abbildung 6.1 dargestellt. Ein exemplarischer Plot zur Bestimmung der MOT Temperatur ist im Anhang Abbildung A.4 abgebildet.

	MOT	ODT
Temperatur [μK]	$19,68 \pm 0,03$	$33,04 \pm 0,81$

Tabelle 6.1.: Die gemittelten Temperaturen der gefangenen Atome für magneto-optische Falle und Dipolfalle

Auffällig ist, dass die Dipolfalle wesentlich heißer ist, als die Atome in der magneto-optischen Falle. Dies entspricht nicht der Erwartung, dass die Temperatur beim Umladen der Atome aus der magneto-optischen Falle in die Dipolfalle stabil bleiben sollte.

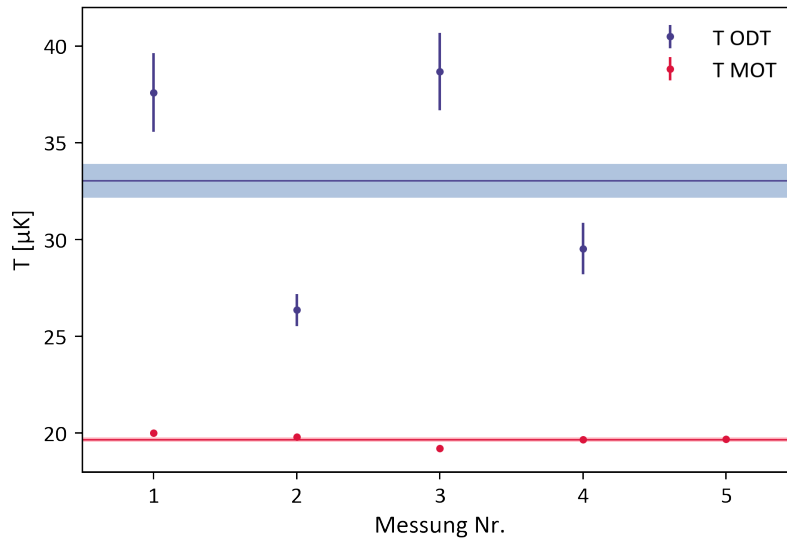


Abbildung 6.1.: Die aus der Flugzeitmethode ermittelten Werte für die Temperaturen der Atomwolken in MOT (rot) und ODT (blau), jeweils mit deren Fehlern. Weiterhin ist der mittlere Wert der Temperatur mit dessen Fehlerumgebung dargestellt. Für die mittlere Temperatur der MOT ist der Fehler sehr klein.

Weiterhin fällt auf, dass die Temperatur der MOT sehr viel höher ist, als dies in der vorherigen Arbeit [23] mit $(9,95 \pm 0,11) \mu\text{K}$ der Fall war.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für verschiedene Werte der Magnetfeldkompensation an der MOT-Kammer untersucht, wann die Temperatur der Atome minimal ist, da eine falsch eingestellte Kompensation des Magnetfeldes zu einer Bewegung der Atome während der Kompressionszeit führt. Dies würde die Atome zusätzlich aufheizen. Die optimale Einstellung mit den dort erzielten $(12,06 \pm 0,08) \mu\text{K}$ konnte dennoch nicht verwendet werden, da ein Treffen der Atome mit dem Dipolfallenstrahl aufgrund den limitierten Justagemöglichkeiten für diese Werte nicht möglich war. Weiterhin erschwerte der sehr kleine Fokus des Objektivs das Treffen der Atomwolke für den optimalen Kompensationsstrom.

Im späteren Verlauf dieser Arbeit konnte der Zwei-Körper-Verlust und die damit einhergehende Dynamik als mögliche Ursache für die hohen Temperaturen und starken Fluktuationen identifiziert werden. Eine genauere Beschreibung hiervon folgt in Abschnitt 6.5.

6.2. Umladeeffizienz

In dieser Arbeit war die höchstmögliche Zahl an Atomen, die in der MOT gefangen werden konnte, etwa 129 Mio. Atome. Im Dauerbetrieb wurden geringere Ladezeiten der Atome verwendet, um die Zeit des experimentellen Zyklus gering halten zu können. Daher ist die Gesamtzahl der Atome in einer Einstellung, in der nachfolgend die Atome in die optische Dipolfalle umgeladen wurden, geringer. Für diese Einstellung wurde die mittlere Atomzahl der MOT durch eine Mittlung über 10 Messungen die mittlere Atomzahl bestimmt. Bei der Bestimmung der Gesamtzahl der Atome in der optischen Dipolfalle wurde die Atomwolke so lange mit dem Laserstrahl gehalten, bis die MOT-Wolke aus dem Bildfeld der Kamera gefallen war. Ein Vergleich zwischen optischer Dipolfalle und magneto-optischer Falle ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Die Ergebnisse der bestimmten Atomzahlen für die magneto-optische Falle sowie die optische Dipolfalle und ein Vergleich mit den in 2018 [23] ermittelten Werten sind in Tabelle 6.2 aufgeführt.

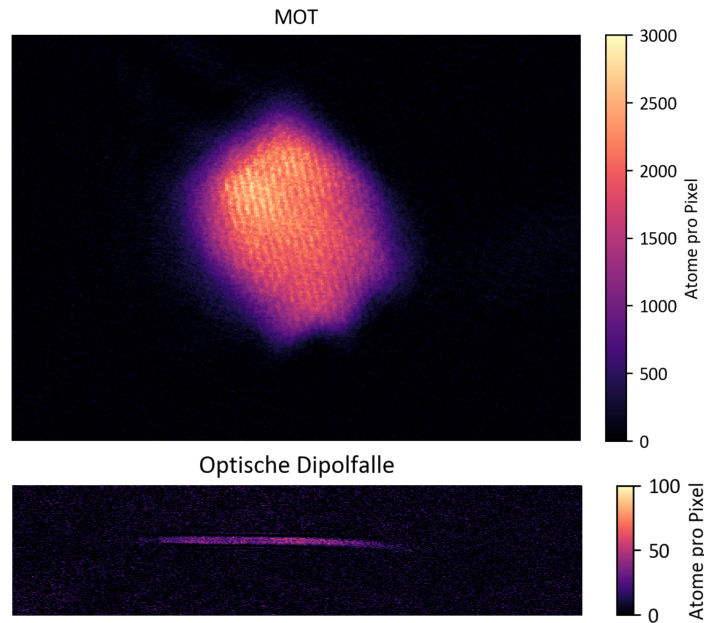


Abbildung 6.2.: Darstellung der Atomzahl pro Pixel in magneto-optischer Falle nach $10\ \mu\text{s}$ Flugzeit (oben) und optischer Dipolfalle nachdem die MOT-Atome das Bildfeld verlassen haben, jeweils aufgenommen mit einer CCD-Kamera.

Die aktuelle Dipolfalle fängt signifikant weniger Atome, als dies in der Vergangenheit der Fall war. Gleichzeitig konnte die Atomzahl der magneto-optischen Falle auf höhere Werte optimiert werden. Die wesentlich geringere Atomzahl innerhalb der optischen Dipolfalle entspricht den Erwartungen aufgrund der wesentlich kleineren räumlichen Ausdehnungen der Falle durch den starken Fokus des Mikro-Objektivs.

	Aufbau 2021	Aufbau 2018
Atomzahl MOT	$(126,4 \pm 3,1) \cdot 10^6$	$(107,2 \pm 1,9) \cdot 10^6$
Atomzahl ODT	$(51,1 \pm 5,1) \cdot 10^3$	$(4,8 \pm 0,3) \cdot 10^6$
Umladeeffizienz [%]	$0,040 \pm 0,004$	$4,48 \pm 0,29$

Tabelle 6.2.: Die mittleren Atomzahlen für die magneto-optische Falle und die optische Dipolfalle für den Aufbau dieser Arbeit, als auch für 2018. Aus diesen Werten lässt sich jeweils die Umladeeffizienz bestimmen.

6.3. Dichte

Bei der Bestimmung der Dichte der beiden Fallentypen wurde jeweils ein rotationssymmetrischer Körper um die Dipolfallenstrahlachse, die in Folge als x -Achse behandelt wird, angenommen. Somit wurde die Verteilung der Atomzahl in x -Richtung, die aus dem Kamerabild ermittelt wurde, ebenfalls für die Modellierung der Verteilung in der der Kamera zugewandten Richtung verwendet. Weiterhin behandelt dieser Abschnitt ausschließlich die maximalen Dichten als repräsentativen Wert für die Dichte im Zentrum der Atomwolke. In jede Raumrichtung wurde daher eine Gaußkurve als Atomzahlverteilung angenommen, welche dann anschließend in einem dreidimensionalen Dichteplot modelliert wurde. Mithilfe dieser Modellierung ist es möglich, einen maximalen Wert der vorliegenden Dichteverteilungen zu bestimmen.

Fallenart	Atomare Dichte [10^{12} cm^{-3}]
MOT	$2,888 \pm 0,010$
ODT	$3,124 \pm 0,164$

Tabelle 6.3.: Die maximalen Dichten der magneto-optische Falle und der optischen Dipolfalle. Für die magneto-optische Falle wurde bezüglich der Atomzahl pro Pixel über 5 Bilder gemittelt, für die optische Dipolfalle über 10 Bilder.

In der Bestimmung der Dichte ist es im Gegensatz zur reinen Atomzahlbestimmung wie in Abschnitt 6.2 wichtig, den Winkel der Kamera in Bezug zur Atomwolke zu berücksichtigen. Diese nimmt Bilder im 45° Winkel zur Dipolfallenstrahlachse auf. Daher entspricht die Streckenlänge, die von einem Pixel in horizontaler Richtung abgebildet wird, nicht der Länge in vertikaler Richtung. Hierzu muss die von der Kamera aufgenommene horizontale Länge mit dem Wert $1/\cos(45^\circ) = \sqrt{2}$ multipliziert werden, um den richtigen Wert für die Dichte erhalten zu können, da sonst die Atomzahl pro Strecke einem zu niedrigen Streckenwert zugeordnet würde und damit die Dichte überschätzt wäre.

Nach dieser Korrektur unter Kenntnis der Pixelgröße, sowie weiteren Größen wie z.B.

6. Charakterisierung der optischen Dipolfalle

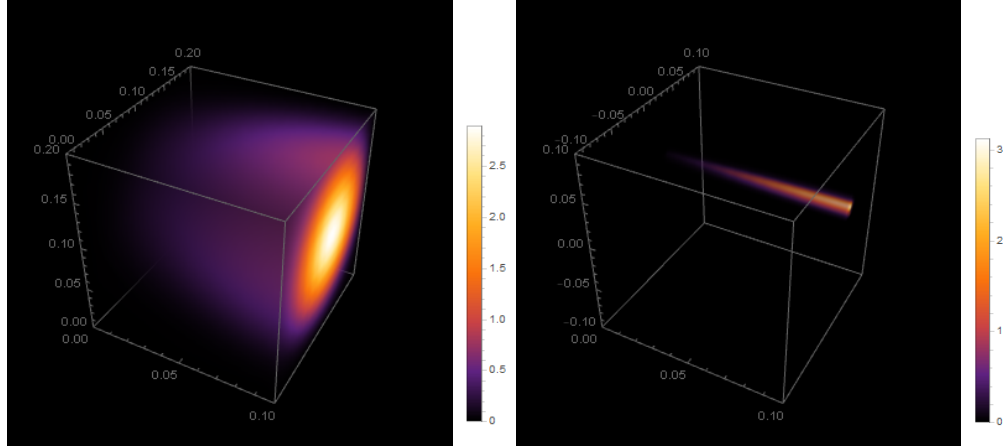


Abbildung 6.3.: Die 3D Dichte Modellierungen, unter Verwendung von Mathematica. Links ist das Modell der MOT dargestellt während rechts die kleinere Atomwolke in der optischen Dipolfalle modelliert wurde. Jeweils wurde eine Rotationssymmetrie um die horizontale Achse angenommen. Die Achsen sind in Zentimetern angegeben, die Dichte in $10^{12}/\text{cm}^3$. Der Vergrößerungsfaktor ist in beiden Fällen gleich.

des Vergrößerungsfaktors, welcher durch das Abbildungssystem gegeben ist, können die maximalen Dichten in Tabelle 6.3 bestimmt werden. Die 3D Modellierungen sind in Abbildung 6.3 dargestellt.

Die Dichte in der optischen Dipolfalle ist somit leicht höher, als die MOT-Dichte. Dies entspricht nur bedingt der Erwartung, dass das Objektiv in der Lage ist, sehr hohe Dichten zu erzeugen. Aufgrund des höheren Dipolfallenpotentials würde man mit höheren Dichten rechnen. Die Höchstwerte der ermittelten Dichten liegen daher in dem für Streuexperimente notwendigen Bereich von $10^{12}/\text{cm}^3$, in welchem die mittleren Abstände der Atome in der Größenordnung der Wellenlänge des dabei eingestrahlten Lichts liegen, jedoch ist die mittlere Dichte der Atomwolke sehr viel geringer (vgl. Abschnitt 6.5).

Bei der Bestimmung der Dichten der Atomwolken in den verschiedenen Fallentypen wurde ein weiterer Effekt bemerkt. Die Atomwolke scheint für bestimmte Flugzeiten bzw. Haltezeiten mit einem Beugungsmuster abgebildet zu werden und teilt sich für höhere Flugzeiten schließlich in zwei etwa gleich große Teile auf (siehe Abbildung A.3). Dieses Beugungsmuster könnte den wahren Wert der Dichte falsch abbilden, da wir die Absorptionbilder für die Auswertung verwenden. Der Fehler im Wert der Dichte könnte daher unterschätzt worden sein. Es ist weiterhin nicht auszuschließen, dass auch der ermittelte Wert der Dichte stark von dem tatsächlichen Dichtewert abweichen könnte. Für die Ursache dieses Beugungsmusters werden verschiedene Effekte vermutet, von denen bisher keiner als Hauptursache identifiziert werden konnte. Ein möglicher Astigmatismus des Objektivs könnte verschiedene Fokuspunkte für verschiedene Strahlenrichtungen erzeugen. Demnach wäre es möglich, dass zwei Potentialtöpfe durch den Laserstrahl erzeugt werden, dies könnte die beobachtete Zweiteilung der Wolke erklären. Weiter wird ver-

mutet, dass es sich bei der beobachteten Lücke in der Fallenmitte um den wahren Fokus handelt, die Kamera aber womöglich nicht in der Lage ist, diesen ausreichend hoch aufgelöst abzubilden. Dieser Effekt muss in Zukunft untersucht werden.

Da Streuexperimente eine mittlere Dichte von mindestens $10^{12}/\text{cm}^3$ benötigen, dies zum jetzigen Zeitpunkt die Größenordnung der maximalen Dichte ist, sollte die Dichte vor solchen weiteren Experimenten noch erhöht werden.

6.4. Strahlprofil und Fallenfrequenzen

Die Ausdehnung der in der optischen Dipolfalle verwendeten Strahlen wurde bereits vor Beginn dieser Arbeit mit ausreichender Genauigkeit vermessen und ausgewertet. Die hieraus ermittelten Strahldurchmesser sind für den Aufbau 2021 in Tabelle 6.4 dargestellt. Im direkten Vergleich zu den Strahltaillen des in 2018 verwendeten Aufbaus ist ersichtlich, dass mithilfe des Mikro-Objektivs ein runderes Strahlprofil im Fokus erzeugt wird, da die Werte für die Strahltaille in vertikaler und horizontaler Richtung nahezu identisch sind. Weiterhin wird deutlich, dass die Strahltaillen in beide Richtungen kleiner sind, als dies in 2018 der Fall war. Die starke Fokussierung des Mikro-Objektivs ermöglicht daher wie erwartet kleinere Strahltaillen.

Strahltaille	Aufbau 2021	Aufbau 2018
w_x [μm]	$10,69 \pm 0,65$	$31,43 \pm 50,94$
w_y [μm]	$11,18 \pm 0,47$	$72,21 \pm 9,28$

Tabelle 6.4.: Die aus den vorliegenden Daten bestimmten Strahltaillen für 2021 und die in [23] aufgeführten Werte für den Aufbau von 2018.

Zur Berechnung der Rayleighlängen wurde in x - und y - Richtung Gleichung 2.3, für die elliptische Rayleighlänge Gleichung 2.21 verwendet. Die resultierenden Werte, sowie ein Vergleich mit dem Aufbau von 2018 sind in Tabelle 6.5 aufgeführt. Auch hier wird die Wirkung des Mikro-Objektivs und dessen starke Fokussierung in Form der kleinen Rayleighlängen deutlich.

Rayleighlänge	Aufbau 2021	Aufbau 2018
$z_{R,x}$ [μm]	$337,41 \pm 41,03$	$1540,00 \pm 5580,00$
$z_{R,y}$ [μm]	$369,06 \pm 31,03$	$5490,00 \pm 1570,00$
$z_{R,\text{ell}}$ [μm]	$352,17 \pm 26,94$	$2096,95 \pm 7043,93$

Tabelle 6.5.: Aus den Strahltaillen berechnete Rayleighlängen. Die elliptische Rayleighlänge wurde hierbei aus den in [23] gegebenen Werten für $z_{R,x}$ und $z_{R,y}$ berechnet. Die Fehler der Rayleighlängen von 2018 sind derart hoch, da die 2018 experimentell bestimmten Strahltaillen einen großen Fehler aufwiesen und dieser sich gemäß Gauß'scher Fehlerfortpflanzung auf die Fehler der Rayleighlängen auswirkte.

6. Charakterisierung der optischen Dipolfalle

Aus den bestimmten Rayleighlängen lassen sich nun die theoretischen Werte für die Fallenfrequenzen berechnen. Dabei wurde Gleichung 2.20 verwendet mit

$$\hat{U} = \tilde{U} I_0, \quad I_0 = \frac{2P_0}{\pi w_x w_y} \quad (6.1)$$

und der in SI-Einheiten umgerechneten atomaren Polarisierbarkeit. In atomaren Einheiten ist $\tilde{U} = 184,4 \pm 2,4$ für den Grundzustand von Dysprosium bei 1064 nm [26]. Weiterhin wurde in den Berechnungen eine Laserleistung von 19.8 W verwendet. In Tabelle 6.6 sind die Werte für die Fallenfrequenzen $\nu_i = \omega_i/(2\pi)$ aufgeführt.

Fallenfrequenz	Aufbau 2021	Aufbau 2018
ν_x [kHz]	$14,02 \pm 1,31$	1,19
ν_y [kHz]	$13,41 \pm 0,94$	0,51
ν_z [kHz]	$0,42 \pm 0,03$	0,02

Tabelle 6.6.: Die theoretisch zu erwartenden Fallenfrequenzen, aufgrund der geringeren Strahltaille ist im Aufbau von 2021 mit höheren Fallenfrequenzen zu rechnen, als im Aufbau von 2018. Der in [23] nicht aufgeführte Wert für ν_z wurde aus den Werten der Strahltaillen sowie der in 2018 verwendeten Leistung von $P = 22$ W berechnet.

Die Suche nach den Fallenfrequenzen wird mit der in Abschnitt 5.3 beschriebenen Methode des parametrischen Heizens durchgeführt. Die dabei auftretenden Fluktuationen der Atomzahl waren dabei jedoch zu groß, sodass selbst mithilfe der Normierung über die zuvor gemessene Atomzahl ohne Modulation der Intensität keine Tendenz bezüglich etwaiger Einbuße in der Atomzahl erkennbar war. Dies ist dadurch zu erklären, dass es sehr wahrscheinlich innerhalb der für das parametrische Heizen verwendeten Zeitspanne noch zu Zwei-Körper-Verlusten kam, was solch hohe Fluktuationen begründen könnte (siehe auch Abschnitt 6.5). Für zukünftige Messungen ist daher sicherzustellen, dass die Messung erst dann durchgeführt wird, wenn die Zwei-Körper-Verluste nicht mehr der dominante Zerfallskanal sind.

Außerdem wurden im Rahmen der Messungen der Fallenfrequenzen starke Schwankungen der Intensität des für die Dipolfalle verwendeten 1064 nm Laserstrahls beobachtet. Insbesondere hinter der MOT-Kammer fällt die Intensität während eines Messzyklus stark ab, sofern zuvor für eine gewisse Zeit keine Messreihen durchgeführt wurden. Nach einer gewissen Zeit stabilisiert sich die Intensität hinter der Kammer, bis sie schließlich wieder zu steigen beginnt. Eine Oszilloskop-Aufnahme, die mithilfe einer Photodiode die Transmission der Intensität durch einen Spiegel hinter der Vakuumkammer angefertigt wurde, stellt dieses Intensitätsverhalten nach einigen Messungen in Abbildung A.2 dar. Es wird ein thermischer Effekt, wie das Aufheizen einer Linse durch den Dipolfallenstrahl als Ursache für diesen Effekt vermutet. Die Intensität zeigt bis vor dem ersten Teleskop ein stabiles Verhalten. Weitere Messungen mit einer Photodiode vor und nach den Teleskopen, sowie nach dem Mikro-Objektiv sind für eine genaue Ursachenfindung notwendig.

6.5. Lebensdauer

Die Lebensdauer einer optischen Dipolfalle ist insbesondere von Interesse, da sie ein Maß dafür darstellt, wie viel Zeit für weitere Experimente an den mit ihr gefangenen Atomen zur Verfügung steht. Ist die Lebensdauer ausreichend hoch, so ist man in der Lage, an den in der optischen Dipolfalle gehaltenen Atomen Streuexperimente durchzuführen oder eine folgende erzwungene evaporative Kühlung durchzuführen. Bei einer erzwungenen evaporativen Kühlung wird die Leistung des eingestrahnten Lasers über eine gewisse Zeit heruntergefahren, sodass heißere Atome die Falle gezielt verlassen. Dafür ist eine ausreichende Lebensdauer der Falle notwendig. Die Lebensdauerermessungen beginnen ab dem Zeitpunkt, an dem die Atomwolke aus der magneto-optischen Falle vollständig aus dem durch die Bildfläche der Kamera vorgegebenen Bildausschnitt herausgefallen ist und somit keine zusätzlichen MOT-Atome mehr von der Dipolfalle eingefangen werden können. Dies ist hier der Fall ab einer MOT-Flugzeit von 40 ms. Es wurden zur Bestimmung der Lebensdauer insgesamt 40 Werte für verschiedene Haltezeiten der Dipolfalle aufgenommen, wobei insbesondere der Bereich, in dem Zwei-Körper-Verluste vermutet wurden, mit 0 s bis 0,5 s in 25 ms Schritten genauer vermessen wurde. Zuvor wurde der Bereich von 0 s bis 2 s in 0,1 s Schritten vermessen. Pro betrachteter Haltezeit wurde insgesamt zehn Bilder aufgenommen, über die jeweils gemittelt wurde.

Zur Bestimmung der Lebensdauer wird das in Unterabschnitt 2.2.4 diskutierte Verhalten der Dichte angenommen. Dazu muss die aus den Gaußfits ermittelte gesamte Atomzahl N in eine mittlere Dichte der Atomwolke umgerechnet werden. Diese ist nach [3] gegeben durch

$$n(x, y, z) = \frac{N}{\pi^{3/2} R_x R_y R_z} e^{-x^2/R_x^2} e^{-y^2/R_y^2} e^{-z^2/R_z^2}. \quad (6.2)$$

Unter Verwendung der Breite

$$R_i = \sqrt{\frac{2k_B T}{m_{\text{Dy}} \omega_i^2}}, \quad (6.3)$$

wobei für T die in Abschnitt 6.1 ermittelte Temperatur der Atome innerhalb der optischen Dipolfalle eingesetzt wurde. Das Verhalten der mittleren Dichte gegen die Haltezeit t ist in Abbildung 6.4 abgebildet. Es wurde sowohl ein rein exponentieller Fit, als auch ein Fit gemäß der Zwei-Körper-Verluste durchgeführt. Wie zu erwarten, ist der rein exponentielle Verlauf nicht in der Lage, den schnellen Zerfall in den ersten 150 ms zu beschreiben, da in dieser Zeitspanne die Zwei-Körper-Verluste den dominanten Zerfallskanal darstellen. Die Betrachtung der Verluste im Rahmen von Zwei-Körper-Verlusten ist daher notwendig. Der aus dem Fit bestimmte Wert der Lebensdauer ist in Tabelle 6.7 aufgeführt.

Es wird deutlich, dass der bestimmte Wert für die Lebensdauer signifikant höher ist, als in 2018, was durch das tiefere Fallenpotential zu erwarten war.

6. Charakterisierung der optischen Dipolfalle

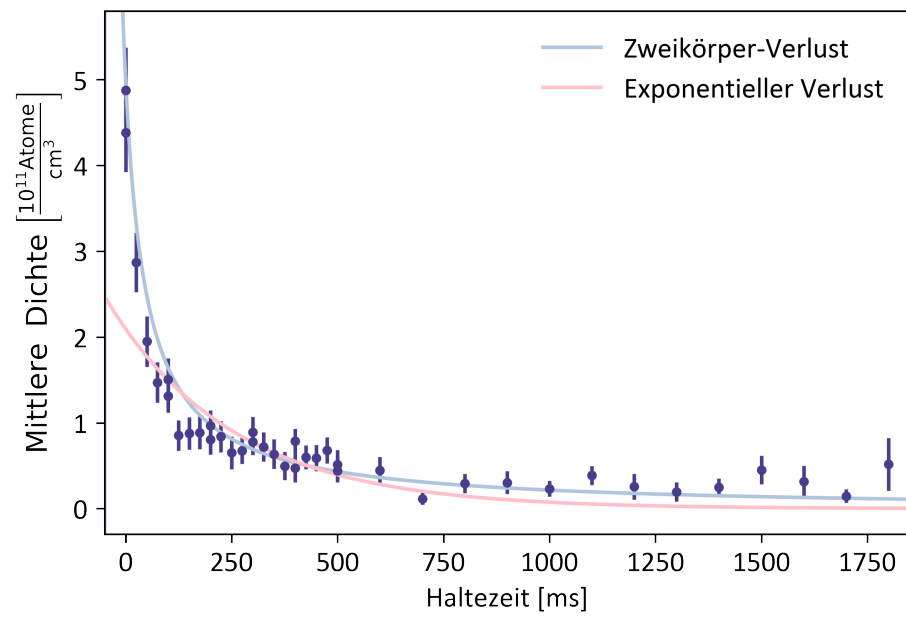


Abbildung 6.4.: Der Zwei-Körper-Verlust zur Bestimmung der Lebensdauer der optischen Dipolfalle (blau). Weiterhin ist ein exponentieller Fit (rosa) eingefügt, an den sich ersterer für hohe t annähert. Für kurze Haltezeiten ist das Exponentialverhalten nicht in der Lage, die Daten ausreichend genau zu modellieren.

	Aufbau 2021	Aufbau 2018
Lebensdauer [s]	$5,418 \pm 0,748$	0,080

Tabelle 6.7.: Der ermittelte Wert für die Lebensdauer der optischen Dipolfalle.

7. Fazit und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit konnte die Zielsetzung einer vollständigen Charakterisierung der neuen optischen Dipolfalle erfolgreich umgesetzt werden. Die Besonderheit dieser Dipolfalle ist das Mikro-Objektiv, welches im Vergleich zu [23] eine wesentlich kleinere Strahltaille erzeugen kann. Das neue Objektiv funktioniert in diesem Belang wie erwartet, da ebenfalls ein nahezu kreisförmiger Strahlquerschnitt gewährleistet werden kann. Weiter ist es mit dem Objektiv gelungen, sehr kleine Atomwolken zu erzeugen und im schmalen Fokus zu halten. Das Objektiv ist in der Lage, Strahltaillen von unter $12\text{ }\mu\text{m}$ zu erzeugen. Weiter wurde mit $(0,040 \pm 0,004)\%$ eine deutlich geringere Effizienz als in 2018 bestimmt. Aufgrund des geringen Fallenvolumens der optischen Dipolfalle, war eine solch geringe Umladeeffizienz jedoch bereits erwartet worden.

Die Bestimmung der Temperatur konnte ebenfalls erfolgreich durchgeführt werden. Es wurde eine mit der in 2018 bestimmten Temperatur von $(7,87 \pm 0,50)\text{ }\mu\text{K}$ vergleichbare Temperatur erwartet. Eine solch niedrige Temperatur konnte bisher noch nicht gemessen werden. Eine Durchschnittstemperatur von $(33,04 \pm 0,81)\text{ }\mu\text{K}$ wurde im Rahmen dieser Arbeit ermittelt. Diese ist vermutlich aufgrund der ebenfalls höheren Temperatur der Atome innerhalb der magneto-optischen Falle mit $(19,68 \pm 0,03)\text{ }\mu\text{K}$ im Vergleich zu 2018 zu begründen. Es ist näher zu untersuchen, ob es nicht doch möglich ist, die Atome der MOT mit den in Abschnitt 6.1 thematisierten idealen Stromeinstellungen der Magnetfeldkompensation in die optische Dipolfalle umzuladen. Hierdurch wäre die Ausgangstemperatur der Atome bereits wesentlich geringer, als in der hier beschriebenen Charakterisierung. Es wäre ebenfalls mit einer geringeren Temperatur innerhalb der optischen Dipolfalle zu rechnen. Auch mit Messungen nach längeren Haltezeiten der optischen Dipolfalle könnte die gemessene Temperatur niedriger ausfallen, da für größere Wartezeiten die heißeren Atome die Falle aufgrund der Zwei-Körper-Verluste bereits verlassen haben.

Die ermittelte Dichte der optischen Dipolfalle ist geringfügig größer als die der in der MOT gehaltenen Atome. Auch in diesem Punkt erfüllt das Mikro-Objektiv die zu Beginn an dieses gestellte Anforderung. Die hier bestimmten Dichten liegen daher in einem Bereich, in dem nachfolgende Streuexperimente denkbar werden. In vergleichbaren Experimenten wurde eine höhere Dichte von 10^{13} bis 10^{14}cm^{-3} für diese erzeugt [27]. Daher wäre eine weitere Erhöhung der Dichte der in der Dipolfalle gehaltenen Atome anzustreben. Die Bestimmung der Dichte sollte zu einem späteren Zeitpunkt wiederholt werden, um diese Ergebnisse zu prüfen, da aufgrund des in Abschnitt 6.3 thematisierten Beugungseffekts nicht auszuschließen ist, dass der tatsächliche Wert von dem hier ermittelten deutlich abweicht. Die Ursache dieses Effekts muss in Zukunft genauer untersucht wer-

7. Fazit und Ausblick

den und dessen Einfluss auf die Dichte bestimmt werden.

Die ermittelte Lebensdauer der optischen Dipolfalle ist ebenfalls ausreichend hoch, um potentiell Streuexperimente durchführen zu können, da diese auf wesentlich kleineren Zeitskalen durchführbar sind. Für eine exaktere Bestimmung der Lebenszeit kann die Atomwolke in Zukunft für noch längere Haltezeiten vermessen werden. Eine höhere Lebensdauer ist denkbar, sollten die Schwankungen der Laserintensität reduziert werden, da Schwankungen in der Laserintensität dazu führen können, dass die Atome die Falle verlassen. Anhand der aktuellen Datenlage ist ebenfalls ersichtlich, dass Zwei-Körper-Verluste eine wesentliche Reduktion der Gesamtzahl der Atome innerhalb der ersten 150 ms nach sich ziehen. Dieses Modell sollte daher auch in zukünftigen Berechnungen der Lebensdauer bei der Datenauswertung berücksichtigt werden, da ersichtlich wurde, dass kein rein exponentielles Verlustverhalten vorliegt. Insbesondere im Fall noch höherer Dichten ist damit zu rechnen, dass der Einfluss von Zwei-Körper-Verlusten weiter zunimmt.

Die Bestimmung der Fallenfrequenzen ist in dem in Abschnitt 6.4 beschriebenen Frequenzbereich zu wiederholen, da bisher kein Einfluss des parametrischen Heizens nachgewiesen werden konnte. Ferner ist bei einer erneuten Suche der Fallenfrequenzen darauf zu achten, die Atome länger als über den zuvor diskutierten zeitlichen Rahmen der Zwei-Körper-Verluste in der Dipolfalle zu halten, da innerhalb dessen zu hohe Schwankungen der Teilchenzahl auftreten und die Messungen damit unbrauchbar werden, da dann kein signifikanter Kontrast im Atomverlust bei Erreichen des Doppelten der Fallenfrequenzen durch die periodische Variation der Intensität erreicht werden kann. Genau dieses Verhalten wurde bei der Messung für diese Arbeit beobachtet.

Bevor im Rahmen des Dysprosium-Experiments mit Lichtstreuexperimenten der Einfluss der magnetischen Dipol-Wechselwirkung von Dysprosium auf die Eigenschaften des eingestrahlten Lichts untersucht werden kann, sollte die Ursache des in Abschnitt 6.4 beschriebenen Effekts, der vermutlich thermischer Natur ist und zu einer Schwankung in der Laserintensität des 1064 nm Lichts führt, identifiziert und behoben werden. Insbesondere das zweite Kepler-Teleskop, sowie das Mikro-Objektiv selbst sind noch auf solch thermische Effekte zu überprüfen. Weiter sollte eine weitere Optimierung der Magnetfeldkompensationsströme erfolgen, sodass die Temperatur der magneto-optischen Falle reduziert werden könnte. Hier besteht mit einem weiteren Magnetfeldkompensations-System die Möglichkeit, den Einfluss externer Magnetfelder zu reduzieren. Solche externen Magnetfeldschwankungen wurden in der Vergangenheit beobachtet und werden vorrangig von weiteren starken Magneten bei anderen Experimenten innerhalb des Instituts verursacht. Das Kompensationssystem wurde jedoch bei den Messungen dieser Arbeit noch nicht in vollem Umfang verwendet, da dessen Charakterisierung noch aussteht. Außerdem ist zu prüfen, um welchen Effekt es sich bei den beobachteten Beugungserscheinungen handelt und welchen Einfluss diese auf die ermittelte Dichte haben.

A. Weitere Grafiken

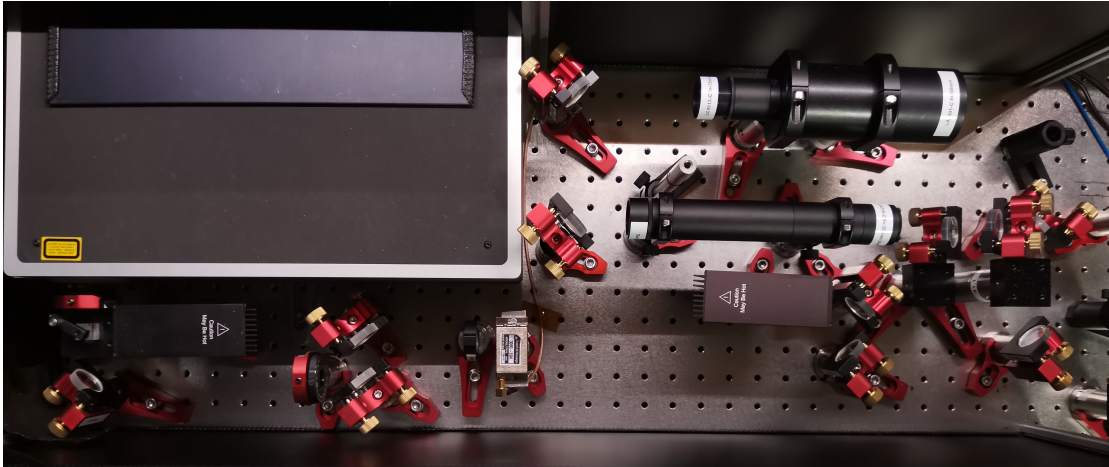


Abbildung A.1.: Der Aufbau innerhalb der Strahlenabschirmung. Abgebildet sind die zwei verwendeten Teleskope, der Beam-Lift, der AOM, die zwei Wellenplatten sowie der Strahlteiler und der Ausgang des verwendeten 1064 nm Lasers Mephisto MOPA 42 W.

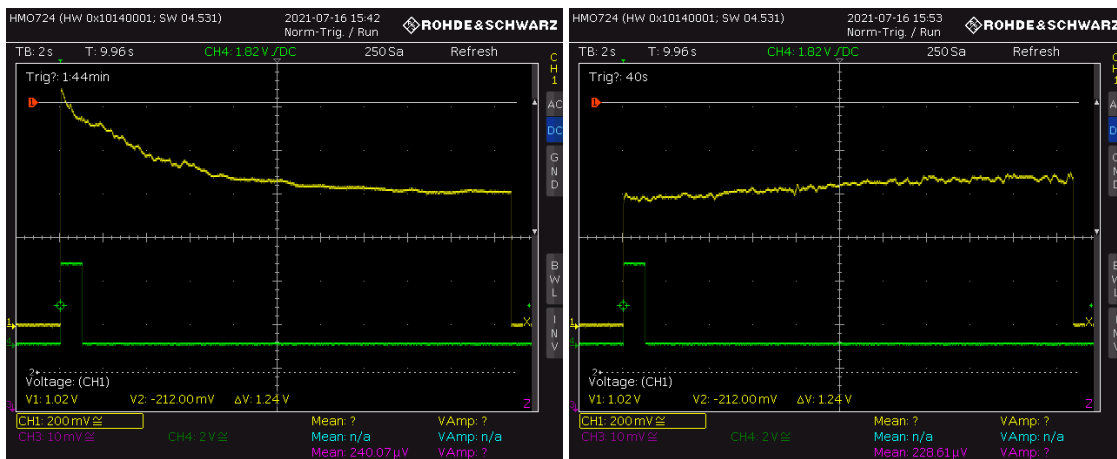


Abbildung A.2.: Das Intensitätsverhalten des Dipolfallenstrahls hinter der MOT-Kammer in gelb nach einiger Wartezeit (links) und nach dem Durchlaufen von einigen Messzyklen (rechts), gemessen mit einer Photodiode.

A. Weitere Grafiken

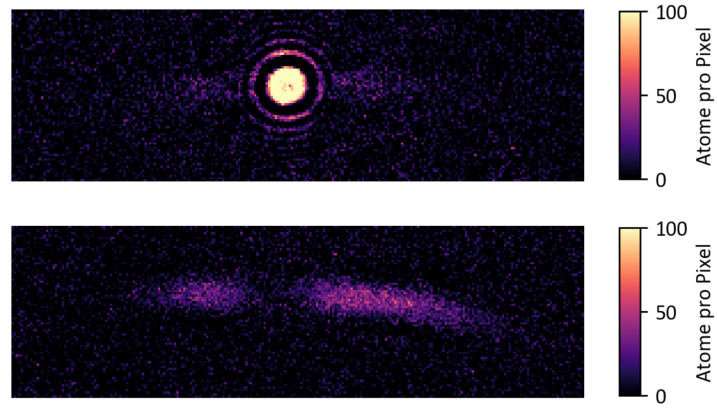


Abbildung A.3.: Das beobachtete Beugungsverhalten und die Zweiteilung der Atomwolke ab 210 μs in der optischen Dipolfalle

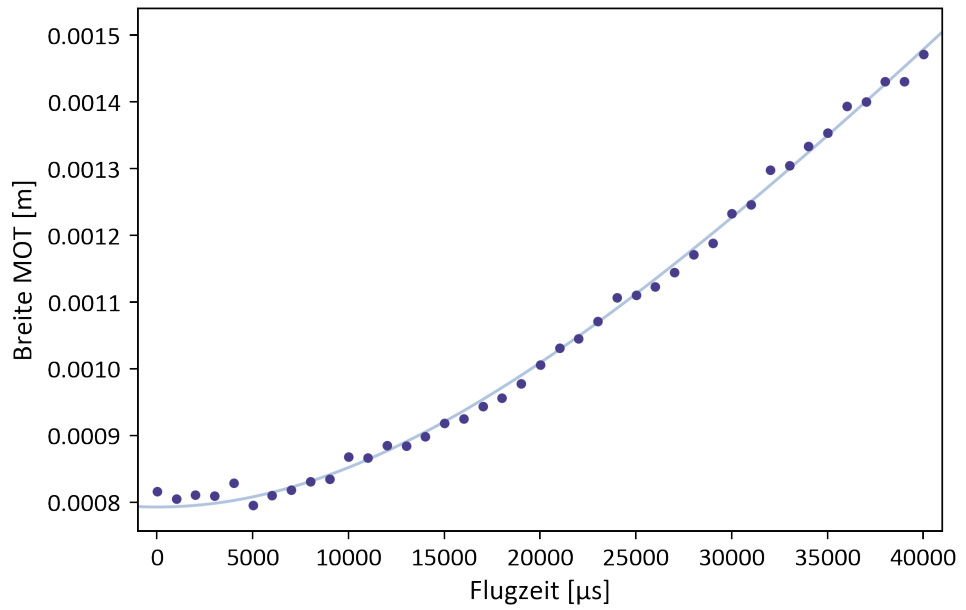


Abbildung A.4.: Beispielhafte Flugzeitmessung zur Bestimmung der Temperatur. Aufgetragen sind die ermittelten Wolkenbreiten gegen die Zeit t und die entsprechende Anpassung der Daten.

Literaturverzeichnis

- [1] M. H. Anderson et al., „Observation of Bose-Einstein-Condensation in a Dilute Atomic Vapor“, In: Science 269-5521, 1995
- [2] K. B. Davis et al., „Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms“, In: Phys. Rev. Lett. **75**, 3969, 1995
- [3] C. J. Pethick, H. Smith, „Bose-Einstein Condensation in dilute Gases“, Cambridge University Press, 2008, ISBN: 978-0-521-84651-6
- [4] K. Aikawa et al., „Bose-Einstein Condensate of Erbium“, In: Phys. Rev. Lett. **108**, 210401, 2012
- [5] T. Fukuhara et al., „Bose-Einstein Condensation of an Ytterbium Isotope“, In: Phys. Rev. A **76**, 051604, 2018
- [6] M. Lu, N. Burdick, S. Youn, B. Lev, „A Strongly Dipolar Bose-Einstein Condensate of Dysprosium“, In: Phys. Rev. Lett. **107**, 190401, 2011
- [7] T. Lahaye, C. Menotti, L. Santos, M. Lewenstein, T. Pfau, „The physics of dipolar bosonic quantum gases“, In: Rep. Prog. Phys. **72**, 126401, 2009
- [8] W. Guerin et al., „Subradiance in a Large Cloud of Cold Atoms“, In: Phys. Rev. Lett. **116**, 083601, 2016
- [9] M. O. Araújo et al., „Superradiance in a Large and Dilute Cloud of Cold Atoms in the Linear-Optics Regime“, In: Phys. Rev. Lett. **117**, 073002, 2016
- [10] S. L. Bromley et al., „Collective atomic scattering and motional effects in a dense coherent medium“, In: Nature Communications **7**, 11039, 2016
- [11] D. Meschede, „Optik, Licht und Laser“, 3., durchgesehene Auflage, Wiesbaden, Vieweg+Teubner | GWV Fachverlage GmbH, 2008, ISBN: 978-8351-0143-2
- [12] R. Grimm, M. Weidemüller, Y. B. Ovchinnikov, „Optical dipole traps for neutral atoms“, In: Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics, **42**, 95-170, 2000, URL: <https://arxiv.org/pdf/physics/9902072v1.pdf>
- [13] S. Baier, „An optical dipole trap for Erbium with tunable geometry“, Universität Innsbruck, Masterarbeit, 2012
- [14] J. Stuhler, „Kontinuierliches Laden einer Magnetfalle mit lasergekühlten Chromatoren“, Universität Konstanz, Dissertation, 2001
- [15] M. Prentiss et al., „Atomic-density-dependent losses in an optical trap“, In: Optics Letters **13**(6), 452-4, 1988
- [16] J. R. de Laeter et al., „Atomic Weights of the elements. Review 2000 (IUPAC Technical Report)“, In: Pure and Applied Chemistry **75**, 683-800, 2003

- [17] T. Maier, „Interactions in a Quantum Gas of Dysprosium Atoms“, Universität Stuttgart, Dissertation, 2015
- [18] National Institute of Standards and Technology, „NIST Atomic Spectra Database“, <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>, am 17.08.2021
- [19] J. Emsley, „Nature’s Building Blocks“, Oxford, Oxford University Press, ISBN: 978-0-19-850341-5, 2001
- [20] H. J. Metcalf, P. van der Straten, „Laser Cooling and Trapping“, Springer, 1999, ISBN: 978-0-387-98728-6
- [21] C. Baumgärtner, „Laserkühlen von Dysprosium“, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Masterarbeit, 2017
- [22] W. Demtröder, „Laserspektroskopie Grundlagen und Techniken“, 5. Auflage, Berlin, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007, ISBN: 978-3-540-33792-8
- [23] G. N. T. E. Türk, „Charakterisierung und Aufbau einer optischen Dipolfalle für Dysprosium“, Bachelorarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2018
- [24] S. Vorrath, „Entwicklung eines neuartigen, laserbasierten, photonischen Wellenleiters für ultrakalte Atome“, Universität Hamburg, Dissertation, 2008
- [25] S. Friebe et al., „CO₂-laser optical lattice with cold rubidium atoms“, In: Phys. Rev. A **57**, R20(R), 1998
- [26] C. Ravensbergen et al., „Accurate Determination of the Dynamical Polarizability of Dysprosium“, In: Phys. Rev. Lett. **120**, 22, 2018
- [27] S. Jennewein et al., „Coherent Scattering of Near-Resonant Light by a Dense Microscopic Cold Atomic Cloud“, In: Phys. Rev. Lett. **116**, 233601, 2016

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die mich während dieser Arbeit unterstützt haben.

Prof. Dr. Windpassinger möchte ich dafür danken, dass ich meine Arbeit in seiner Gruppe anfertigen und dabei sehr viel Neues lernen durfte. Prof. Dr. Pohl danke ich für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens.

Ein großes Danke geht an Marvin Proske, der mir alle meine Fragen rund um das Experiment aber auch zur Literatur und Datenauswertung geduldig beantwortete und mir mithilfe von ordentlich Hintergrundliteratur das Experiment verständlich gemacht hat! Weiterer Dank geht an Niels Petersen, der erheblich zum Gelingen der langwierigen Installation beigetragen hat und mir äußerst hilfreiche Quellen empfohlen hat! Außerdem möchte ich mich bei meiner Familie für die große Unterstützung während meines Studiums und in der Zeit dieser Arbeit bedanken. Meinem Freund Finn danke ich dafür, dass ich von ihm quasi zu Kaffeepausen gezwungen wurde und dafür, dass er mir bei allem beisteht.