Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Aufbau und Charakterisierung einer optischen Dipolfalle für Dysprosium

Autor: Gunther Nam Thang Elias TÜRK Gutachter:
Prof. Dr. Patrick
WINDPASSINGER

Zweitgutachter: Prof. Dr. Klaus WENDT

Bachelorarbeit in Physik vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB08) der Johannes Gutenberg-Universität Mainz

bei

Experimentelle Quantenoptik und Quanteninformation Quanten-, Atom- und Neutronenphysik (QUANTUM)

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 2. November 2018					
Gunther Nam Thang Elias Türk					

QOQI, QUANTUM
Institut für Physik
Staudingerweg 7
Johannes Gutenberg-Universität D-55099 Mainz
gtuerk@students.uni-mainz.de

Inhaltsverzeichnis

1	Einl	leitung	1				
2	The	eoretische Grundlagen	3				
	2.1	Optische Dipolfalle	3				
		2.1.1 Oszillatormodell	3				
		2.1.2 AC-Stark-Effekt	4				
	2.2	Gaußstrahl	6				
		2.2.1 Strahltaille und Rayleigh Länge	6				
		2.2.2 Kreisförmiger Strahl	7				
		2.2.3 Elliptischer Strahl	8				
3	Mes	ssmethoden	9				
	3.1	Knife-Edge-Methode zur Strahlprofilmessung	9				
	3.2	Temperaturbestimmung durch Flugzeitmessung	10				
	3.3	Bestimmung des Fallenfrequenzen durch parametrisches Heizen $\dots \dots$	11				
4	Dys	Dysprosium Experiment					
	4.1	Dysprosium	13				
	4.2	Transversale Kühlung	15				
	4.3	Zeemanslower	15				
	4.4	Magneto-optische Falle	16				
5	Auf	bau der optischen Dipolfalle	17				
	5.1	Anforderungen an die Dipolfalle	17				
	5.2	Strahlengang der optischen Dipolfalle	18				
6	Cha	rakterisierung der optischen Dipolfalle	23				
	6.1	Strahlprofil der Dipolfalle	23				
	6.2	Umladeeffizienz und Lebensdauer der ODT	26				
	6.3	Temperaturmessungen	27				
	6.4	Messungen der Fallenfrequenzen	29				
7	Fazi	it und Ausblick	31				
\mathbf{A}	App	pendix	33				
	A.1	Absorptionsbild der Atomwolke	33				
	A 2	Aufbau der optischen Dipolfalle	33				

Danksa	agung	39
A.5	Fallenpotential unter Gravitationseinwirkung	35
A.4	Strahlprofil	35
A.3	Temperaturmessungen	34

Kapitel 1

Einleitung

Die Untersuchung kalter Atome führte in der Vergangenheit zur Bestätigung quantenmechanischer Effekte, welche erst für Temperaturen unterhalb weniger μK auftreten. Der große Durchbruch wurde 1995 mit der Erzeugung der ersten Bose-Einstein-Kondensate für Alkalimetalle erzielt [Dav+95; And+95]. Um diese hohen Dichten der Atome und die notwendigen niedrigen Temperaturen erzeugen zu können, benötigt es raffinierte Mechanismen zum Fangen und Kühlen der Atome. Die wichtigste Idee Teilchen durch Strahlungsdruck zu fangen, wurde bereits 1970 für mikroskopische Teilchen realisiert [Ash70]. Arthur Ashkin wurde dafür mit dem aktuellen Physik Nobelpreis von 2018 geehrt. Die Anwendungsmöglichkeiten seiner Forschung haben, neben der Weiterentwicklung der Laserkühlung auch in der Biologie Einzug gefunden. Die optische Pinzetten konnte in den vergangenen Jahren DNA-DNA Interaktionen und Faltungseigenschaften von Proteinen besser untersucht werden [Gen17].

Die Weiterentwicklung der Laserkühlung erreichte 1986 mit den ersten gefangenen Atomen in einer optischen Dipolfalle [Ste+86] einen Höhepunkt. Zuvor beschränkte die hohe Geschwindigkeiten der Atome die Effizienz der Fallen. Die Entwicklung des Zeemanslowers 1981 [Wil81] gilt dabei als eine grundlegende Methode zur Reduktion der Atomgeschwindigkeiten und der damit assoziierten Temperatur eines atomaren Ensembles. Dies zeigt sich bei niedrigen Temperaturen und hohen Dichten. Dabei treten vor allem die Wechselwirkungen der einzelnen Atome untereinander in den Vordergrund. Neben einer kurzreichweitigen Wechselwirkung der Atome, die durch Stöße verursacht wird, exisitiert eine langreichweitige Wechselwirkung zwischen Atomen mit hohen magnetischen Momenten. Diese langreichweitige Dipol-Dipol-Wechselwirkung ist bei den chemischen Elementen Terbium und Dysprosium besonders hoch. Grund hierfür ist das größte magnetische Moment von $10\mu_B$. Um diese Wechselwirkung genauer untersuchen zu können, wird Dysprosium in einer magneto-optischen Falle eingefangen und anschließend evaporativ gekühlt. Diese Möglichkeit wurde 2011 unter Benutzung einer Dipolfalle erstmalig gezeigt [Lu+11].

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Aufbau und der Charakterisierung einer Dipolfalle für die evaporative Kühlung von Dysprosium. Das langfristige Ziel des Dysprosiumexperiments besteht dabei in der Untersuchung der Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Zunächst konzentriert sich die Suche auf einen 53Hz schmalen Übergang in der Nähe von 1001nm. Die Dipolfalle wird dabei genutzt, um die Dopplerverbreiterung der Resonanzfrequenz zu verringern. Damit soll eine präzise Bestimmung dieser Übergangsfrequenz erfolgen. Um dies zu realisieren, wird ein tiefes und modellierbares Potential benötigt. Die Voraussetzungen sind hohe Leistungen von über 20W und ein geringer Fokus von wenigen 10µm, wodurch eine ausreichende Potentialtiefe

erzeugt wird. Zusätzlich wird die Modulation des Strahls durch einen akustooptischer Modulator eingebaut, welcher die Dipolfalle elektronisch ein- und ausschalten kann.

Zur Vorbereitung der Kernthemen "Aufbau und Charakterisierung der optischen Dipolfalle"werden zu Beginn theoretische Grundlagen zu Dipolfallen und Gaußstrahlen, sowie Charakterisierungsmethoden vorgestellt. Danach wird ein Überblick über das bestehende Dysprosiumexperiment der Arbeitsgruppe Windpassinger gegeben und die Voraussetzungen zum Laden der Dipolfalle beschrieben. Als Abschluss der Arbeit wird ein Fazit über den Aufbau und die Charakterisierung gezogen und ein Ausblick auf die weitere Verwendungsmöglichkeiten, wie zum Beispiel evaporatives Kühlen, gegeben.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel beinhaltet die wichtigsten Zusammenhänge und Gleichungen für das Fangen von Atomen in optischen Dipolfallen dargestellt. Es wird zuerst die Dipolkraft und ihre Auswirkung auf Atome dargestellt und im Anschluss der Gaußstrahl näher erläutert.

2.1 Optische Dipolfalle

In diesem Abschnitt wird die grundlegende theoretische Behandlung der Dipolkraft dargestellt. Eine ausführlichere Behandlung dieses Themas findet sich in der Arbeit von R. Grimm [GWO99].

2.1.1 Oszillatormodell

Klassisch betrachtet lässt sich die Dipolkraft durch die Wechselwirkung eines Laserstrahls mit einem neutralen Atom erklären. Der Laserstrahl kann allgemein als elektrisches Wechselfeld $\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \mathbf{\hat{e}}\mathbf{E}(\mathbf{r})\exp(-i\omega t)$ angenommen werden. Dieses elektrische Feld verursacht eine zeitabhängige Separation der Ladungen im Atom, welche als induziertes elektrisches Dipolmoment $\mathbf{p}(\mathbf{r},t)$ beschrieben werden kann. Der Zusammenhang zwischen elektrischem Feld und Dipolmoment ist mit der komplexe Polarisierbarkeit $\alpha(\omega)$ über

$$\mathbf{p}(\mathbf{r},t) = \alpha(\omega)\mathbf{E}(\mathbf{r},t) \tag{2.1}$$

gegeben. Zur Beschreibung der Interaktion zwischen Dipolmoment und dem elektrischen Feld kann das Dipolfallenpotential

$$U_{\rm dip}(\mathbf{r}) = -\frac{\mathrm{Re}(\alpha)}{2\epsilon_0 c} \mathbf{I}(\mathbf{r})$$
 (2.2)

über ein zeitliches Mittel von \mathbf{p} und \mathbf{E} hergeleitet werden. Bei einem negativen Potentialwert wirkt die Wechselwirkung attraktiv, die Atome werden damit vom Feld angezogen. Eine Abstoßung erfolgt bei positivem Potential. Dabei ist die Intensität als $I = 2\epsilon_0 c |\mathbf{E}|^2$ gegeben. Die Streurate

$$\Gamma_{\rm sc}(\mathbf{r}) = \frac{P_{\rm sc}}{\hbar\omega} = \frac{{\rm Im}(\alpha)}{\hbar\epsilon_0 c} I(\mathbf{r})$$
 (2.3)

beschreibt den Anteil der gestreuten Leistung P_{sc} zur gesamten Energie eines Strahls aus Photonen $\hbar\omega$. Im Bild von einzelnen Photonen beschreibt die Streurate den Anteil an Photonen die pro Zeitintervall absorbiert und sowohl durch stimulierter als auch spontaner Emission reemittiert werden. Dies bezieht sich auf die gesamte Anzahl von Photonen aus dem Laserstrahl.

Die Polarisierbarkeit wird berechnet, indem die vom Feld erzwungene Schwingung des Dipolmoments als harmonische Oszillation angenommen wird. Dabei schwingen die Ladungen mit einer Resonanzfrequenz ω_0 . Diese Frequenz entspricht im quantenmechanischen Sinn der Energie zwischen Grundzustand und dem angeregten Zustand. Im Gegenzug dazu ist die Polarisierbarkeit mit einer Amplitude vergleichbar, durch welche Ladungen unterschiedlich stark separiert werden können. Aus diesem Ansatz lässt sich die Polarisierbarkeit

$$\alpha = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\Gamma/\omega : 0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\left(\omega^3/\omega_o^2\right)\Gamma}$$
(2.4)

bestimmen [GWO99]. Γ beschreibt hierbei die Dämpfungsrate der Schwingung, welche der spontanen Zerfallsrate des angeregten Zustands entspricht. Durch das Einsetzen der Polarisierbarkeit in Gleichung 2.2 und 2.3 erhält man

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\mathbf{r})$$
 (2.5)

$$\Gamma_{sc}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 I(\mathbf{r}). \tag{2.6}$$

Mit diesen Gleichungen kann das Verhalten der Atome in einem alternierenden elektrischen Feld erklärt werden. Dabei beschreibt $\Delta = \omega - \omega_0$ die Verstimmung der Laserlichtfrequenz ω gegenüber der Resonanzfrequenz. Ob das Potential attraktiv oder repulsiv wirkt, richtet sich nach dem Vorzeichen der Verstimmung. Bei Rotverstimmung, also einer Frequenz unterhalb der Resonanzfrequenz, erhält man ein negative Potential. Damit werden die Atome in das Intensitätsmaximum gezogen. Analog dazu werden bei Blauverstimmung $\omega > \omega_0$ die Atome aus dem Maximum weggedrückt. Obwohl die hohe Verstimmung den absoluten Wert der Fallentiefe wegen $U_{dip} \sim \Delta^{-1}$ verringert und damit das Fangen erschwert, ist diese hohe Verstimmung essentiell um die Streurate $\Gamma_{sc} \sim \Delta^{-2}$ sehr gering halten zu können. Für das Potential kann eine hohe Verstimmung üblicherweise mit hohen Intensitäten kompensiert werden. Allerdings ist dies für die Streurate nicht möglich Die Streurate soll möglichst gering gehalten sein, da die Atome andernfalls effektiv von den Photonen aus der Falle heraus gedrückt werden würden. Dies geschieht aufgrund des Impulsübertrags bei der Absorption eines Photons.

2.1.2 AC-Stark-Effekt

Im quantenmechanischen Bild wird die Verschiebung der Energieniveaus aufgrund eines alternierenden elektrischen Feldes durch den AC-Stark-Effekt beschrieben. Der Effekt auf die Energie \mathcal{E}_i eines Zustandes $|i\rangle$ kann durch die zeitunabhängige Störungstheorie zweiter Ordnung beschrieben werden. Die Energieverschiebung dieses Zustandes

$$\Delta E_i = \sum_{j \neq i} \frac{\langle j | \mathcal{H} | i \rangle}{\mathcal{E}_j - \mathcal{E}_i} \tag{2.7}$$

ist abhängig von allen anderen störenden Zuständen $|j\rangle$. Der dazugehörige Hamiltonian ist durch $\mathcal{H} = -\hat{\mu}\mathbf{E}$ gegeben, wobei der elektrische Dipoloperator $\hat{\mu} = -e\mathbf{r}$ das Dipolmoment beschreibt. Durch die Auswahlregeln für Dipolübergänge können nur Zustände zu ΔE_i beitragen, die eine

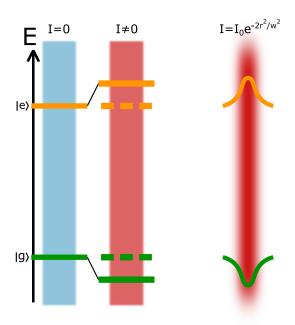


Abbildung 2.1: Grafik des AC Strak Effekts, adaptiert von [Bai12]. Links: Verschiebung der Energieniveaus des Grundzustands $|g\rangle$ und angeregtem Zustand $|e\rangle$ in einem homogenen elektrischen Wechselfeld. Rechts: Räumliche Verschiebung der Energieniveaus, je nach Feldstärke.

Änderung des Gesamtdrehimpulses J von $0, \pm 1$, für entsprechend linear und zirkular polarisiertes Licht mit sich führen. Damit die Auswertung des Hamiltonians ungleich null ergibt, ist eine verschiedene Parität der Zustände zwingend notwendig. Für gleiche Paritäten würde das Integral über eine ungerade Funktion berechnet werden, welches null als Ergebnis liefert.

Für ein ideales Zwei-Zustands-Atom mit Grundzustand $|g\rangle$ und angeregten Zustand $|e\rangle$ zeigt sich eine Verschiebung des Energieniveaus von

$$\Delta E = \pm \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I. \tag{2.8}$$

Dieser Wert wurde bereits durch den klassischen Ansatz hergeleitet. Der Unterschied zu Gleichung 2.5 besteht hierbei in der zusätzlich Betrachtung des angeregten Zustands, dessen Energie bei Rotverstimmung gleichzeitig angehoben wird. Eine graphische Darstellung des Effekts ist in Abbildung 2.1 zu sehen.

Die Energieverschiebung des Grundzustands und damit der Wert des Potentials ist abhängig von den verschiedenen Linienbreiten anregbarer Zustände. Je breiter die Linie ist, desto größer ist ihr Einfluss auf die Energieverschiebung. Die einzelnen Energieverschiebungen mit gewichteten Linienbreiten $\tilde{\Gamma}_j$ gilt es zu summieren, wobei jeder angeregte Zustand eine individuelle Resonanzfrequenz besitzt. Man erhält das Fallenpotential

$$U_{dip,i} = \sum_{i} \frac{3\pi c^2}{2\omega_{ij}^3} \frac{\tilde{\Gamma}_j}{\Delta_{ij}} \cdot I. \tag{2.9}$$

Unter Verwendung von Gaußstrahlen entsteht, wie in Abbildung 2.1 rechts sichtbar, ein räumliches Potential, welches vom Intensitätsprofil des Lasers abhängt. Für rotverstimmtes Licht entsteht ein Potentialminimum in der Mitte des Gaußstrahls. In diesem Zentrum lassen sich die

Atome sammeln und fangen. Für blauverstimmte Laser würden die Atome aus dem Zentrum heraus gedrückt werden. Für die Zentrierung der Atome im Strahlzentrum, können dabei sogenannte transversale Doughnut-Moden verwendet werden.

2.2 Gaußstrahl

Nach der Klärung des Einflusses der Laserfrequenz $\omega = c/\lambda$, wobei λ die Wellenlänge beschreibt, wird in diesem Abschnitt der Einfluss der Intensitätsverteilung genauer behandeln. Die Behandlung von Gaußsstrahlen ist für die Charakterisierung der Dipolfalle zwingend notwendig. Mit der Definition der Fallenfrequenz der Dipolfalle ω_r eines kreisförmigen Strahls erhält man eine Möglichkeit die Tiefe des Potentials zu bestimmen.

2.2.1 Strahltaille und Rayleigh Länge

Ein in z-Richtung propagierenden Gaußstrahl lässt sich über die Intensitätsverteilung

$$I(r,z) = I_0 \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2(z)}\right)$$
 (2.10)

ausdrücken. Dabei ist der Strahlradius w(z) erreicht, wenn die maximale Intensität auf $1/e^2$ abgefallen ist. Für einen kreisförmigen Gaußstrahl bedeutet dies, dass in einer Querschnittsfläche mit Radius w(z) etwa $1-1/e^2\approx 86\%$ der gesamten Intensität liegen. Der Strahlradius an einer Stelle z kann über

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{(z - z_0)^2}{z_R^2}\right)^2}$$
 (2.11)

bestimmt werden. Die Strahltaille w_0 eines fokussierten Strahls beschreibt dabei den kleinsten Radius des Strahls an der Stelle $z=z_0$. Die Rayleighlänge

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda M^2} \tag{2.12}$$

gibt dabei an in welchem Abstand zu z_0 sich der Strahlradius um den Faktor $\sqrt{2}$ vergrößert. Die Rayleighlänge wird auch als Strahltaille der z-Achse angesehen, siehe [Jav03]. Diese Vergrößerung des Radius entspricht einer Verdopplung der Fläche des Gaußstrahls, welche durch den Radius aufgespannt wird. In diesem Zusammenhang steht die Strahlqualität

$$M^2 = \frac{\varphi_{\text{real}}}{\varphi_{\text{gauss}}},\tag{2.13}$$

welche die relative Abweichung des Öffnungswinkels des Strahls zu dem Öffnungswinkel eines idealen Gaußstrahls darstellt. Für größere M^2 divergiert der Strahl schneller, somit ist auch die Rayleighlänge kürzer. Eine Übersicht der hier genannten Größen findet sich in Abbildung 2.2.

2.2. Gaußstrahl 7

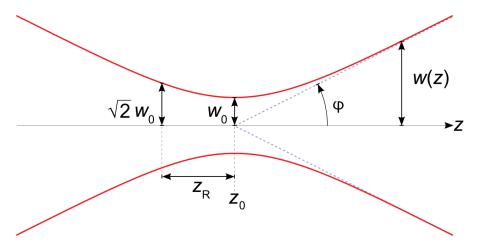


Abbildung 2.2: Darstellung der wichtigsten Größen zur Beschreibung eines Gaußstrahls entlang der z-Achse, adaptiert aus [Mes08]. w(z): Strahlradius, w_0 : Strahltaille, z_R : Rayleighlänge, z_0 : Position der Strahltaille, φ : Öffnungswinkel des Strahls.

2.2.2 Kreisförmiger Strahl

Die Fallenfrequenzen sind mit dem Intensitätsprofil eines um die z-Achse rotationssymmetrischen und damit kreisförmigen Gaußstrahls

$$I(r,z) = \frac{2P_{ges}}{\pi\omega^2(z)} exp\left(-2\frac{r^2}{\omega^2(z)}\right)$$
 (2.14)

ableitbar. Die gesamte Leistung des Strahls wird dabei durch P_{ges} beschrieben. Das Fallenpotential eines beliebigen Strahls mit Intensitätsmaximum ist im Zentrum an einen harmonischen Oszillator approximierbar. Diese Näherung ist gerechtfertigt, da die überwiegende Mehrheit der Atome stets im Zentrum zu finden ist. Die Approximation findet durch das Einsetzen der kreisförmigen Intensitätsverteilung aus Gleichung 2.10 in Gleichung 2.9 statt und ist durch das angenäherte Dipolpotential

$$U_{dip} \approx \hat{U} \left(1 - \frac{z^2}{z_R^2} - 2\frac{r^2}{w_0^2} \right),$$
 (2.15)

beschrieben. Es wurde dabei mit

$$\hat{U} = \sum_{j} \frac{3\pi c^2}{2\omega_{ij}} \frac{\tilde{\Gamma}_j}{\Delta_{ij}} \cdot \frac{2P_{\text{ges}}}{\pi}$$
(2.16)

substituiert. Durch einen Vergleich der ortsabhängigen Komponenten mit der klassischen Gleichung eines harmonischen Oszillators $\frac{1}{2}mx^2\omega^2$ werden die Fallenfrequenzen

$$\omega_r^2 = \frac{4\hat{U}}{mw_0^2} \quad , \quad \omega_z^2 = \frac{2\hat{U}}{mz_R^2}$$
 (2.17)

bestimmt [Bai12]. Der perfekte kreisförmige Strahl ist nicht in der Realität umsetzbar, weshalb im nächsten Abschnitt der allgemeinere Fall eines elliptischen Strahls betrachtet wird.

2.2.3 Elliptischer Strahl

Mit der selben Herangehensweise werden die Fallenfrequenzen eines elliptischen Strahlprofils hergeleitet. Es müssen dabei zwei unabhängige Raumrichtungen definiert werden. Sinnvoll ist es die Achsen entlang der Halbachsen der Ellipse zu definieren. Dabei wird der allgemeinere Ausdruck der Intensität

$$I(x,y,z) = \frac{2P_{ges}}{\pi\omega_x(z)\omega_y(z)} exp \left[-2\left(\frac{x^2}{\omega_x^2(z)} + \frac{y^2}{\omega_y^2(z)}\right) \right]$$
(2.18)

verwendet. Über die Näherung an den harmonischen Oszillator ergibt sich das Fallenpotential

$$U_{ell} \approx \hat{U} \left(1 - \frac{z^2}{z_{R,ell}^2} - 2 \frac{x^2}{w_{0,x}^2} - 2 \frac{y^2}{w_{0,y}^2} \right),$$
 (2.19)

wobei die elliptische Rayleighlänge $z_{R,ell}$ eine Substitution der Rayleighlängen der horizontalen und vertikalen Achse darstellt. Sie wird durch

$$\frac{1}{z_{R,ell}^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{z_{R,x}^2} + \frac{1}{z_{R,y}^2} \right) \tag{2.20}$$

beschrieben. Damit sind die Relationen für die Fallenfrequenzen

$$\omega_x^2 = \frac{4\hat{U}}{mw_{0,x}^2} \quad , \quad \omega_y^2 = \frac{4\hat{U}}{mw_{0,y}^2} \quad , \quad \omega_z^2 = \frac{2\hat{U}}{mz_{R,ell}^2}$$
 (2.21)

ableitbar. Dadurch wird eine Charakterisierung der Dipolfalle möglich.

Diese Gleichungen werden zur CHarakterisierung in Kapitel 6 benötigt. In Abschnitt 6.1 werden die Fallenfrequenzen anhand der Strahltaille und einem Wert der Polarisierbarkeit abgeschätzt und in Abschnitt 6.4 soll das Potential mit gemessenen Frequenzwerten bestimmt werden. Dabei wird stets ein elliptischer Strahl angenommen, da dieser im Grenzfall auf einen kreisförmigen Strahl führt. Die Strahltaillen und die Rayleighlänge spannen ein Ellipsoid auf, welches in etwa die Abmessungen der Atomwolke einer Dipolfalle darstellt.

Kapitel 3

Messmethoden

Zur Charakterisierung der optischen Dipolfalle in Kapitel 6, werden in diesem Kapitel Methoden vorgestellt, um die essentiellen Parameter bestimmen zu können. Die Strahtaille w_0 des Gaußstrahls kann über die Intensitätsverteilung anhand der Knife-Edge-Methode bestimmt werden. Dabei wird eine Rasierklinge schrittweise in den Strahl bewegt, sodass die Änderung der vorbeigehenden Leistung an eine bestimmte Fehlerfunktion angepasst wird. Die Temperatur einer freien Atomwolke kann über die Änderung ihrer Ausdehnung bestimmt werden. Dabei wird über die Bestimmung der Atomgeschwindigkeit die Temperatur berechnet. In diesem Zusammenhang wird auch das Abbilden einer Atomwolke näher erläutert. Das Kapitel endet mit einer Vorstellung von verschiedenen Methoden zur Messung von Fallenfrequenzen.

3.1 Knife-Edge-Methode zur Strahlprofilmessung

Zur Messung des Strahlprofils eines Gaußstrahls existieren mehrere Möglichkeiten. Eine davon ist der Einsatz von CCD Kameras. Die Leistung auf die einzelnen Pixel wird dabei direkt ausgewertet und grafisch dargestellt. Anhand der Darstellung in zwei Dimensionen werden die Strahlradien ermittelt. Die Leistung des Strahls ist hierbei auf wenige mW beschränkt, andernfalls würden die Pixel der Kamera dauerhaft beschädigt werden. Diese Methode ist für Dipolfallen ungeeignet, da stets hohe Leistungen genutzt werden.

Stattdessen wird die Knife-Edge-Methode zur Vermessung des Strahlprofils verwendet. Die Strahltaille wird mit Gleichung 2.11 bestimmt, wobei man mehrere Strahlradien entlang der Strahlenachse benötigt. Dazu wird eine Rasierklinge in den Laserstrahl hinein bewegt. Während dieser abgeschnitten wird, misst man die Leistung des Strahls P(x). Da es sich annähernd um einen Gaußstrahl handelt, wird diese Leistungsänderung einer Fehlerfunktion der Form

$$P(x) = \frac{I_0}{2} \left(1 + \text{erf}\left(\sqrt{2} \frac{x - x_0}{w_{0,x}}\right) \right)$$
 (3.1)

entsprechen. Diese wurde an einen Wertebereich von $P(x) \in [0, P_0]$ angepasst. Die Position der Rasierklinge x wird über ein Mirkometerschraube schrittweise erhöht, um den Verlauf der Leistungswerte aufzunehmen. Einer der Parameter der Fehlerfunktion ist der Strahlradius w(z). Dieser wird aus einem Fit extrahiert. Dieses Vorgehen wird für mehrere Positionen der Rasierklinge z durchgeführt, um letztlich die Strahltaille zu bestimmen.

Ausgehend von einem elliptischen Strahl ist das Strahlprofil vollständig vermessen, wenn horizontale und vertikale Taille bestimmt sind. Um eine Elliptizität des Strahls erfassen und einen möglichen Astigmatismus zu berücksichtigen, werden horizontale und vertikale Taille separat bestimmt. Die Ausrichtung eines elliptischen Strahls ist durch die Lage der Halbachse vorgegeben. Ist dieser Strahl etwas um das Zentrum gedreht, so nähert man den elliptischen Strahl stärker an einen kreisförmigen an. Daher sollte für den Fall eines elliptischen Strahls die Messung entlang der Halbachsen stattfinden. In unserem Fall wurde kein sichtbarer Unterschied festgestellt. Die Ausrichtung erfolgte horizontal zum Tisch. Bei dieser Messung ist die Neigung der Rasierklinge gegenüber dem Strahl zu beachten. Wird der Strahl nicht genau senkrecht durchgeschnitten, so erhöht sich der Strahlradius und der Wert der Taille wird überschätzt.

Einige weitere Aspekte sind bei der Verwendung dieser Methode zu beachten. Um eine Gefährdung des Messenden zu verhindern, sollte Streulicht vermieden werden. Dazu wird der Strahl in einer abgeschirmten Umgebung vermessen. Es wurde dazu eine Box aus Aluminium genutzt, welche von innen und an den Einfallslöchern des Strahls mit schwarz eloxiertem Aluminium beklebt wurde. Die Rasierklinge kann durch einen kleinen Schlitz an der Seite der Box den Strahl abschneiden.

Wir konnten diese Methode zur direkten Vermessung des Laserstrahls bis zu einer Leistung von etwa 8W anwenden. Der entstandene Schnitt im Metall wurde auf etwa 2mm im Durchmesser geschätzt.

3.2 Temperaturbestimmung durch Flugzeitmessung

Die Temperatur der Atome kann durch eine Flugzeitmessung bestimmt werden. Generell gilt die Flugzeitmessung als die beste Möglichkeit um Informationen über Atomwolken zu erhalten. Atomwolken, die in einer magneto-optischen Falle oder einer Dipolfalle gefangen wurden, werden frei gelassen und dehnen sich beim Fallen aus. Die Änderung der Ausdehnung einer Wolke, ohne Einfluss von Strahlungsdruck oder der Dipolkraft, lässt sich mit der Geschwindigkeit der Atome identifizieren.

Es werden Bilder der Wolke zu unterschiedlichen Zeitpunkte nach dem Freilassen aufgenommen, um diese Geschwindigkeit zu bestimmen. Damit auf den Bilder zwischen einer Atomwolke und dem Untergrundrauschen des Umgebnungslichts unterscheiden werden kann, werden mehrere Bilder aufgenommen. Aufgrund der Einstrahlung von nah-resonante, blauen Licht wird die Atomwolke bei der Aufnahme des ersten Bilds zerstört. Ein zweites Bild des blauen Lichts ohne Atomwolke wird vom ersten abgezogen. Die Atomwolke erzeugt einen Schatten, welcher für hohe Dichten der Atomwolke blickdicht ist. Dabei verliert man die Information über die Atomzahl in diesem Gebiet. Es ist dann möglich, dass weitere Atome vorhanden sind, aber die dem Strahl näheren Atome bereits das gesamte Licht absorbiert haben. Mit weiteren Bildern ohne blaues Licht wird Umgebungslicht gesondert abgezogen. Der Schatten der Atomwolke kann mit einer Gaußfunktion angenähert werden. Diese Auswertung der aufgenommenen Bilder wird von einem Matlabscript übernommen, welches bereits öfter in der AG Windpassinger verwendet wurde [Müh+18; Bau17].

Die Längenskala im Bild muss im Voraus kalibriert werden, damit die Ausdehnung der Wolke bestimmbar ist. Auch dies lässt sich durch die Flugzeitmessung realisieren. Es wird dabei die Bewegung des Wolkenzentrums entlang der Gravitationsachse für einen längere Zeitraum beobachtet. Die gefallene Strecke in Abhängigkeit der Zeit muss nun $s=g\cdot t^2/2$ entsprechen, wobei mit der Fallbeschleunigung $g=9.81 \mathrm{m \, s^{-2}}$ gerechnet wird. Für eine konstante Kameraposition lässt sich der Vergrößerungsfaktor des Abbildungssystems und eine Kalibrierung der Bildpunkte auf eine Längenskala bestimmen.

3.3 Bestimmung des Fallenfrequenzen durch parametrisches Heizen

Zur Bestimmung der Fallenfrequenzen wird in dieser Arbeit die Methode des parametrischen Heizens angewendet. Diese Methode entstammt der Beobachtung einer Korrelation zwischen Verlust an gefangenen Atomen und Schwankungen der Intensität des Laserstrahl. Das Fangen der Atome wird erschwert, wenn die Frequenz der Intensitätschwankungen in der Nähe der Fallenfrequenzen liegt [SOT97]. Die Atome werden dabei resonant angeregt und erhalten zusätzliche kinetische Energie. Dadurch erhöht sich die Temperatur der Atome, sodass diese für ausreichende Temperaturen das Fallenpotential verlassen. Es verringert sich die Effizienz der Dipolfalle.

Beim parametrischen Heizen werden die Atome absichtlich beschleunigt. Dies wird durch eine gezielte Modulation der Laserintensität mit einer Sinusfunktion der Frequenz ω_{noise} umgesetzt. Sobald ω_{noise} resonant zu einer Fallenfrequenz ist, verlassen die Atome vermehrt die Falle und die messbare Atomzahl sinkt ab. Für größere ω_{noise} steigt die Atomzahl wieder, sodass das Minimum der Atomzahl am Wert der resonanten Frequenz liegt. Dieser Prozess sollte über mehrere Periodendauern durchgeführt werden, damit die Atome die Möglichkeit erhalten der erzwungenen Schwingung folgen zu können und der Effekt deutlich wird.

Kapitel 4

Dysprosium Experiment

In diesem Kapitel wird nun der bestehenden Aufbau des Dysprosium experiments der AG Windpassinger beschrieben. Es werden kurz die vorhandenen Kühlme chanismen dargestellt und die Abfolge, in welcher diese angewendet werden. Anschließend werden die Atome in die neue Dipolfalle geladen. Ein Überblick über den vorhandenen Aufbau wird in Abbildung 4.1 gegeben. Mit dem bestehenden Aufbau wurde bis zu 10^9 Atome bei einer Temperatur von $9\mu K$ gefangen [Müh+18].

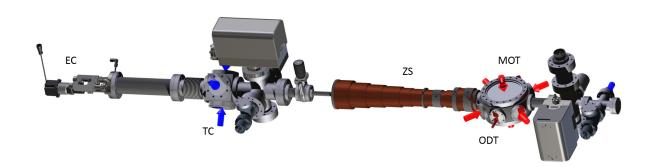


Abbildung 4.1: Bauskizze des Dipolar Experiments. EC: Evaporation chamber, Ofen zur Erzeugung von atomarem Dysprosium. TC: Transversal cooling, Reduktion des transversalen Geschwindigkeitsanteil. ZS: Zeeman Slower, Reduktion der longitudinalen Geschwindigkeit. MOT: Magneto-optical trap, erste Falle basierend auf der Methode der Dopplerkühlung. ODT: optical dipole trap, neu hinzugefügte Dipolfalle.

4.1 Dysprosium

Das silbergraue Metall Dysprosium gehört mit einer Ordnungszahl von 66 zur Gruppe der Lanthanoiden. Die am häufigsten vorkommenden natürlichen Isotope von Dysprosium sind in Tabelle 4.1 aufgelistet [Mai15]. Außerdem existieren noch drei weitere stabile Isotope, die wegen ihres geringen Vorkommens nicht aufgelistet sind. Für diese Arbeit ist das bosonische Isotop ¹62Dy verwendet worden.

Isotop	$^{1}61$ Dy	$^{1}62\mathrm{Dy}$	$^{1}63\mathrm{Dy}$	$^{1}64\mathrm{Dy}$
nat. Häufigkeit [%]	18.9	25.5	24.9	28.3
Spin-Statistik	Fermion	Boson	Fermion	Boson

Tabelle 4.1: Auswahl stabiler Isotope von Dysprosium und deren natürlicher Häufigkeit.

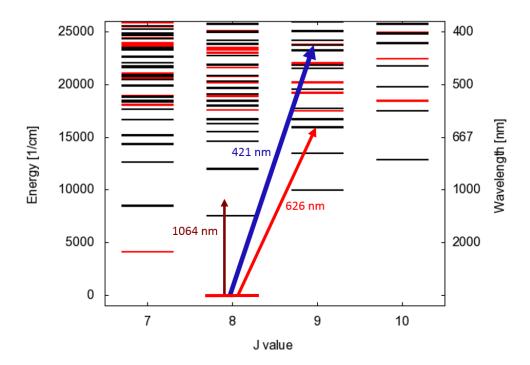


Abbildung 4.2: Auswahl tiefliegender Energieniveaus von Dysprosium. Ausgehend vom Grundzustand mit J=8 sind schwarze Zustände mit gerader Parität durch einen Dipolübergang erreichbar. Rote Zustände mit ungerader Parität sind durch die Auswahlregeln verboten. Bereits gekennzeichnet sind die Wellenlängen der Laser, die im Experiment verwendet werden.

Im Grundzustand besitzt Dysprosium die Elektronenkonfiguration [Xe] $4f^{10}$ 6s². Durch die vier ungepaarten Elektronen im f-Orbital entsteht ein Gesamtspin von S = 2 und ein Gesamtdrehimpuls L = 6. Daraus folgt der Gesamtdrehimpuls J = 8. Der Kernspin I liegt für Fermionen bei $\frac{5}{2}$ und ist bei Bosonen gleich 0.

Auf Grund der vier ungepaarten Elektronen besitzt Dysprosium ein reiches Spektrum an Energieniveaus. Ein Ausschnitt davon ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Der Übergang der Wellenlänge 421nm wird wegen der größten Linienbreite von 32.2MHz für die ersten Kühlungsschritte verwendet. Zum späteren Fangen der Atome wird der schmalere 626nm Übergang mit einer Linienbreite von 136kHz verwendet. Mit diesem kann über Dopplerkühlung eine Temperatur von minimal 3.3µK erreicht werden [Bau17].

Das Interesse an Dysprosium entsteht durch sein großes magnetisches Moment von $\mu = 10\mu_B$, wobei μ_B das Bohrsche Magneton bezeichnet. Damit ist die Dipol-Dipol-Wechselwirkung, welche über

$$U_{\text{DDI}}(r,\theta) = \mu_0 \mu^2 \frac{(1 - 3\cos^2(\theta))}{4\pi r^3}$$
(4.1)

gegeben ist, um einen Faktor von 100 größer als bei Alkalimetallen mit Werten von etwa $1\mu_B$. Durch die stärkere Wechselwirkung lässt sich der Effekt leichter untersuchen.

Zum Fangen von Dysprosium werden einzelne Atome aus einem Festkörper gelöst, indem dieser auf 1250°C geheizt wird. Der Schmelzpunkt liegt bei etwa 1400°C. Die gelösten Atome

verlassen den Ofen und werden im Folgenden in drei Schritten abgekühlt und gefangen. Diese Schritte werden in den folgenden Abschnitten erläutert.

4.2 Transversale Kühlung

Der erste Kühlmechanismus betrifft die transversale Geschwindigkeit der Atome. Definiert man eine Strahlenachse zwischen Ofen und der Hauptvakuumkammer, in welcher die Atome später gefangen werden, so entspricht die Reduktion transversaler Geschwindigkeitskomponenten einer Kollimierung des Atomstrahls. Das Resultat ist eine Erhöhung der Teilchenzahl im Atomstrahl.

Die Reduktion der transversalen Geschwindigkeitskomponente ist eine Form der Dopplerkühlung. Es wird ausgenutzt, dass die Energie eines Photons $E_{\gamma} = h\nu$ aus der Sicht eines sich bewegenden Atoms abhängig ist, ob sich dieses auf das Photon zu oder in die selbe Richtung bewegt. Der Dopplereffekt sorgt durch die Frequenzänderung für eine Änderung der Energie des Photons. Man spricht bei entgegengesetzten Bewegungen von Rotverstimmung, welche für das Kühlen von Atomen verwendet wird.

Eine effektive Geschwindigkeitsreduktion ist erzeugbar, wenn rotverstimmtes Licht senkrecht auf den Atomstrahl eingestrahlt wird. Dabei übertragen die Photonen durch die Absorption ihren Impuls auf das Atom, wenn dieses eine Geschwindigkeitskomponente nach außen besitzt. Dadurch wird im zeitlichen Mittel die transversale Geschwindigkeit reduziert wird. Die Rotverstimmung muss dabei angepasst werden. Für Frequenzen, die zu nah an der Resonanz liege, kann der Strahl weiter aufgefächert werden, da dabei auch Atome mit nur sehr geringen transversalen Geschwindigkeiten angeregt werden.

Am Dysprosiumexperiments wird die transversale Kühlung mit Licht der Wellenlänge 421nm umgesetzt. Es wird Licht im Abstand von 90° eingestrahlt, damit alle vier transversalen Komponenten abgedeckt werden.

4.3 Zeemanslower

Für den zweiten Schritt läuft der gebündelte Atomstrahl anschließend durch den Zeemanslower. Dessen Aufgabe besteht in der Reduktion longitudinale Geschwindigkeiten der Atome, sodass diese später gefangen werden können. Dopplerkühlung mit blauem 421nm Licht und der Zeemaneffekt, welcher eine Verschiebung der Energieniveaus unter Magnetfeldeinwirkung beschreibt, werden kombiniert eingesetzt. Es werden gegenüber der Resonanzfrequenz rotverstimmte Photonen einer konstanten Wellenlänge entgegen der Geschwindigkeitsrichtung der Atome eingestrahlt. Das Ziel besteht hierbei in einer kontinuierlichen Geschwindigkeitsreduktion der Atome.

Über den Zeemaneffekt wird die zur Anregung des Atoms nötige Energie an den Energiebeitrag aus dem Dopplereffekt angepasst. Das Magnetfeld zur Verschiebung der Energieniveaus muss dabei so gewählt werden, dass es mit sinkender Geschwindigkeit ebenfalls an Stärke verliert. Realisiert wird dies bei konstantem Strom durch die Windungszahl der Spulen. Es wird für eine ständige Wechselwirkung der Photonen mit den Atomen gesorgt, damit Erstere ihren Impuls übertragen können und somit die Atome verlangsamen. Nach dem Zeemanslower können die etwa $20 \, \mathrm{m \, s^{-1}}$ schnellen Atome in einer magneto-optischen Falle gefangen werden.

4.4 Magneto-optische Falle

Wie zuvor nutzt man bei der magneto-optischen Falle den Impulsübertrag der Photonen und den Doppler Effekt aus. Anstatt die Atome nur zu verlangsamen, sollen die Atome an einer Position im Vakuum fangen und halten können. Dazu werden für alle drei Raumrichtungen zwei Laserstrahlen benötigt, sowie zwei Spulen in der Anti-Helmholtz-Konfiguration.

Der Strom in den Spulen fließt in entgegengesetzter Richtung und erzeugt damit ein positionsabhängiges Magnetfeld. Durch rotverstimmtes Licht kann das vom Zeemaneffekt verschobene Energieniveau angeregt werden, sobald das Atom aus dem Zentrum der Wolke ausgelenkt ist. Dabei muss das angeregte Niveau stärker als der Grundzustand vom Zeemaneffekt beeinflusst werden. Dadurch wird eine positionsabhängige Energieverschiebung erzeugt. Die Anregung erfolgt nur für ausgelenkte Atome. Die positionsabhängige Energieverschiebung wird durch einen Unterschied der Magnetquantenzahlen $m_{\rm J}$ von Grundzustand und dem angeregten Zustand erzeugt. Mit zirkular polarisiertem Licht erfolgt die Anregung unter der Bedingung $m_{\rm J}=\pm 1$.

Für die magneto-optische Falle wird der schmalerer Übergang bei 626nm verwendet. Dieser eignet sich wegen der geringen Dopplertemperatur von 3.3µK, um genügend kalte Atome für das Umladen in die Dipolfalle zu speichern. Ebenfalls werden für diesen Übergang keine rückpumpenden Laser benötigt, da dieser in sich geschlossen ist.

Kapitel 5

Aufbau der optischen Dipolfalle

Dieses Kapitel erläutert die Anforderungen an die optische Dipolfalle und den Aufbau der optischen Elemente. Als Referenz wurde die Dipolfalle für Erbium aus Innsbruck gewählt [Bai12].

5.1 Anforderungen an die Dipolfalle

Das nächste Ziel des Dysprosium Experiments ist die Spektroskopie des 1001nm Übergangs mit einer natürlichen Linienbreite von 53Hz. Dazu wurde bereits ein Verfahren entwickelt, welches die Linienbreite des Lasersystems auf einen Wert unter 1.1kHz stabilisieren kann [Mas18]. Ein schmaler Laser allein ist für die Spektroskopie ausreichend, liefert jedoch keine zufriedenstellende Auflösung bezüglich der genauen Frequenz des Übergangs. Die Auflösung wird hierbei wird durch den Dopplereffekt verringert. Der selbe Effekt, der das Laserkühlen ermöglicht, verursacht die Absorption von Photonen mit Frequenzen außerhalb der Linienbreite. Ist die Laserfrequenz rotverstimmt, so können Atome mit ausreichender Geschwindigkeit auf das Photon dennoch angeregt werden. Ebenso können Atome durch blauverstimmtes Licht angeregt werden, wenn sich Photon und Atom in die selbe Richtung bewegen.

Abhängig von der Geschwindigkeiten der Atome wird das Absorptionsspektrum somit verbreitert. Dies wird als Dopplerverbreiterung bezeichnet und kann durch die Verringerung der Temperatur abgeschwächt werden. Eine gut funktionierende Möglichkeit ist die evaporative Kühlung, bei der schnelle Atome die Dipolfalle verlassen und nur die kalten Atome übrig bleiben. Üblicherweise wird dies in optischen Dipolfallen realisiert.

Das Ziel der Dipolfalle ist primär das Fangen der Atome, um weitere Experimente, wie die Spektroskopie mit 1001nm, darauf aufzubauen. Durch das gegebene Lasersystem sind sehr hohe Intensität und eine ausreichende Rotverstimmung gegeben. Das Umladen der 9μK kalten Atome [Müh+18] aus der MOT muss erfolgreich und mit einer hohen Effizienz funktionieren. Eine hohe Potentialtiefe ist daher angestrebt, welche durch eine schmale Strahltaille erreicht wird. Der Richtwert entspricht etwa 50μm, da ähnliche Dipolfallen mit geringeren Strahltaillen betrieben werden [Bai12].

Des Weiteren wird für Laser mit hohen Leistungen der Strahlenschutz im Vordergrund stehen. Im Voraus wurde bereits eine Strahlenschutzkiste für den Großteil des optischen Aufbaus erstellt. Die meisten Elemente sind damit nicht mehr frei zugänglich erreichbar. Der Strahlengang außerhalb der Kiste wird möglichst kurz gewählt, damit die Strecke des frei zugänglichen, infraroten Laserstrahls möglichst kurz ist. Es wird angeraten diesen weiter abzuschirmen.

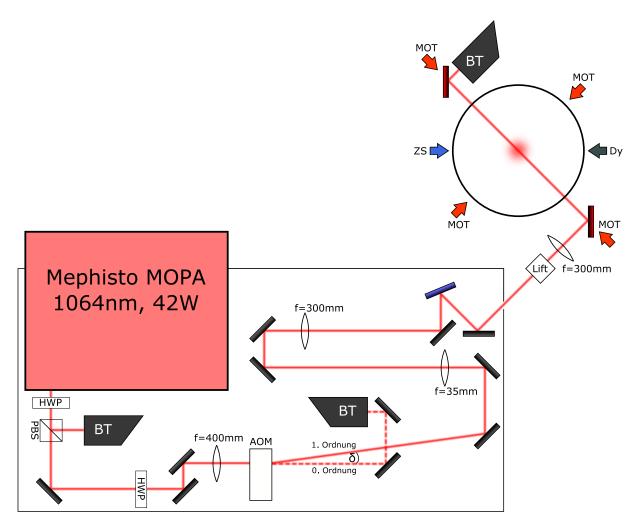


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau der optischen Dipolfalle. Verwendete Abkürzungen: HWP $\lambda/2$ -Plättchen, PBS Strahlteiler, BT Strahlenfalle (engl. beam trap), AOM Akustooptischer Modulator, $\delta=1.2^{\circ}$. Schwarz gefärbte Spiegel: HR für 1064nm unter 45° Einfallswinkel, Blau: Breitbandspiegel für 0–45°, Rot: Dichromatische Spiegel zur Überlagerung mit MOT Strahlen der Wellenlänge 626nm.

Umbaumaßnahmen sind nur von einer Person zu betreiben, damit bei Unfällen kein Zweiter geschädigt werden kann.

5.2 Strahlengang der optischen Dipolfalle

Es wird im Folgenden der Strahlengang und der Aufbauprozess der Dipolfalle beschrieben. Ausgehend von dem Lasersystem Mephisto MOPA von Coherent Inc., wird ein Strahl der Wellenlänge 1064nm und nomineller Leistung von 42W erzeugt. Es wurde eine Leistung von 32.7W als Ausgangsleistung nachgemessen. Diese ist für den Aufbau einer Dipolfalle ausreichend hoch. Die Wellenlänge ist für die meisten Energieniveaus, welche durch die Auswahlregeln erlaubt sind, rotverstimmt (Abbildung 4.2). Niveaus unterhalb der 1064nm tragen aufgrund einer schmaler Linienbreite nur unmerklich bei. Hauptbeitraggeber der Gleichung 2.9 sind die bereits verwendeten Niveaus im Abstand von 421nm und 626nm zum Grundzustand. Weitere starke Linien finden sich in [Mai15].

Die nächsten Abschnitte beinhalten die Beschreibung des Strahlengangs des Lasers durch die Strahlenschutzkiste bis zur Erzeugung des Fokus für die Dipolfalle. Um den Aufbau und Umbau des Teleskops näher zu erläutern, wurde die Beschreibung in drei Abschnitte gegliedert. Diese werden im folgenden vorgestellt.

Erster Abschnitt

Beginnend mit dem Laser aus dem Mephisto MOPA wird der Strahl durch einen polarisierenden Strahlteiler aufgeteilt. Es werden dabei die verschiedenen Anteile der linearen Polarisationen separiert. S-polarisiertes Licht, bei dem das elektrische Feld senkrecht zur Einfallsebene liegt, wird reflektiert und in der erste Strahlenfalle eingeschlossen um Streulicht zu vermeiden. Der Anteil des abgelenkten Lichts kann durch die $\lambda/2$ -Platte variiert werden. Die Polarisation des transmittierten Anteils wird durch eine zweite Wellenplattelatte auf s-Polarisation gedreht, welche sich für die Spiegel von Laseroptiken besser eignet. Die Spiegel sind für eine Wellenlänge von 1064nm und einen Einfallswinkel von 45° hoch reflektierend. Aufgrund von Platzmangel wurde die Wellenplatte erst nach dem ersten Spiegel aufgestellt werden. Es folgen zwei weitere Spiegel zur vollständigen Kontrolle über den Laserstrahl. Mit zwei Spiegeln ist es stets möglich den Strahlenverlauf bezüglich der Höhe und der Position des Auftreffens zu korrigieren ohne dabei Neigungswinkel zu erzeugen. Nach der folgenden Linse mit einer Brennweite von f=400mm zur Kollimierung des Strahls, ist der Strahl auf einer Höhe von 75mm über dem Tisch und wird in einen akustooptischen Modulator (kurz: AOM) eingestrahlt. Das verwendete Modell 3080-194 von Gooch & Housego ist explizit für 1064nm ausgelegt.

Ein AOM besteht aus einem transparenten Festkörper, in welchem durch die Einkopplung akustischer Wellen ein optisches Gitter erzeugt wird. Dieses wird zur Ablenkung eines Laserstrahls genutzt. Abhängig von der Amplitude erzeugt diese Schallwelle mit einer Frequenz von 80MHz eine Änderung des Brechungsindex im Festkörper. Diese Räumliche Änderung des Brechungsindex entspricht einem optischen Gitter. Bei senkrechter Einstrahlung würde der Strahle einfach komplett transmittiert werden. Zur Erzeugung eines Beugungseffekts, wird der Strahl leicht geneigt eingestrahlt. Die Beugung erfolgt zur Normalen der Oberfläche des AOMs und erzeugt zwei deutlich sichtbare Beugungsordnungen. Der AOM ist richtig ausgerichtet, wenn nullte und erste Ordnung sichtbar und gleich geformt sind. Der Winkel zwischen diesen Ordnungen ist durch die eingekoppelte Frequenz variierbar. Für die genutzten 80MHz entsteht eine Ablenkung um $\delta=1.2^{\circ}$. Im Zeitlichen Mittel ist es möglich den Strahl elliptische zu formen, um den späteren Überlapp von MOT und Dipolfalle zu vergrößern und mehr Atome zu laden [Bai12]. Dazu werden hohe Modulationsfrequenzen im Bereich von einigen 100MHz benötigt, sodass die Atome dieser Modulation nicht räumlich folgen können.

Zusätzlich ändert sich die Frequenz des gebeugten Lichts. So besitzen gebeugte Photonen in der ersten Ordnung, welche in Richtung der laufenden Schallwelle abgelenkt wurden, die Frequenz von $\omega_{Licht} + \omega_{AOM}$. Für den Fall der -1. Ordnung, also einer Ablenkung entgegengesetzt zur Schallwelle, wird ω_{AOM} abgezogen. Bei Anwendungen nah einer Resonanzfrequenz kann damit die Laserfrequenz grob eingestellt werden. Für die Verwendung der Dipolfalle hat dies keinen merklichen Einfluss, da die Rotverstimmung bereits viel größer ist.

Die Beugungseffizienz, da bedeutet der Leistungsanteil der ersten Ordnung bezüglich der gesamten Leistung durch den AOM, wird vom Hersteller mit 80% angegebenen. Die nachgemessenen 76.3% deuten auf eine gute Positionierung des AOMs hin. Eine zweite Strahlenfalle ist an dieser Stelle wichtig, da die nullte Ordnung stets 20% der Leistung führt und im ausgeschalteten Zustand komplett gefangen werden muss. Durch eine Modulation der Schallwellenintensität ist eine Änderung der Beugungseffizienz möglich. Dies wird für das parametrische Heizen ausgenutzt, welches näher in Abschnitt 3.3 erläutert wird.

Vor dem Teleskop wird der Strahl der ersten Ordnung an das Raster der Gewindelöcher auf dem optischen Tisch angepasst. Dies erleichtert die Ausrichtung der folgenden Linsen und Spiegel.

Teleskop zur Vergrößerung des Strahls

Um tiefe Potentiale zu erhalten, ist es wichtig die Intensität des Fokus mit einer geringen Strahltaille zu erhöhen, siehe Gleichung 2.18. Dazu muss der Strahldurchmesser D auf der letzten Linse möglichst groß sein. Die minimal erreichbare Strahltaille lässt sich mit

$$w_0 = \frac{2\lambda f}{\pi D} \tag{5.1}$$

abschätzen [Dem11]. Man erkennt hierbei, dass die Brennweite der Fokusierungslinse möglichst gering gehalten werden sollte, um eine kleine Taille zu erzeugen. Aufgrund Platzmangels ist die kleinstmögliche Brennweite von $f=300\mathrm{mm}$ verwendet worden. Da der Strahl durch den Öffnungsdurchmesser des AOMs auf Werte weniger als 3mm beschränkt ist, wurde ein Teleskop aufgebaut um den Strahl zu vergrößern. Die erste Version des Teleskops wurde mit Linsen der Brennweiten $f_1=30\mathrm{mm}$ und $f_2=250\mathrm{mm}$ aufgebaut. Der Abstand zwischen den Linsen betrugt $d=f_1+f_2=280\mathrm{mm}$ und passte genau in die zuvor gebaute Strahlenschutzkiste. Mit dem resultierenden Vergrößerungsfaktor $\kappa=f_2/f_1=8.33$ wird der Strahl auf knapp $D=1\mathrm{cm}$ vergrößert. Im Idealfall würde man damit eine Strahltaille von $w_0=20\mathrm{\mu m}$ erwarten.

Mit Linsen, welche aus N-BK7 bestehen, wurde eine Verzögerung der maximalen Leistung festgestellt. Nach dem Einschalten des AOMs benötigten verschieden Leistungsmessgeräte eine Anstiegszeit von $t_r \approx 2$ s. Die Leistung, welche den Aufbau in der Strahlensicherheitskiste verlässt, stieg in dieser Zeit kontinuierlich von 20W auf den maximalen Wert von $P_{out,max} = 22W$. Dies stellte ein Problem dar, da die geplante Zeit, in welcher die Dipolfalle aktiv sein soll, im Bereich von einigen 100ms liegt und somit keine konkrete Information über die Leistung gegeben wird. Dadurch wäre eine genauere Bestimmung der Potentialtiefe unmöglich gewesen.

Die Lösung des Problems waren neue Linsen für das Teleskop und der Fokusierungslinse. Die neuen Linsen mit den Brennweiten $f_1 = 35$ mm und $f_2 = 300$ mm bestehen aus Quarzglas (engl. fused silica) und erreichen $P_{out,max}$ in wenigen Mikrosekunden. Dies ist ausreichend schnell, da man über die Experimentsteuerung nur $10\mu s$ als kleinste Zeiteinheit schalten kann. Das Teleskop mit den neuen Linsen musste über zwei Spiegel aufgebaut werden, da durch die längeren Brennweiten der Platz nicht mehr ausreichte. Durch vorherige Markierung des alten Strahlengangs konnte dieser wiederhergestellt werden, da bereits eine Dipolfalle sichtbar war.

Durch die neuen Linsen verringerten ein grünliche Schimmer der Linsen, wenn man diese über einen Infrarot-Sichtgerät betrachtete. Dies lässt vermuten, dass Quarzglas weniger Licht streut als N-BK7. Weniger Streulicht bedeutet, dass die alten Linsen mehr absorbierten und durch thermische Effekte das Leistungsmaximum verzögert haben. Der Vergrößerungsfaktor mit $\kappa = 8.57$ liefert einen ähnlich großen Strahl, sodass ebenfalls Taillen in der Größe von $w_0 = 20 \mu m$ erwartet werden.

Der Strahl verlässt die Kiste unter einem 45° -Winkel, um diesen mit einem der MOT-Strahlen zu überlagern. Zur Winkeländerung wird ein Breitbandspiegel verwendet, welcher Einfallswinkel von $0-45^{\circ}$ gut reflektiert. Es folgt ein Periskop, welches den Strahl auf die Höhe von 125mm anhebt. Dies ist die Höhe des MOT-Strahls und der Fenster der Vakuumkammer.

Erzeugung des Fokus

Der Strahl wird zur Erzeugung der Dipolfalle in die Vakuumkammer gelenkt. Um Schäden an der Kamera zu verhindern, wird davon abgesehen die Dipolfalle mit dem Abbildungssystem zu überlagern. Typischerweise liegt die Belastungsgrenze der Kamera bei 2mW Leistung verteilt auf die ganzen Fläche des Sensors. Das an den dichromatischen Spiegeln tramsittierte Licht wird voraussichtlich etwa 2%, also 440mW, der Strahlleistung auf eine ähnlich große Fläche liefern. Dadurch wären Schäden am Kamerasensor nicht auszuschließen. Daher wurde die Überlagerung mit einem der MOT-Strahlen realisiert. Es wurden dichromatische Spiegel, welche 626nm transmittieren und 1064nm reflektieren, aufgestellt, um den Strahl in die Kammer und auf der anderen Seite in eine dritte Strahlenfalle zu leiten.

Eine effiziente Umladung der Atome von der MOT in die Dipolfalle erfordert eine präzise Ausrichtung des Dipolfallenstrahls mit der in der MOT gefangenen Atomwolke. Diese Überlagerung stellt sich ohne Referenzpunkt als nahezu unmöglich heraus. Daher trifft man die Atomwolke zunächst mit Licht der Wellenlänge 421nm. Das Treffen mit diesem nah-resonanten Licht bewirkt, dass ein Teil der Atome aus der Wolke heraus gedrückt werden. Indem der Dipolfallenstrahl mit dem blauen Licht überlagert wird, ist eine Umladung der Atome möglich. Es muss auf diese Weise nur noch der Fokus angepasst werden. Dies geschieht durch ein Schieben der Linse entlang der Strahlenachse. Zusätzlich ist die Ausrichtung des Strahls über horizontale und vertikale Richtung möglich. Die gefangenen Atome in der optischen Dipolfalle sind in Abbildung 5.2 dargestellt.

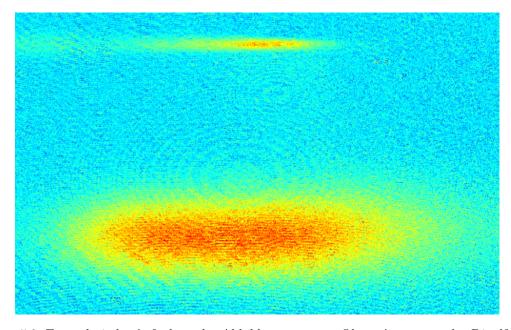


Abbildung 5.2: Exemplarische Aufnahme des Abbildungssystems. Oben: Atome aus der Dipolfalle nach 3ms Fallzeit. Unten: Atome der MOT bei einer Fallzeit von insgesamt 33ms.

Kapitel 6

Charakterisierung der optischen Dipolfalle

In dem vorangegangenen Kapitel ist der Aufbau der Dipolfalle aufgezeigt worden. Dieses Kapitel beinhaltet die Diskussion der Eigenschaften der Dipolfalle. Die wichtigste Größe ist hierbei die Potentialtiefe, welche durch die Kenntnis von Strahltaille und Fallenfrequenzen berechenbar ist, siehe Kapitel 2. Des weiteren werden die wichtigsten experimentellen Größen betrachtet, welche für den späteren Einsatz der Dipolfalle als Richtwert für eine optimale Funktion verwendet werden sollen. Darunter zählen die Umladeeffizienz der Atome von MOT zur Dipolfalle, die Lebensdauer der Falle und die Temperatur der gefangenen Atome.

6.1 Strahlprofil der Dipolfalle

Zur Bestimmung der Strahltaillen wird die beschriebene Rasierklingen-Methode genutzt (siehe Abschnitt 3.1). Dazu wird die Gleichung 2.11 an gemessene Messwerte von Strahlradien gefittet.

Die hohe Leistung von 22W muss zu Messung mit einer Rasierklinge abgeschwächt werden. Eine Reduktion der gesamten Leistung durch die Regulation am polarisierenden Strahlteiler führt zu einer sichtlichen Veränderung der Strahlform und kann daher nicht verwendet werden. Es wird ein kleiner Block aus Zerodur in den Strahlenweg bei voller Strahleneistung platziert, um das reflektierte Licht zu vermessen. Die besonders glatte Oberfläche dieses Zerodurblocks soll eine Verzerrung des Strahls verhindern. Die Leistung des reflektierten Lichts beträgt 0.9W für die zwei deutlich unterscheidbare Reflexionen am Block. Die erste Reflexion an der Vorderseite wird für die Messung genutzt, währenddessen die Reflexion an der Rückseite durch eloxiertes Aluminium abgeschirmt wird.

Die Ergebnisse der Fits für die Fehlerfunktionen und die der Strahlprofile werden mit der Scipy Funktion der orthogonalen Distanzregression¹ bestimmt. Dabei wird die senkrechte Distanz zwischen Messwert und der Fitfunktion minimiert. Mit dieser Funktion ist es möglich die Fehler der gemessenen Leistung einzubeziehen. Dieser ist mit 1% des Messwerts angeben, wurde aber auf Grund von Schwankungen mit 5mW als Minimum nach unten beschränkt. Der Fehler auf die Werte der Mikrometerschraube wird auf ein Skalenteil festgelegt. Dies entspricht 10µm. Die Position auf der Strahlenachse wird relativ von einem Lineal abgelesen, welches parallel zum

¹https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/odr.html

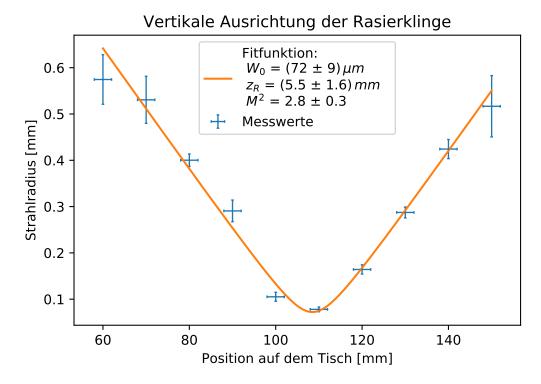


Abbildung 6.1: Strahlprofil der optischen Dipolfalle in vertikaler Richtung bezüglich der Tischebene.

Ausrichtung	horizontal	vertikal
Strahltaille w_0 [µm]	31.43 ± 50.94	72.21 ± 9.28
Rayleigh Länge z_R [mm]	1.54 ± 5.58	5.49 ± 1.57
Strahlqualität M^2	1.89 ± 3.06	2.80 ± 0.35

Tabelle 6.1: Resultate der Vermessung des Strahlenprofils in horizontaler und vertikaler Lage.

Strahl auf dem Tisch fixiert ist. Der Fehler auf die Position der Rasierklinge wurde mit 2cm abgeschätzt, da die Rasierklinge keinen direkten Kontakt zum Lineal besaß und über eine Stangenkonstruktion befestigt wurde. In Abbildung 6.1 ist das vertikale Strahlprofil dargestellt. Siehe Abbildung A.3 für das horizontale Pendant. Die Messergebnisse für horizontale und vertikale Richtung sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt und sind im Vergleich zu den in Abschnitt 5.2 berechneten 20µm größer als erwartet.

Bei der Auswertung der Daten wurden ein Abfall der gemessenen Leistung beobachtet, obwohl der Laserstrahl entweder noch nicht angeschnitten wurde oder bereits komplett abgedeckt war. Auf Grund dieser Randdaten wurde diese störende Strahlung als linear mit $20 \frac{\text{mW}}{\text{cm}}$ fallend angenommen. Für die Fits der Fehlerfunktionen wurde daher eine lineare Korrektur der Leistung um diesen Wert vorgenommen. Ein exemplarischer Fit ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Sollte diese störende Strahlung gaußförmig zu der Leistung beigetragen haben, müsste die Steigungen der Fehlerfunktion steiler sein als dargestellt. Die hier gemessenen Strahlradien würden als zu groß dargestellt werden. Die Quelle dieser Strahlung ist bisher unbekannt.

Bei den Ergebnisse der Fits aus Tabelle 6.1 fällt auf, dass die vertikale Strahltaille $w_{x,0} = (72\pm 9)\mu$ m deutlich größer ist als $w_{y,0} = (31\pm 50)\mu$ m in vertikaler Richtung. Dies steht im Konflikt mit der Beobachtung eines nahezu kreisförmigen Strahls. Es scheint als würden mehr Messwerte

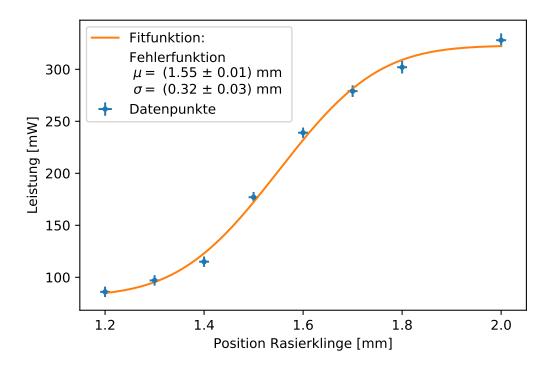


Abbildung 6.2: Fit der Fehlerfunktion für die horizontale Messung an der Position 90cm bezüglich des Lineals auf dem Tisch.

in der Taillenregion im horizontalen Fall (Abbildung A.3), einen genaueren Wert der Taille liefern, dabei aber den Fehler stark überschätzen. Für Messungen von Rasierklingenpositionen nah aneinander ist der Abstand zweier Punkten fast so groß wie der Positionsfehler. Daher werden keine zusätzlichen Messungen im Taillenbereich aufzunehmen, da diese nur mit weiteren Schwankungen zu einem größeren Fehler beitragen würden.

Ein präziserer Wert der Strahltaille kann durch mehr Messwerte in der Taillenregion erreicht werden. Dies ist nur sinnvoll solange der Abstand zweier Messwerte größer ist als der Fehler auf die Position der Rasierklinge. Bei zu vielen Messwerten würden Schwankungen zu einem größeren Fehler beitragen. Andererseits ist bei gleichmäßigen Abständen der Fit gut konditioniert, wie in der vertikalen Messreihe dargestellt. Eine exakte Messung der Taille wird durch den Mangel an Punkten dafür erschwert. Durch den Aufbau der Rasierklinge an einer Stangenkonstruktion und der ständigen Neujustage für jeden Messwert, ist der Fehler auf die Position mit 2mm abgeschätzt worden.

Anhand der Kenntnis der Strahltaillen ist bereits eine Abschätzung der Potentialtiefe vornehmbar. Dazu wurde der kürzlich in [Rav+18] veröffentlichte Wert der Polarisierbarkeit von $\text{Re}(\alpha) = 184.4 \,\text{a.u.}$ bei einer Wellenlänge von 1064nm genutzt.

Strahltaille [µm	Potentialtiefe [µK]	Fallenfrequenz [Hz]
$w_{0,r} = 20$	1452.4	$\nu_r = 4346$
$w_{0,x} = 31$	260.3	$\nu_x = 1187$
$w_{0,y} = 72$	200.5	$\nu_y = 511$
$w_{0,r} = 70$	118.6	$\nu_r = 355$

Tabelle 6.2: Berechnung der Potentialtiefen und Fallenfrequenzen für verschiedene Strahltaillen. Die Fallenfrequenz sind hierbei nicht mehr als Kreisfrequenzen des harmonischen Oszillators angegeben, sondern als die messbaren Frequenzen. Zur Berechnung wird $P_{ges}=22\mathrm{W}$ und $\mathrm{Re}(\alpha)=(184.4\pm2.4)\,\mathrm{a.u.}$ [Rav+18] genutzt.

Anhand der Messungen und der Vorgabe aus dem Idealfall, kann die Annahme getroffen werden, dass der Strahl eine Taille zwischen 20µm und 70µm besitzen muss. Die entsprechenden Potentialtiefen und messbaren Fallenfrequenzen $\nu_i = \frac{\omega_i}{2\pi}$ sind in Tabelle 6.2 dargestellt. Die erwarteten Fallenfrequenzen werden dadurch auf einen Bereich um 1000Hz geschätzt. Diese Werte werden in Abschnitt 6.4 erneut aufgegriffen und detailreicher diskutiert.

6.2 Umladeeffizienz und Lebensdauer der ODT

Für kommende Experimente mit der Dipolfalle sind die Anzahl der Teilchen und deren Lebensdauer in der Falle von besonderem Interesse. Zum Einen beschränkt die Lebensdauer die Interaktionszeit einer Messung mit den Atomen in der Dipolfalle. Zum anderen erleichtern höhere Atomzahlen die Sichtbarkeit der Atomwolke. Dadurch wird auch die Bestimmung der Atomzahlen genauer, da dann Hintergrundrauschen besser von der Atomwolke unterscheidbar wird. Durch die Annäherung einer Gaußfunktion wird die Teilchenzahl bestimmt. Hierbei ist die richtige Längenskala, siehe Ende Abschnitt 3.2, sowie die Frequenz des blauen Abbildungslichts wichtig. Ist die Längenskala zu klein kalibriert, so erscheint die Atomwolke größer und die Atomzahl wäre überschätzt. Für geringe Fallzeiten bei denen die Atomwolke weiterhin sehr dicht gepackt ist, kann resonantes Licht diese nicht mehr durchdringen, da die ersten Atome bereits alles absorbiert haben. Um die Atomzahl hierbei nicht zu unterschätzten muss das blaue Licht etwas verstimmt oder die Flugzeit erhöht werden. Letzteres wurde für die Teilchenzahlen in Tabelle 6.3 umgesetzt.

Mittelwert	MOT	ODT	Ladeeffizienz [%]
Atomzahl [10 ⁶]	107.2 ± 1.9	4.8 ± 0.3	4.48 ± 0.29

Tabelle 6.3: Gemittelte Teilchenzahlen der MOT aus 38 Messungen und der Dipolfalle aus 50 Messungen. Die Ladeeffizienz gibt dabei das Verhältnis der in die Dipolfalle transferierten Atome zur Atomzahl der MOT.

Für die Teilchenzahlmessung der MOT wurden 38 Messungen bei einer Fallzeit von 20ms durchgeführt. Ein Bild dieser Atomwolken ist in Abbildung A.1 zu sehen. Verglichen mit den etwa 180 Millionen Atomen vor dem Einbau der Dipolfalle, ist die Atomzahl mit 107.2 ± 1.9 deutlich zurückgegangen. Einbußen in der Atomzahl sind im Wesentlichen auf den Einfluss der dichromatischen Spiegel zurückzuführen. Obwohl diese für 626nm Licht transmittierend

sind, wurden geringe Mengen an reflektiertem Licht beobachtet. Dadurch ist der zurücklaufende Strahl des überlagerten MOT Strahls schwächer als der zunächst eingestrahlte. Dadurch das Strahlungsdruckungleichgewicht könnten Atome die Falle zum reflektierenden Spiegel verlassen. Zur Optimierung der Atomzahl ist neben einer exakten Überlappung der drei Strahlenachsen auch die Polarisation des Lichts für den Zeemanslower ausschlaggebend.

Nach einer Optimierung der Dipolfalle auf die Anzahl der gefangenen Atome, wurden im Mittel 4.8 ± 0.3 Millionen Atome gemessen. Dieser Wert entstand für Messungen mit einer Ladezeit von 100ms. Für die Bilder der Atomwolken wurde zunächst die MOT für 30ms fallengelassen und anschließend die Dipolfalle 3ms nach den Ausschalten der Dipolfalle aufgenommen. Ein Bild dieser Atomwolken wurde bereits in Abbildung 5.2 dargestellt. Die resultierende Umladeeffizienz beträgt $(4.48\pm0.29)\%$. Diese wird als Anteil der gefangenen Atome in der Dipolfalle zu der Atomzahl der MOT angesehen. Im Vergleich zu einem ähnlichen Aufbau aus [Bai12], welcher 2% erreicht, ist unser Aufbau deutlich effizienter.

Für Dipolfallen wird eine Lebensdauer im Bereich von Sekunden erwartet. Dies konnte bisher nicht erreicht werden. Nach einer Haltezeit von etwa 80ms, ist zwischen Atomen in der Dipolfalle und dem Hintergrundrauschen nicht mehr zu unterscheiden. Der Fokus der Dipolfalle scheint vor dem Zentrum der MOT zu liegen, da ein Drift der Atome mit längeren Fallzeiten beobachtet wurde. Dabei könnte ein Großteil der Atome durch den Fokus gesogen werden.

Es war möglich die Haltezeit der Atome zu erhöhen, indem der Strahl weiter ausgerichtet wurde. Jedoch wurden dabei deutlich weniger Atome gemessen. Es wurde sich für die Einstellung mit den meisten Atome entschieden, da diese auf den Bildern deutlicher sichtbar ist. Im diesem Zusammenhang wurde eine Zweiteilung der Dipolfalle beobachtet, wenn der Fokus weiter in das Wolkenzentrum gerichtet wurde. Dies bekräftigt die Vermutung, dass Atome durch den Fokus gesogen werden. Der genaue Grund dieser Effekte ist bisher unbekannt. Es wird jedoch ein geneigter Dipolfallenstrahl als Ursache des Problem vermutet. Dies wird im folgenden Abschnitt näher erläutert.

6.3 Temperaturmessungen

Die Temperatur der gefangenen Atome wird wie in Abschnitt 3.2 beschrieben bestimmt. Dies wurde sowohl für MOT als auch die Dipolfalle mit verschiedenen Varianten des Linsenmaterials, siehe Abschnitt 5.2, durchgeführt. Die Temperaturen der einzelnen Flugzeitmessungen werden in Abbildung 6.3 grafisch dargestellt und finden sich als Datenwerte in Tabelle A.1 wieder. Die Temperaturmesswerte der einzelnen Messreihen ergeben die gewichteten Mittelwerte, welche in Tabelle 6.4 zusammengestellt sind.

Fallenart MOT ODT (alt) ODT (neu)
Temperatur
$$[\mu K]$$
 9.95 \pm 0.11 30.3 \pm 2.7 7.87 \pm 0.50

Tabelle 6.4: Temperaturen der Atomwolken aus MOT und beiden Versionen der Dipolfalle. Alt und neu beziehen sich auf die Verwendung der N-BK7 Linsen im ersten Aufbau beziehungsweise der neuen Version mit Linsen aus Quarzglas (fused silica).

Einfluss dimaging a zahl, da r gebildet v

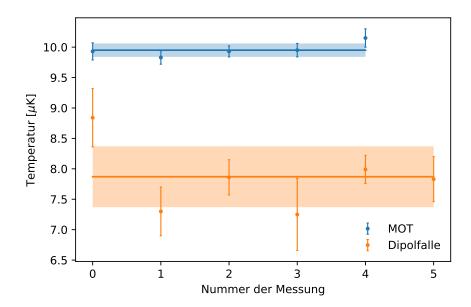


Abbildung 6.3: Darstellung der gemessenen Temperaturen zur Berechnung des gewichteten Mittelwerts. Dieser ist mit seiner Fehlerumgebung gekennzeichnet. Es sind die Temperaturwerte der MOT und der Dipolfalle mit Linsen aus Quarzglas dargestellt. Die Zahlenwerte finden sich in Tabelle A.1 wieder.

Diese Temperaturen wurden für die Änderung der Ausdehnung entlang der Gravitationsachse gemessen. Die Temperatur für die horizontale Ausdehnung wurde nicht weiter beachtet, da bereits die Annäherung der Wolkenform an eine Gaußfunktion schlecht funktioniert. Grund hierfür ist die elliptische Form der Wolken in dieser Richtung. Dieser Effekt ist bei der Dipolfalle besonders stark, da die Rayleighlängen im Vergleich zu den Strahltaillen sehr groß sind.

Für die Fallzeitmessung der MOT wird das Zeitintervall [10,40010]µs mit Schritten von 2000µs gewählt. Dieser Minimalwert von 10µs entstammt der Experimentsteuerung und kann bei einer Sequenzen nicht kleiner gewählt werden. Die maximale Fallzeit ist durch 40ms begrenzt. Dies entspricht der möglichen Beobachtungszeit der Atomwolke. Danach sinkt die Qualität der Gaußfits, da die Wolke aus dem Abbildungsbereich gefallen ist. Die Messungen der Temperatur der optischen Dipolfalle wird auf [10,15010]µs in Schritten von 1000µs beschränkt. Nach dieser Zeit sind Atomwolke und Hintergrundrauschen nur noch schlecht trennbar.

Es wird $(9.95 \pm 0.11)\mu K$ als Temperatur der MOT bestimmt. Dies entspricht in etwa dem früher erzielten Wert von $9\mu K$ [Müh+18]. Die Atome in der ersten Version der Dipolfalle besaßen eine Temperatur von $(30.30 \pm 2.66)\mu K$. Diese Temperatur ist viel höher als die Atome aus der MOT. Der Umladeprozess heizte die gefangenen Atome auf. Grund dafür musste der kontinuierliche Anstieg der Laserstrahlintensität sein. In diesem Zusammenhang ist eine Bewegung des Strahls bei steigender Intensität nicht auszuschließen. Dies würde die Atome aufheizen. Die Dipolfalle mit den neuen Linsen hält Atome mit einer Temperatur von $(7.87 \pm 0.50)\mu K$ gefangen. Anhand der gesunkenen Temperatur, müssen im Umladeprozess heißere Atome entkommen. Dies ist für die Reduktion der Temperatur vorteilhaft und kann durch evaporativer Kühlung verstärkt werden. Bei evaporativer Kühlung entweichen heiße Atome durch das gezielte Abflachen der Potentialtiefe.

Im letzten Abschnitt wurde das ungewollte Verlassen der Atome durch die Möglichkeit eines geneigten Strahls angesprochen. Dies soll an dieser Stelle näher erläutert werden. Die Atome verlassen die Dipolfalle, wenn das Potential nicht ausreichend tief ist, um diese einzufangen. Der Einfluss der Gravitation auf das Fallenpotential kann dies verursachen. Abbildung A.4 stell diesen Effekt exemplarisch für das Potential entlang der Gravitationachse dar.

Im Fall von Dysprosium entspricht dieser Einfluss einer linearen Potentialänderung von $U_{grav}=0.2\frac{\mu \mathrm{K}}{\mu \mathrm{m}}$. Für einen geneigten Strahl ist die Potentialänderung durch die Gravitation um den Faktor $\sin(\theta)$ abgeschwächt. Dabei beschreibt θ den Winkel zwischen Laserstrahl und der idealen horizontalen Ausrichtung. Für einen deutlich sichtbaren Winkel von $\theta=6^{\circ}$ entspricht die Auswirkung der Gravitation einer Potentialänderung von

$$U_{grav,geneigt} = sin(6^{\circ}) \cdot U_{grav} = 20 \frac{\mu K}{mm}.$$
 (6.1)

Unter der Annahme, dass das Fallenpotential entlang der Achse der Strahlpropagation auch durch eine Gaußfunktion beschreibbar ist, wird die Rayleighlänge wird als Strahltaille dieser Achse genutzt. Ausgehend von den gemessenen Werte aus Tabelle 6.1, wird die Rayleighlänge der Dipolfalle auf 5mm abgeschätzt. Die Auswirkung der Gravitation auf die Enden der Falle liegt damit bei 100µK. Im Vergleich zu der Fallentiefe von 260µK aus Tabelle 6.2 wird eine effektive Fallentiefe auf einen Bereich zwischen 160µK und 260µK eingegrenzt. Die Gravitation sollte somit keinen merklichen Einfluss auf das Potentialzeigen.

Dipolfallen sollten, durch einen geneigten Laserstrahl, keine Beeinträchtigung des Einschlusses erleiden, solang $z_R \cdot U_{grav,geneigt}$ viel kleiner ist als die Fallentief. Damit ist dies nicht der Grund für die geringe Haltezeit. Es müssen andere Effekte untersucht werden.

6.4 Messungen der Fallenfrequenzen

Zur Bestimmung der Potentialtiefe wird noch ein gemessener Wert der Fallenfrequenz benötigt. Die berechneten Richtwerte aus Tabelle 6.2 dienen zur Einschränkung des Suchbereichs. Zur Zeit der folgenden Messungen wurden die Richtwerte etwa 26% kleiner abgeschätzt, da mit dem älteren Wert $Re(\alpha) = (136 \pm 15)a.u.$ [Mai15] statt $Re(\alpha) = (184.4 \pm 2.4)a.u.$ [Rav+18] gerechnet wurde. Der Fokus der Messungen lag dabei auf dem Frequenzbereich [200, 500]Hz. Die untere Grenze von 200Hz wurde dabei gewählt, da der optische Tisch nicht angehoben ist. Vibrationen der Kühlgeräte würden in diesem Bereich die Messungen stark beeinflussen. Des Weiteren würde die benötigte Modulationszeit für geringe Frequenzen den maximal möglichen von etwa 80ms überschreiten.

Die Bestimmung der Fallenfrequenzen erfolgt wie in Abschnitt 3.3 beschrieben über eine aktive Modulation der Laserintensität über den akustooptischen Modulator. Die Modulation der Schallwellenintensität mit einer Sinunsfunktion der Frequenz ω_{noise} erzeugt eine kontinuierliche Schwankung der Laserintensität, ohne dabei den Strahlengang zu verändern. Der gleiche Effekt wird durch eine periodische Änderung des Strahlengangs erzielt. Die Atome werden dabei räumlich bewegt und man kann die Fallenfrequenz in der Translationsrichtung des Strahls

bestimmen. Da dies den Strahlengang durch die optischen Elemente ändert, wurde von dieser Methode abgesehen.

Die erste Möglichkeit der Realisierung ist es die Modulationszeit ausreichend hoch zu wählen, bis die Atome genügend Energie erhalten haben um die Falle verlassen zu können. Es ist schwierig einen guten Wert der Modulationszeit zu bestimmen, da die Atome für zu geringe Zeitwerte nicht genügend Energie zu Verlassen erhalten. Nach oben ist der Wert durch die Lebensdauer der Dipolfalle beschränkt. Daher muss die Potentialtiefe verringert werden, sodass weniger Energie benötigt wird und der Effekt der Anregung schneller sichtbar ist. Dies führt jedoch zur Verringerung der Atomzahl, als auch zu einer größeren Schwankung dieser. Verursacht wird dies durch den stärkeren Einfluss des Hintergrundrauschens. Für Laserintensität von $(40\pm5)\%$ wurden etwa 2.2 ± 0.4 Millionen Atome in der Falle gemessen. Daraufhin wurde ein Verlust von mehr als 30% als signifikant eingestuft.

Die ersten Messversuche mit einer Schrittweite von 100Hz erstreckten sich bis zu 10kHz und zeigten keine Ergebnisse. Daraufhin wurde sich auf den bereits genannten Suchbereich beschränkt und die Schrittweite zunächst auf 10Hz reduziert, da die Breite solcher Resonanzen schmaler sein kann. Mit Modulationszeiten zwischen 10ms und 30ms wurden öfter Resonanzen vermutet, die sich bei wiederholten Messungen und geringeren Schrittweiten von 5Hz jedoch nicht bestätigt haben. Auch in einer zweiten Messreihe mit der Laserintensität von $(27 \pm 7)\%$ konnten keine Fallenfrequenzen gefunden werden.

Sobald die Lebensdauer der Atome in der Dipolfalle erhöht wurde, kann das parametrische Heizen über einen längeren Zeitraum angewendet werden. Die zu untersuchenden Frequenzbereiche sollten in kleinere Abschnitte unterteilt werden, um eine annähernd konstante Anzahl der anregenden Perioden zu erzeugen. Diese Anzahl sollte so groß wie möglich und für die einzelnen Bereiche konstant gewählt werden. Zu Beachten sei dabei, dass nach der Modulationszeit noch genügend Atome vorhanden sind, sofern man keine Resonanz trifft. Die Atomwolke sollte generell deutlich vom Hintergrundrauschen trennbar sein, sodass die Schwankungen der Atomzahl gering gehalten werden. Dies erleichtert eine Aussage über das Treffen einer Resonanzfrequenz.

Kapitel 7

Fazit und Ausblick

Die Zielsetzung dieser Arbeit war der Aufbau einer optischen Dipolfalle für Dysprosium sowie die Chrakterisierung von Dipolfallenstrahl, Umladeeffizienz, Temperatur und der Fallenfrequenzen.

Der Aufbau der optischen Dipolfalle wurde durch die Positionierung der optischen Elemente und die Erzeugung einer gefangenen Atomwolke erfolgreich umgesetzt. Durch den Einbau der Linsen aus Quarzglas wurde der Aufbau verbessert, sodass der Dipolfalle eine stabile Leistung zur Verfügung steht. Die erzeugte Strahltaille kann zwar nicht mit dem theoretischen Wert von 20µm konkurrieren, erfüllt jedoch den Anspruch von etwa 50µm. Eine erneute Messung des Strahlprofils ohne Einfluss störender Hintergrundstrahlung könnte diese Aussage bekräftigen. In diesem Zusammenhang sollte die Bestimmung der Strahlradienfehler überprüft werden. Die bisher verwendeten Fehler aus den Fits der Fehlerfunktionen, scheinen in der Taillenregion unterschätzt.

Die hohe Umladeeffizienz von $(4.48\pm0.29)\%$ zeigt, dass die Dipolfalle gut funktioniert. Dies wird durch die geringe Temperatur von $(7.87\pm0.50)\mu\mathrm{K}$ bestätigt. Damit ist der Grundstein zur aktuell laufenden Spektroskopie des 53Hz schmalen Übergangs in der Nähe von 1001nm gelegt. Ebenfalls kann hierauf ein Verfahren zur evaporativen Kühlung entwickelt werden. Es sollte dennoch in naher Zukunft der Grund für die geringe Sichtbarkeitsdauer der Dipolfalle geklärt werden. Ein geneigter Strahl ist dabei ausgeschlossen, solang das Potential tiefer ist als 200 $\mu\mathrm{K}$. Dieser Werte ist für den bisherigen Aufbau erreicht.

Sobald die kurze Sichtbarkeitsdauer verlängert ist, würde eine Lebensdauermessung einen Richtwert zur Bestimmung der Modulationszeit des parametrischen Heizens liefern, da bisher keine Werte der messbaren Fallenfrequenzen vorliegen. Daher müssen weitere Messungen unternommen werden, um die Charakterisierung vollständig abzuschließen. Aufgrund von Zeitmangel konnten bisher nicht der ganze Frequenzbereich bis 4kHz abgedeckt werden. Dies sollte der erste Ansatzpunkt sein. Um bei einer Messung mit Sicherheit festzustellen, dass keine Fallenfrequenz getroffen ist, sollte die Modulationszeit möglichst groß gewählt werden. Dieser Werte sollte jedoch unterhalb der Lebensdauer liegen.

Sollte die Sichtbarkeit der Dipolfalle in der Zukunft verbessert werden, kann ein geringerer Modulationswert als $(27\pm7)\%$ verwendet werden. Dieses flachere Fallenpotential zeigt schneller Auswirkungen der Modulation. Bisher wurden nur zwei Intensitätswerte ausgetestet. Weitere Messungen sollten dann niedrigere Werte verwenden, da in anderen Messungen üblicherweise Werte unterhalb von 10% genutzt werden [Bai12].

Bezüglich des Strahlenschutzes wurde ein Großteil des Strahlengangs vor versehentlichem Unterbrechen geschützt. Alle leistungstragenden Laserstrahlen wurden mit Strahlfallen sicher

eingefangen, sodass diese keine Schäden an Optiken und Menschen verursachen können. Dennoch sollte stets eine der vorhandenen Strahlenschutzbrillen mit OD9+ getragen werden, da der infrarote Laserstrahl für das menschliche Auge unsichtbar. Zur Minimierung der Gefahr des Strahlengangs außerhalb der Strahlenschutzkiste sollten weitere Abschirmungen aufgestellt werden. So kann bereits ein einfaches Röhrensystem den Laboranten davon abhalten versehentlich in den Strahl zu greifen. Für Notfälle sollte ein manueller Shutter zur Unterbrechung des Strahls an die Öffnung der Kiste abgebracht werden. Dieser muss auch für Leistungen um 22W geeignet ist.

Anhang A

Appendix

- A.1 Absorptionsbild der Atomwolke
- A.2 Aufbau der optischen Dipolfalle



Abbildung A.2: Bild des Strahlengangs innerhalb der Strahlenschutzkiste. Es ist noch der Aufbau des ersten Teleskops mit geringerem Vergrößerungsfaktor zu sehen. Zweite Wellenplatte später hinzugefügt.

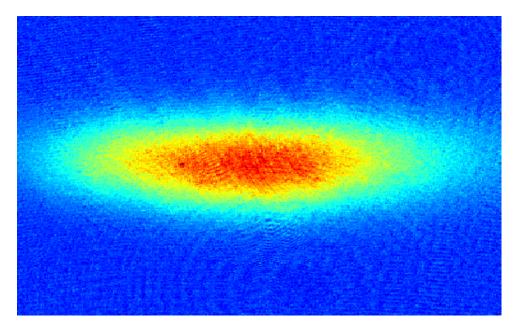


Abbildung A.1: Atomwolke aus der magnetooptischen Falle nach einer Fallzeit von 20ms.

A.3 Temperaturmessungen

Messreihe	MOT	ODT (alt)	ODT (neu)
1	9.93 ± 0.14	34.1 ± 4.9	8.84 ± 0.48
2	9.83 ± 0.11	30.9 ± 2.3	7.30 ± 0.40
3	9.93 ± 0.09	24.9 ± 8.0	7.86 ± 0.29
4	9.95 ± 0.11	31.6 ± 2.7	7.25 ± 0.59
5	10.15 ± 0.15	30.2 ± 2.5	7.99 ± 0.23
6	_	26.6 ± 4.6	7.83 ± 0.37

Tabelle A.1: Temperaturen in μK für einzelne Messreihen. Diese Werte dienen zur Berechnung der gewichteten Mittelwerte aus Tabelle 6.4.

A.4. Strahlprofil 35

A.4 Strahlprofil

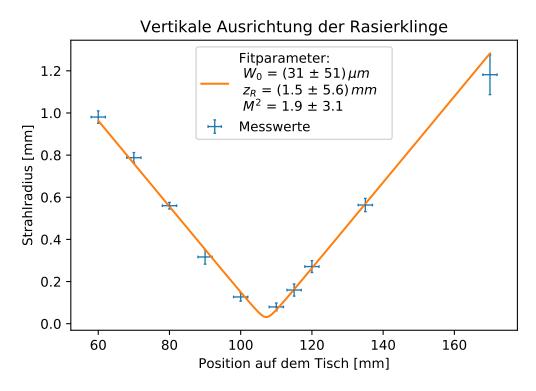


Abbildung A.3: Strahlprofil der optischen Dipolfalle in horizontaler Richtung bezüglich der Tischebene.

A.5 Fallenpotential unter Gravitationseinwirkung

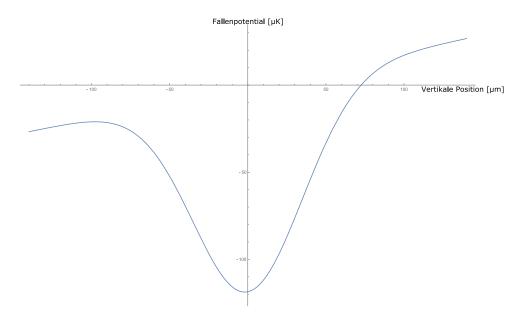


Abbildung A.4: Dipolfallenpotential eines kreisförmigen Strahls mit Taille von 70 μ m unter Einwirkung der Gravitation entlang der Gravitationsachse. Für einen geneigten Strahl wäre der Einfluss der Gravitation mit einem Faktor von $\sin(\alpha)$ zu versehen, wobei α der Neigung relativ zur horizontalen Achse beschreibt.

Literatur

- [And+95] M. H. Anderson u. a. "Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor". In: *Science (New York, N.Y.)* 269.5221 (1995), S. 198–201. DOI: 10.1126/science.269.5221.198.
- [Ash70] A. Ashkin. "Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure". In: *Physical review letters* (1970).
- [Bai12] Simon Baier. "An optical dipole trap for Erbium with tunable geometry". In: (2012).
- [Bau17] Carina Baumgärtner. "Laserkühlen von Dysprosium". In: (2017).
- [Dav+95] Davis u. a. "Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms". In: *Physical review letters* 75.22 (1995), S. 3969–3973. DOI: 10.1103/PhysRevLett.75.3969.
- [Dem11] Wolfgang Demtröder. *Laserspektroskopie 1*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2011. DOI: 10.1007/978-3-642-21306-9.
- [Gen17] Arne Gennerich, Hrsg. *Optical Tweezers*. Bd. 1486. New York, NY: Springer New York, 2017. DOI: 10.1007/978-1-4939-6421-5.
- [GWO99] Rudolf Grimm, Matthias Weidemüller und Yurii B. Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms. 1999. URL: http://arxiv.org/pdf/physics/9902072.
- [Jav03] Javier Alda. Encyclopedia of Optical Engineering: Laser and Gaussian Beam Propagation and Transformation: S. 999 1013. 2003.
- [Lu+11] Mingwu Lu u.a. "Strongly dipolar Bose-Einstein condensate of dysprosium". In: *Physical review letters* 107.19 (2011), S. 190401. DOI: 10.1103/PhysRevLett.107. 190401.
- [Mai15] Thomas Maier. "Interactions in a Quantum Gas of Dysprosium Atoms". In: (2015).
- [Mas18] Lena Maske. "Spektroskopie des 1001 nm Übergangs von Dysprosium". Masterarbeit. Mainz: Johannes Gutenberg-Universität, 2018.
- [Mes08] Dieter Meschede. Optik, Licht und Laser. 3., durchgesehene Auflage. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag / GWV Fachverlage GmbH Wiesbaden, 2008. DOI: 10. 1007/978-3-8348-9288-1.
- [Müh+18] Florian Mühlbauer u. a. "Systematic optimization of laser cooling of dysprosium". In: Applied Physics B 124.6 (2018), S. 201. DOI: 10.1007/s00340-018-6981-2.
- [Rav+18] C. Ravensbergen u. a. "Accurate Determination of the Dynamical Polarizability of Dysprosium". In: *Physical review letters* 120.22 (2018), S. 223001.

38 Literatur

[SOT97] T. A. Savard, K. M. O'Hara und J. E. Thomas. "Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps". In: *Physical Review A* 56.2 (1997), R1095–R1098. DOI: 10.1103/PhysRevA.56.R1095.

- [Ste+86] Steven Chu u. a. "Experimental Observation of Optically Trapped Atoms". In: *Physical review letters* (1986).
- [Wil81] William D. Phillips and Harold Metcalf. "Laser Deceleration of an Atomic Beam". In: *Physical review letters* (1981).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich noch bei Allen bedanken, die mich während der Bachelorarbeitszeit ermutigt und unterstützt haben.

Besonders möchte ich mich bei Prof. Dr. Patrick Windpassinger ganz herzlich bedanken, der mir die Möglichkeit eröffnet hat die Bachelorarbeit in seiner Gruppe anfertigen zu können und mich auf einen tiefliegenden Fehler innerhalb meiner Erklärstruktur hingewiesen hat. Des weiteren danke ich Prof. Dr. Klaus Wendt für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Großer Dank geht an die gesamte AG Windpassinger, die mich ganz herzlich aufgenommen haben und immer mit einem offenen Ohr für meine Fragen zur Verfügung sind. Insbesondere bedanke ich mich bei Marcel Trümper und Niels Petersen für die exzellente Betreuung in den vergangenen Monaten. Auf all meine Frage erhielt ich ausführliche Erklärungen und konnte somit einen Großteil des Dysprosiumexperiments verstehen. Die stundenlangen Justagearbeiten und nur teilweise erfolgreichen Messungen wurden durch eure Motivation und Frustresistenz zu einer erfreulichen Zeit. Ich hoffe doch, dass etwas davon auf mich abgefärbt ist.

Ganz besondere Dank gilt Claudia Heller und Nils Ramminger, die mich in den letzten Jahren kontinuierlich unterstützt und ermuntert haben. Ohne euch wäre das Leben nur halb so schön!

Zuletzt möchte ich mich bei all meinen Freunden und meiner Familie bedanken, dass ich mich immer auf euch verlassen kann und hoffe, dass ihr stets an meiner Seite bleibt.