

Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats aus Erbiumatomen in einer quasi-elektrostatischen Dipolfalle

Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von
Jens Ulitzsch
aus
Koblenz

Bonn, Dezember 2016

Angefertigt mit Genehmigung der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Gutachter: Prof. Dr. Martin Weitz
2. Gutachter: Prof. Dr. Michael Köhl

Tag der Promotion: 21.12.2016
Erscheinungsjahr: 2017

Diese Dissertation ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn
http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online elektronisch publiziert.

Zusammenfassung

Ultrakalte Gase dienen seit den Achtzigerjahren der Erforschung neuartiger physikalischer Phänomene, in deren Rahmen zum Beispiel erstmals die Realisierung atomarer Bose-Einstein-Kondensate sowie die quantenentarteter Fermi-Gase gelang. Anfangs konnten diese Zustände ausschließlich mit Alkaliatomen erreicht werden. Erst im vergangenen Jahrzehnt gelang es auch Atome mit komplexerer innerer Struktur zu kondensieren, die teilweise einen von Null verschiedenen elektronischen Bahndrehimpuls im Grundzustand aufweisen, wie etwa die Lanthanoide Erbium und Dysprosium. Ultrakalte Gase aus solchen Atomen lassen sich auf neue Art und Weise mit Laserlicht fern verstimmter Frequenz manipulieren. Weiterhin weisen sie einen starken dipolaren Charakter auf, welcher die Wechselwirkungen im ultrakalten Gas dominiert und damit zu neuen Wechselwirkungsphänomenen führt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmals eine Bose-Einstein-Kondensat von Erbiumatomen im Potential einer extrem weit von den atomaren Resonanzen verstimmten quasi-elektrostatischen Dipolfalle erzeugt. Zentraler Teil dieser Arbeit war die Realisierung eines effizienten Umladeprozesses aus der magnetooptischen Falle in die quasi-elektrostatischen Dipolfalle, in welcher eine weitere evaporative Kühlung des Bose-Gases bis in den Bereich der Quantenentartung erfolgte. Da sich das Bose-Einstein-Kondensat nur in sehr reinen Ultrahochvakuumatmosphären beobachten lässt, wurde in einem ersten Schritt ein Vakumsystem konstruiert und aufgebaut, welches aus einer Effusionszelle, einem Zeeman-Kühler und einer Hauptkammer besteht. Mit Hilfe der Effusionszelle wird ein Atomstrahl produziert und nach deren Verlassen, mit Hilfe des Kühlübergangs bei 400,91 nm transversal gekühlt und kollimiert. Longitudinal wird der Atomstrahl mit Hilfe eines Zeeman-Kühlers abgebremst, der ebenfalls den Kühlübergang bei 400,91 nm nutzt. Aus dem Atomstrahl wird eine magnetooptische Falle geladen, die mit Licht der Wellenlänge 582,84 nm betrieben wird. Die in der magnetooptischen Falle gefangenen Atome werden zur weiteren Abkühlung in ein quasi-elektrostatisches Dipolfallenpotential umgeladen, welches durch den fokussierten Laserstrahl eines CO₂-Lasers der Wellenlänge 10,6 µm gebildet wird. Mit Hilfe der darauf folgenden Evaporationsphase konnte die Phasenraumdichte über den kritischen Wert für den Phasenübergang erhöht und die Herausbildung eines Bose-Einstein-Kondensats aus Erbiumatomen

beobachtet werden. Das Bose-Einstein-Kondensat beinhaltet etwa $3 \cdot 10^4$ Erbiumatome und hat eine Lebensdauer von etwa 8 s.

Eine Perspektive der hier gewonnenen Ergebnisse ist die Erzeugung neuartiger Quantenzustände von Materie, sowie zum Beispiel die Untersuchung des fraktionalen Quanten-Hall-Effekts in extrem starken künstlichen Magnetfeldern induziert durch weit verstimmte optische Raman-Lichtfelder.

Publikationsliste

H. Brammer, J. Ulitzsch, R. Bourouis, M. Weitz, *Doppler-free frequency-modulation spectroscopy of atomic erbium in a hollow-cathode discharge cell*, Applied Physics B **106**, 2 (2012)

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Grundlagen ultrakalter atomarer Bose-Gase	7
2.1 Bose-Einstein-Kondensation	7
2.2 Eigenschaften atomaren Erbiums	11
2.3 Experimentelle Realisierung von Bose-Einstein-Kondensaten in atomaren Ensembles	17
3 Experimenteller Aufbau und Messtechniken	41
3.1 Experimenteller Ablauf	41
3.2 Aufbau des Ultrahochvakuumsystems	42
3.3 Aufbau der Lasersysteme	51
3.4 Realisierung der quasi-elekrostatischen Dipolfalle	63
3.5 Eingesetzte Messmethoden	68
4 Ergebnisse	75
4.1 Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl	75
4.2 Magnetooptische Falle für Erbiumatome	79
4.3 Quasielektrostatische Dipolfalle für Erbiumatome	86
4.4 Evaporationsprozess	91
4.5 Bose-Einstein-Kondensat aus Erbiumatomen	96
5 Ausblick	101
Literatur	103

KAPITEL 1

Einleitung

Vor etwa 90 Jahren sagte A. Einstein basierend auf Vorarbeiten von S. N. Bose zur Quantenstatistik masseloser Teilchen einen neuen Zustand für Materie, das später nach ihnen benannte Bose-Einstein-Kondensat voraus [1, 2]. Dieser Zustand zeichnet sich durch eine makroskopische Besetzung eines einzigen Quantenzustandes von Bosonen aus. Ein atomares Ensemble kann durch eine einzige kohärente, makroskopische Wellenfunktion beschreiben werden, wodurch es sich ideal zur Erforschung vieler quantenmechanischer Effekte eignet.

Die ersten experimentellen Realisierungen atomarer Bose-Einstein-Kondensate fanden im Jahr 1995 durch Kühlen dünner atomarer Gasen auf ultrakalte Temperaturen statt [3–5]. Darauf folgten Experimente, welche die Erforschung elementarer Eigenschaften der makroskopischen Quantenphysik zum Ziel hatten. So erfolgte etwa der Nachweis der räumlichen Kohärenz des Bose-Einstein-Kondensats durch Materiewelleninterferometrie und es konnte die Suprafluidität des Kondensats demonstriert werden [6–8]. Wird ein Bose-Einstein-Kondensat in ein optisches Gitterpotential geladen, entsteht im periodischen Potential ein System mit wohldefinierten Startbedingungen sowie hoher Reinheit, was dem genaueren Verständnis von Festkörpereffekten dienen kann. Mit solchen Systemen gelang es unter anderem den Übergang zwischen einem Superfluid und einem Mott-Isolator zu beobachten [9]. Außerdem konnten Bloch-Oszillationen nachgewiesen und Experimente zum relativistischen Effekt des Klein-Tunnelns, sowie zu Transporteffekten in Quantenratschen durchgeführt werden [10–13]. Im Jahr 2007 wurde die Bose-Einstein-Kondensation auch mit Polaritonen und 2012 mit Photonen realisiert [14, 15]. Die Kondensation findet in diesen Systemen im Gegensatz zu atomaren Gasen bei höheren Temperaturen, teilweise sogar bei Raumtemperatur, statt [16, 17].

Neben der Untersuchung von Bose-Einstein-Kondensaten wurden in verdünnten atomaren Gasen auch entartete Quantengase fermionischer Atome realisiert und

untersucht [18]. Sie unterscheiden sich auf Grund der Fermi-Dirak-Statistik in vielen quantenmechanischen Eigenschaften von Bose-Einstein-Kondensaten [19, 20]. So konnte zum Beispiel der, auf Grund des Pauli-Prinzips entstehende, Fermi-Druck gemessen werden [21–23].

Die Wechselwirkung zwischen den Atomen in entarteten Quantengasen können zum Beispiel mit Hilfe von Feshbach-Resonanzen kontrolliert werden [24, 25]. Dabei werden über ein extern angelegtes Magnetfeld die Energien der Zustände des Molekülpotentials zwischen zwei Atomen verändert. Bei entsprechender kinetischer Energie der Atome tritt eine Feshbach-Resonanz auf. Mittels der Magnetfeldstärke kann um die Resonanz herum die Wechselwirkung von attraktiv über nicht wechselwirkend zu repulsiv eingestellt werden [26]. Dies gelang erstmals für ein Gas von Rubidium Fermionen [27]. Durch Feshbach-Resonanzen lassen sich bosonische Moleküle aus zwei Fermionen formen und so ein molekulares Bose-Einstein-Kondensat bilden. In einem solchen System ist es experimentell, durch eine Variation der Attraktion gelungen, einen Übergang von einem Bose-Einstein-Kondensat zu von der BCS-Theorie beschriebenen Cooper-Paaren zu beobachten [28].

Die ersten Bose-Einstein-Kondensate und entarteten Fermi-Gases wurden, auf Grund ihrer vergleichsweise einfachen Niveaustuktur der elektronischen Zustände, aus Alkaliatomen erzeugt. Mit besserem Verständnis der zu Grunde liegenden Prozesse konnten auch Bose-Einstein-Kondensate andere atomare Spezies, mit komplexerer Niveaustuktur, wie zum Beispiel Chrom hergestellt werden [29]. Chromatome sind insofern erwähnenswert, als dass sie ein für die interatomare Wechselwirkung relevantes magnetisches Moment von 6 Bohrschen Magnetonen aufweisen. So konnte in einem Bose-Einstein-Kondensat aus Chromatomen erstmals der durch die anisotrope Dipol-Dipol-Wechselwirkung verursachte d-Wellenkollaps beobachtet werden [30, 31].

Im vergangenen Jahrzehnt ist außerdem der Versuch Bose-Einstein-Kondensate oder entartete Fermi-Gase aus Elementen der seltenen Erden zu erzeugen in einen Fokus der Forschung gerückt. Die Elemente Erbium und Dysprosium, zum Beispiel, weisen eine komplexe elektronische Niveaustuktur auf und besitzen einen nicht verschwindenden Grundzustandsdrehimpuls $L \neq 0$, sowie eine großes magnetisches Moment von 7 beziehungsweise 10 Bohrschen Magnetonen. Beide Elemente liegen mit hoher relativer Häufigkeit bosonisch und fermionisch vor. Auf diesem Gebiet waren die Gruppen um F. Ferlaino und B. Lev in den vergangenen Jahren erfolgreich [32–35]. Experimentell konnte, analog zu den Experimenten mit Chromatomen, der d-Wellenkollaps auf Grund der Dipol-Dipol-Wechselwirkung beobachtet werden. Außerdem konnte für beide Elemente eine Vielzahl von Feshbach-Resonanzen ge-

funden werden, da ihre komplexe elektronische Niveaustuktur ebenfalls komplexe Molekùlpotentiale hervorruft. Diese sind zufällig verteilt und lassen sich durch die sogenannte Random-Matrix-Theorie beschreiben [36, 37]. Im Fermi-Gas konnte man beispielsweise eine Verformung der Fermi-Kugel auf Grund der Dipol-Dipol-Wechselwirkung beobachten [38]. Darüber hinaus konnten via Feshbach-Resonanzen Erbiummoleküle erzeugt werden, welche ein magnetisches Moment von bis zu 14 Bohrschen Magnetonen aufweisen, und durch Laden der Atome in ein dreidimensionales optisches Gitter ein um die Dipol-Dipol-Wechselwirkung erweitertes Bose-Hubbard-Modell untersucht werden [39, 40].

Ein denkbarer weiterer Anwendungsbereich von ultrakalten atomaren Ensembles der seltenen Erden ist die Erweiterung der im Jahre 2010 erfolgten Erzeugung synthetischer magnetischer Felder für ultrakalte Rubidiumatome durch ein ortabhängiges optisches Koppeln der internen Zustände mit Raman-Übergängen [41]. In dem von Lin et al. durchgeführten Experiment konnten so Vortizes im Bose-Einstein-Kondensat von Rubidiumatomen erzeugt werden. Die Erzeugung von prinzipiell sehr großen synthetischen Magnetfeldern war allerdings durch den maximal möglichen Werte der Verstimmung des genutzten Lichtfeldes auf Grund des elektronischen Bahndrehimpuls von $L = 0$ im Grundzustand, sowie der schmale Feinstrukturaufspaltung des angeregten elektronischen Zustands der Rubidiumatome und dadurch verursachte Dekohärenz durch nichtresonante Anregung begrenzt [42]. Mit Erbium- oder Dysprosiumatomen können diese Dekohärenzeffekte vermieden werden, da es durch den $L \neq 0$ Grundzustand und die Wahl eines geeigneten atomaren Übergangs möglich ist weiter verstimmte Lichtfelder einzusetzen [43]. Können derart große synthetische Magnetfelder realisiert werden, wäre zukünftig die Untersuchung des fraktionalen Quanten-Hall-Effekts mit Hilfe atomarer Quantengase denkbar.

Zur Realisierung solcher Experimente mit ultrakalten atomaren Gasen müssen diese zunächst erzeugt werden. Dazu hat das Abkühlen eines atomaren Ensembles mit Laserlicht über den Strahlungsdruck, bei gleichzeitigem Halten in einem Fallenzpotential, entscheidend beigetragen. Die Forschungsgruppe um S. Chu demonstrierte im Jahr 1985 erstmals die Laserkühlung in drei Dimensionen mit drei entgegenlaufenden Laserstrahlpaaaren in einer sogenannten optischen Melasse. Die in ihr gekühlten Natriumatomen wiesen Temperaturen unterhalb von 1 mK auf [44]. 1987 wurde erstmals das Fangen von optisch gekühlten Atomen in einer magnetooptischen Falle durch die Erweiterung des Aufbaus um ein magnetisches Quadrupolfeld von der gleichen Forschungsgruppe realisiert [45]. Basierend auf diesen Arbeiten wurde eine Vielzahl von Experimenten mit dünnen ultrakalten Gasen möglich. So konnte zum Beispiel die Genauigkeit von Atomuhren durch Experimente zur Präzisionsspektroskopie an einem Springbrunnen lasergekühlter Atome signifikant verbessert werden

[46].

Abgesehen von Experimenten mit in der magnetooptischen Falle selbst präparierten ultrakalten atomaren Ensembles, können diese außerdem in konservative Atomfallen umgeladen werden. Dies ist eine Voraussetzung für eine weitere Abkühlung mit dem Verfahren der evaporativen Kühlung, erlaubt aber auch längere Kohärenzzeiten. In Magnetfallen konnten spinpolarisierte Ensembles in einem inhomogenen Magnetfeld gehalten werden. In optischen Dipolfallen konnten atomare Ensembles im Fokus eines fern verstimmten Laserstrahls gehalten werden, welcher mit dem in den Atomen induzierten Dipolmoment wechselwirkt und so ein Fallenzpotential erzeugt [47–49]. Die weitere Kühlung lässt sich in beiden Fallentypen durch Absenken der Fallentiefe und sogenanntes evaporatives Kühlen hervorrufen [50]. So können Temperaturen im Nano-Kelvin Bereich erreicht und bei hinreichender Dichte die Grenze zur Quantenentartung der atomaren Ensembles überschritten werden. Dies gelang erstmals durch Evaporation in einer Magnetfalle und etwa sechs Jahre später auch in einer optischen Dipolfalle [3–5, 51].

J.J. McClelland und J. Hanssen gelang es unter Verzicht auf Rückpumplaser erstmalig Erbiumatome in eine magnetooptischen Falle zu fangen [52]. Dazu wurde nur der optische Kühlübergang bei 400,91 nm verwendet. Aufbauend darauf wurden in unserer Forschungsgruppe aus einer solchen magnetooptischen Falle Erbiumatome in eine quasi-elekrostatische Dipolfalle, welche mit dem Lichtstrahl eines CO₂-Lasers erzeugt wurde, geladen und evaporativ auf wenige Mikro-Kelvin abgekühlt [53]. Auf Grund der hohen Anzahl an Verlustkanälen des 400,91 nm-Übergangs und der damit verbundenen niedrigen Anzahl von Atomen in der magnetooptischen Falle, sowie deren relativ hoher Temperatur konnte die Quantenentartung jedoch nicht erreicht werden. Die Forschungsgruppe um F. Ferlaino in Innsbruck wählte einen anderen Ansatz, indem sie den Kühlübergang bei 400,91 nm nur für das Vorkühlen der Erbiumatome in einem Zeeman-Kühler und die Kollimation des Atomstrahls mit Hilfe von transversalem Kühlen verwendete. Für den Betrieb der magnetooptischen Falle wurde der Kühlübergang bei 582,84 nm genutzt. Nach dem Umladen der in dieser magnetooptischen Falle gefangenen Atome in eine gekreuzte Dipolfalle, welche aus einem Lichtstrahl mit 1 075 nm und einem mit 1 064 nm Wellenlänge geformt wird, konnte durch evaporatives Kühlen erstmals ein Bose-Einstein-Kondensat von Erbiumatomen beobachtet werden [34].

Struktur der Arbeit

Die vorliegende Arbeit behandelt den Aufbau einer Apparatur zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats aus Erbiumatomen in einer quasi-elekrostatischen Dipol-

falle. Dazu wird, zu dem Innsbruckexperiment analog, im dieser Arbeit zu Grunde liegenden Experiment eine magnetooptischen Falle, welche den Kühlübergang bei 582,84 nm nutzt, aus einem mittels Zeeman-Kühler abgebremsten und transversal gekühlten Atomstrahl geladen. Für diese Vorkühlung wird ebenfalls der Kühlübergang bei 400,91 nm eingesetzt. Anders, als bei den Experimenten der Ferlaino-Gruppe werden die Erbiumatome anschließend in eine fern verstimmte quasi-elektrostatische Dipolfalle umgeladen, welche von einem fokussierten CO₂-Laserstrahl der Wellenlänge 10,6 μm erzeugt wird. Die optische Frequenz dieses Lichtfeldes liegt etwa eine Größenordnung unter der niedrigsten elektronischen Resonanz der Erbiumatome. Dennoch werden die Erbiumatome durch die statische Polarisierbarkeit in den Fokus des Lichtfeldes gezogen. Diese konservative Falle wird anschließend genutzt um die Erbiumatome evaporativ zu kühlen und die Quantenentartung zu erreichen.

Nach der Einleitung im vorliegenden Kapitel folgt in Kapitel 2 eine Beschreibung der Eigenschaften von atomarem Erbium und die Theorie ultrakalter Gase in optischen Fallen. Im darauf folgenden Kapitel 3 werden der experimentelle Aufbau und die experimentell eingesetzten Methoden präsentiert. Dort finden sich Details zur verwendeten Vakuumapparatur, zu den Lasersystemen und den entsprechenden optischen Aufbauten. Wichtige erzielte Ergebnisse auf dem Weg zur Bose-Einstein-Kondensation von Erbiumatomen, sowie erste Messungen zum Kondensat selbst folgen im Kapitel 4. Besonderes Augenmerk liegt hier auf der zweiphasigen magneto-optischen Falle und dem Umladen in die quasi-elektrostatische Dipolfalle, sowie dem evaporativen Kühlen. Das letzte Kapitel 5 fasst die Resultate der vorliegenden Arbeit zusammen und gibt einen Ausblick auf weiterführende experimentelle Perspektiven. Hierbei werden Verbesserungsvorschläge des experimentellen Aufbaus und Ablaufs, sowie zukünftig geplante Experimente mit Erbiumatomen in fern verstimmten optischen Lichtfeldern diskutiert.

KAPITEL 2

Grundlagen ultrakalter atomarer Bose-Gase

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Bose-Einstein-Kondensation erläutert. Zunächst werden die Bedingungen, unter denen der Phasenübergang vom thermischen Bose-Gas zum Bose-Einstein-Kondensat eintritt, hergeleitet. Insbesondere wird auf die kritische Temperatur und Phasenraumdichte, bei welchen die Kondensation stattfindet, eingegangen. Im Anschluss werden die für diese Arbeit relevanten Eigenschaften atomaren Erbiums dargelegt. Abschließend werden die zur Erzeugung eines atomaren Bose-Einstein-Kondensats von Erbiumatomen nötigen Techniken vorgestellt.

2.1 Bose-Einstein-Kondensation

Quantenmechanische Teilchen im Allgemeinen und Atome im Speziellen lassen sich in zwei Kategorien unterteilen. Auf der einen Seite stehen die sogenannten Fermionen. Hierbei handelt es sich um Teilchen mit halbzahligem Spin ($S=\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$), deren Wellenfunktion antisymmetrisch unter Austausch zweier Teilchen ist. Auf Grund des Pauli-Prinzips kann ein quantenmechanischer Zustand nicht von zwei oder mehr Fermionen mit einem identischen Satz von Quantenzahlen besetzt werden [21]. Ihnen gegenüber stehen die Bosonen, Teilchen mit ganzzahligem Spin ($S=0, 1, \dots$), welche eine symmetrische Vielteilchenwellenfunktion besitzen. Für Bosonen gilt das Pauli-Prinzip nicht, sodass sich mehrere Bosonen im gleichen quantenmechanischen Zustand befinden können. Bosonen zeigen insbesondere das Phänomen der Bose-Einstein-Kondensation, bei welcher der energetisch niedrigste Zustand, also der Grundzustand, makroskopisch besetzt wird. Dies ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt. Der Phasenübergang von einem klassischen, idealen Bose-Gas zu einem Bose-Einstein-Kondensat findet bei gegebener Dichte nach Unterschreiten einer kritischen, jedoch nicht verschwindenden Temperatur statt.

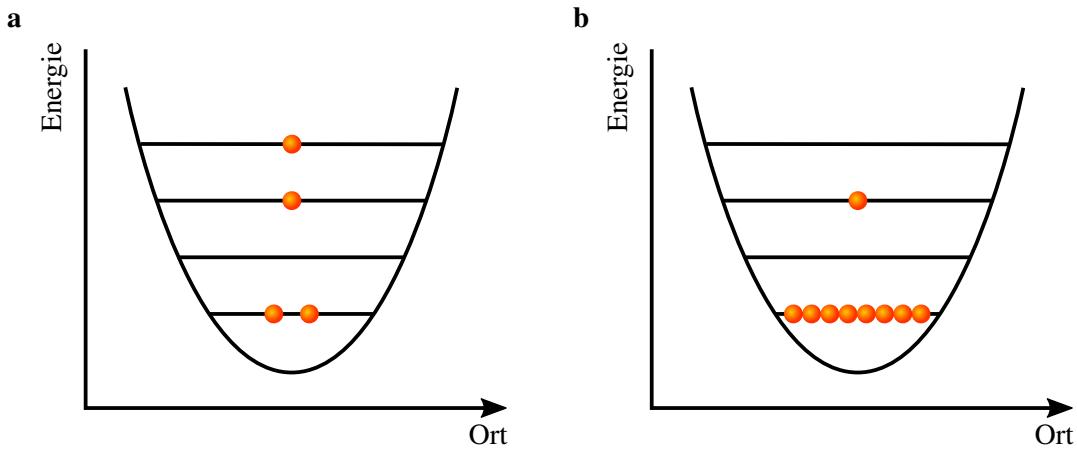


Abbildung 2.1: Besetzung der quantenmechanischen Zustände von Bosonen. Teilabbildung (a) zeigt schematisch die thermische Besetzung der quantenmechanischen Zustände eines bosonischen Ensembles. Die Zustände sind gemäß der Maxwell-Boltzmann-Verteilung besetzt. Teilabbildung (b) zeigt schematisch die Besetzung der quantenmechanischen Zustände eines bosonischen Ensembles im Bose-Einstein-Kondensat. Hier ist der Grundzustand makroskopisch besetzt.

2.1.1 Kritische Temperatur und Phasenraumdichte

Mathematischer Ausgangspunkt für die Beschreibung der Bose-Einstein-Kondensation ist die Bose-Einstein-Statistik. Die Eigenschaften eines idealen Bose-Gases aus freien, nicht wechselwirkenden Photonen beschrieb S. N. Bose erstmals 1924 [1]. Dessen Theorie wurde von A. Einstein auf massive Bosonen verallgemeinert und der Phasenübergang vom thermischen Bose-Gas zum Bose-Einstein-Kondensat vorhergesagt [2]. Die folgenden Betrachtungen orientieren sich an [54] und [55].

Die mittlere Besetzungsanzahl $\langle n(\epsilon_\nu) \rangle$ des Zustands ν mit Energie ϵ_ν wird im Fall nicht wechselwirkender Bosonen im thermodynamischen Gleichgewicht durch die Bose-Einstein-Statistik

$$\langle n(\epsilon_\nu) \rangle = \frac{1}{e^{(\epsilon_\nu - \mu)/k_B T} - 1}, \quad (2.1)$$

mit $\epsilon_\nu > \mu$ beschrieben, wobei μ das chemische Potential, k_B die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur bezeichnen. Das chemische Potential ist im Allgemeinen eine Funktion von der Temperatur T und der Gesamtteilchenzahl N . Es kann unter der Bedingung, dass die Gesamtteilchenzahl der Summe der Teilchenzahlen in den einzelnen Energieniveaus entspricht,

$$N = \sum_\nu \langle n(\epsilon_\nu) \rangle, \quad (2.2)$$

berechnet werden. Das chemische Potential ist stets kleiner als die Energie des niedrigst möglichen Zustandes. Für hohe Temperaturen $\mu \ll k_B T$ geht die mittlere Besetzungsanzahl in die klassische Boltzmann-Verteilung

$$\langle n(\epsilon_\nu) \rangle = e^{-(\epsilon_\nu - \mu)/k_B T} \quad (2.3)$$

mit $\langle n(\epsilon_\nu) \rangle \ll 1$ über. Um die kritische Temperatur und Phasenraumdichte beim Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat zu ermitteln, betrachtet man die Zustandsdichte in einem dreidimensionalen, harmonischen Potential der Form

$$V_{\text{ext}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}m(\omega_x x^2 + \omega_y y^2 + \omega_z z^2) \quad (2.4)$$

mit dem Vektor $(\mathbf{r}) = (x, y, z)$ und den Fallfrequenzen $\omega_{x,y,z}$. Gemäß dem quantenmechanischen harmonischen Oszillator in drei Dimensionen berechnen sich die Energieniveaus $\epsilon(n_x, n_y, n_z)$ zu

$$\epsilon(n_x, n_y, n_z) = \left(n_x + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_x + \left(n_y + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_y + \left(n_z + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_z. \quad (2.5)$$

Hierbei bezeichnet $\hbar = h/2\pi$ das reduzierte Planck'sche Wirkungsquantum und für die Quantenzahlen $n_{x,y,z}$ gilt $n_{x,y,z} \in \mathbb{N}$. Um die Anzahl von Zuständen $G(\epsilon)$ mit Energie kleiner als ϵ unter Vernachlässigung der Nullpunktsenergie zu berechnen löst man das Integral

$$G(\epsilon) = \frac{1}{\hbar^3 \omega_x \omega_y \omega_z} \int_0^\epsilon d\epsilon_x \int_0^{\epsilon - \epsilon_x} d\epsilon_y \int_0^{\epsilon - \epsilon_x - \epsilon_y} d\epsilon_z = \frac{\epsilon^3}{6\hbar^3 \omega_x \omega_y \omega_z} \quad (2.6)$$

mit $\epsilon = \epsilon_x + \epsilon_y + \epsilon_z = \sum_{i=x,y,z} \hbar\omega_i n_i$. Daraus ergibt sich die Zustandsdichte $g(\epsilon) = dG/d\epsilon$ zu

$$g(\epsilon) = \frac{\epsilon^2}{2\hbar^3 \omega_x \omega_y \omega_z}. \quad (2.7)$$

Die höchste Temperatur, bei welcher noch eine makroskopische Besetzung des tiefsten Energiezustands auftritt wird als kritische Temperatur T_c bezeichnet. Um diese zu bestimmen, nutzt man die Zustandsdichte aus Gleichung (2.7) und betrachtet die Anzahl angeregter Teilchen für ein verschwindendes chemisches Potential $\mu = 0$

$$N_{\text{ex}} = \int_0^\infty d\epsilon g(\epsilon) \langle n(\epsilon, \mu = 0) \rangle. \quad (2.8)$$

Unter dieser Bedingung wird der Punkt, an dem noch keine makroskopische Besetzung des Grundzustands auftritt, durch die kritische Temperatur bestimmt und es

gilt

$$N = N_{\text{ex}}(T_c) = \int_0^\infty d\epsilon g(\epsilon) \frac{1}{e^{\epsilon/k_B T_c} - 1}. \quad (2.9)$$

Mit Hilfe der Riemann'schen Zeta-Funktion $\zeta(\alpha)$, der Gammafunktion $\Gamma(\alpha)$ sowie der Substitution $x = \epsilon/k_B T_c$ kann das Integral in Gleichung (2.9) über

$$\int_0^\infty dx \frac{x^{\alpha-1}}{e^x - 1} = \Gamma(\alpha)\zeta(\alpha) \quad (2.10)$$

gelöst werden. Für die kritische Temperatur ergibt sich mit $\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$ schlussendlich

$$T_c = \frac{\hbar}{k_B} \left(\frac{\omega_x \omega_y \omega_z N}{\zeta(3)} \right)^{1/3} \approx 0,94 \cdot \frac{\hbar \bar{\omega}}{k_B} N^{1/3}. \quad (2.11)$$

Experimentell erwartet man den Phasenübergang vom idealen Bose-Gas zum Bose-Einstein-Kondensat für Erbiumatome bei einer kritischen Temperatur von $T_c = 120 \text{ nK}$, wenn die mittlere Fallfrequenz $\bar{\omega} = 2\pi \cdot 580 \text{ Hz}$ und die Teilchenzahl etwa $25 \cdot 10^3$ Atomen beträgt. Unterhalb der kritischen Temperatur lässt sich der Anteil an Teilchen im Grundzustand mit Hilfe von Relation (2.9) berechnen und man erhält für den Fall des harmonisch gefangenen dreidimensionalen Bose-Gases

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3, \quad (2.12)$$

wobei N_0 die Teilchenzahl im Grundzustand, N die Gesamtteilchenzahl und $T < T_c$ die Temperatur bezeichnet.

Eine nützliche, mit der kritischen Temperatur und Teilchendichte verbundene Größe ist die kritische Phasenraumdichte ρ_c . Die Phasenraumdichte ρ allgemein ist definiert als Anzahl von Teilchen innerhalb eines Würfels mit der thermischen de Broglie-Wellenlänge λ_{dB} als Kantenlänge

$$\rho = n \lambda_{\text{dB}}^3 = n \left(\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T} \right)^{3/2}. \quad (2.13)$$

Unter der Annahme eines gleichförmigen Bose-Gases in einem dreidimensionalen Kasten mit Volumen V beträgt die kritische Temperatur

$$T_c = \frac{2\pi}{k_B [\zeta(3/2)]^{3/2}} \frac{\hbar^2 n^{3/2}}{m} \approx 3,31 \cdot \frac{\hbar^2 n^{3/2}}{m} \quad (2.14)$$

mit der Teilchenanzahldichte $n = N/V$. Setzt man Gleichung (2.14) in Gleichung (2.13) ein, ergibt sich die kritische Phasenraumdichte zu

$$\rho_c \approx 2,612. \quad (2.15)$$

2.2 Eigenschaften atomaren Erbiums

In diesem Abschnitt werden die für die vorliegende Arbeit relevanten Eigenschaften von Erbiumatomen erläutert. Beginnend mit den grundlegenden atomaren Eigenschaften wird anschließend detailliert auf das atomare Energieschema und damit verbundene mögliche Kühlübergänge, sowie die magnetischen Eigenschaften eingegangen.

2.2.1 Entdeckung und grundlegende Eigenschaften von Erbium

Erbium ist ein chemisches Element mit der Ordnungszahl 68. Es gehört der Gruppe der Lanthanoide an und ist ein Metall der seltenen Erden. In der Erdkruste kommt es mit einer Häufigkeit von $3,5 \cdot 10^{-7}$ und in Meerwasser von $2 \cdot 10^{-13}$ vor. Seine Oberfläche ist, wie in Abbildung 2.2 dargestellt, silbrig glänzend, oxidiert jedoch an Luft und erscheint dann gräulich. Die Atommasse beträgt 167,26 u mit der atomaren Masseneinheit $u=1,660\,540\,2 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ [56]. Erstmals erwähnt wurde Erbium von C. G. Mosander 1843, der ein vermeintlich reines Erbiumoxid aus Cerit- und Yttererde herstellte [57]. Tatsächlich handelte es sich aber um ein Gemisch aus verschiedenen Oxiden [58]. Reines Erbium wurde erst 1934 von W. Klemm und H. Bommer isoliert [59].

Natürlich kommt Erbium in sechs stabilen Isotopen vor, wobei es sich um fünf bosonische und ein fermionisches Isotop handelt. Eine relative Häufigkeit von mehr als 20% weisen nur drei Isotope auf, von denen eines fermionisch und damit nicht für die Bose-Einstein-Kondensation geeignet ist (vgl. Tabelle 2.1). Trotz der etwas geringeren relativen Häufigkeit wurde in den dieser Arbeit zu Grunde liegenden Experimenten das bosonische ^{168}Er Isotop genutzt. Erbium besitzt eine Schmelztemperatur von 1 802 K und einen Siedepunkt von 3 136 K [60]. Um mit einer dünnen gasförmigen Probe experimentieren zu können muss das Erbiummetall daher stark erhitzt werden. Die zuerst von N. A. Surplice et al. untersuchten Einfangeigenschaften von Erbium kommen dem Erhalt des ultrahohen Vakuums, in welchem die dieser Arbeit zu Grunde liegenden Experimente durchgeführt werden, zugute [61]. Bei der Arbeit mit reinem Erbium ist Vorsicht geboten, da dünne Strukturen oder Pulver, welche aus einer Schutzatmosphäre oder dem Vakuum an Luft gebracht werden, stark exotherm mit dem Luftsauerstoff reagieren. Eine Besonderheit von Erbiumatomen



Abbildung 2.2: Fotografie einer unter Schutzgas verpackten Erbiummetallprobe.

ist das im Vergleich zum Beispiel mit Alkali- und Erdalkalimetallen hohe magnetische Moment von $7 \mu_B$, wobei es sich bei μ_B um das Bohr'sche Magneton handelt [62].

Wissenschaftliche Anwendung findet Erbium in Form von Er^{3+} -Ionen in Erbium-dotierten Siliziumfasern. Diese werden vorzugsweise in Faserverstärkern genutzt. Außerdem kommt es als färbendes Mittel bei Kristallglas zum Einsatz [63]. Eine weitere wissenschaftliche Anwendung haben Erbium-dotierte Goldproben als Sensormaterial magnetischer Kalorimeter zur hochauflösenden Teilchendetektion [64]. Darüber hinaus wird Erbium zur Dotierung von YAG-Kristallen benutzt und kommt so in Er:YAG-Lasern im aktiven Medium zum Einsatz. Diese Laser emittieren Laserstrahlung mit einer Wellenlänge von 2940 nm, welche eine extrem hohe Absorption in Wasser aufweist. Deshalb wird dieser Lasertyp hauptsächlich zu therapeutischen Maßnahmen in der Dermatologie und der Zahnmedizin verwendet [65, 66]. Jüngst wurde zudem erstmals der Zustand eines Erbiumions in einem Einzelelektronentransistor auf Siliziumbasis durch optische Anregung verändert und die Änderung detektiert [67]. Dieser Prozess könnte zukünftig für den Einsatz in Quantencomputern nutzbar gemacht werden.

Elektronenkonfiguration von Erbium im Grundzustand

Erbiumatome weisen einen besonderen elektronischen Grundzustand auf, da nicht alle Orbitale bis auf das äußerste komplett besetzt sind. Gemäß der Madelung-Regel wird ab dem 4f-Orbital erst das 6s-Orbital besetzt, bevor das 4f-Orbital aufgefüllt wird. Damit ergibt sich für Erbiumatome mit Hilfe der Auswahlregeln die folgende

Isotop	relative Häufigkeit [%]	Kernspin [\hbar]
^{162}Er	0,14	0
^{164}Er	1,56	0
^{166}Er	33,4	0
^{167}Er	22,9	7/2
^{168}Er	27,1	0
^{170}Er	14,9	0

Tabelle 2.1: Liste stabiler Erbiumisotope. Die Isotope ^{162}Er , ^{164}Er , ^{166}Er , ^{168}Er und ^{170}Er sind Bosonen. Das Isotop ^{167}Er ist ein Fermion [60].

Besetzung

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^6 4f^{12} 6s^2. \quad (2.16)$$

Die komplett gefüllten Orbitale entsprechen der Elektronenkonfiguration von Xenon und man kürzt sie deshalb in der Darstellung in (2.16) gerne als [Xe] ab. Um die komplette Beschreibung des Grundzustandes zu erhalten betrachtet man die Kopplung der Elektronen miteinander. Im Fall des Erbiumatoms dominiert die jj -Kopplung, wobei hier der Spezialfall der J_1J_2 -Kopplung angewandt wird. Dabei koppeln alle Elektronen unabhängig gemäß der LS -Kopplung zu Zuständen mit Drehimpulsquantenzahlen J_1 und J_2 . Diese Zustände summiert man anschließend unter Zuhilfenahme der Quantenzahl J , welche sich als $(J_1, J_2)_J$ ergibt, zu einer Gesamtdrehimpulsquantenzahl $\mathbf{J} = \mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2$ [68]. Erbiumatome im Grundzustand bilden durch die LS -Kopplung ein H-Orbital mit Bahndrehimpulsquantenzahl $L = 5$ aus. Nutzt man nun $S = 1$ als Spinquantenzahl und $J = 6$ als Drehimpulsquantenzahl kann der Grundzustand von Erbiumatomen als

$$[\text{Xe}] 4f^{12} 6s^2 (^3\text{H}_6) \quad (2.17)$$

geschrieben werden.

2.2.2 Energieschema atomaren Erbiums und mögliche Kühlübergänge

Auf Grund der komplizierten Elektronenkonfiguration des Grundzustands von Erbiumatomen weisen diese ein komplexes Energieschema auf. In Abbildung 2.3 sind die Zustände bis zu einer Energie von $25\,000\,\text{cm}^{-1}$ dargestellt. Insgesamt existieren 673 Zustände, davon haben 361 gerade und 312 ungerade Parität [69]. Um ein Bose-Einstein-Kondensat aus Erbiumatomen zu erzeugen bedient man sich experimentellen Techniken, denen das optische Kühlen zu Grunde liegt. Auf die einzelnen Techniken wird im weiteren Verlauf der Arbeit eingegangen. An dieser Stelle sei lediglich angemerkt, dass geeignete optische Übergänge möglichst geschlossen sein

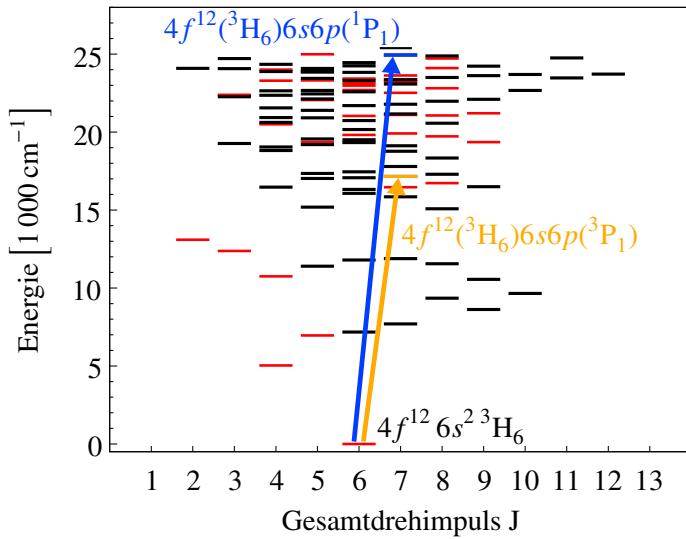


Abbildung 2.3: Energieschema von atomarem Erbium bis zu einer Energie von $25\,000\text{ cm}^{-1}$. Zustände mit gerader Parität sind rot, solche mit ungerader Parität schwarz dargestellt. Die im Rahmen dieser Arbeit genutzten Übergänge und zugehörigen Zuständen sind hervorgehoben. Der Übergang in blau wird für den Zeeman-Kühler, das transversale Kühlen und die Absorptionsabbildung, der in gelb für die magnetooptische Falle eingesetzt [69].

sollten und die Parität ändern müssen. In einer Arbeit von Ban et al. wurden unter diesen Gesichtspunkten potentielle Kühlübergänge identifiziert und untersucht [70]. In Tabelle 2.2 sind die entsprechenden Übergänge dargestellt. Betrachtet man die energetisch hoch liegenden Zustände fällt auf, dass zwischen diesen und dem Grundzustand sehr viele anderen Zustände liegen, in die Zerfälle unter Änderung der Parität möglich sind. Von diesen Zuständen aus kann zum einen Teil ein schneller Zerfall in den Grundzustand stattfinden. Zum anderen Teil handelt es sich allerdings bei den Zwischenzuständen um sogenannte metastabile Zustände. Diese weisen eine, verglichen mit der Lebensdauer des eigentlichen angeregten Zustands, sehr lange Lebensdauer auf. Im Prinzip können die metastabilen Zustände mit Hilfe eines Rückpumplasers entvölkert werden, was praktisch aber nur bei einer geringen Anzahl von metastabilen Zuständen möglich ist [45].

Zum effizienten Betrieb eines Zeeman-Kühlers ist zusätzlich, zu den oben genannten Bedingungen eine möglichst große, für den einer magnetooptischen Falle allerdings eine möglichst kleine natürliche Linienbreite vorteilhaft. Details zum Zeeman-Kühler und zur magnetooptischen Falle folgen in den Abschnitten 2.3.4 und 2.3.5. Auf Grund dieser Bedingungen und den Vorarbeiten, die am dieser Arbeit zu Grunde liegenden Experiment durchgeführt wurden, sowie denen der Gruppe um J. J. McClelland und der Gruppe um F. Ferlaino, werden im Rahmen dieser Arbeit die Übergänge mit 400,91 nm und 582,84 nm Übergangswellenlänge genutzt und auf ein aktives Rückpumpen verzichtet [34, 52, 53]. Diese beiden Übergänge, insbesondere

Wellenlänge [nm]	Energie [cm^{-1}]	natürliche Linienbreite
400,91	24943,272	(29,7 ± 0,6) MHz
582,84	17157,307	(186 ± 10) kHz
631,04	15846,549	(28 ± 7) kHz
841,22	11887,503	(8,0 ± 0,2) kHz
1299,21	7696,956	(2,1 ± 1,1) Hz

Tabelle 2.2: Vom Grundzustand des Erbiumatoms ausgehende potentielle Kühlübergänge [70, 72–74].

der bei 582,84 nm, weisen nur wenige Verlustkanäle mit kleinen Übergangsraten auf [70, 71].

Beim 400,91 nm Übergang wird ein 6s-Elektron in einen 6p-Zustand angeregt, wo es mit den übrigen 6s-Elektron zu einem Singulettzustand $^1\text{P}_1$ koppelt. Die übrigen inneren Elektronen koppeln über den LS-Formalismus zu einem $^3\text{H}_6$ -Zustand. Diese beiden Zustände koppeln dann über den JJ-Formalismus zu einem $(J_1, J_2)_J$ -Zustand. Damit ergibt sich der entsprechende angeregte Zustand zu

$$[\text{Xe}]4f^{12}(^3\text{H}_6)6s6p(^1\text{P}_1)(6,1)_7. \quad (2.18)$$

Beim Übergang bei 582,84 nm wird ebenfalls ein 6s-Elektron in den 6p-Zustand angeregt und koppelt mit dem übrigen 6s-Elektron zu einem Triplettzustand $^3\text{P}_1$. Mit der gleichen Vorgehensweise wie beim 400,91 nm Übergang erhält man den angeregten Zustand zu

$$[\text{Xe}]4f^{12}(^3\text{H}_6)6s6p(^3\text{P}_1)(6,1)_7. \quad (2.19)$$

Einige, für die optische Kühlung wichtige, Kenngrößen der beiden Übergänge sind in Tabelle 2.3 aufgeführt. Dabei handelt es sich um die Übergangsrate, die natürliche Linienbreite, die Sättigungsintensität $I_s = \frac{\pi hc\Gamma}{3\lambda^3}$, die Doppler-Temperatur (vgl. Gleichung (2.30)), die Doppler-Geschwindigkeit $v_D = \sqrt{k_B T_D / m}$, die Rückstoßtemperatur (vgl. Gleichung (2.31)) und die Rückstoßgeschwindigkeit $v_r = \hbar k / m$. Hier bezeichnet c die Lichtgeschwindigkeit, h das Planck'sche Wirkungsquantum, m die atomare Masse und $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ die Wellenzahl mit der Wellenlänge λ des entsprechenden Übergangs.

Isotopieverschiebung

Die unterschiedlichen Neutronenzahlen im Atomkern unterschiedlicher Isotope des gleichen chemischen Elements führen zu einer Verschiebung der Ladungsverteilung. Diese resultiert in einer Verschiebung der Übergangsenergien, welche als Isotopieverschiebung bekannt ist. Die Größe der Isotopieverschiebung für die Isotope von Erbium ist bekannt und kann zum Beispiel zur Kalibrierung von Differenzfrequen-

Wellenlänge [nm]	400,91	582,84
Übergangsrate [s^{-1}]	$1,87 \cdot 10^8$	$1,17 \cdot 10^6$
natürliche Linienbreite [MHz]	29,7	186,0
Sättigungsintensität [mW/cm^2]	60,3	0,13
Doppler-Temperatur [μK]	714	4,6
Doppler-Geschwindigkeit [mm/s]	267	21
Rückstoßtemperatur [nK]	717	339
Rückstoßgeschwindigkeit [mm/s]	6,0	4,1

Tabelle 2.3: Kenngrößen der genutzten Übergänge atomaren Erbiums [72–74].

zen genutzt werden [75–77]. Außerdem muss für ein isotopenreines Bose-Einstein-Kondensat die Linienbreite des zur Kühlung genutzten Laserlichts kleiner als die Isotopieverschiebung sein, was jedoch erfüllt ist. Für den 400,91 nm-Übergang beträgt die kleinste Isotopieverschiebung zwischen zwei benachbarten bosonischen Isotopen 820 MHz und 980 MHz für den 582,84 nm-Übergang. Die Linienbreiten der eingesetzten Laser liegen mit $(0,93 \pm 0,06)$ MHz und $(23,8 \pm 0,5)$ kHz jeweils darunter (vgl. Abschnitt 3.3.1 und 3.3.2).

2.2.3 Magnetische Eigenschaften

Im Allgemeinen sind Lanthanoide ferromagnetische Metalle mit einer Curie-Temperatur, welche unterhalb der Raumtemperatur liegt. In Verbindung mit anderen Metallen bilden sie starke Permanentmagnete. Ein Beispiel hierfür sind Neodymmagnete, bei denen es sich um eine Legierung aus Neodym, Eisen und Bor handelt [78]. Die Eigenschaft der Lanthanoide, starke magnetische Felder auszubilden ist eine Konsequenz ihrer außergewöhnlichen Elektronenkonfiguration [79].

Magnetisches Moment

Alle Elemente der Lanthanoide bis auf Samarium und Ytterbium weisen ein großes magnetisches Moment auf. Erdalkalimetalle weisen kein magnetisches Moment auf, da sie sich in einem ${}^1\text{S}_0$ -Zustand befinden. Alkalimetalle besitzen hingegen ein magnetisches Moment von $\mu = 1\mu_{\text{B}}$ im Grundzustand, verursacht durch ihr einzelnes Elektron im s -Orbital. Das Metall Chrom, welches zur 6. Nebengruppe des Periodensystems gehört, weist ein magnetisches Moment von $\mu = 6\mu_{\text{B}}$ auf. Eine Übersicht über die magnetischen Momente der Lanthanoide findet sich in Tabelle 2.4. Unter den Lanthanoiden besitzen Terbium und Dysprosium mit $\mu \approx 10\mu_{\text{B}}$ das größte magnetische Moment, gefolgt von Holmium, $\mu \approx 9\mu_{\text{B}}$ und Europium sowie Erbium mit $\mu \approx 7\mu_{\text{B}}$.

Element	magnetisches Moment [μ_B]
La	1,20
Ce	3,78
Pr	3,29
Nd	2,41
Pm	0,76
Sa	0
Eu	6,98
Gd	5,30
Tb	9,94
Dy	9,93
Ho	8,96
Er	6,98
Tm	3,99
Yb	0
Lu	1,20

Tabelle 2.4: Liste der magnetischen Moment aller Lanthanoide [62].

Zeeman-Aufspaltung

Wie 1897 durch P. Zeeman entdeckt spalten Zustände mit Bahndrehimpulsquantenzahl J in einem externen Magnetfeld B in $2J+1$ Zeeman-Zustände mit Magnetquantenzahl m_J auf [80]. Die damit verbundene Energieverschiebung ΔE_Z relativ zur Energie ohne externes Magnetfeld berechnet sich mit dem Landé-Faktor g_J über

$$\Delta E_Z = m_J g_J \mu_B B. \quad (2.20)$$

Die Energieaufspaltung zwischen zwei benachbarten m_J -Zuständen verhält sich bei Erbiumatomen für kleine äußere Magnetfelder linear und hat eine Steigung von $g_J \mu_B = 1,628\,879 \text{ MHz G}^{-1}$ [74, 81]. Mit Hilfe von Radiofrequenzfeldern können Übergänge zwischen den Zeeman-Zuständen der Form $m_J \rightarrow m'_J = m_J \pm 1$ induziert werden.

2.3 Experimentelle Realisierung von Bose-Einstein-Kondensaten in atomaren Ensembles

Im folgenden Abschnitt werden die Grundlagen zur Erzeugung atomarer Bose-Einstein-Kondensate erläutert. Dabei sollen die im Rahmen dieser Arbeit benutzen Konzepte mit besonderem Augenmerk auf die Anwendung mit Erbiumatomen betrachtet werden. Begonnen wird mit der Erzeugung freier Erbiumatome durch eine Effusionszelle. Anschließend wird das Konzept des optischen Kühlens vorgestellt,

welches beim transversalen Kühlen, im Zeeman-Kühler und der magnetooptischen Falle ausgenutzt wird. Diese Techniken werden danach im Detail erörtert. Darauf folgt eine Erläuterung der Funktionsweise einer quasi-elekrostatischen optischen Dipolfalle. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit, wird dieser Fallentyp zur weiteren Kühlung der Erbiumatome verwendet. Das eingesetzte Verfahren der evaporative Kühlung bis zum Erreichen der Quantenentartung wird am Ende des Kapitels besprochen.

Die Untersuchung der Erbiumatome erfolgt, um jegliche Reaktion, insbesondere Stöße, von ihnen mit anderen Atomen und Molekülen der Atmosphäre zu verhindern, in einer Ultrahochvakuumapparatur. Diese wird im Kapitel 3 genauer beschrieben.

2.3.1 Effusionszelle für Erbiumatome

Um mit freien Erbiumatomen experimentieren zu können, muss im ersten experimentellen Schritt ein atomares Erbiumgas erzeugt werden. Dazu wird eine sogenannte Effusionszelle genutzt. Es handelt sich dabei um einen zweistufigen Ofen, wie er in Abbildung 2.4 schematisch dargestellt ist. Von ihm wird ein Tiegel geheizt, in dem sich das feste Erbiummetall befindet. Im Innern des Tiegels stellt sich ein Dampfdruck $p(T)$ ein und die verdampften Erbiumatome können sich frei bewegen. Der Tiegel ist mit zwei Blenden in geeignetem Abstand verschlossen. So lässt sich ein thermischer Atomstrahl erzeugen, aus dem anschließend die magnetooptische Falle geladen wird. Die Effusionszelle wird durch den atomaren Fluss, welcher sie verlässt charakterisiert. Dieser ist definiert als die Anzahl von Atomen N , welche pro Zeitintervall Δt eine Fläche A passieren. Sowohl die Laderate der magnetooptischen Falle, als auch die Gesamtanzahl von Atomen, welche in der magnetooptischen Falle gefangen werden können, ist proportional zum atomaren Fluss [53]. Die Herleitung des atomaren Fluxes Ω folgt [82] und [83].

Nimmt man an, dass sich die verdampften Erbiumatome im Tiegel wie ein ideales Gas verhalten, gilt für deren Dichte

$$n = \frac{p}{k_B T}, \quad (2.21)$$

wobei p oben erwähnter Dampfdruck und T die Temperatur im Tiegel sind. Weiterhin wird in erster Näherung angenommen, dass die Geschwindigkeitsverteilung der Atome im Tiegel einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung folgt. Dann gilt mit der Masse der

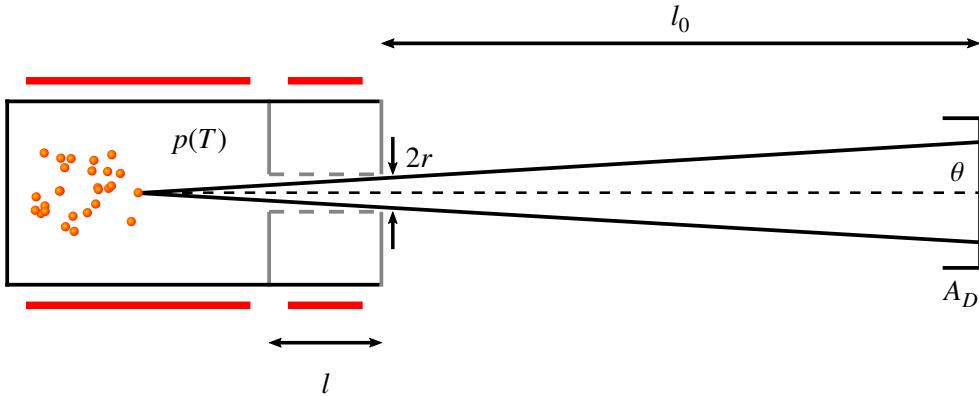


Abbildung 2.4: Skizze zum Aufbau einer Effusionszelle. In der Zelle wird metallisch festes Erbium erhitzt und es stellt sich ein Dampfdruck $p(T)$ im Innern des Tiegels ein. Die zweistufige Heizung ist in rot angedeutet. Der Tiegel ist mit zwei Blenden im Abstand l verschlossen, welche Öffnungen mit Radius r aufweisen. Die Blenden haben einen kollimierenden Effekt auf Atome deren Austrittswinkel größer als θ ist. Statt zweier Blenden kann auch ein Rohr genutzt werden. Dieses ist mit den gestrichelten Verbindungslinien zwischen den Blenden angedeutet. Im Abstand l_0 vom Tiegel wird der Fluss von einem Detektor der Fläche A_D gemessen.

Erbiumatome m für deren mittlere Geschwindigkeit

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}. \quad (2.22)$$

Wird der Tiegel mit dicken Blenden oder sogar einem Rohr verschlossen, kommt es zu einer Kollimation. Dabei muss darauf geachtet werden, dass der Weg durch das Rohr kürzer als die mittlere freie Weglänge der Atome bleibt, damit Stöße der Atome untereinander innerhalb des Rohrs vernachlässigt werden können. Für Atome, die den Tiegel unter einem Winkel kleiner als θ verlassen hat die Blendenanordnung keine Auswirkungen (vgl. Abbildung 2.4). Atome, die unter einem größeren Winkel aus dem Tiegel emittiert werden, stoßen gegen die Wände des Blendrohrs, wodurch die Wahrscheinlichkeit den Tiegel unter einem beliebigen Winkel zu verlassen, modifiziert wird. Insgesamt wird der Fluss durch die Winkelselektion um den Faktor $1/\varrho$, welcher von der Geometrie des Rohres abhängt, reduziert und es gilt

$$\Omega = \frac{1}{\varrho} \frac{1}{4} n \bar{v} A_B, \quad (2.23)$$

mit der Fläche der Blendenöffnung A_B . Betrachtet man ein zylindrisches Rohr der Länge l mit einer zentrierten Bohrung von Radius r , mit $l \gg r$, ergibt sich

$$\frac{1}{\varrho} = \frac{8}{3} \frac{r}{l}. \quad (2.24)$$

Breite der Geschwindigkeitsverteilung ξ [m/s]	395
mittlere Geschwindigkeit \bar{v} [m/s]	526
wahrscheinlichste Geschwindigkeit v_p [m/s]	484

Tabelle 2.5: Charakteristische Geschwindigkeiten der Atome im Atomstrahl, welcher die Effusionszelle bei einer typischen Betriebstemperatur von 1 573 K verlässt.

Durch den Einsatz einer dicken Blende wird die Wahrscheinlichkeit für ein Atom den Tiegel zu verlassen eine Funktion seiner Ausbreitungsrichtung und Geschwindigkeit. Die Geschwindigkeitsverteilung der Atome innerhalb des Tiegels lässt sich, wie bereits erwähnt, durch eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschreiben. Um die Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl, der den Tiegel verlässt zu erhalten, muss diese Verteilung mit der Geschwindigkeit selbst multipliziert und renormiert werden. Damit lässt sich die von einem Detektor mit Fläche A_D im Abstand l_0 vom Tiegel gemessenen Strahlintensität I_B für einen Aufbau mit dicker Blende im Geschwindigkeitsintervall von v bis $v + dv$ als

$$I_B(v)dv = \frac{2I_{B0}}{\xi^4} v^3 \exp\left(-v^2/\xi^2\right) \quad (2.25)$$

schreiben, wobei $\xi = \sqrt{2k_B T/m}$ und I_0 die Gesamtstrahlintensität ist. Um den Atomstrahl charakterisieren zu können wird häufig die mittlere \bar{v} und die wahrscheinlichste Geschwindigkeit v_p angegeben. Sie berechnen sich nach

$$\bar{v} = \frac{3}{4} \sqrt{\pi} \xi = 1,33 \cdot \xi \quad (2.26)$$

und

$$v_p = \sqrt{\frac{3}{2}} \xi = 1,22 \cdot \xi. \quad (2.27)$$

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Effusionszelle typischerweise bei einer Temperatur von 1 573 K betrieben. In Tabelle 2.5 sind die entsprechenden Werte für die Breite der Geschwindigkeitsverteilung ξ , die mittlere und die wahrscheinlichste Geschwindigkeit angegeben. Ein so erzeugter Atomstrahl kann genutzt werden um eine magnetooptische Fall zu laden. Allerdings ist, bei einer Betriebstemperatur von 1 573 K, die typische mittlere Geschwindigkeit der Atome im Atomstrahl $\bar{v} = 526 \text{ m s}^{-1}$ viel größer als die maximale Einfanggeschwindigkeit der magnetooptischen Falle von $v_{\max}^{\text{MOT}} = 2,2 \text{ m s}^{-1}$ (vgl. Abschnitt 2.3.5). Daher werden in den nächsten Abschnitten Methoden erläutert, um die Atome unter diese kritische Geschwindigkeit abzubremsen.

2.3.2 Optisches Kühlen

Das als optisches Kühlen bekannte Verfahren liegt den im Folgenden erklärten experimentellen Techniken zum Reduzieren der Geschwindigkeit von Atomen zu Grunde. In weiten Teilen orientiert sich die folgenden Erklärung an Referenz [84].

Die mittlere kinetische Energie aller Teilchen eines idealen Gases kann nach der kinetischen Gastheorie durch

$$\overline{E_{\text{kin}}} = \frac{1}{2} m \overline{v^2} = \frac{3}{2} k_B T \quad (2.28)$$

beschrieben werden [85]. Es besteht eine lineare Abhängigkeit der Temperatur des Gases von der mittleren quadratischen Geschwindigkeit der Gasatome in der Form

$$T = \frac{m}{3k_B} \overline{v^2}. \quad (2.29)$$

Wird die mittlere atomare Geschwindigkeit abgesenkt, sinkt die Temperatur des atomaren Ensembles ebenfalls ab.

Betrachtet man ein einzelnes Atom dieses idealen Gases, das aus einer Richtung Photonen geeigneter Frequenz absorbiert, kommt es zu einem Impulsübertrag von $|\vec{p}| = \hbar k$ pro Photon auf das Atom. Hierbei ist k die Wellenzahl des absorbierten Photons. Die Absorption führt zu einer Anregung des Atoms in einen energetisch höheren Zustand. Nach der Lebensdauer des angeregten Zustandes kehrt es durch spontane oder induzierte Emission eines Photons in einen energetisch niedrigeren Zustand zurück. Handelt es sich bei diesem Zustand stets um den Ausgangszustand, spricht man von einem geschlossenen Übergang. Geht das Atom durch induzierten Emission in den energetisch niedrigeren Zustand über, kommt es wegen der gerichteten Emission zu keinem Nettoimpulsübertrag. Passiert dies jedoch durch spontanen Emission und mittelt man über viele Absorptions- und Emissionsprozesse, addieren sich die Impulse der emittierten Photonen im zeitlichen Mittel zu Null. Die der absorbierten Photonen summieren sich jedoch zu einem makroskopischen Impuls auf das Atom. Es kommt somit zu einem effektiven Impulsübertrag aus der Richtung der absorbierten Photonen. Dieser Effekt ermöglicht es, durch gerichtetes Bestrahlen mit resonanten Photonen eines Laserstrahls, die Geschwindigkeit von Atomen zu ändern. Der effektive Impulsübertrag pro Zeit wird auch Spontankraft genannt.

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde ein Atom in Ruhe angenommen. Wird die obige Überlegungen auf sich bewegenden Atome verallgemeinert, muss die von C. Doppler 1842 vorausgesagte und nach ihm benannte Doppler-Verschiebung der Frequenz des eingestrahlten Lichts um $\Delta\omega = \pm\omega_0 v/c = \vec{k}\vec{v}$ berücksichtigt werden [86].

Hierbei ist $\Delta\omega$ die auftretende Frequenzverschiebung von der atomare Resonanzfrequenz ω_0 , c die Lichtgeschwindigkeit und \vec{k} der Wellenvektor des eingestrahlten Lichts. Um Kühlung zu erreichen, müssen die Photonen des Kühllichts mit den entgegenkommenden Atomen resonant und daher unter Berücksichtigung der Doppler-Verschiebung rotverstimmt sein. Bei einer Rotverstimmung $\delta = \omega - \omega_0 < 0$ der Frequenz des eingestrahlten Lichts erfährt ein dem Lichtstrahl entgegenkommendes Atom eine höhere Spontankraft, als ein sich mit der gleichen Geschwindigkeit in Richtung des Lichtstrahls bewegendes Atom.

Um Atome an einem festen Ort in einer Wolke zu kühlen muss ihre Geschwindigkeit in drei Dimensionen abgesenkt werden. Diese dreidimensionale Kühlung wird realisiert, indem pro Raumrichtung zwei gegenläufige Lichtstrahlen eingestrahlt werden. Ein so gekühltes Ensemble von Atomen wird als optische Melasse bezeichnet [44]. In der Melasse erfahren Atome keine ortsabhängige Rückstellkraft, weshalb es lediglich zu einer Kompression im Impulsraum kommt. Sie sind in ihr nicht gefangen, sondern können aus der Melasse räumlich hinaus diffundieren. Mit diesem Kühlmechanismus lässt sich lediglich eine gewisse minimale Temperatur erreichen, da die Atome durch ständige Absorption und Reemission Impulse aufnehmen und abgeben. Aus dem auf die Atome übertragenen Impuls ergibt sich eine Heizrate. Vergleicht man diese mit der Kühlrate kann die, unter Vernachlässigung anderer Effekte minimal erreichbare Temperatur, welche als Doppler-Temperatur bezeichnet wird, berechnet werden. Sie liegt bei einer Verstimmung von $\delta = -\Gamma/2$, mit $\Gamma = 1/\tau$ und τ der Lebensdauer des angeregten Zustands, vor und ergibt sich zu

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}. \quad (2.30)$$

Mit Hilfe von weiteren Kühlprozessen wie zum Beispiel der Polarisationsgradientenkühlung können auch Temperaturen unterhalb des Doppler-Limits erreicht werden [87]. Die fundamentale Grenze für die optische Kühlung ergibt sich aus der Diskretheit des Impulsübertrags auf die Atome und ist gegeben durch

$$T_R = \frac{\hbar^2\Gamma^2}{mk_B}. \quad (2.31)$$

Diese Temperatur wird als Rückstoßtemperatur T_R bezeichnet [88]. Wie in Abschnitt 2.2.2 skizziert sind Erbiumatome sehr viel komplexer aufgebaut, als üblicherweise betrachtete Alkaliatome. Dennoch sind obige Betrachtungen hilfreich und gelten mit kleinen Korrekturen auch für sie.

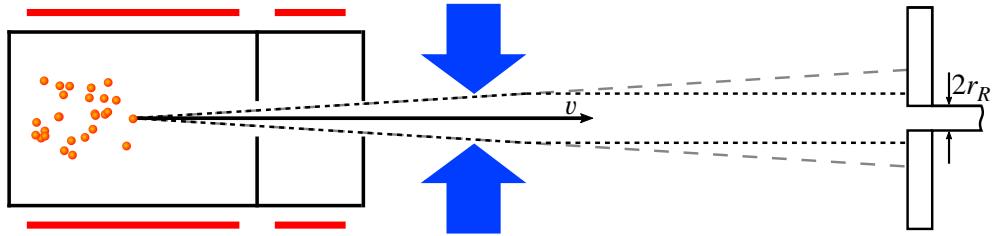


Abbildung 2.5: Skizze zur Funktionsweise des transversalen Kühls. Um den Divergenzwinkel des die Effusionszelle verlassenden Atomstrahls zu reduzieren wird er in zwei Dimensionen transversal gekühlt. Dazu werde transversal zum Atomstrahl, auf zwei senkrecht zueinander stehenden Achsen antiparallele Laserstrahlpaare eingeschossen. Diese weisen ein elliptisches Strahlprofil auf, um die Wechselwirkungslänge mit dem Atomstrahl zu erhöhen und sind in der Skizze für eine Achse mit blauen Pfeilen angedeutet. Bei geeigneter Wahl der Laserfrequenz kommt es zur Absorption und damit zur Kollimation des Atomstrahls. Der ursprüngliche Divergenzwinkel des Atomstrahls ist in der Skizze durch die grau gestrichelte Linien und der kollimierte Atomstrahl durch die schwarz gestrichelten Linien angedeutet. Der finaler Strahlradius wird dennoch durch den Radius r_R des die Effusionszelle mit der Hauptvakuumkammer verbindenden Rohres bestimmt.

2.3.3 Transversales Kühlen für Erbiumatome

Nachdem durch die Effusionszelle ein thermischer Atomstrahl von Erbiumatomen erzeugt wurde, kann dessen Fluss in Vorwärtsrichtung durch sogenanntes transversales Kühlen erhöht werden [74, 89]. Dabei wird die mittlere transversale Geschwindigkeit der Atome im Atomstrahl und damit dessen Divergenzwinkel reduziert. Dazu wird die optische Kühlung ausgenutzt und man strahlt transversal senkrecht zum Atomstrahl, aus zwei senkrecht aufeinander stehenden Richtungen, Laserstrahlen ein. Eine entsprechende Skizze ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Details zur Theorie des transversalen Kühls finden sich in [90, 91]. Nach dem Durchlaufen der Region, in welcher das transversale Kühlen stattfindet ist der Atomstrahl kollimiert, aber der Fluss durch die Kollimation nicht herabgesetzt. Sein Radius kann allerdings noch größer sein, als der Radius des Rohres, welches die Effusionszelle mit der Hauptkammer verbindet (vgl. Abschnitt 3.2.2). Effektiv wird der Fluss daher auch durch den Radius des Verbindungsrohres r_R bestimmt. Die Verstimmung der Laserfrequenz von der atomaren Resonanz, sowie die Leistung des Laserlichts und der Radius des genutzten Laserstrahls bestimmen im Wesentlichen die Effizienz des transversalen Kühls. Diese Parameter wurden experimentell ermittelt, indem die Laderate in die magneto-optische Falle und damit ihre Population maximiert wurde. Siehe Kapitel 4 für eine detaillierte Beschreibung.

2.3.4 Zeeman-Kühler für Erbiumatome

Die mittlere Geschwindigkeiten von Atomen, welche die Effusionszelle bei einer typischen Betriebstemperatur verlassen von $\bar{v} = 526 \text{ m s}^{-1}$, ist etwa zwei Größenordnung größer als die maximale Einfanggeschwindigkeit der magnetooptischen Falle $v_{\max}^{\text{MOT}} = 2,2 \text{ m s}^{-1}$ (vgl. Abschnitt 2.3.5). Die Atome müssen daher nach Verlassen der Effusionszelle stark abgebremst werden, um von der magnetooptischen Falle fangbar zu sein. Dazu wird ein Zeeman-Kühler verwendet, ein Schema, dass von W. D. Phillips und H. Metcalf entwickelt und erstmals experimentell eingesetzt wurde [92]. Hierin wird die dem Atomstrahl entgegengesetzt wirkende, lichtinduzierte Spontankraft genutzt, um Atome abzubremsen. In Abschnitt 2.3.2 wurde dargelegt, dass die Frequenz des Kühllichts, welches zum Abbremsen von Atomen genutzt wird, resonant mit einem atomaren Übergang sein muss. Bremst man Atome im Atomstrahl ab, verschiebt sich jedoch in dessen Inertialsystem die Frequenz des eingestrahlten Lichts auf Grund des Doppler-Effekts und die Resonanzbedingung ist nicht mehr erfüllt. Um diesem Effekt entgegenzuwirken wird im Zeeman-Kühler ein räumlich variierendes Magnetfeld erzeugt. Die Energieniveaus der zu bremsenden Atome werden so verschoben, dass die Resonanzbedingungen an jedem Ort entlang des Kühlers erfüllt ist.

In dem hier dargestellten Experiment wird ein bereits vorhandener Zeeman-Kühler verwendet, der im Rahmen einer früheren Dissertation entwickelt wurde [53]. Bei typischen Betriebsparametern liegt die maximale Einfanggeschwindigkeit für abbremsbare Atome des Zeeman-Kühlers v_{\max}^{ZS} bei etwa 600 m s^{-1} . Die minimale Auskoppelgeschwindigkeit ist frei wählbar, allerdings sind für sehr kleine longitudinale Geschwindigkeiten die transversalen Geschwindigkeiten vergleichbar groß und daher fällt der Fluss für Atome mit sehr kleiner longitudinaler Geschwindigkeit deutlich ab. Weitere Details zum Zeeman-Kühler, die über den Rahmen dieser Arbeit hinaus gehen, finden sich in [53].

2.3.5 Magnetooptische Falle für Erbiumatome

Da wie in Abschnitt 2.3.2 gezeigt, Atome in einer optischen Melasse keine ortsabhängige Rückstellkraft erfahren, muss für eine Ortsabhängigkeit der rücktreibende Kraft gesorgt werden. Dies ist zum Beispiel durch die Erweiterung der optischen Melasse um ein Quadrupolmagnetfeld möglich. Ein solcher Aufbau wird magnetooptische Falle (engl. *magneto-optical trap*, MOT) genannt, wurde erstmals 1987 von S. Chu und D. E. Pritchard et al. realisiert und ist in Abbildung 2.6 schematisch dargestellt [45]. Die folgenden Beschreibungen orientieren sich an [84].

Für die Erzeugung einer magnetooptischen Falle werden je zwei rotverstimmte,

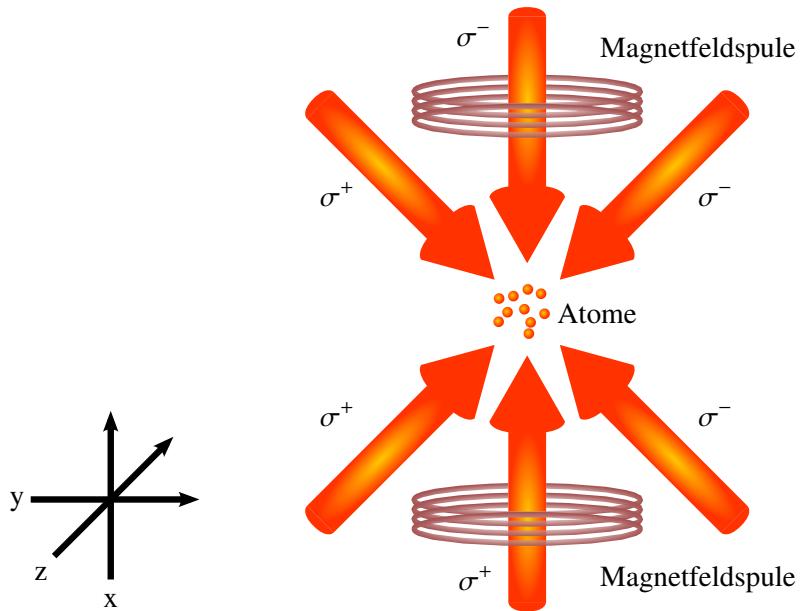


Abbildung 2.6: Aufbau einer magnetooptischen Falle. Auf drei orthogonal zueinander stehenden Raumrichtungen werden antiparallel Lichtstrahlen justiert. Auf den einzelnen Achse sind diese jeweils entgegengesetzt zirkular polarisiert. Zwei Magnetfeldspulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugen ein Quadrupolmagnetfeld, das sich im Fallenzentrum näherungsweise linear verhält. So können neutrale Atome im Kreuzungspunkt der Lichtstrahlen gefangen werden.

zirkular polarisierte Laserstrahlen pro Raumrichtung gegenläufig zueinander eingestrahlt. Die Ortsabhängigkeit wird im hier beschriebenen Experiment durch ein Quadrupolmagnetfeld zweier Magnetfeldspulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugt, dessen Nullpunkt mit dem Schnittpunkt der Laserstrahlen zusammenfällt. Für kleine Abstände vom Nullpunkt kann sein Verlauf als linear genähert werden. Um das Funktionsprinzip der magnetooptischen Falle anschaulich darzustellen wird zunächst der eindimensionale Fall betrachtet und die zu fangenden Atome als reine Zweiniveausysteme, wie in Abbildung 2.7 dargestellt, behandelt. Das System besitzt einen Zeeman-Zustand ($m_J = 0$) im elektronischen Grundzustand ($J = 0$) und drei Zeeman-Zuständen ($m_J = 0$ und ± 1) im elektronisch angeregten Zustand ($J = 1$), wenn der Zeeman-Effekt die Entartung der Energieniveaus aufhebt. Dies ist der Fall, falls sich ein Atom nicht bei Position $z = 0$, wo das Magnetfeld verschwindet, befindet. An Orten mit $z > 0$ gilt $B_z > 0$ und der Zustand mit $m_J = +1$ wird energetisch nach oben beziehungsweise der Zustand mit $m_J = -1$ nach unten verschoben. Für Orte mit $z < 0$ gilt $B_z < 0$ und die Zustände werden umgekehrt verschoben. Die Laserstrahlen sind zirkular polarisiert und können aus Gründen der Impulserhaltung nur Übergänge treiben, für welche $\Delta m_J = \pm 1$ gilt. Polarisiert man das aus Richtung $z > 0$ eingestrahlte rotverstimmte Licht linksdrehend zirkular (σ^-) ist die Resonanzbedingung nur für den ($J = 1, m_J = -1$)-Zustand erfüllt und es kommt zur Absorption

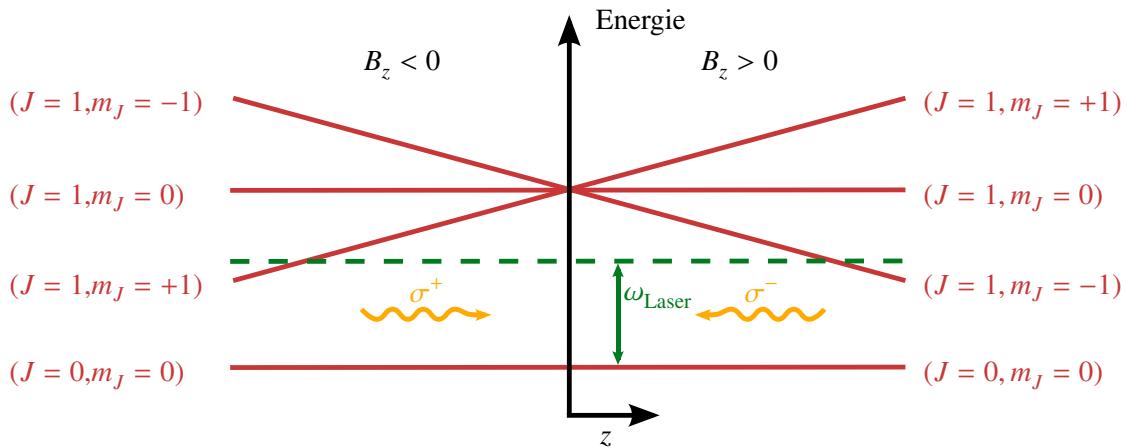


Abbildung 2.7: Funktionsprinzip einer magnetooptischen Falle. Der $(J = 1, m_J = -1)$ -Zustand wird an Orten mit $z > 0$ und damit $|B| > 0$ auf Grund des Zeeman-Effekts energetisch abgesenkt. Somit ist die Resonanzbedingung für den aus positiver z -Richtung eingestrahlten σ^- -polarisierte Laserstrahl erfüllt. Entsprechendes gilt für den $(J = 1, m_J = +1)$ -Zustand an Orten mit $z < 0$ und dem aus negativer z -Richtung eingestrahlten σ^+ -polarisiertem Laserstrahl. Es ergibt sich eine ins Zentrum $z = 0$ der Falle gerichtete effektive Kraft auf die Atome.

und damit zum Impulsübertrag. So wird gezielt eine Spontankraft ausgeübt, die das Atom zurück in Richtung Fallenzentrum treibt. An Orten mit $z < 0$ gilt $B_z < 0$ und somit ist die Resonanzbedingung für den $(J = 1, m_J = -1)$ -Zustand und das σ^- -polarisiertes Licht nicht erfüllt und Atome, die sich an Orten mit $B_z < 0$ befinden, werden nicht weiter aus dem Fallenzentrum gedrückt. Analoges gilt für Atome, die sich an Orten mit $z < 0$, wo $B_z < 0$ gilt, befinden. Durch die energetische Verschiebung des $(J = 1, m_J = +1)$ -Zustands nach unten ist die Resonanzbedingung für den von $z < 0$ aus eingestrahlten, rechtsdrehend zirkular (σ^+) polarisierten Laserstrahl erfüllt und die Atome erfahren eine ins Fallenzentrum gerichtete Kraft. Für die Kraft auf einer Achse, zum Beispiel der z -Achse, und Lichtintensitäten I unterhalb der Sättigungsintensität I_S gilt:

$$F_z^{\text{MOT}} = \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{2} \left(\frac{s}{1 + s + \left(\frac{2\delta_+}{\Gamma}\right)^2} - \frac{s}{1 + s + \left(\frac{2\delta_-}{\Gamma}\right)^2} \right), \quad (2.32)$$

mit dem Sättigungsparameter $s = I/I_S$, der Verstimmung

$$\delta_{\pm} = \delta \mp k_z \cdot v_z \pm \frac{\tilde{\mu} \frac{\partial B}{\partial z} z}{\hbar}, \quad (2.33)$$

und dem effektiven magnetischen Moment des entsprechenden Übergangs

$$\tilde{\mu} = (g_a m_a - g_g m_g) \mu_B. \quad (2.34)$$

Hier bezeichnen g_i die Landé-Faktoren und m_i die Magnetquantenzahlen der jeweiligen Zustände.

Besonderheiten in Verbindung mit dem gewählten Kühlübergang

Im Rahmen dieser Arbeit wird der 582,84 nm-Übergang von Erbium zum Betrieb der magnetooptischen Falle genutzt. Dieser ist nicht komplett geschlossen und kann in zwei metastabile Zustände zerfallen. Die berechneten Übergangsrationen von $0,017 \text{ s}^{-1}$ und $0,0049 \text{ s}^{-1}$ sind allerdings ausreichend klein für einen MOT-Betrieb ohne Rückpumplasersystem [70, 71].

Der für den Zeeman-Kühler genutzte Lichtstrahl durchquert das Zentrum der magnetooptischen Falle in der Standardanordnung von Zeeman-Kühler und MOT. Durch diese Konfiguration kommt es allerdings während des Ladens der magnetooptischen Falle zu einem unerwünschten Einfluss durch den Lichtstrahl des Zeeman-Kühlers auf die Atome in der MOT. Um diesen zu vermeiden können zwei Lösungsansätze verfolgt und sogar gleichzeitig eingesetzt werden: Erstens kann die Frequenz des Lichtstrahls des Zeeman-Kühlers möglichst weit verstimmt werden.

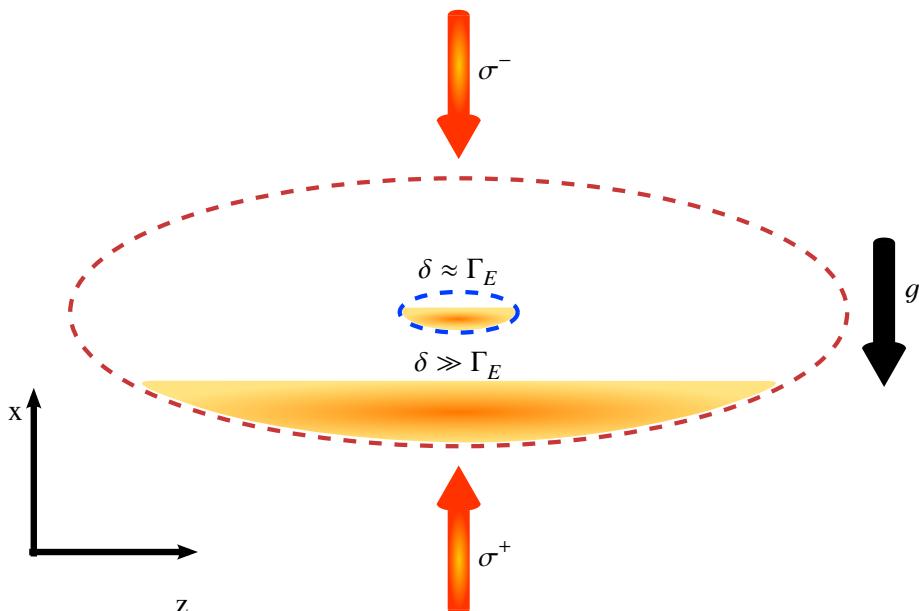


Abbildung 2.8: Wird die magnetooptischen Falle mit Hilfe eines Übergangs schmaler Linienbreite bei einer Verstimmung δ betrieben, die größer als dessen leistungsverbreiterte Linienbreite Γ_E ist, erfahren Atome nur weit entfernt vom Fallenzentrum, auf einem Ellipsoiden konstanten Magnetfeldes, eine Kraft. Die Entfernung vom Fallenzentrum lässt sich durch den Wert der Verstimmung einstellen. Die Atome sammeln sie sich im unteren Teil der Falle (gelbe Regionen), da die Lichtkraft lediglich in der Größenordnung der Gravitationskraft liegt. Dort wechselwirken sie bevorzugt mit dem von unten eingestrahlten σ^+ -polarisierten Lichtstrahl und werden somit spinpolarisiert.

Im dieser Arbeit zu Grunde liegenden Experiment wurde eine Verstimmung von etwa 20 natürliche Linienbreiten gewählt. Zweitens kann eine räumlich Trennung durch eine weite Verstimmung des MOT-Lichts von der atomaren Resonanz erreicht werden. Dieses Konzept wurde erstmals erfolgreich von der Gruppe um M. Kuwata-Gonokami mit Strontiumatomen demonstriert [93]. Die optimale Kombination von Verstimmung und MOT-Magnetfeldgradient wurde für den dieser Arbeit zu Grunde liegenden Aufbau experimentell ermittelt und beträgt -34 natürlichen Linienbreiten für einen Magnetfeldgradienten von $3,8 \text{ G cm}^{-1}$ (vgl. Abschnitt 4.2.1). Die Wahl einer im Vergleich mit der leistungsverbreiterten Linienbreite, sehr großen Verstimmung ($\delta \gg \Gamma_E = \Gamma \sqrt{1+s}$) hat verschiedene Konsequenzen für die Dynamik der magnetooptischen Falle. Diese sollen im Folgenden angelehnt an [94] analysiert werden.

Durch die hohe Verstimmung weist die Kraft auf die Atome in der magnetooptischen Falle eine recht ungewöhnliche Positionsabhängigkeit auf, da die Resonanzbedingung nur auf einem Ellipsoiden konstanten Magnetfeldes erfüllt ist. Berücksichtigt man zusätzlich das Gravitationsfeld der Erde erwartet man ein Ansammeln der Atome in der unteren Hälfte des Ellipsoiden. Dies ist der Fall, da die Kraft auf die Atome durch die magnetooptische Falle in der gleichen Größenordnung liegt, wie die Gravitationskraft auf die Atome. Auf der vertikalen MOT-Achse kommt es deshalb fast ausschließlich zu Wechselwirkungen mit dem von unten, entgegen der Gravitation wirkend, eingestrahlten σ^+ -polarisierten Lichtstrahl. Dieser pumpt die Atome in den höchsten Zeeman-Zustand mit $m_J = +6$. Es kommt zu einer inhomogene Besetzung der Zustände der Atome, welche sich als deren Spinpolarisation äußert. Diese ist für den weiteren experimentellen Verlauf förderlich (vgl. Abschnitt 2.3.6). Die Position z_0 der Atome justiert sich bei veränderter Verstimmung δ so, dass die effektive Verstimmung $\delta_{\text{eff}} = \delta - \tilde{\mu}(\partial B / \partial z)z_0$ konstant bleibt. Einhergehend mit der starken Positionsabhängigkeit der Kraft durch die magnetooptischen Falle auf die Atome wird die Dämpfung und Diffusion und damit auch die Gleichgewichtstemperatur der Atome in ihr unabhängig von der Verstimmung der Frequenz des Kühllichts. Um Dämpfung und Diffusion zu berechnen wird von der Kraft in vertikaler Richtung F_z auf ein Atom mit Geschwindigkeit v_z am Punkt z ausgegangen. Sie ist durch

$$F_z = \tilde{F}_z^{\text{MOT}} + F_g = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \left(\frac{s}{1 + s' + \frac{4(\delta - kv_z - \tilde{\mu} \frac{\partial B}{\partial z})^2}{\Gamma^2}} \right) - mg \quad (2.35)$$

gegeben. Hier wurde die z -Achse als vertikale Achse gewählt. \tilde{F}_z^{MOT} bezeichnet den von unten wirkenden Teil der insgesamt in z -Richtung wirkenden Kraft. Der Term mg mit der Masse m und der Erdbeschleunigung g berücksichtigt die Gravitationskraft F_g . In dieser speziellen Konstellation können die Atome in der magnetooptischen Falle in

erster Näherung als sich in einem durch feste Wände begrenzten Volumen frei bewegende Teilchen behandelt werden. Die durch die magnetooptischen Falle erzeugten Wände befinden sich weit vom MOT-Zentrum entfernt an der Position des Ellipsoiden konstanten Magnetfeldes, auf dem die Atome resonant mit dem Kühllicht sind. Atome in einer magnetooptischen Falle werden mit einer Leistung $P_z^{\text{kühl}}$, welche proportional zum Quadrat ihrer Geschwindigkeit ist, gekühlt [95]. Diese lässt sich für die z -Achse schreiben als

$$P_z^{\text{kühl}} = F_z v_z = -\kappa v_z^2. \quad (2.36)$$

Hier kann F_z als Reibungskraft und κ als Dämpfungskonstante gedeutet werden. Die kinetische Energie der Atome $E_{\text{kin}} = 1/2mv^2$ nimmt exponentiell mit einer Zeitkonstanten τ_{eq} ab. Diese Zeitkonstante wird als Gleichgewichtszeit bezeichnet. Mit Hilfe von Gleichung (2.36) kann sie wie folgt berechnet werden

$$\frac{1}{\tau_{\text{eq}}} = -\frac{P_z^{\text{kühl}}}{E_{\text{kin}}} = \frac{2\kappa}{m}. \quad (2.37)$$

Der Dämpfungskoeffizient für Atome in der weit verstimmten magnetooptischen Falle ergibt sich durch eine Taylor-Entwicklung von Gleichung (2.35), wobei $(\partial F/\partial v) = \kappa$ bei $v_z = 0$ und $z = z_0$ ausgewertet wird zu

$$\kappa = \frac{2\hbar k^2 \sqrt{Rs - s - 1}}{R^2 s} \quad \text{mit} \quad R = \frac{\hbar k \Gamma}{2mg}. \quad (2.38)$$

Damit lässt sich für die magnetooptische Falle mit großer Verstimmung des Kühllichts von typischerweise -34 natürlichen Linienbreiten zum Laden der MOT eine Gleichgewichtszeit von $\tau_{\text{eq}}^{\text{laden}} = 262$ ms berechnen. Im späteren Verlauf des Experiments wird, um ein effizientes Umladen von Atomen in die Dipolfalle zu erlauben, auf einen näher resonanten Betrieb der magnetooptischen Falle umgestellt. Typischerweise beträgt die Verstimmung des Kühllichts dann -2,7 natürlichen Linienbreiten und die Gleichgewichtszeit $\tau_{\text{eq}}^{\text{komp}} = 55$ ms. Experimentelle Details zur magnetooptischen Falle folgen in Abschnitt 4.2. Der Diffusionskoeffizient aus Gleichung (2.35) kann zu

$$D = \frac{\hbar^2 k^2 \Gamma}{2R} \quad (2.39)$$

berechnet werden. Aus dem Dämpfungs- und dem Diffusionskoeffizient lässt sich schlussendlich die Gleichgewichtstemperatur der weit verstimmten magnetooptischen Falle wie folgt berechnen

$$T_{\text{eq}} = \frac{D}{|\kappa|} = \frac{\hbar \Gamma \sqrt{s}}{2k_B} \frac{R}{2\sqrt{R - 2/s}}. \quad (2.40)$$

Es fällt auf, dass die Gleichgewichtstemperatur lediglich eine Funktion des Sättigungsparameters ist und keine Abhängigkeit von der Verstimmung des Fallenlichts besteht. Für typische experimentelle Parameter lässt sich so für die Erbiumatome in der magnetooptischen Falle unter Vernachlässigung von Sub-Doppler-Mechanismen während des Ladevorgangs eine Temperatur von $422 \mu\text{K}$ und für die MOT mit kleinerer Verstimmung zum Umladen in die quasi-elektrostatische Dipolfalle von $88 \mu\text{K}$ berechnen. Aus Gleichungen (2.36) und (2.37) lässt sich abschließend mit Hilfe der kinetischen Energie der Atome die maximale Einfanggeschwindigkeit der weit verstimmten magnetooptischen Falle abschätzen. Sie ergibt sich zu

$$v_{\max}^{\text{MOT}} = \frac{2d\kappa}{m} \quad (2.41)$$

und beträgt mit einem typischen Strahldurchmesser von $d = 36 \text{ mm}$ des Kühllichtstrahls $v_{\max}^{\text{MOT}} = 2,2 \text{ m s}^{-1}$. Um mit Hilfe des Zeeman-Kühlers ausreichend viele Atome unter diese Geschwindigkeit abzubremsen muss er sehr gut justiert werden (vgl. Abschnitt 4.1).

Auf Grund der schmalen Linienbreite des für die magnetooptische Falle genutzten atomaren Übergangs von Erbium ist es möglich eine hohe Anzahl von Atomen bei gleichzeitig relativ niedriger Temperatur des atomaren Ensembles in der magnetooptischen Falle zu fangen. Die Phasenraumdichte nach dem Umladeprozess in die optische Dipolfalle ist daher bereits relativ hoch (vgl. Abschnitt 4.3.2) und muss nur noch um etwa 4 Größenordnungen erhöht werden. Nutzt man dagegen den atomaren Übergang mit $400,91 \text{ nm}$ Übergangswellenlänge auch für die magnetooptische Falle müsste bei vergleichbaren sonstigen Bedingungen die Phasenraumdichte nach dem Umladen in die optische Dipolfalle mittels evaporativem Kühlen etwa um 8 Größenordnungen abgesenkt werden, was mit entsprechend großen Verlusten verbunden ist [53]. Ein weiterer Vorteil des Betriebs der magnetooptischen Falle mit Licht der Wellenlänge $582,84 \text{ nm}$ ist die automatische Spinpolarisation des in ihr gefangenen atomaren Ensembles (vgl. Abschnitt 2.3.5). Dies führt zu einer höheren Phasenraumdichte, da die Atome so nicht auf 13 verschiedene Zeeman-Niveaus verteilt sind. Details dazu folgen in Abschnitt 2.3.7.

2.3.6 Optische Dipolfallen

Wie im Abschnitt 2.3.2 erläutert existieren für Atomfallen, die auf dem Prinzip des optischen Kühlens basieren, fundamentale untere Temperaturgrenzen. Diese liegen bei den experimentell realisierbaren Dichten etwa eine Größenordnung oberhalb der kritischen Temperatur zum Erreichen der Bose-Einstein-Kondensation. Um die Temperatur eines atomaren Ensembles dennoch weiter abzusenken bedient

man sich daher anderer Arten von Atomfallen, welche auf Grund ihrer höheren Kohärenzzeiten eine evaporative Kühlung des atomaren Ensembles erlauben. Eine mögliche Fallenart dazu sind Magnetfallen, die eine zustandsabhängige Kraft auf die Atome durch deren magnetischen Dipolmoment ausüben. Ein solcher Ansatz soll im Rahmen dieser Arbeit allerdings nicht weiter verfolgt werden. Eine andere, weit verbreitete, Fallenart ist die optische Dipolfalle. Diese induziert in den Atomen ein elektrisches Dipolmoment, mit dem sie wechselwirkt und darüber eine Kraft auf die Atome ausüben kann.

In diesem Abschnitt wird die Wirkung eines Lichtfeldes fern verstimmter Frequenz auf neutrale Atome betrachtet. Fundamentale Eigenschaften einer quasielektrostatischen Dipolfalle, wie das Fallenelement und die zu erwartende Photonenstreureate werden hergeleitet. Abschließend wird die, im dieser Arbeit zu Grunde liegenden Experiment, verwendete Fallengeometrie betrachtet und daraus relevante Parameter, wie Fallentiefe und Oszillationsfrequenzen, herausgearbeitet. Die Darstellungen folgen den Erläuterung aus [49].

Quasielektrostatische Dipolfalle

Die Frequenz ω des, im Rahmen dieser Arbeit, zur Erzeugung der Dipolfalle genutzten CO₂-Lasers ist zum nächstgelegenen atomaren Übergang von Erbium mit etwa 2 μm Übergangswellenlänge um einen Faktor 5 rotverstimmt. In diesem Fall sehr weiter Verstimmung oszilliert das Lichtfeld des Falleneasers sehr langsam im Vergleich zur atomaren Resonanzfrequenz ω_0 . Der vom elektrischen Feld des Falleneichts induzierte atomare Dipol kann deshalb dem Feld ohne Phasenverschiebung, nahezu statisch, folgen. Er verhält sich wie in einem statischen, elektrischen Feld und man kann eine quasi-elektrostatische Näherung für das Fallenelement machen. Mit der Dämpfungsrate Γ_d ergibt sich das Fallenelement eines Lichtfelds mit Intensität I zu

$$U^{\text{QUEST}} = -\frac{3\pi c^2}{\omega_0^3} \frac{\Gamma_d}{\omega_0} I. \quad (2.42)$$

Allgemein kann, in der quasi-elektrostatischen Näherung für $\omega \rightarrow 0$, das Potential mit Hilfe der frequenzunabhängigen statischen Polarisierbarkeit α_{stat} wie folgt ausdrückt werden

$$U^{\text{QUEST}} = -\alpha_{\text{stat}} \frac{I}{2\epsilon c}. \quad (2.43)$$

In einem solchen Potential können sämtliche atomaren Spezies unabhängig von ihrem inneren Zustand, auch gleichzeitig und sogar Moleküle gefangen werden [96, 97]. Für

die Streureate, mit welcher Atome Photonen des Fallenlichts streuen ergibt sich

$$\Gamma_{\text{streu}} = -\frac{6\pi c^2}{\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0}\right)^2 I. \quad (2.44)$$

Sie liegt typischerweise im Bereich von $1/1\,000\,\text{s}^{-1}$. Die bei einem Streuvorgang übertragenen Energie beträgt $E_{\text{rück}} = \hbar k^2/(2m)$, was im Bereich von $k_B \cdot 1\,\text{nK}$ liegt. Diese Energie ist wesentlich kleiner als die Temperatur, bei welcher mit den verwendeten experimentellen Parametern der Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat erwartet wird (etwa $100\,\text{nK}$), sowie entsprechend auch viel kleiner als die Fallentiefe U_0 . Insgesamt kann daher die Heizleistung $P_{\text{heitz}} = 2E_{\text{rück}}\Gamma_{\text{streu}}$ vernachlässigt werden. Die Haltezeit für Atome in der quasi-elekrostatischen Dipolfalle ist, in der Regel, nur durch Stöße mit dem Hintergrundgas begrenzt und kann im tiefen Ultrahochvakuum mehrere Minuten betragen (vgl. Abschnitt 4.3.2).

Potential der quasi-elekrostatische Dipolfalle für Erbiumatome

Die bis hierher angestellten Überlegungen zur quasi-elekrostatischen Dipolfalle (QUEST) gelten nur unter der Annahme eines Zweiniveausystems. Diese Annahme ist für Alkaliatome solange gut erfüllt, wie die Verstimmung der Frequenz des Dipolfallenlichts größer ist, als die Feinstrukturaufspaltung der zu fangenden Atome. Für Atome mit komplexerem Energieschema, wie Erbiumatome, ist diese Annahme jedoch nicht mehr erfüllt und alle atomaren Zustände sowie deren Zeeman-Substruktur müssen berücksichtigt werden. Um das Potential der Dipolfalle für Erbiumatome herzuleiten wird zunächst ein Multizustandsatom ohne Entartung seiner einzelnen Energiezustände betrachtet. Mit Hilfe der Störungstheorie in zweiter Ordnung kann für den i -ten Zustand der Energie E_i die vom Lichtfeld verursachte Energieverschiebung ΔE_i geschrieben werden als

$$\Delta E_i = \sum_{j \neq i} \frac{|\langle j | H_i | i \rangle|^2}{E_i - E_j}, \quad (2.45)$$

mit dem zugehörigen Hamiltonian H_i [98]. Mit der Dämpfungsrate

$$\Gamma_d = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} |\langle a | \mu | g \rangle|^2, \quad (2.46)$$

die man aus dem Dipolmatrixelement μ für die Spontanemission des angeregten Zustands $|a\rangle$ in den Grundzustand $|g\rangle$ erhält, der Relation $\hbar\Delta_{ij} = E_i - E_j = \hbar(\omega_i - \omega_j)$ und dem zugehörigen Hamiltonian $H_i = -\mu E$ eines Zweiniveausystems kann man

umformen zu

$$\Delta E = \pm \frac{|\langle a | \mu | g \rangle|^2}{\Delta} |E|^2 = \pm \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma_d}{\Delta} I. \quad (2.47)$$

Das positive Vorzeichen gilt für den angeregten, das negative für den Grundzustand. Diese Verschiebung ist als AC-Stark-Verschiebung bekannt [99, 100]. Betreibt man die Falle mit einer Intensität weit unterhalb der Sättigungsintensität ist das Atom im Grundzustand und die durch das Lichtfeld induzierte Energieverschiebung des Grundzustands entspricht einem Potential für die atomare Bewegung. Um auch die bisher vernachlässigte Entartung der Energiezustände miteinzubeziehen müssen alle Dipolmatrixelemente $\mu_{ij} = \langle a_j | \mu | g_i \rangle$ der jeweiligen Übergänge zwischen den Grundzuständen $|g_i\rangle$ und den angeregten Zuständen $|a_i\rangle$ berücksichtigt werden. Diese ergeben sich aus dem Produkt von Übergangskoeffizient c_{ij} und reduziertem Dipolmatrixelement $\|\mu\|$ zu

$$\mu_{ij} = c_{ij} \|\mu\|. \quad (2.48)$$

Die Übergangskoeffizienten c_{ij} hängen von den elektronischen und nuklearen Dreihimpulsen, sowie der Polarisation des Fallenlichts ab. Sie charakterisieren die Kopplungsstärke zwischen dem i -ten Untergrundzustand und dem j -ten angeregten Unterzustand. Das reduzierte Dipolmatrixelement $\|\mu\|$ hängt von der orbitalen Wellenfunktion ab und kann durch die Dämpfungsrate Γ_d ausgedrückt werden. Das Potential einer Dipolfalle für ein Multizustandsatom im i -ten Grundzustand erhält man mit Hilfe der Summierung aus Gleichung (2.45) und dem reduzierten Dipolmatrixelement aus Gleichung (2.48) zu

$$U_i^{\text{QUEST}} = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \sum_j \left(\frac{c_{ij}^2 \Gamma_j}{\omega_j - \omega} + \frac{c_{ij}^2 \Gamma_j}{\omega_j + \omega} \right). \quad (2.49)$$

Für ein Erbiumatom in einem Zustand mit Gesamtdrehimpuls J und magnetischer Quantenzahl m_J kann das Potential der quasi-elekrostatischen Dipolfalle durch einsetzen der Übergangskoeffizienten geschrieben werden als

$$U^{\text{QUEST}} = \frac{I}{2\epsilon_0 c} \left(\text{Re} [\alpha_{\text{skalar}}(\omega)] + \mathcal{A} \cos(\theta_k) \frac{m_J}{2J} \text{Re} [\alpha_{\text{vektor}}(\omega)] + \frac{3m_J^2 - J(J+1)}{J(2J-1)} \cdot \frac{3 \cos^2(\theta_p) - 1}{2} \text{Re} [\alpha_{\text{tens}}(\omega)] \right), \quad (2.50)$$

mit dem Elliptizitätsparameter \mathcal{A} , der den Polarisationszustand des Lichts beschreibt [101]. Der Winkel θ_k ist der zwischen der Quantisierungsachse z und dem Wellenvektor \vec{k} eingeschlossene Winkel und θ_p ist so gewählt, dass $|\vec{e} \cdot \vec{e}_z| = \cos^2(\theta_p)$ gilt, wobei

\vec{e} den Einheitsvektor der Polarisierung bezeichnet. Die skalare α_{skalar} , vektorielle α_{vektor} und tensorielle α_{tensor} Polarisierbarkeiten enthalten die Übergangsstärken der einzelnen Übergänge. Diese wurden in einer Arbeit von O. Dulieu et al. berechnet und sind für Licht der Wellenlänge $10,6 \mu\text{m}$ in Tabelle 2.6 angegeben [101]. Die Frequenz des zur Erzeugung der quasi-elektrostatischen Dipolfalle benutzen CO_2 -Lasers liegt deutlich unterhalb aller atomaren Übergangsfrequenzen und der Werte des Realteils der skalaren Polarisierbarkeit für den Grundzustand unterscheidet sich kaum von dem der statischen Polarisierbarkeit mit $\omega = 0$ von $\alpha_{\text{stat}}(\omega = 0) = 141$ (vgl. [101] Tabelle II und Abbildung 4). Das Potential der Dipolfalle wird daher von der skalaren Polarisierbarkeit dominiert und für Erbiumatome im Grundzustand gilt in guter Näherung die Gleichung (2.43) mit $\text{Re}[\alpha_{\text{stat}}] = \text{Re}[\alpha_{\text{skalar}}]$. Das isotrope Verhalten der Polarisierbarkeit liegt vermutlich in der abschirmenden Wirkung der komplett gefüllten $6s$ -Schale begründet [101]. Hingegen werden Werte von α_{vektor} und α_{tensor} erreicht, die vergleichbar mit der statischen Polarisierbarkeit sind, wenn mit optischen Frequenzen gearbeitet wird, die näher an einem der Übergänge des Erbiumatoms, welche die unvollständig besetzten inneren Orbitale involvieren, abgestimmt sind.

	α_{skalar}	α_{vektor}	α_{tensor}
$\text{Re}[\dots]$	141	-0,084	-2,53
$\text{Im}[\dots]/10^{-6}$	1,52	-0,129	0,423

Tabelle 2.6: Werte der atomaren Polarisierbarkeiten von Erbium für eine Wellenlänge von $10,6 \mu\text{m}$ in atomaren Einheiten von $4\pi\epsilon_0 a_0^3$ [53, 101].

Charakteristische Größen einer quasi-elektrostatischen Dipolfalle für Erbiumatome

Um neutrale Atome in einer quasi-elektrostatischen Dipolfalle zu fangen sind verschiedene Fallengeometrien möglich [102, 103]. Erstmals wurde die wahrscheinlich einfachste Variante einer quasi-elektrostatischen Dipolfalle von T. Takekoshi und R. J. Knize 1996 realisiert [104]. Im Experiment, auf dem diese Arbeit basiert, wird ein analoger Aufbau eines fokussierten Gauß-Strahls rotverstimmter Frequenz gewählt. Für die Intensitätsverteilung eines solchen Strahls gilt

$$I(r,z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left(2\frac{r^2}{w^2(z)}\right), \quad (2.51)$$

mit der Leistung P des Strahls und der Ausbreitungsrichtung z . Der Abstand von der z -Achse ist definiert als $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, wobei x die Achse bezeichnet, auf der auch die

Gravitation wirkt. Der Strahlradius w , ergibt sich zu

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad (2.52)$$

mit dem minimalen Strahldurchmesser w_0 , der bei der Rayleigh-Länge $z_R = \pi\omega_0^2/\lambda$ erreicht ist [105]. Zusammen mit Gleichung (2.43) erhält man damit den folgenden Ausdruck für das Potential der Dipolfalle

$$U^{\text{QUEST}}(r,z) = -\frac{\alpha_{\text{stat}}}{2\epsilon_0 c} \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2(z)}\right) \quad (2.53)$$

und die maximal erreichbare Fallentiefe zu

$$U_0 = -U(r=0, z=0) = \frac{\alpha_{\text{stat}}}{2\epsilon_0 c} \frac{2P}{\pi w_0^2} = \frac{\alpha_{\text{stat}}}{2\epsilon_0 c} I_0. \quad (2.54)$$

Diese hängt lediglich von der maximalen Intensität I_0 und der statischen Polarisierbarkeit α_{stat} ab. Typischerweise wird die Dipolfalle, im dieser Arbeit zu Grunde liegenden Experiment, mit einer maximalen Leistung P_0 von etwa 63 W und einem Strahldurchmesser w_0 von $(23,3 \pm 2,0) \mu\text{m}$ betrieben. Die sich damit für Erbiumatome in der quasi-elektrostatischen Dipolfalle ergebenden Werte von U_0 , Γ_{streu} und P_{heitz} sind in Tabelle 2.7 zusammengefasst.

Betrachtet man noch einmal die Potentialtiefe und nimmt die thermische Energie des Atomensembles als viel kleiner als diese an, ist die Ausdehnung des Ensembles in radialer Richtung klein, verglichen mit der Strahltaille. In axialer Richtung ist sie klein gegen die Rayleigh-Länge. Unter dieser Annahme kann das Potential der Dipolfalle durch ein zylindersymmetrisches harmonisches Oszillatorenpotential der Form

$$U(r,z) \approx -U_0 \left(1 + 2\left(\frac{r}{w_0}\right)^2 - \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right) \quad (2.55)$$

genähert werden. Die Oszillationsfrequenzen, mit der sich die Atome innerhalb der quasi-elektrostatischen Dipolfalle bewegen, die auch Fallenfrequenzen genannt werden können damit berechnet werden. Für die radiale Frequenz gilt

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}} = \omega_z \frac{\sqrt{2\pi}w_0}{\lambda}. \quad (2.56)$$

Daraus folgt für die longitudinale Frequenz

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2U_0\lambda^2}{m\pi^2 w_0^4}}. \quad (2.57)$$

Sollte der Lichtstrahl zur Erzeugung der Dipolfalle nicht symmetrisch um die z -Achse sein, ergeben sich zwei unterschiedliche radiale Fallenfrequenzen. Über eine Messung der Fallenfrequenzen kann auf die geometrische Ausdehnung der Falle geschlossen werden (vgl. Gleichung (3.13)).

α_{stat}	RE[α_{skalar}] = 141
U_0 [mK/ k_B]	2,35
Γ_{streu} [1/s]	6,64
P_{heitz} [nK/(k_B s)]	6,77

Tabelle 2.7: Charakteristische Werte der im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten quasi-elekrostatischen Dipolfalle für Erbiumatome. Die Polarisierbarkeit von Erbium vorausgesetzt lassen sich die maximale Fallentiefe U_0 , die Streureate Γ_{streu} für diese Fallentiefe und die Heizrate P_{heitz} berechnen.

2.3.7 Evaporatives Kühlen

Das von H. Hess vorgeschlagene Konzept der evaporativen Kühlung wird genutzt um zum Beispiel ein atomares Ensemble unter die Doppler-Temperatur abzukühlen [106]. Dies geschieht durch die selektive Entfernung der energiereichsten Atome aus der thermischen Geschwindigkeitsverteilung. Anschließenden rethermalisieren die verbleibenden Atome durch elastische Stöße, was zu einer Geschwindigkeitsverteilung geringerer Temperatur führt.

Magnetisch gefangene Atomen werden bei konstanter Potentialtiefe durch geeignete Radiofrequenzübergänge in nicht fangbare Zeeman-Zustände gepumpt und damit die selektive Entfernung der Atome induziert [106]. In optischen Dipolfallen wird hingegen das optischen Potential zeitlich abgesenkt, wodurch die energiereichsten Atome aus der Falle entweichen können, wie in Abbildung 2.9 schematisch dargestellt [102]. Die weiteren Ausführungen folgen den Darstellungen aus [50]. Wie effizient die evaporative Kühlung abläuft lässt sich mit Hilfe des Abschneideparameters

$$\eta = \frac{U}{k_B T}, \quad (2.58)$$

beschreiben, der das Verhältnis zwischen Potentialtiefe und Temperatur des Ensembles angibt. Für den Fall im Vergleich zu Potentialtiefe niedriger Temperaturen $U > k_B T$ ist die Kühlrate $1/\tau_{\text{evap}}$ proportional zu $e^{-\eta}$. Wird die Potentialtiefe konstant gehalten, sinkt die Kühlrate daher exponentiell mit der Temperatur und es wird ein

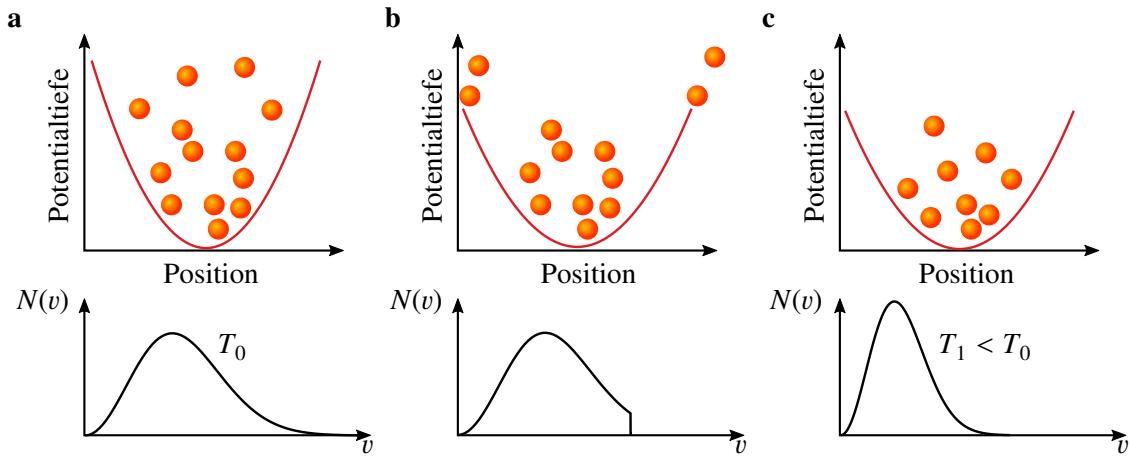


Abbildung 2.9: Funktionsprinzip der evaporativen Kühlung. Teilabbildung (a) zeigt im oberen Bild ein thermisches atomares Ensemble mit Temperatur T_0 im Potential einer konservativen Falle. Im unteren Bild ist die zugehörige Atomanzahl $N(v)$ als Funktion der atomaren Geschwindigkeit v dargestellt. Sie ist Maxwell-Boltzmann-verteilt. Wird die Potentialtiefe, wie im oberen Bild von Teilabbildung (b) angedeutet, reduziert, können Atome mit ausreichend großer Energie das Potential der Falle überwinden und dieses verlassen. Für die Verteilung der Atomanzahl als Funktion der Geschwindigkeit ist dieser Prozess gleichbedeutend mit einem Abschneiden der Verteilung bei der zum Verlassen nötigen Geschwindigkeit, wie im unteren Bild skizziert. Durch Stöße zwischen den verbleibenden Atomen kommt es zu einer Rethermalisierung und es stellt sich eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Atomanzahl als Funktion der Geschwindigkeit um eine kleinere Geschwindigkeit, als in Teilabbildung (a) ein. Diese Situation ist in Teilabbildung (c) dargestellt. Das Ensemble weist nach der Evaporation eine niedrigere Temperatur $T_1 < T_0$ auf.

Minimum erreicht, bei dem keine Kühlung mehr stattfindet. Dieser Prozess wird natürliche Evaporation genannt und findet typischerweise innerhalb einiger Sekunden statt (vgl. Abschnitt 4.3.2). Um das atomare Ensemble weiter abzukühlen wird daher das Potential zeitlich adiabatisch abgesenkt. Dieser Kühlprozess ist besonders effizient, wenn dabei der Abschneideparameter η konstant gehalten wird. Wie aus Gleichung (2.43) ersichtlich, wird das Fallenpotential durch die Intensität bestimmt. Soll es abgesenkt werden, kann dies durch Absenken der Intensität erreicht werden. Bei dieser sogenannten induzierten Evaporation verhält sich die erwartete Atomzahl, einen konstanten Wertes des Abschneideparameters vorausgesetzt, in der Dipolfalle wie folgt

$$\frac{N(t)}{N_0} = \left(\frac{U(t)}{U_0} \right)^{3/[2(\eta' - 3)]}, \quad (2.59)$$

wobei sich für näherungsweise harmonische Potentiale $\eta' = \eta + (\eta - 5)/(\eta - 4)$ ergibt [107]. Ziel der induzierten Evaporation ist nicht nur das Absenken der Temperatur des atomaren Ensembles, sondern insbesondere die Erhöhung der Phasenraumdichte. Deren Entwicklung während des Evaporationsprozesses kann ebenfalls mit Hilfe der

Potentialtiefe oder der Atomzahl ausgedrückt werden

$$\frac{\rho(t)}{\rho_0} = \left(\frac{U_0}{U(t)} \right)^{3(\eta' - 4)/[2(\eta' - 3)]} = \left(\frac{N_0}{N(t)} \right)^{\eta' - 4}. \quad (2.60)$$

Wie bereits erwähnt erfolgt die Rethermalisierung innerhalb der quasi-elektrostatischen Dipolfalle durch Stöße der Atome untereinander und wird daher von der Stoßrate der Atome γ bestimmt. Die Stoßrate verhält sich während der induzierten Evaporation wie folgt

$$\frac{\gamma(t)}{\gamma_0} = \left(\frac{U(t)}{U_0} \right)^{\eta'/[2(\eta' - 3)]}. \quad (2.61)$$

Damit kann die für die induzierte Evaporation charakteristische Rethermalisierungszeit als

$$\frac{1}{\tau_{\text{evap}}} = \frac{2}{3} \eta' (\eta - 4) \exp(-\eta) \gamma_0 \quad (2.62)$$

ausgedrückt werden. Für den erforderlichen zeitlichen Verlauf der Fallentiefe, bei dem der Abschneideparameter wie gewünscht konstant bleibt, erhält man somit

$$\frac{U(t)}{U_0} = \left(1 + \frac{t}{\tau_{\text{evap}}} \right)^{-2(\eta' - 3)/\eta'}. \quad (2.63)$$

Tatsächlich verlassen Atome die Dipolfalle nicht nur auf Grund der beiden Evaporationsprozesse, sonder auch durch Stöße mit dem Hintergrundgas oder Wechselwirkungen mit resonanten Photonen. Soll die so verursachte Verlustrate $\tilde{\Gamma}_{\text{QUEST}}$ im zeitlichen Verlauf des Potentials während der induzierten Evaporation berücksichtigt werden muss in Gleichung (2.63) die Zeit t durch $\Gamma_{\text{QUEST}} = 1 - \exp(t \cdot \tilde{\Gamma}_{\text{QUEST}})/\tilde{\Gamma}_{\text{QUEST}}$ ersetzt werden.

In den vorigen Überlegungen wurde die Gravitation, welche auf die zu fangen- den Atome wirkt, vernachlässigt, was bei großen Fallentiefen berechtigt ist. Wird das Potential allerdings abgesenkt, ist es ab einem gewissen Punkt nicht mehr groß gegenüber der Variation des Gravitationspotentials der Atome über den Fallendurchmesser und kann nicht weiter unberücksichtigt bleiben. Das resultierende Potential, welches auf das atomare Ensemble wirkt ergibt sich dann zu

$$\tilde{U}_{\text{eff}}^{\text{QUEST}}(r, x, z) = -\frac{\alpha_{\text{stat}}}{2\epsilon_0 c} \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left(-2 \frac{r^2}{w^2(z)}\right) - mgx, \quad (2.64)$$

mit der Erdbeschleunigung g . Wie in Abbildung 2.10 (a) dargestellt wird die effektive Potentialtiefe der quasi-elektrostatischen Dipolfalle durch das Gravitationspo-

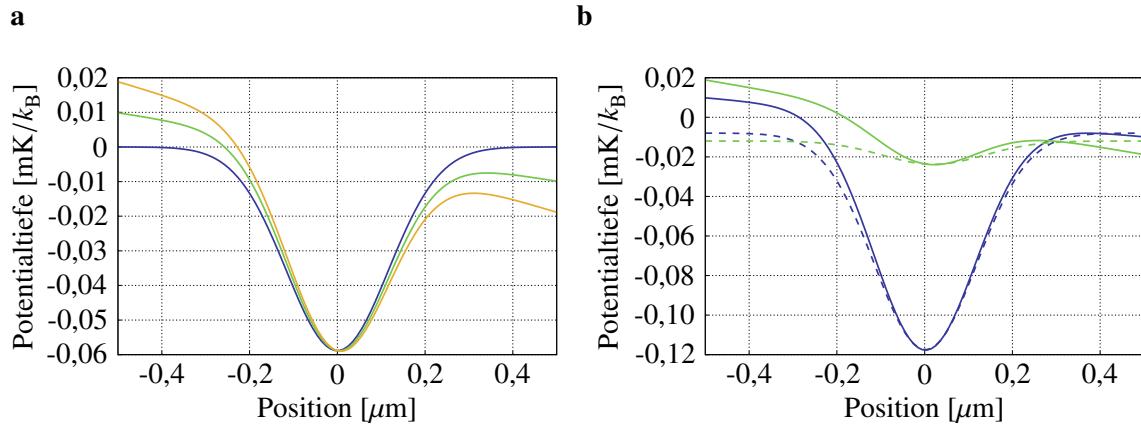


Abbildung 2.10: Teilabbildung (a) zeigt in blau die ungestörte Potentialtiefe der quasi-elektrostatischen Dipolfalle wie sie durch Gleichung (2.53) beschrieben wird, als Funktion des Ortes. In grün ist die um das Gravitationspotential erweiterte Potentialtiefe der quasi-elektrostatischen Dipolfalle, wie sie durch Gleichung (2.64) beschrieben wird und in gelb die um das Gravitationspotential und zusätzlich das vergleichbar starke Potential eines Magnetfeldgradienten erweiterte Potentialtiefe der Dipolfalle, wie sie durch Gleichung (2.67) beschrieben wird, dargestellt. Der Verlauf der drei Potentialtiefen ist für eine auf 2,5 % der Ausgangsleistung (63 W) reduzierte Lichtleistung des CO₂-Lasers von $P = 1,6$ W berechnet. Es ist deutlich zu erkennen, wie das Gravitationspotential, als auch die Summe aus Gravitationspotential und Potential des Magnetfeldgradienten die Potentialtiefe der reinen Dipolfalle verringern. Teilabbildung (b) zeigt als durchgezogene blaue Linie das effektive Potential der quasi-elektrostatischen Dipolfalle als Funktion des Ortes. Die effektive Potentialtiefe beträgt 103,4 μK/k_B. Als gestrichelte blaue Linie ist das ungestörte Potential der Dipolfalle mit gleicher Tiefe eingezeichnet. Der räumliche Einschluss ist etwa gleich. Als durchgezogene grüne Linie ist das effektive Potential der Dipolfalle mit einer effektiven Potentialtiefe von 12,2 μK/k_B dargestellt. Grün gestrichelt ist zusätzlich das ungestörte Potential der Dipolfalle mit gleicher Tiefe eingetragen. Für diese kleine Fallentiefe führt die Gravitation zu einer erkennbaren Reduktion des räumlichen Einschlusses, sehr viel deutlicher, als im Fall der blau eingezeichneten höheren Fallentiefe

tential reduziert. Diese Reduktion kann zusammen mit einem zusätzlich angelegten Magnetfeldgradienten zu einer Beschleunigung des Evaporationsprozesses verwendet werden, wie erstmals von der Gruppe um C. Chin für Alkaliatome demonstriert [108]. Dabei wird der Magnetfeldgradient so angelegt, dass er eine Stern-Gerlach-Kraft in Richtung Gravitationskraft auf das atomare Ensemble ausübt und diese verstärkt. Der Magnetfeldgradient senkt das Potential der Dipolfalle auf einer Seite effektiv noch weiter ab und Atome mit geringerer Energie können die Falle verlassen. Die sich durch die Stern-Gerlach-Kraft

$$\vec{F} = \nabla(\vec{\mu} \cdot \vec{B}) \quad (2.65)$$

in Gravitationsrichtung (z-Richtung) ergebende Beschleunigung ist gegeben durch

$$b = \frac{m_J g_J \mu_B}{m} \frac{\partial B}{\partial z} \quad (2.66)$$

[109]. Die Wirkung des Magnetfeldgradienten kann mit dieser der Gravitation zu einer effektiven Beschleunigung $a = g + b$ zusammengefasst werden, womit sich das effektive Potential der Dipolfalle dann zu

$$U_{\text{eff}}^{\text{QUEST}}(r,x,z) = -\frac{\alpha_{\text{stat}}}{2\epsilon_0 c} \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2(z)}\right) - \max \quad (2.67)$$

ergibt. Die durch die Gravitation und den Magnetfeldgradienten verursachte Beschleunigung a kann, wie in Abschnitt 4.4.2 durchgeführt, experimentell bestimmt werden. Der Vorteil gegenüber einer tieferen Evaporation ohne Magnetfeldgradienten ist, dass der räumliche Einschluss, bei gleicher effektiver Potentialtiefe, stärker bleibt. Dieser wird bei Absenken des durch das Lichtfeld verursachten Potentials stetig geringer, wie in Abbildung 2.10 (b) dargestellt, wodurch die Dichte des atomaren Ensembles sinkt. Wird hingegen ein Magnetfeldgradienten zu Hilfe genommen, kann eine kleiner effektive Potentialtiefe bei stärkerem räumlichen Einschluss erreicht werden.

KAPITEL 3

Experimenteller Aufbau und Messtechniken

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über den verwendeten experimentellen Aufbau zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats aus Erbiumatomen. Zu Beginn des Kapitels wird der experimentelle Ablauf erläutert. Im Folgenden wird das Vakuumsystem beschrieben, in welchem die Experimente mit Erbiumatomen stattfinden. Hier wird besonders auf die sogenannte Ofenkammer, welche aus der Effusionszelle, einem Sechsfachkreuzstück und einer Ionengetterpumpe besteht, den Zeeman-Kühler und die Hauptkammer eingegangen. Anschließend werden die Lasersysteme skizziert, welche zur Erzeugung des benötigten Lichts betrieben werden. Am Ende des Kapitels werden die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Messmethoden zur Charakterisierung des in der magnetooptischen Falle oder der quasi-elekrostatischen Dipolfalle gefangenen atomaren Ensembles erläutert.

3.1 Experimenteller Ablauf

Das im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Experiment folgt einem stufenweisen Ablauf, welcher mit der Erzeugung eines Atomstrahls in einer Effusionszelle und mit Hilfe einer Blendenanordnung beginnt. Ein großer Teil der Erbiumatome im Atomstrahl wird anschließend in einem Zeeman-Kühler auf Geschwindigkeiten unterhalb der maximalen Einfanggeschwindigkeit der magnetooptischen Falle abgebremst. So können im nächsten Schritt Erbiumatome aus dem Atomstrahl in der magnetooptischen Falle eingefangen werden. Daraufhin werden die Erbiumatome in eine quasi-elekrostatische Dipolfalle umgeladen, wo sie evaporativ bis zur Quantenentartung gekühlt werden können. Alle diese Schritte finden, um Wechselwirkungen mit anderen Atomen und Molekülen der Atmosphäre zu vermeiden, in einer Ultrahochvakuumapparatur statt. Der Druck in der Apparatur liegt im Bereich von 10^{-10} mbar, bei welchem die Lebensdauer der Atome in der Dipolfalle, wie gewünscht, nur durch Stöße mit dem Hintergrundgas begrenzt ist [110]. Das Vakuumsystem folgt einem linearen Aufbau und steht auf einem gedämpft gelagerten optischen

Tisch. Die nötigen Lasersysteme befinden sich auf zwei separaten optischen Tischen. So wird sichergestellt, dass bei Arbeiten am Vakuumsystem die Lasersysteme nicht mechanisch gestört werden.

Das dieser Arbeit zu Grunde liegende Experiment wird zyklisch durchgeführt, wobei ein Zyklus den oben genannten Schritten folgt und am Ende üblicherweise eine Messung stattfindet. Gesteuert wird der experimentelle Ablauf von einem elektronischen Echtzeitsteuerungssystem (Modell *ADwin Pro II*, Firma *Jäger Messtechnik*), welches eine zeitliche Auflösung von $1\mu\text{s}$ besitzt und dessen ausgegebene Steuerspannungen eine Genauigkeit von $\pm 0,2\text{ mV}$ aufweist. Dieses System liefert Triggersignale für Netzteile, mechanische Lichtverschlüsse, Funktionsgeneratoren und ähnliches, sowie Steuerspannungen für Radiofrequenzoszillatoren, variable Radiofrequenzabschwächer, Netzteile, und ähnliches. Ein Rechner steuert via Ethernet-schnittstelle die auf dem System eigenständige ablaufenden Prozesse. Dazu wurde ein Programm mit grafischer Oberfläche, das für ein weiteres Experiment der Arbeitsgruppe entwickelt wurde¹, an die experimentellen Gegebenheiten angepasst. In der grafischen Oberfläche können experimentelle Parameter eingestellt und die Bilder der Absorptionsabbildung betrachtet werden. Ein großer Teil der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Daten wird aus diesen Bildern, welche mit Hilfe einer Abbildungssystems und einer Kamera aufgenommen werden, gewonnen. Die Bilder werden an einen Rechner übertragen, gespeichert und zu einem späteren Zeitpunkt ausgewertet.

3.2 Aufbau des Ultrahochvakuumsystems

Die aus Edelstahl gefertigte und in Abbildung 3.1 schematisch dargestellte Ultrahochvakuumapparatur lässt sich in drei Teile unterteilen, die Ofenkammer, den Zeeman-Kühler und die Hauptvakuumkammer (HVK). Diese Teile des Systems werden im Folgenden ausführlich beschrieben. Details zum Zusammenbau des Systems finden sich in [111]. Soweit nicht anders vermerkt wurden alle optischen Zugängen von der Firma *Larson Electronic Glass* bezogen und sind für Licht der Wellenlängen 400,91 nm, 582,84 nm und 1 084 nm antireflexbeschichtet.

3.2.1 Ofenkammer

Der erste Teil des Vakuumsystems besteht aus einem Sechsfachkreuzstück (Spezialanfertigung, Firma *VACOM Vakuum Komponenten & Messtechnik GmbH*), wie es in Abbildung 3.2 dargestellt ist. Es besteht aus einem Rohr (Außendurchmesser 154 mm,

¹ Von C. Geckeler in der Programmiersprache Python für ein *ADwin Pro*-System programmiert.

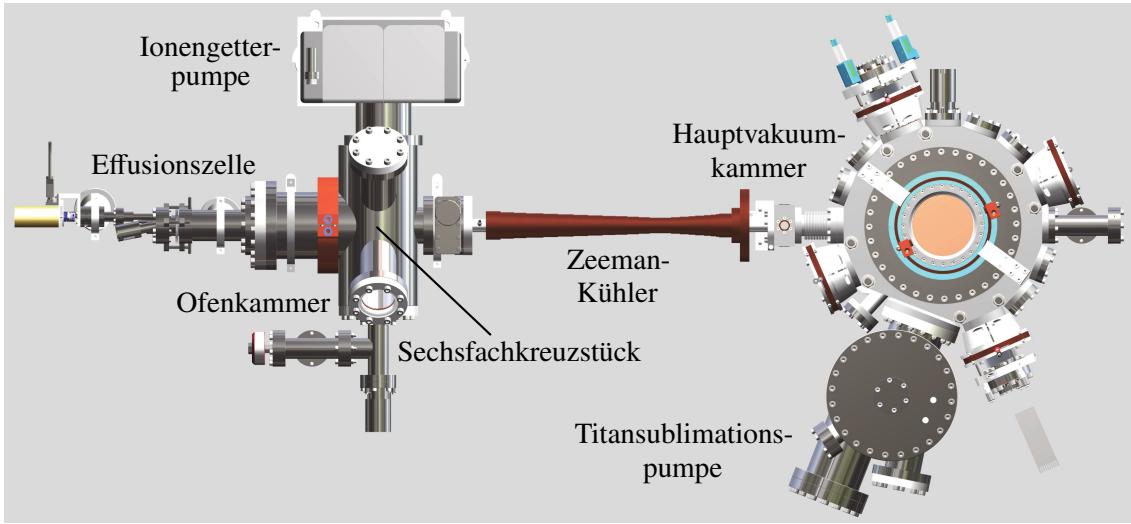


Abbildung 3.1: Übersicht über den Aufbau des Ultrahochvakuumsystems. Dargestellt ist eine Modellansicht von oben. Links im Bild ist die Effusionszelle an der Ofenkammer angebracht. In der Ofenkammer findet das transversale Kühlen des Erbiumatomstrahls statt. Zum dauerhaften Erhalt des Vakuums ist dort außerdem eine Ionengetterpumpe angebracht. Am rechten Ende der Ofenkammer folgt, durch ein Ventil abtrennbar, der Zeeman-Kühler. In ihm wird ein Teil des Atomstrahls unterhalb die maximale Einfanggeschwindigkeit der magnetooptischen Falle abgebremst. An das Rohr des Zeeman-Kühlers schließt die Hauptvakuumkammer an. Dort werden die abgebremsten Atome in der magnetooptischen Falle gefangen, in die quasi-elektrostatische Dipolfalle umgeladen und evaporativ bis zur Quantenentartung gekühlt. An der Hauptvakuumkammer ist zum dauerhaften Aufrechterhalten eines tiefen Vakuums eine Ionengetter- und eine Titansublimationspumpe angebracht.

Länge 310 mm) mit zwei CF100-Endflanschen. An einem dieser Flansche wird eine Ionengetterpumpe (75 L s^{-1} , Firma Varian) angebracht und gegenüberliegenden über ein Reduzierstück CF100 auf CF40 ein T-Stück. An diesem ist ein Druckmesskopf (Modell *Ionivac*, Firma Oerlikon) und ein Ventil angebracht. An das Ventil kann zum initialen Evakuieren der Vakuumapparatur eine Turbopumpe angeschlossen werden. Am Hauptrohr sind orthogonal zueinander vier weitere Rohre (Außendurchmesser 70 mm) mit CF63-Endflanschen angebracht. Die Endflanschen sind mit optischen Zugängen versehen, über welche das transversale Kühlen implementiert werden kann. Weiterhin sind orthogonal zu den vier Rohren mit CF63-Flanschen sich gegenüberliegend ein Rohr (Außendurchmesser 129 mm) mit CF125-Endflansch und eines (Außen-durchmesser 70 mm) mit CF63-Endflansch angebracht. Am CF125-Flansch wird die Effusionszelle mit Hilfe eines Reduzierstücks CF125 zu CF63 so befestigt, dass sie in das Kreuzstück hineinragt. Im Abstand von 60 mm vom Ende der Effusionszelle ist im Innern des Rohrs mit 129 mm Außendurchmesser eine 10 mm dicke Edelstahlblende mit einer Bohrung von 10 mm Durchmesser angebracht. Diese Blende sorgt mit den beiden innerhalb der Effusionszelle für eine Kollimation des Atomstrahls und schützt die optischen Zugänge an den vier CF63-Flanschen vor einer Beschichtung mit Erbiumatomen. Am der Effusionszelle gegenüberliegenden CF63-Flansch wird das Rohr

des Zeeman-Kühlers befestigt. Um, wenn nötig, das Erbiummetall in der Effusionszel-

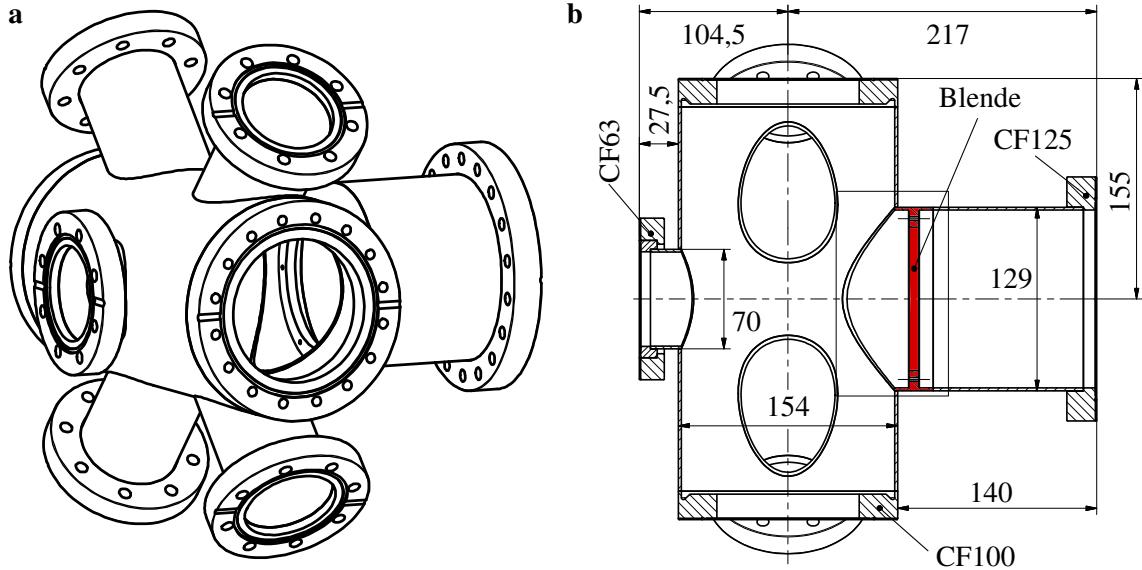


Abbildung 3.2: Details zum Kreuzstück der Ofenkammer. Teilabbildung (a) zeigt ein Modell des Kreuzstücks. Teilabbildung (b) zeigt einen Schnitt. Hier sind einige Maße und Flanschgrößen eingetragen. In rot ist der Lochblendeneinsatz hervorgehoben. Das Kreuzstück wurde nach eigenen Vorgaben gefertigt.

le nachfüllen zu können, ohne hinterher die komplette Vakuumapparatur wieder evakuieren zu müssen ist zwischen der Ofenkammer und dem Rohr des Zeeman-Kühlers ein UHV-Ventil (Modell 5GVM-63CF-MV-S, Firma *VACOM Vakuum Komponenten & Messtechnik GmbH*) installiert. So muss nach dem Auffüllen lediglich die Ofenkammer erneut evakuiert werden. Bei typischen Betriebstemperaturen der Effusionszelle liegt der Druck in der Ofenkammer im Bereich von $2,5 \cdot 10^{-10}$ mbar.

Aufbau der Effusionszelle

Bei der Effusionszelle handelt es sich um ein kommerzielles System (Modell *DFC-40-10-284-SHE*, Firma *CreaTec Fischer & Co. GmbH*), welches in Abbildung 3.3 schematisch dargestellt ist. Der Tiegel der Zelle wird üblicherweise mit 25 g metallischen Erbiums (99,99 % rein, Firma *smart-elemets GmbH*) gefüllt und mit einer Blendenanordnung verschlossen. Die Blenden haben eine Öffnung von 3 mm und einen Abstand von 30 mm. Tiegel und Blenden sind aus Tantal gefertigt. In die Effusionszelle eingesetzt ist der Tiegel von zwei getrennt steuerbaren Heizfilamentanordnungen aus Tantaldraht umgeben. Eine heizt das Erbiumreservoir am unteren Ende des Tiegels, das andere die Blendenanordnung an dessen oberem Ende. Diese Anordnung wurde gewählt, um die Blendenanordnung auf einer höheren Temperatur halten zu können als das Reservoir und ein Verstopfen der Blendenöffnungen zu vermeiden. Um die entsprechen-

den Temperaturen messen zu können, sind Temperaturfühler in unmittelbarer Nähe der Heizfilamentanordnungen installiert. Die gesamte Heizfilamentanordnung ist von einer thermischen Isolierung aus mehreren Lagen Tantalfolie ummantelt. Dieser gesamte Aufbau ist in einem doppelwandigen Edelstahlrohr mit CF40-Flansch am Ende und CF63-Flansch etwa 40 mm dahinter montiert. Der Hohlraum des Rohres ist wasser durchflossen, um die von den Heizfilamenten abgestrahlte Hitze abzuführen. Gehalten wird der Aufbau von einem CF40-Flansch am hinteren Ende.

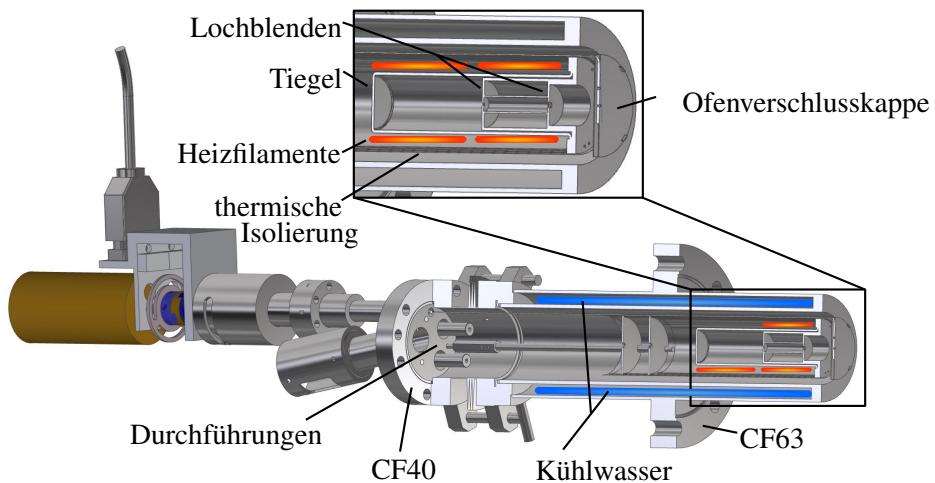


Abbildung 3.3: Details zum Aufbau der Effusionszelle. Rechts im Bild ist der mit einer Wasserkühlung ummantelte Teil der Effusionszelle dargestellt. Hier befindet sich der von Heizfilamenten umgebene Tiegel mit Lochblenden am Ende. Zum schnellen Unterbrechen des Atomstrahls befindet sich hinter den Öffnungen eine mechanische Verschlusskappe. Dieser Teil der Zelle ist im oberen Teil vergrößert dargestellt. Links im Bild folgen die Faltenbalg- und Dreibeinkonstruktion zum Verkippen der gesamten Effusionszelle sowie der CF40-Flansch mit den mechanischen und den elektrischen Durchführungen. Ganz links ist der Elektromotor dargestellt, welcher das Verschließen der Effusionszelle mittels mechanischer Verschlusskappe steuert.

Dieser Flansch ist mittels eines Edelstahlmembranfaltenbalgs mit dem CF40-Flansch des doppelwandigen Edelstahlrohrs verbunden. Dieses ist über den CF63-Flansch an der Ofenkammer befestigt. Zwischen den CF40-Flanschen befindet sich eine Dreibeinkonstruktion von Schrauben, mit deren Hilfe sich die Richtung des verlassenden Atomstrahls justieren lässt. Der hintere CF40-Flansch besitzt die nötigen elektrischen Durchführungen sowie eine mechanische für die Ofenverschlusskappe, welche sich etwa 12 mm hinter der zweiten Blende des Tiegels befindet. Sie ist mit einem Elektromotor außerhalb des Vakuumsystems verbunden, welcher auf ein TTL-Signal hin den Atomstrahl freigibt (Öffnungszeit 120 ms) oder unterbricht (Verschlusszeit 170 ms).

3.2.2 Zeeman-Kühler

Das Rohr, auf dem die Magnetfeldspulen des Zeeman-Kühlers gewickelt sind ist 60 cm lang und doppelwandigen. Sein Außendurchmesser beträgt 25,4 mm, sein Innendurchmesser 16 mm. Der Raum zwischen den Wänden ist Wasser durchflossen und so eine Kühlung der Magnetfeldspulen während des Betriebs gewährleistet. Das Rohr besitzt am der Ofenkammer zugewandten Ende einen CF63-Endflansch und auf dem der Hauptkammer zugewandten einen drehbaren CF40-Endflansch. Die Entwicklung des für den Zeeman-Kühler nötige Spulenprofils wird im Detail in [53] beschrieben, der Bau und eine detaillierte Charakterisierung in [112]. Hier soll nur ein kurzer Überblick über das fertige Profil gegeben werden, das in Abbildung 3.4 (a) dargestellt ist.

Alle Spulen wurden aus Kupferdoppelkondensatdraht mit 1 mm Durchmesser und 35 µm dicker Lackisolierung gewickelt. Zuunterst ist die sogenannte Offsetspule in zwei Lagen mit insgesamt 925 Wicklungen auf eine Breite von 507 mm auf das doppelwandigen Rohr gewickelt. Durch den runden Querschnitt auftretende Hohlräume wurden bei allen Spulen mit Wärmeleitkleber (Typ *Arctic Silver*, Firma *innovatek OS GmbH*) aufgefüllt. Dadurch wird gleichzeitig eine hohe mechanische Stabilität erreicht. Am der Ofenkammer zugewandten Ende ist eine Hochstromspule gewickelt. Mit ihr lässt sich die maximale Einfanggeschwindigkeit des Zeeman-Kühlers einstellen. Am gegenüber liegenden Ende des Edelstahlrohrs ist eine weitere Hochstromspule gewickelt. Sie dient zur Einstellung der Auskoppelgeschwindigkeit. Zwischen die Hochstromspulen und auf die Offsetspule ist die Profilspule gewickelt. Sie bestimmt den wesentlichen Magnetfeldverlauf über die Länge des Zeeman-Kühlers. Mit einem größeren Radius in einer Kupferschale ist die Kompensationsspule gewickelt. Sie soll das Magnetfeld des Zeeman-Kühlers am Ort der magnetooptischen Falle minimieren. Der sich aus dieser Spulenkonfiguration ergebende Magnetfeldverlauf ist für eine typische Kombination von Spulenströmen in Abbildung 3.4 (b) dargestellt. Am Ende des Zeeman-Kühlers befindet sich ein Sechsfachkreuzstück mit zwei CF40- und vier CF16-Flanschen. Es verbindet über die CF40-Flansche das Rohr des Zeeman-Kühlers mit einem Edelstahldurchgang, welcher an der Hauptvakuumkammer befestigt ist. Die CF16-Flansche sind mit optischen Zugängen verschlossen. Über sie kann eine zweite Stufe mit transversalem Kühlen implementiert werden, was im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht nötig war.

3.2.3 Hauptvakuumkammer

Die Hauptvakuumkammer wurde aus einem vorangegangenen Experiment, in dem ultrakalte Kaliumatome untersucht worden waren, übernommen und wurde nach eigenen Vorgaben durch den ursprünglichen Hersteller *VAb Vakuum Anlagenbau GmbH*

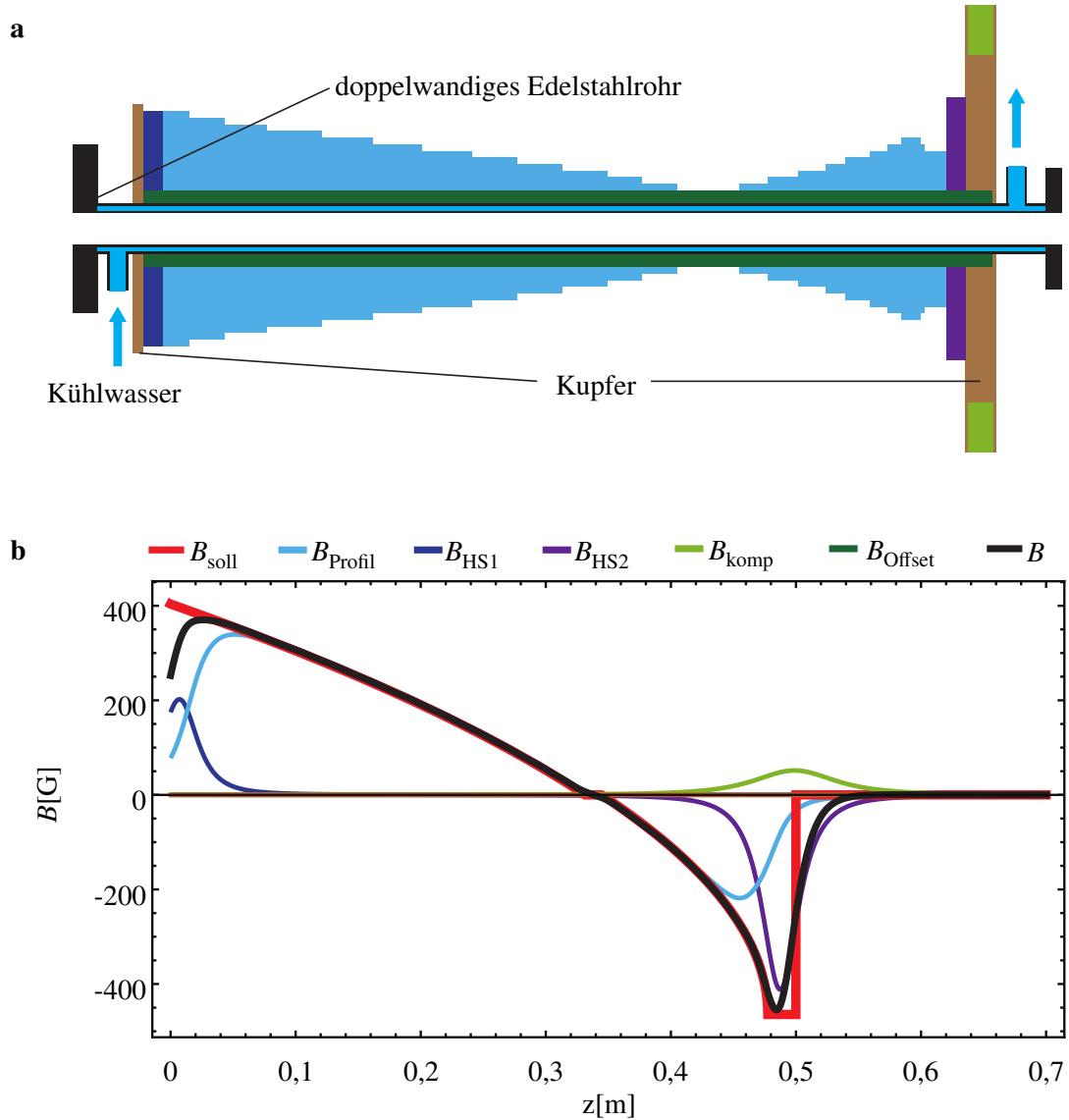


Abbildung 3.4: Details zum Spulenprofil des Zeeman-Kühlers. Teilabbildung (a) zeigt das Wicklungsprofil der Magnetfeldspulen des Zeeman-Kühlers auf dem doppelwandigen Edelstahlrohr. Teilabbildung (b) zeigt das simulierte Sollmagnetfeld (rot), die simulierten Magnetfelder der einzelnen Spulen und das daraus resultierende Magnetfeld (schwarz) als Funktion der Position im Zeeman-Kühler für folgende Ströme $I_{\text{Profil}}=3 \text{ A}$, $I_{\text{HS1}}=5,5 \text{ A}$, $I_{\text{HS2}}=12,5 \text{ A}$, $I_{\text{komp}}=4,4 \text{ A}$ und $I_{\text{Offset}}=0 \text{ A}$. Angepasst aus [53].

umgebaut [113]. Eine entsprechende technische Zeichnung ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Die Grundform der Hauptvakuumkammer ist ein Zylinder mit einem Durchmesser von 380 mm und einer Höhe von 100 mm. Die Kammer besitzt radial neun Bohrungen mit 38,5 mm Durchmesser und drehbaren CF40-Endflanschen, eine mit 38,5 mm und drehbarem CF40-Endflansch, welche verlängert ist, vier mit 48 mm Durchmesser und drehbaren CF50-Endflanschen sowie eine ovale und CF100-Endflansch. Eine zentrale Bohrung mit einem Durchmesser von 256 mm auf der Zylinderachse erzeugt das Volumen, in dem experimentiert wird. An den Stirnflächen dieser Bohrung wurde eine Schneidkante für einen CF250-Flansch eingefräst. Verschlos-

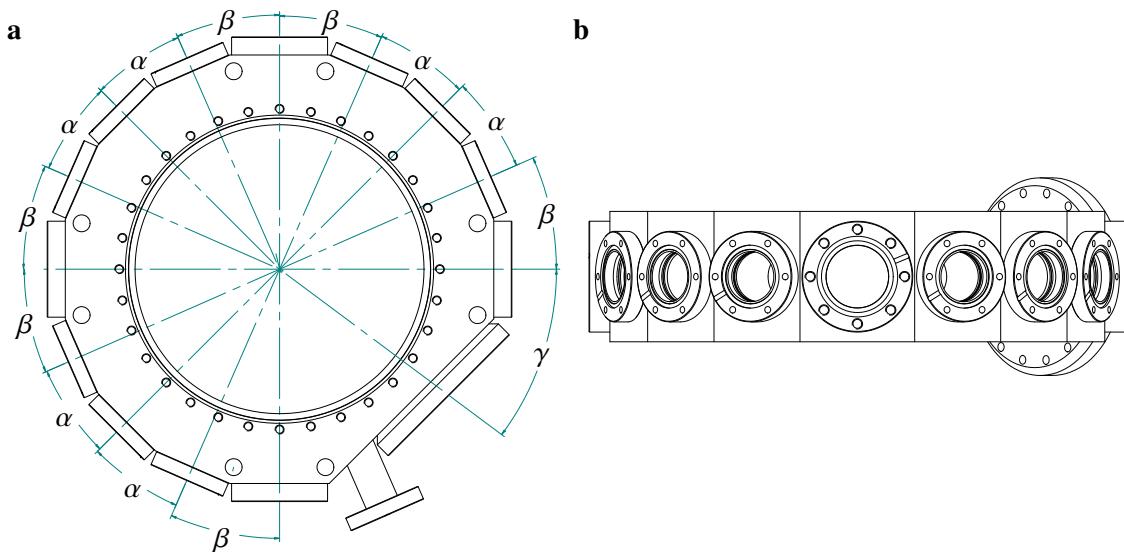


Abbildung 3.5: Details zur Hauptkammer. Teilabbildung (a) zeigt die Kammer von oben. Zu erkennen ist die zentrale Bohrung und die radialen Flansche. Die Winkel zwischen den radialen Bohrungen sind angegeben und betragen $\alpha = 21,3^\circ$, $\beta = 23,7^\circ$ und $\gamma = 36,7^\circ$. Teilabbildung (b) zeigt die Hauptvakuumkammer von der Seite aus Richtung einer Achse mit 38,5 mm-Bohrung. Die Hauptvakuumkammer war bereits aus einem anderen Experiment vorhanden und wurde nach eigenen Vorgaben von der Firma VAb Vakuum Anlagenbau GmbH umgebaut.

sen werden acht der CF40- und zwei der CF50-Flansche mit optischen Zugängen. Eine Hälfte der optischen Zugänge für die CF40-Flansche, welche zu einem späteren Zeitpunkt für die Erzeugung eines optischen Gitters genutzt werden sollen und die beiden für die CF50-Flansche, sind aus Quarzglas gefertigt. Dieses weist eine besonders glatte Oberfläche auf, wodurch es bei deren passieren nicht zu das optische Gitter oder die Absorptionsaufnahme störendem Verzerren der Wellenfronten des Lichts kommt. Die vier andere CF40-Zugänge, sind aus 7056-Glas gefertigt. An den beiden verbleibenden CF50-Flansche werden die benötigten Optiken für die Dipolfalle montiert. Dort ist jeweils mit einem *HelicoFlex*-Ring abgedichtet ein Edelstahlmembranfaltenbalg befestigt. Dieser ist mit beidseitig für die Wellenlänge von 10,6 μm antireflexbeschichte-

ten Zinkselenid-Fenster (Firma *II-VI Deutschland GmbH*) abgeschlossen. Am Balg ist ein 247 mm langes Rohrstück angebracht. Es reicht bis in das Innere der Kammer und am Ende ist eine sphärische korrigierte Zinkselenidlinse (Brennweite $f = 63,5$ mm, Firma *II-VI Deutschland*) befestigt. Eine Dreibeinkonstruktion aus Mikrometerschrauben (Modell *IP54*, Firma *Kryptronic Technologies*) erlaubt die Positionierung des äußeren Be- festigungsringes relativ zum Flansch der Vakuumkammer. Somit kann die Linsenposi- tion im Inneren der Kammer justiert werden. Weitere Details dazu finden sich in [114]. An einem verbleibenden CF40-Flansch ist ein weiterer Druckmesskopf (Modell *Ioni- vac*, Firma *Oerlikon Leybold Vacuum GmbH*) angebracht. Am letzten ist ein T-Stück be- festigt, dessen Öffnung im rechten Winkel zur Hauptkammer mit einem weiteren optischen Zugang aus Quarzglas verschlossen ist. Durch die der Hauptkammer gegen- überliegende Öffnung des T-Stücks wird unter einem Winkel von 45° ein elliptischer Spiegel (Modell *BCE2-E02*, Firma *Thorlabs Inc.*) so im Innern des T-Stücks befestigt, dass der Lichtstrahl für den Zeeman-Kühler durch dessen optischen Zugang geleitet, am Spiegel um 90° reflektiert und anschließend dem Atomstrahl entgegen geleitet werden kann (vgl. Abbildung 3.6). So wird eine Beschichtung und damit einhergehende Intransparenz des optischen Zugangs durch Atome, die nicht abgebremst werden vermieden, da diese lediglich auf den Spiegel treffen und ihn reflektierend beschich- ten. Die beiden Öffnungen mit den CF250-Schneidkanten werden jeweils mit Hilfe

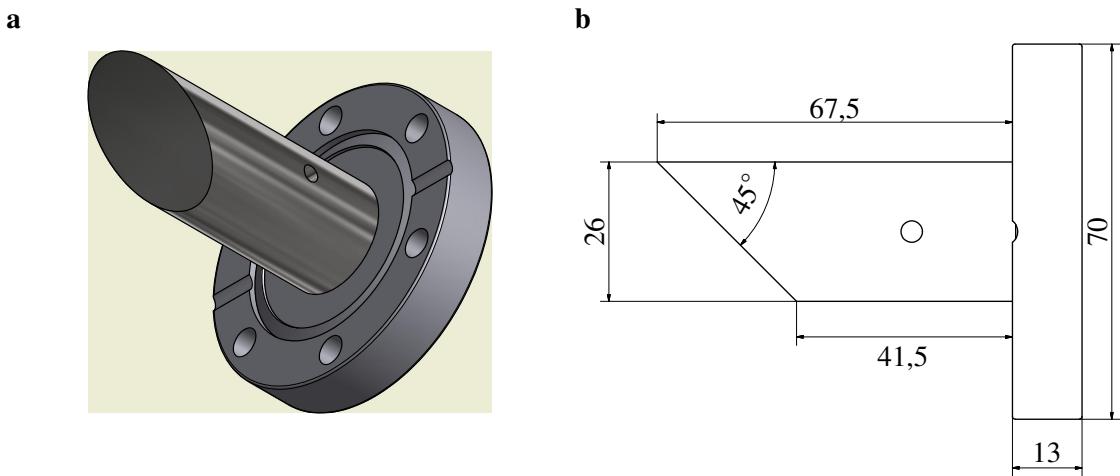


Abbildung 3.6: Details zum Spiegelhalter im T-Stück. Teilabbildung (a) zeigt ein Modell des CF-Flansch mit daran befestigtem Spiegelhalter. Teilabbildung (b) zeigt die zugehörige technische Zeichnung. Längen darin sind in Millimetern angegeben.

eines Einsatzes verschlossen, der eine Bohrung mit 122 mm Durchmesser hat. Dessen Öffnung wiederum ist mit Hilfe einer Glasplatte (Typ *N-BK7*, Firma *Präzisionsoptik Ge- ra GmbH*) mit 135 mm Durchmesser und 20 mm Dicke verschlossen. Sie liegt dabei auf

einem *HelicoFlex*-Ring (Modell HNV200 mit Silberbeschichtung, Firma *Garlock GmbH*) und wird durch einen Edelstahlring fixiert. Zwischen dem Edelstahlring und der Glasplatte liegt ein zweiter *HelicoFlex*-Ring. Der komplette Einsatz ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Dort ist ebenfalls dargestellt, wie die im Folgenden beschriebenen Spulen zur Erzeugung des Magnetfeldes der magnetooptischen Falle nötigen Spulen gelagert sind. Am CF100-Flansch ist der Aufbau für die Ionengetter- und Titansublimations-

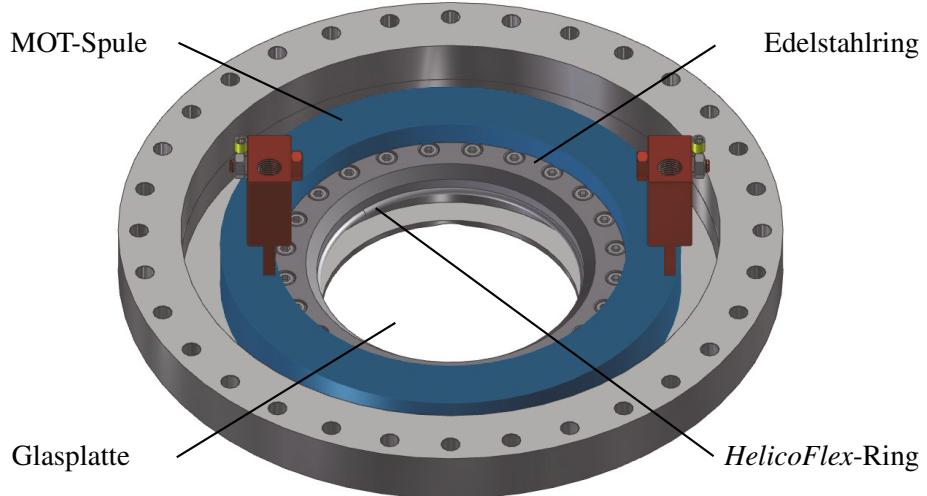


Abbildung 3.7: Details zu den Einsätzen, welche die Hauptkammer axial verschließen. Auf den Rand der Öffnung des Einsatzes wird ein *HelicoFlex*-Ring, darauf eine Glasplatte und darauf wieder ein *HelicoFlex*-Ring gelegt (Der zweite *HelicoFlex*-Ring ist in der Abbildung nicht zu erkennen.). Das ganze wird anschließend mit einem Edelstahlring fixiert. Um die so entstandene Erhöhung in der Mitte des Einsatzes sind die Magnetfeldspulen zur Erzeugung des Magnetfeldes der magnetooptischen Falle platziert.

pumpe befestigt. Dieser stammt ebenfalls aus dem Bestand der Arbeitsgruppe [113]. Die Titansublimationspumpe ist ein Eigenbau (Details dazu in [113]). Sie ist über einen CF160-Flansch mit einer 100 L s^{-1} Ionengetterpumpe (Modell *IGP*, Firma *Schwarz Vakuumtechnik KG*) verbunden. Gegenüber dem Verbindungsflansch zur Hauptkammer sind zwei optische Zugänge über einen CF100 und einer über einen CF63-Flansch angebracht. Der Druck in der Hauptvakuumkammer liegt typischerweise im Bereich von $1 \cdot 10^{-10} \text{ mbar}$.

3.2.4 Magnetfeldspulenaufbau für die magnetooptische Falle

An der Hauptkammer sind die für die Erzeugung des Magnetfeldes der magnetooptischen Falle nötigen Spulen (MOT-Spulen) angebracht. Die beiden Spulen, welche das Quadrupolfeld erzeugen sind in den Vertiefungen der Einsatzes, welche die Hauptkammer axial verschließen eingelassen, wie in Abbildung 3.7 dargestellt. Sie bestehen aus vier Lagen à vier Wicklungen eines Kupferrohrs mit quadratischem

Querschnitt der Kantenlänge 5 mm. Der Innendurchmesser der Spulen beträgt 161 mm, der Außendurchmesser 209 mm und die Höhe 24 mm. Der Ohm'sche Widerstand einer Spule beträgt $50 \text{ m}\Omega$. Das Kupferrohr wurde vor dem wickeln der Spulen isoliert und nachher zur mechanischen Stabilisierung in Kunstharz eingegossen. An den Rohrenden sind Wasseranschlüsse installiert, sodass die Spulen im Betrieb effektiv gekühlt werden können. Mit Hilfe dieser Spulen kann im Zentrum der Hauptvakuumkammer ein Magnetfeldgradient von $0,2 \text{ G A}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ erzeugt werden.

Auf den MOT-Spulen liegen Spulen in Helmholtz-Konfiguration, was es erlaubt äußere Magnetfelder zu kompensieren. Sie bestehen insgesamt aus 34 Wicklungen mit 185 mm Durchmesser in vier Lagen. Die innerste Lage besteht aus 10 Wicklungen und jede folgende Lage aus einer weniger. Diese Spulen haben einen Ohm'schen Widerstand von $(245 \pm 3) \text{ m}\Omega$. Sie erzeugen im Zentrum der Hauptvakuumkammer ein Magnetfeld von $(2,7 \pm 0,3) \text{ G A}^{-1}$. An den CF50-Flanschen der Hauptvakuumkammer sind zwei weitere solcher Kompensationsspulenpaare in Helmholtz-Konfiguration angebracht. Sie besitzen 100 Wicklungen und einem mittleren Durchmesser von 130 mm mit einem Ohm'schen Widerstand von $(880 \pm 5) \text{ m}\Omega$. Diese Spulenpaare erzeugen jeweils ein Magnetfeld von $(0,30 \pm 0,03) \text{ G A}^{-1}$ im Zentrum der Hauptvakuumkammer. Weitere Details zu dem Magnetfeldspulen wurden in [111] untersucht.

3.3 Aufbau der Lasersysteme

Im folgenden Abschnitt wird die Erzeugung des, für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente, benötigten Laserlichts erläutert. Dabei wird ein spezielles Augenmerk auf die Frequenzstabilisierung gelegt. Es werden die Pfade der verschiedenen Strahlengänge skizziert und auf die Präparation der Lichtstrahlen eingegangen. Eine Übersicht über die Lasersysteme ist in Abbildung 3.8 dargestellt.

3.3.1 Laserlicht für den atomaren Erbiumübergang mit 400,91 nm-Übergangswellenlänge

Für den Zeeman-Kühler, das transversale Kühlen, die Absorptionsaufnahme und Messungen am Atomstrahl wird der atomare Übergang von Erbium mit 400,91 nm-Wellenlänge genutzt. Für diese Zwecke steht ein kommerzielles Titan:Saphir-Lasersystem (Modell *MBR-110*, Firma *Coherent Inc.*) zur Verfügung. Es wird mit einem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser (Modell *Verdi V18*, Firma *Coherent Inc.*) optisch gepumpt. Dessen Leistung beträgt 18 W bei einer Wellenlänge von 532 nm. Sein Licht wird über zwei Spiegel in den Ringresonator des Titan:Saphir-Lasers eingekoppelt. Mit Hilfe eines Lyot-Filters und eines Etalons innerhalb des Resonators wird dessen Wellenlänge auf 801,82 nm justiert. Typischerweise können bei dieser

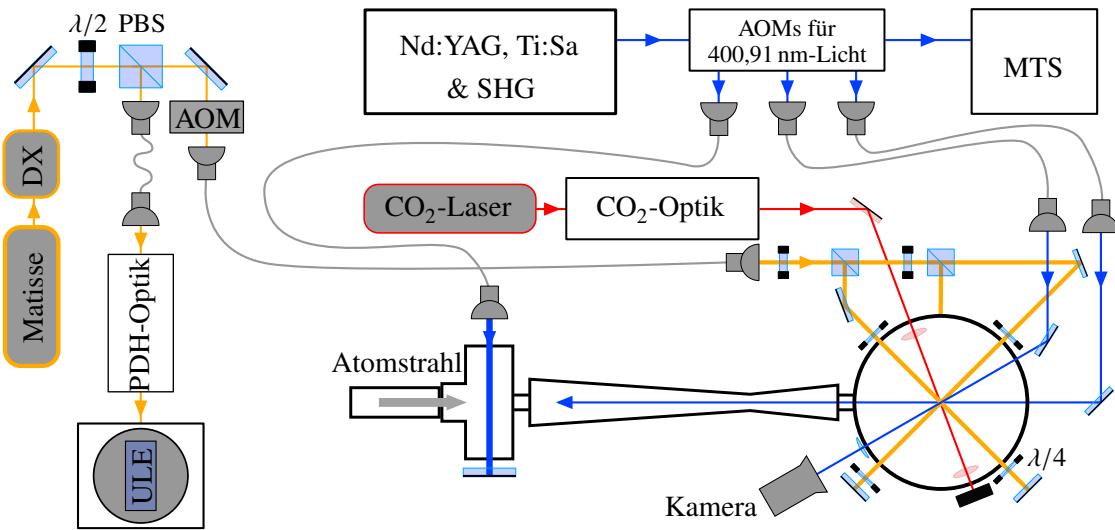


Abbildung 3.8: Übersicht, über die im Rahmen dieser Arbeit zur Bereitstellung des für die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats aus Erbiumatomen benötigten Laserlichts genutzten Aufbauten. Im linken Teil der Abbildung ist das Farbstofflasersystem (Matisse und DX-Cavity) und die Strahlaufteilung für die externe Frequenzstabilisierung (PDH-Optik und ULE-Cavity) skizziert. Im rechten oberen Teil der Abbildung ist das Lasersystem zur Erzeugung des Lichts mit einer Wellenlänge von 400,91 nm, der optische Aufbau zu Anpassung der Frequenzen des Lichts für Zeeman-Kühler, transversales Kühlen und Absorptionsaufnahme und die Modulationstransferspektroskopie (AOMs für 400,91 nm-Licht) sowie deren Aufbau (MTS) angedeutet. Im rechten unteren Teil der Abbildung ist das CO₂-Lasersystem und der zugehörige optische Aufbau angedeutet. Außerdem ist die Ultrahochvakuumapparatur und die jeweiligen Strahlengänge durch diese skizziert.

Wellenlänge 4,6 W Lichtleistung ausgekoppelt werden. Die Frequenz des Titan:Saphir-Lasers ist auf eine Linienbreite von unter 75 kHz (rms) relativ zur Länge eines internen Referenzresonators stabilisiert.

Um unerwünschte Rückreflexe in den Laserresonator zu verhindern passiert der so erzeugte Lichtstrahl zunächst einen optischen Isolator (Modell FI-780-5 SV, Firma *Linos AG*), dann zur Modenanpassung ein Teleskop und wird anschließend in ein Frequenzverdopplungssystem mit Ringresonator (Modell FD-SF-07, Firma *TekhnoScan Co.*) eingekoppelt. In diesem Ringresonator wird eine hohe Lichtintensität angesammelt, da über den Auskoppelspiegel nur wenig Licht ausgekoppelt wird. Der im Resonator platzierte LBO-Kristall kann so effizient die Frequenz des eingeschossenen Lichts verdoppeln. Dieses wird aus dem Resonator ausgekoppelt. Um die Frequenzverdopplung so effizient wie möglich zu gestalten, ist die Länge des Resonators mittels eines Fehlersignals auf Resonanz mit dem eingekoppelten Licht justiert. Das Fehlersignal wird via Hänsch-Couillaud Methode erzeugt [115]. Mit dieser Technik wird typischerweise eine Lichtleistung von 1,2 W bei einer Wellenlänge von 400,91 nm erhalten. Das gesamte Lasersystem ist auf einem separaten, gedämpften gelagerten, optischen Tisch innerhalb eines Strömungskastens, welcher quasi-laminar

mit gefilterte Luft durchströmt wird, installiert um mechanische Störungen, sowie Verschmutzung durch Staub aus der Luft, zu unterbinden.

Frequenzstabilisierung

Um die Frequenz des Lasersystems relativ zum atomaren Erbiumübergang mit 400,91 nm-Übergangswellenlänge stabil zu halten wird Modulationstransferspektroskopie (MTS) an Erbiumatomen durchgeführt. Der entspreche Aufbau ist Abbildung 3.9 (a) dargestellt. Einen theoretischen Überblick und eine detaillierte Untersuchung hierzu liefern [116] und [117].

Der mit Hilfe des frequenzverdoppelten Titan:Saphir-Lasersystems erzeugte Laserstrahl wird mit einem Aufbau aus einer Halbwellenplatte und eines polarisierenden Strahlteilerwürfels (PBS) in zwei Teilstrahlen aufgespalten. Ein Teilstrahl wird über Spiegel durch einen akustooptischer Modulator (Modell 3200-125, Firma *Gooch & Housgo PLC*) (AOM) in Doppelpasskonfiguration und dessen erste Beugungsordnung weiter zum Spektroskopieaufbau geleitet. Der AOM wird mit einer Radiofrequenz von 152 MHz getrieben. Durch diesen Aufbau wird die Frequenz des Laserstrahls um die doppelte Treiberfrequenz des AOMs verschoben.

Anschließend ist im dieser Arbeit zu Grunde liegenden Experiment für die MTS eine Doppler-freie Spektroskopie mit einer kommerzielle Hohlkathodenlampe (Modell 3QQAYEr, Firma *Heraeus Noblelight GmbH*) (HKL) aufgebaut. Dort wird der Laserstrahl wieder mit Hilfe einer Halbwellenplatte und eines polarisierenden Strahlteilerwürfel in zwei Teilstrahlen aufgespalten. Auf einen Strahl, den sogenannten Pumpstrahl, entfallen dabei typischerweise etwa 90 % der Gesamtleistung. Auf den anderen, sogenannten Teststrahl, etwa 10 %. Der Pumpstrahl wird anschließend durch einen elektrooptischen Modulator (Modell EO-T15M3-VIS, Firma *Qubig GmbH*) (EOM) geführt. Dieser prägt der Frequenz des Pumpstrahls Seitenbänder mit dem Abstand der Treiberfrequenz des EOMs um die ursprüngliche Frequenz des Pumpstrahls auf. Nach dem EOM durchquert der Pumpstrahl die Hohlkathodenlampe und wird anschließend von einem Strahlfänger absorbiert. Der Teststrahl wird nach dem PBS gegenläufig kollinear zum Pumpstrahl durch die Hohlkathodenlampe justiert und trifft anschließend auf eine Photodiode (Modell PD-AC100-VIS, Firma *Qubig GmbH*) (PD).

Ein Teil des nach dem Aufteilen, gleich hinter dem frequenzverdoppelten Titan:Saphir-Lasersystem verbleibenden Laserstrahls wird in ein kommerzielles Wellenlängenmessgerät (Modell WS6, Firma *HighFinesse GmbH*) eingekoppelt. Mit dessen Hilfe wird die Zentralfrequenz des Titan:Saphir-Lasers etwa auf 400,91 nm

eingestellt, durch eine Regelelektronik (Modell *Lockbox V*, Elektronikwerkstatt IAP Bonn) linear darum variiert und das mit der Treiberfrequenz des EOMs gemischte Signal der Photodiode auf einem Oszilloskop betrachtet. So lassen sich drei dispersive Signale erzeugen, welche durch die drei Erbiumisotopen mit höchster relativer Häufigkeit hervorgerufen werden, wie in Abbildung 3.9 (b) dargestellt. Durch Reduzieren

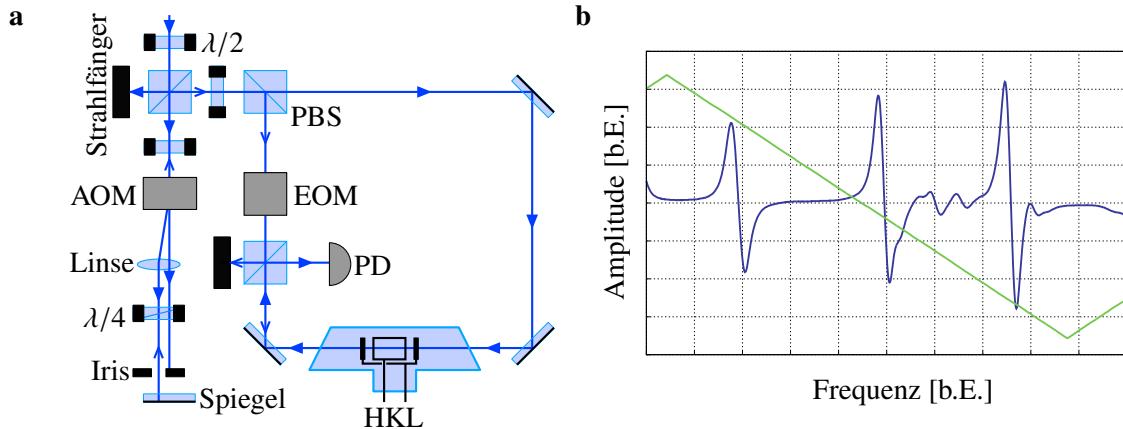


Abbildung 3.9: Details zur Frequenzstabilisierung des Lichts für den atomaren Erbiumübergang bei 400,91 nm. Teilabbildung (a) zeigt schematisch den optischen Aufbau. $\lambda/2$ und $\lambda/4$ bezeichnen Halb- und Viertelwellenplatten. Teilabbildung (b) zeigt beispielhaft ein mit diesem Aufbau erzeugtes Fehlersignal. In grün ist das Dreiecksignal zur Erzeugung der Frequenzvariation und in blau das Fehlersignal dargestellt. Mit Hilfe einer zuvor durchgeföhrten Sättigungsspektroskopie können dem linken dispersiven Signal das Erbiumisotop ^{166}Er , dem mittleren das Isotop ^{168}Er und dem rechten das Isotop ^{167}Er zugeordnet werden. Die Hyperfeinstruktur des ^{167}Er Isotops ist der Grund für die kleineren Signale um dessen großes dispersives Signal herum.

der Variation der Laserfrequenz und Nachjustieren der Zentralfrequenz kann der Nulldurchgang des zu einem gewünschten Erbiumisotop gehörenden dispersiven Signals ausgewählt werden. Die Regelelektronik bietet dann die Möglichkeit vom Frequenzvariationsmodus und einen Stabilisierungsmodus zu wechseln. Dabei regelt die Elektronik das auf den Modulationseingang des Titan:Saphir-Laser gelegte Signal so, dass der Nulldurchgang des dispersiven Signals bei der gewählten Frequenz gehalten wird.

Der EOM wird von einer eigenen Steuereinheit (Modell *ADU*, Firma *Qubig GmbH*) mit einer Treiberfrequenz von 14,45 MHz versorgt. Das Mischen der Treiberfrequenz des EOMs und des Photodiodensignals, sowie die elektronische Aufbereitung geschieht ebenfalls mit Hilfe der Steuereinheit. Die so verwirklichte Frequenzstabilisierung wurde in [118] im Detail untersucht und die Linienbreite des Titan:Saphir-Lasers bei einer Mittelungszeit von 500 s zu $(0,93 \pm 0,06)$ MHz bestimmt. Im Vergleich zur Linienbreite des 400,91 nm-Übergangs von 29,7 MHz ist das Lasersystem damit ausreichend frequenzstabilisiert. Da der Laserstrahl, mit dem die MTS durchgeführt wird,

einen AOM in Doppelpasskonfiguration passiert ist das Lasersystem nicht auf die atomare Resonanz des ^{168}Er -Isotops stabilisiert, sondern auf eine um die doppelte Treiberfrequenz des AOMs verstimmte Frequenz. Die Frequenzen der Lichtstrahlen für den Zeeman-Kühler und transversales Kühlen sollen eine andere Verstimmung und das Licht für die Absorptionsaufnahme nahezu keine Verstimmung von der atomaren Resonanz aufweisen. Deshalb müssen deren Frequenzen in gesonderten Aufbauten entsprechend verschoben werden.

Präparation des Lichtstrahls für den Zeeman-Kühler

Um den in Abschnitt 2.3.5 angesprochenen Einfluss des Lichtstrahls des Zeeman-Kühlers auf die Atome in der magnetooptischen Falle zu verringern wurde bei dessen Entwicklung eine große Verstimmung von -600 MHz (etwa 20 natürliche Linienbreiten) von der atomaren Erbiumresonanz mit $400,91\text{ nm}$ Übergangswellenlänge gewählt. Das mit Hilfe des zu Beginn des Abschnitts erläuterten Lasersystems erzeugte Licht wird, um seine Frequenz entsprechend zu verstimmen durch einen weiteren AOM (Modell 3220-120, Firma *Crystal Technology Inc.*) geleitet. Dieser wird mit einer Radiofrequenz von 200 MHz betrieben. Dessen minus erste Beugungsordnung wird in ein optisches Faserkabel (Modell *aeroGUIDE-10-PM-APC*, Firma *NKT Photonics GmbH*) eingekoppelt und zum optischen Tisch mit der Hauptvakuumkammer geleitet. Dort wird es aus dem Faserkabel ausgekoppelt, mit Hilfe eines Teleskops auf einen Radius von $3,94\text{ mm}$ aufgeweitet und über einen optischen Zugang und den im T-Stück montierten Spiegel dem Atomstrahl entgegengesetzt in die Vakuumapparatur geleitet.

Präparation des Lichtstrahls für das transversale Kühlen

Die Frequenz des Lichts für das transversale Kühlen des die Effusionszelle verlassenden Atomstrahls soll lediglich eine kleine Verstimmung aufweisen. Um diese zu realisieren wird der den AOM für das Licht des Zeeman-Kühlers in der nullten Beugungsordnung verlassende Lichtstrahl durch einen weiteren AOM (Modell 3307-121, Firma *Gooch & Housego PLC*) geleitet. Dieser wird von einer Radiofrequenz mit 284 MHz getrieben, wodurch die Frequenz des Lichts des transversalen Kühlers eine Verstimmung von 20 MHz (0,7 natürliche Linienbreiten) von der atomaren Erbiumresonanz mit $400,91\text{ nm}$ Übergangswellenlänge aufweist. Der den AOM in der plus ersten Beugungsordnung verlassende Laserstrahl wird in ein optisches Faserkabel (Modell *P1-405B-FC-5*, Firma *Thorlabs Inc.*) eingekoppelt und zum optischen Tisch mit der Hauptvakuumkammer geleitet. Dort wird er ausgekoppelt und sein Strahlprofil mit Hilfe eines Zylinderlinsenteleskops elliptisch verformt. Die lange Achse hat einen Radius von 30 mm , die kurze von $3,8\text{ mm}$. Diese Konfiguration wurde gewählt, um die Wechselwirkungslänge des Lichts mit dem Atomstrahl zu erhöhen. Der elliptische Strahl wird nach dem Teleskop über einen der vier orthogonalen optischen CF63-

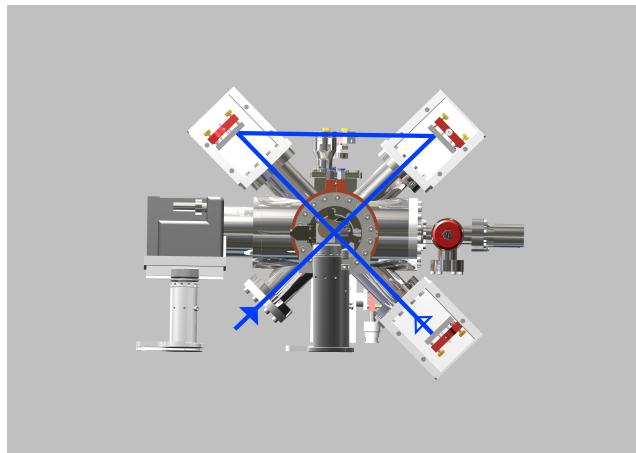


Abbildung 3.10: Details zum Pfad des Lichtstrahls für das transversale Kühlen durch die Ofenkammer. Dargestellt ist eine Modellansicht von hinter der Effusionszelle in Richtung Hauptvakuumkammer. Der elliptische Lichtstrahl zum transversalen Kühlen wird von links unten in die Ofenkammer geleitet. Er durchquert sie nach rechts oben, tritt aus und wird auf die linke obere Seite umgelenkt. Dort tritt er wieder in die Ofenkammer ein, durchquert sie nach rechts unten und tritt aus. Von dort wird er in sich selbst zurück reflektiert. Bei der Justage ist darauf zu achten, dass die lange Achse des elliptischen Lichtstrahls parallel zum Atomstrahl liegt.

Zugänge der Ofenkammer senkrecht durch den Atomstrahl geleitet und verlässt die Ofenkammer auf der anderen Seite wieder, wie in Abbildung 3.10 dargestellt. Dort wird er so umgelenkt, dass er durch den optischen Zugang auf der gleichen Seite aber auf der orthogonalen Achse wieder den Atomstrahl passiert. Auf der gegenüberliegenden Seite verlässt der Laserstrahl die Ofenkammer noch einmal und wird von einem Spiegel in sich selbst zurück reflektiert.

Präparation des Lichtstrahls für die Absorptionsaufnahme

Für die Absorptionsaufnahme wird der Laserstrahl der nullten Beugungsordnung des AOMs für das transversale Kühlen genutzt. Seine Frequenz soll resonant mit dem atomaren Erbiumübergang mit 400,91 nm Übergangswellenlänge sein und wird daher mit Hilfe eines weiteren AOMs (Modell 3307-121, Firma *Gooch & Housego PLC*) entsprechend in der Frequenz verschoben. Dazu wird der AOM mit 316 MHz Radiofrequenz getrieben und der Laserstrahl durch ihn justiert. So weist die Frequenz des Lichts der Absorptionsaufnahme eine experimentell optimierte Verstimmung von 12 MHz (0,4 natürliche Linienbreiten) von der atomaren Erbiumresonanz mit 400,91 nm Übergangswellenlänge auf. Die erzeugte plus erste Beugungsordnung wird anschließend in ein optisches Faserkabel (Modell PM-S405 mit FC/APC-Anschlüssen, Firma *Thorlabs Inc.*) eingekoppelt und zum optischen Tisch mit der Hauptvakuumkammer geleitet. Dort wird er aus ausgekoppelt, und durch die Hauptvakuumkammer, über eine Linse (Modell AC508-200-A, Firma *Thorlabs Inc.*) auf eine Kamera (Modell 5.5 sC-

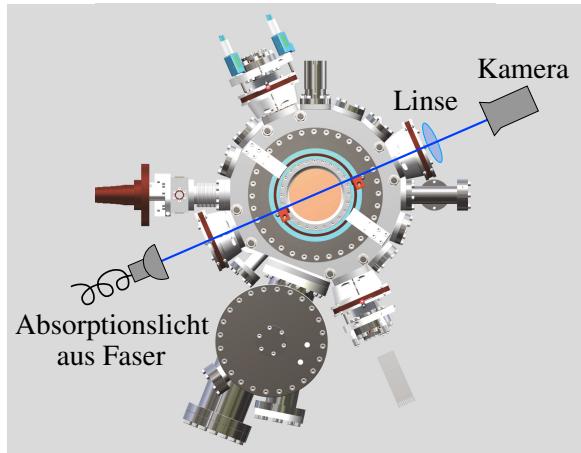


Abbildung 3.11: Details zum Pfad des Lichtstrahls für die Absorptionsaufnahme. Ein mit den Atomen resonanter Lichtstrahl wird in ein optisches Faserkabel eingekoppelt und mit Hilfe eines Kollimators so durch die Hauptvakuumkammer justiert, dass es in der magnetooptischen oder Dipolfalle gefangene Atome trifft. Nach durchlaufen der Hauptvakuumkammer und einer Linse wird das Schattenbild mit einer Kamera detektiert.

MOS, Firma *Andor Technology Ltd.*) geleitet, wie in Abbildung 3.11 dargestellt. Trifft er die in der magnetooptischen oder Dipolfalle gefangen Atomwolke erzeugen diese einen Schatten, welcher detektierbar ist (vgl. Abschnitt 3.5.1).

3.3.2 Laserlicht für den atomaren Erbiumübergang mit 582,84 nm-Übergangswellenlänge

Für die magnetooptische Falle soll der atomare Übergang von Erbium mit 582,84 nm Übergangswellenlänge genutzt werden. Das entsprechende Licht wird von einem Farbstofflasersystem (Modell *Matisse DX*, Firma *Sirah Lasertechnik GmbH*) zur Verfügung gestellt, wie es in Abbildung 3.12 schematisch dargestellt ist. Dieses System wird von einem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser (Modell *Verdi G12*, Firma *Coherent Inc.*) mit 12 W Lichtleistung bei einer Wellenlänge von 532 nm gepumpt. Als aktives Medium im Farbstofflasersystem werden 3 g Rhodamin-6g (Typ *Rhodamin 590 Chlorid*, Firma *Exciton Inc.*) gelöst in 4 L Ethylenglykol (Typ *AnalaR NORMAPUR* mit 99,9% Reinheit, Firma *VWR International LLC*) eingesetzt. Das System besteht aus dem eigentlichen Laserresonator, in welchem die Laserstrahlung erzeugt wird und einem Referenzresonator (*DX-Cavity*), welcher zur internen Frequenzstabilisierung genutzt wird. Im Laserresonator befinden sich diverse Elemente zur Auswahl und Stabilisierung der Frequenz. Ein Teil des in ihm erzeugten Laserlichts wird durch einen EOM geleitet und in den Referenzresonator eingekoppelt. Dort wird mittels Pound-Drever-Hall Verfahren ein Fehlersignal erzeugt, dass zur internen Frequenzstabilisierung genutzt wird [119]. Anschließend wird das Laserlicht ausgekoppelt und steht für Experimente zur Verfügung. Bei einer Wellenlänge von etwa 582,84 nm liefert es typischer-

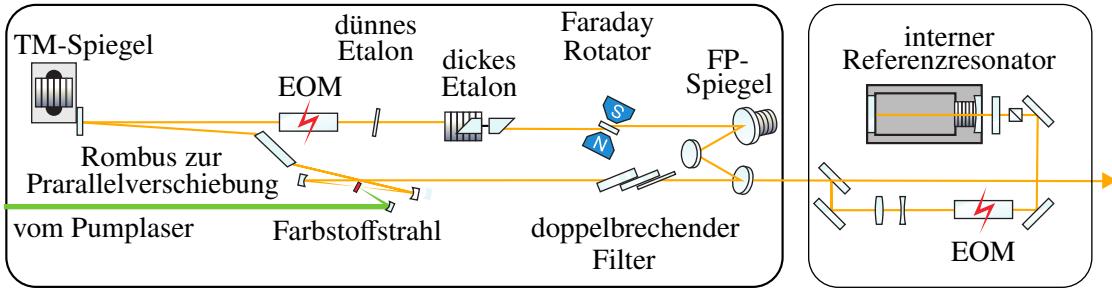


Abbildung 3.12: Details zum Aufbau des Farbstofflasersystems. Im Laserresonator selbst befindet sich das aktive Medium in Form eines Farbstoffstrahls. Außerdem beinhaltet er diverse Elemente zur Wellenlängenselektion (zum Beispiel den TM-Spiegel) und Frequenzstabilisierung (zum Beispiel den FP-Spiegel). Einem Teil des aus dem Laserresonator ausgekoppelten Lichtstrahls werden mit einem EOM Seitenbänder um seine eigentliche Frequenz aufmoduliert und er wird in den internen Referenzresonator eingekoppelt. Mittels Pound-Drever-Hall Verfahren wird so das Fehlersignal zur internen Frequenzstabilisierung gewonnen.

weise eine Ausgangsleistung von 2 W und seine Frequenz weist eine Linienbreite von etwa 50 kHz auf.

Externe Frequenzstabilisierung

Die genannte Linienbreite des vom Farbstofflasersystem erzeugten Lichts ist relativ zum Resonator der DX-Cavity gemessen. Ändert sich dessen Länge durch äußere Einflüsse, so ändert sich die Frequenz des Laserlichts proportional dazu. Es stellt sich heraus, dass sie um etwa 100 MHz pro Stunde driftet. Da der atomare Übergang von Erbium bei 582,84 nm eine Linienbreite von 186 kHz aufweist ist diese Frequenzänderung zu groß um einen stabilen Betrieb der magnetooptischen Falle zu gewährleisten.

Auf Grund dessen wurde ein weiterer externer, hoch stabiler Referenzresonator (engl. *ultra low expansion cavity*, ULE-Cavity) entwickelt, dessen Aufbau in Abbildung 3.13 dargestellt ist. Dazu wurde nach eigenen Vorgaben ein Zylinder und Spiegeln aus einem speziellen Glas (Modell *Corning ULE premium grade*, *Corning Code 7972*, Firma *Corning Inc.*), das im Bereich von 278 bis 308 K einen sehr kleinen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von $(0 \pm 30) \cdot 10^{-9} \text{ K}^{-1}$ aufweist, gefertigt. Der Zylinder hat eine Länge von 150,9 mm sowie einen Durchmesser von 80 mm mit einer zentralen Bohrung auf der Zylinderachse, deren Durchmesser 12,7 mm beträgt. Die beiden Spiegel haben 2,54 mm Durchmesser, sind für die Wellenlänge 583 nm antireflexbeschichtet und per optischem Kontaktieren mit dem Zylinder verbunden. Einer der Spiegel ist planar, der andere sphärisch mit einem Krümmungsradius von 500 mm.

Um den Resonator vor äußeren Einflüssen zu schützen liegt er in einer V-förmigen Aufnahme in einer Edelstahlvakuumkammer (Spezialanfertigung, Firma VACOM

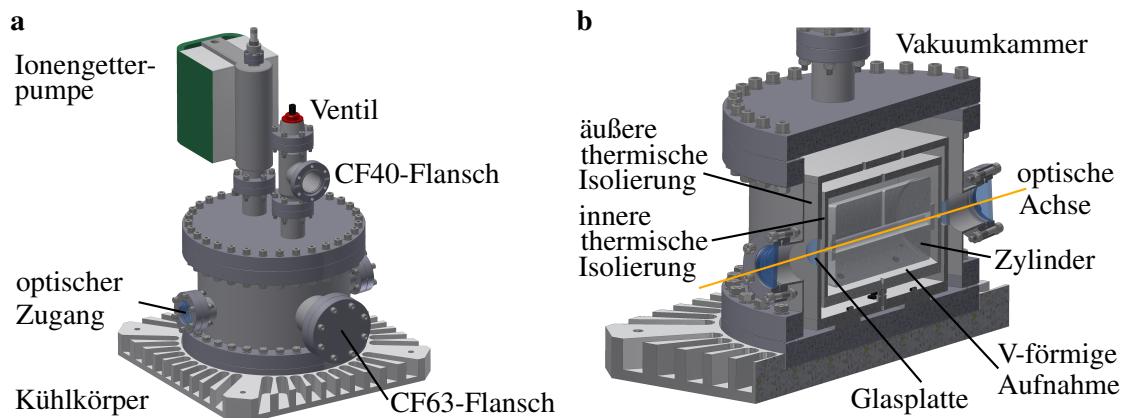


Abbildung 3.13: Details zum Aufbau der ULE-Cavity. Teilabbildung (a) zeigt den Außenansicht der Vakuumkammer in welcher sich der hoch stabile Resonator befindet. Sie besitzt zwei gegenüberliegende optische Zugänge, die unter einem Winkel von 4° angebracht sind um Rückreflexe zu vermeiden. Außerdem besitzt sie einen CF63-Flansch mit elektrischen Durchführungen für Temperaturstabilisierung des Resonators. Am oberen Ende ist ein T-Stück montiert, an dem eine Ionengetterpumpe und ein Ventil befestigt sind. Über dieses Ventil kann zur initialen Evakuierung eine Turbopumpe angeschlossen werden. Die Vakuumkammer steht auf einem Kühlkörper auf einem gedämpft gelagerten optischen Tisch. Teilabbildung (b) zeigt einen Schnitt durch die Vakuumkammer. Der Glaszylinder liegt in der V-förmigen Auflage, und ist von der inneren und äußeren thermischen Isolierung umgeben. Die Löcher in der äußeren Isolierung sind mit Glasplatten verschlossen.

Vakuum Komponenten & Messtechnik GmbH). Diese weist auf Höhe der Zylinderachse zwei optische Zugänge auf. In der Vakuumkammer ist der Resonator umgeben von zwei thermischen Isolierungen aus Aluminium, welche Löcher auf Höhe der Bohrung durch den Zylinder aufweisen. Die Löcher der äußeren Isolierung sind mit Glasplatten (Modell WG11050-A, Firma *Thorlabs Inc.*) verschlossen um Wärmestrahlung von außen abzuhalten. Weiterhin ist eine aktive Temperaturstabilisierung implementiert. Der Druck in der Vakuumkammer beträgt etwa 10^{-8} mbar und wird durch eine am oberen Ende montierte Ionengetterpumpe (Modell *PID 25*, Firma *MECA 2000*) aufrecht erhalten. Um Vibrationen zu dämpfen sind die Auflagepunkte des Zylinders im Vakuum mit zylindrischen fluorpolymer-elastomer Stücken (Typ *Viton FPM*, Firma *HUG Industrietechnik und Arbeitssicherheit GmbH*) unterlegt. Die Vakuumkammer selbst steht in einem Kühlkörper auf einem gedämpft gelagerten optischen Tisch und zwischen Kühlkörper und Tisch befindet sich eine Lage visco-elastischen Polymers (Typ *Sorbothan*, Firma *Edmund Optics GmbH*).

Der das Farbstofflasersystem verlassende Laserstrahl wird direkt hinter dem System mit Hilfe einer Halbwellenplatte und eines PBS aufgeteilt. Ein Teilstrahl wird in ein optisches Faserkabel (Modell *PM460-HP* mit FC/APC-Anschlüssen, Firma *Thorlabs Inc.*) eingekoppelt und zum optischen Tisch mit der ULE-Cavity geführt. Dort durchläuft er einen Aufbau, der aus zwei AOMs (Modell *3200-125*, Firma *Crystal*

Technology Inc.) in Doppelpasskonfiguration besteht. Da die Resonanzfrequenz der ULE-Cavity durch ihre feste Länge gegeben ist und nicht mit der Übergangsfrequenz des atomaren Übergangs, welcher für die magnetooptische Falle genutzt wird, übereinstimmt ist dies zur Frequenzanpassung nötig. Anschließend wird der Lichtstrahl zur mechanischen Entkopplung und räumlichen Filterung nochmal durch ein kurzes optisches Faserkabel (Modell PM460-HP mit FC/APC-Anschlüssen, Firma Thorlabs Inc.) zur ULE-Cavity geleitet.

Der dann folgende Aufbau ist in Abbildung 3.14 (a) dargestellt. Der Laserstrahl passiert einen EOM (Modell EO-T15M3-VIS, Firma Qubig GmbH), welcher der Frequenz des Laserstrahls Seitenbänder mit seiner Treiberfrequenz von 15 MHz um die eigentliche Frequenz des Laserstrahls aufprägt. Anschließend passiert der Lichtstrahl eine weiter Kombination von Halbwellenplatte und PBS. Danach wird der Strahlradius mit Hilfe eines Teleskops angepasst und mit einer Linse in die ULE-Cavity fokussiert. Der Laserstrahl durchquert die ULE-Cavity und wird hinter ihr auf eine Photodiode fokussiert. Nachdem der Lichtstrahl in die ULE-Cavity eingekoppelt

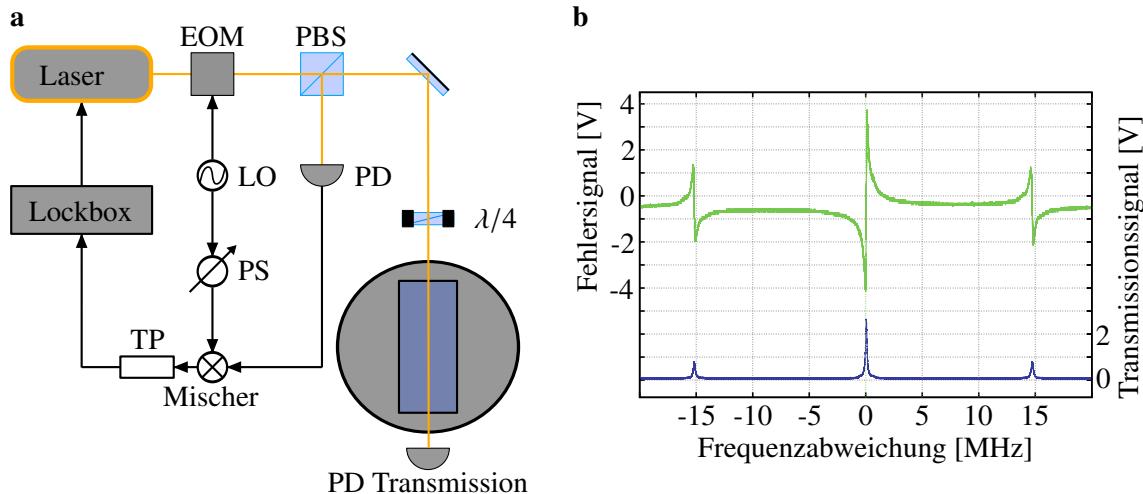


Abbildung 3.14: Details zur externen Frequenzstabilisierung des Farbstofflasersystems. Teilabbildung (a) zeigt den Aufbau zur Erzeugung eines Fehlersignals mit Hilfe des hoch stabilen Referenzresonators. Das Kürzel LO deutet den Frequenzgeber, PS den Phasenschieber, TP den Tiefpassfilter und PD die Photodiode an. Teilabbildung (b) zeigt ein typisches Fehlersignal in grün und das zugehörige Transmissionssignal des Resonators in blau.

wurde kommt es zur Rückreflexion von bestimmten Komponenten. Diese werden mit der bereits erwähnten Kombination aus Halbwellenplatte und PBS vom einfallenden Lichtstrahl getrennt und mit Hilfe einer Photodiode (Modell PD-AC100-VIS, Firma Qubig GmbH) detektiert. Die Photodiode detektiert ein konstantes Signal und ein Schwebungssignal zwischen den drei Frequenzen des einfallenden Laserstahls. Die

Phasendifferenz zwischen den drei Frequenzkomponenten hängt von ihrer Verstimung von der Resonanzfrequenz der ULE-Cavity ab.

Das Signal der Photodiode wird mit der Treiberfrequenz des EOMs gemischt, wobei die Phase der Treiberfrequenz mit Hilfe eines Phasenschiebers angepasst werden kann. Anschließend passiert es eine Tiefpassfilter (Modell *BLP 10,7*, Firma *Mini-Circuits*), welcher das Schwebungssignal zwischen den Seitenbändern herausfiltert. Schlussendlich erhält man ein Fehlersignal, wie in Abbildung 3.14 (b) in grün dargestellt, welches ein Maß für die Abweichung der Laserfrequenz von der Resonanzfrequenz des ULE-Cavity ist und für die Frequenzstabilisierung des Farbstofflasersystems genutzt werden kann. Dieses Verfahren ist unter dem Namen Pound-Drever-Hall Verfahren bekannt [119]. Das so erzeugte Fehlersignal wird von einer Regelelektronik (Modell *Lockbox V*, *Elektronikwerkstatt IAP Bonn*) weiterverarbeitet und deren Ausgang mit dem Regeleingang der Elektronik des Farbstofflasersystems verbunden, welcher die Länge der DX-Cavity steuert.

Mit Hilfe der Regelelektronik kann die Frequenz des Farbstofflasersystems nun auf den Nulldurchgang des Fehlersignals stabilisiert werden. Das mit Hilfe der ULE-Cavity extern stabilisierte Farbstofflasersystem hat bei 10 s Mittellungszeit eine Linienbreite von etwa $(23,8 \pm 0,5)$ kHz relativ zur ULE-Cavity. Verglichen mit der Linienbreite des zur Erzeugung der magnetooptischen Falle genutzten atomaren Übergangs von Erbium ist das etwa um einen Faktor 8 kleiner und reicht aus um die magnetooptische Falle stabil betreiben zu können. Weitere technische Details, sowie Details zum Aufbau und zur Charakterisierung des Resonators und der Frequenzstabilisierung des Farbstofflasersystems finden sich in der Masterarbeit von D. Babik [120].

Präparation des Lichtstrahls für die magnetooptische Falle

Das vom Farbstofflasersystem erzeugte und mit Hilfe des externen Referenzresonators frequenzstabilisierte Laserlicht wird hinter dem Farbstofflasersystem, wie in Abbildung 3.15 (a) skizziert, mit Hilfe einer Kombination aus Halbwellenplatte und PBS in zwei Teilstrahlen aufgeteilt. Ein Teilstrahl wird zum Referenzresonator geleitet. Der andere Teilstrahl passiert ein Teleskop, durch welches sein Radius angepasst wird. Anschließend passiert er einen AOM (Modell 3080-125, Firma *Crystal Technology Inc.*) in Doppelpasskonfiguration. Danach wird er in ein optisches Faserkabel (Modell *P3-460B-FC-5*, Firma *Thorlabs Inc.*) eingekoppelt und zum optischen Tisch mit der Hauptvakuumkammer geführt. Dort wird es, wie in Abbildung 3.15 (b) dargestellt, ausgekoppelt und mit einer Kombination aus Halbwellenplatte und PBS in einen Teilstrahl mit wenig Leistung und einen mit viel Leistung aufgeteilt. Der Teilstrahl mit

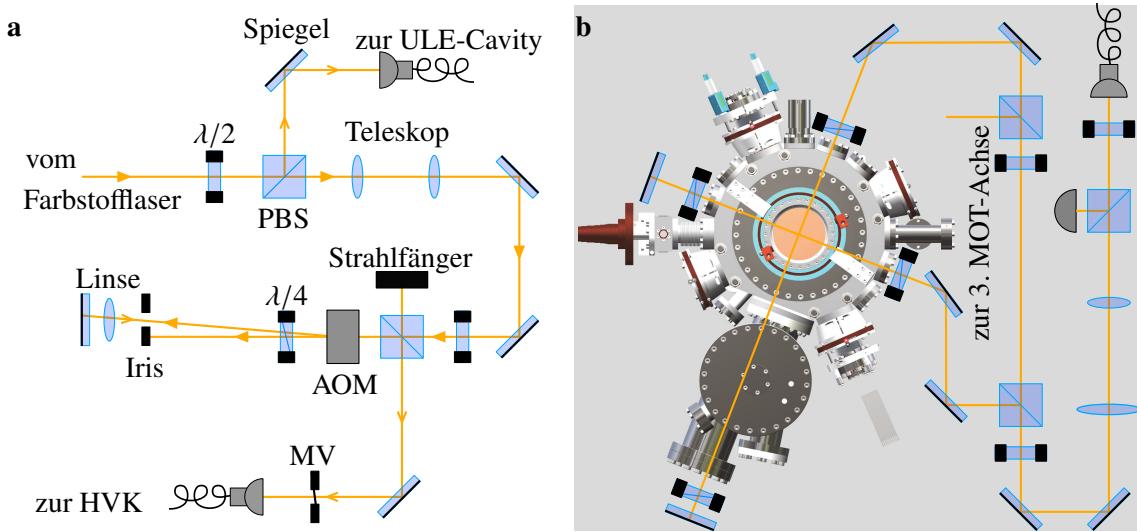


Abbildung 3.15: Details zum optischen Pfad des Lichts für die Erzeugung der magnetooptischen Falle. Teilabbildung (a) zeigt den Strahlengang hinter dem Farbstofflasersystem. Ein Teilstrahl wird in ein optisches Faserkabel eingekoppelt und zur ULE-Cavity geführt. Der andere Teilstrahl wird mit einem Teleskop aufgeweitet und passiert einen AOM in Doppelpasskonfiguration. Die plus erste Beugungsordnung wird in ein Faserkabel eingekoppelt und zum Tisch mit der Hauptvakuumkammer geführt. Der Strahlengang auf diesem Tisch ist in Teilabbildung (b) skizziert. Der Faserkabel verlassende Lichtstrahl wird mit einer Kombination aus Halbwellenplatte und PBS in einen Teilstrahl mit wenig Leistung und einen mit viel Leistung aufgeteilt. Der Teilstrahl mit wenig Leistung wird auf eine Photodiode geleitet und deren Signal zur Leistungsstabilisierung beider Teilstrahlen genutzt. Der Teilstrahl mit viel Leistung wird durch ein Teleskop vergrößert und der äußere Teil von einer Blende abgeschnitten. Der dadurch erzeugte Lichtstrahl mit nahezu homogener Intensitätsverteilung wird in drei Teilstrahlen aufgeteilt und orthogonal auf den MOT-Achsen durch die Hauptvakuumkammer geführt.

wenig Leistung wird auf eine Photodiode (Modell *DET10A/M*, Firma *Thorlabs Inc.*) fokussiert. Das Signal der Photodiode wird in eine Regelelektronik (Modell *Lockbox V*, *Elektronikwerkstatt IAP Bonn*) gegeben, deren Ausgang die Amplitude des Radiofrequenzsignals, welches den AOM treibt steuert. Über diesen Regelkreis kann die Leistung beider Teilstrahlen simultan eingestellt und stabilisiert werden. Der Teilstrahl mit viel Leistung passiert nach der Aufteilung eine Teleskop, wo sein Radius sehr stark aufgeweitet wird. Nach dem Teleskop wird der äußere Teil des Strahls mit einer Blende abgeschnitten und so ein Lichtstrahl mit nahezu homogener Intensitätsverteilung und einem Radius von 35 mm erzeugt. Dieser wird mit zwei Kombinationen von Halbwellenplatte (Modell *WP.ZO.2.A38.583*, Firma *VM-TIM GmbH*) und PBS (Modell *BSC.P.38.583*, Firma *VM-TIM GmbH*) in drei Teilstrahlen aufgeteilt. Diese werden je zu einer MOT-Achse und darauf orthogonal zueinander durch die Hauptvakuumkammer geleitet. Vor den entsprechenden optischen Zugängen sind Viertelwellenplatten (Modell *WP.ZO.4.A38.583*, Firma *VM-TIM GmbH*) angebracht um die Strahlen geeignet zirkular zu polarisieren. Nach durchqueren der Kammer werden sie in sich selbst zurück reflektiert.

3.4 Realisierung der quasi-elektrostatischen Dipolfalle

Im Rahmen dieser Arbeit wird zur Erzeugung der quasi-elektrostatischen Dipolfalle Licht eines CO₂-Lasersystems (Modell *GEM-100*, Firma *Coherent Inc.*) verwendet. Der Laserkopf des Systems wird mit einer Radiofrequenzquelle (Modell *D-1000*, Firma *Coherent Inc.*) getrieben. Das Lasersystem emittiert Laserstrahlung bei einer Wellenlänge von 10,6 µm und einer typischen Leistung von 118 W. Sowohl die Radiofrequenzquelle, als auch der Laserkopf werden über einen Wärmetauscher (Modell *WWK 14/17706*, Firma *DELTATHERM Hirmer GmbH*) wassergekühlt und temperaturstabilisiert. Bei hinreichend konstanter Temperatur erfolgt die Laseremission nur in eine einzelne Mode. Um den Einmodenbetrieb zu überwachen, wird der Laserstrahl hinter dem Laserkopf mittels antireflexbeschichteter Zinkselenidplatte in einen Teilstrahl mit wenig Leistung und einen mit viel Leistung aufgeteilt. Der Teilstrahl mit wenig Leistung wird in ein Fabry-Perot-Interferometer eingekoppelt. Die das Interferometer passierende Strahlung wird auf eine Photodiode fokussiert und das Modenspektrum auf einem Oszilloskop überwacht. Etwa eine Stunde nach dem Einschalten treten keine longitudinalen Modensprünge mehr auf und die Emission geschieht nur in eine Mode.

Der Teilstrahl mit viel Leistung wird durch einen wassergekühlten AOM (Modell *AGM-406B1M*, Firma *Intra Action Corp.*) und die nullte Beugungsordnung in einen ebenfalls wassergekühlten Strahlfänger geleitet. Der AOM wird, um die insgesamt in dessen Kristall deponierte Radiofrequenzleistung konstant zu halten, mit sowohl 30 MHz als auch 40 MHz getrieben. Die zur Treiberfrequenz von 40 MHz gehörige erste Beugungsordnung wird ebenfalls in den Strahlfänger geleitet. Die zur Treiberfrequenz von 30 MHz gehörige erste Beugungsordnung wird mit Spiegeln durch ein Teleskop aus Zinkselenidlinsen geleitet. Die erste Linse des Teleskops ist auf einem Verschiebetalisch montiert. Mit dem Teleskop wird der Strahlradius vergrößert und durch die variable Position der ersten Linse lassen sich verschiedene Strahlradien verwirklichen. Dabei muss beachtet werden, dass der Laserstrahl je nach Position der ersten Linse anschließend nicht mehr kollimiert ist. Nach dem Teleskop wird der Strahl zur Hauptvakuumkammer und dort auf der dafür vorgesehenen Achse (vgl. Abschnitt 3.2.3) durch sie geführt. Um die Justage des Lichtstrahls des CO₂-Lasers zu erleichtern wird er mit resonantem Licht der Wellenlänge 583,84 nm überlagert. Dazu ist eine Zinkselenidplatte im Strahlengang platziert. Der entsprechende Aufbau ist in Abbildung 3.16 skizziert.

Der Radius, mit welchem der Lichtstrahl des CO₂-Lasers auf die Linsen innerhalb der Hauptvakuumkammer trifft wurde außerhalb gemessen. Dies geschah mit Hilfe einer Leistungsmessung hinter einer Klinke, die durch den Strahl geführt

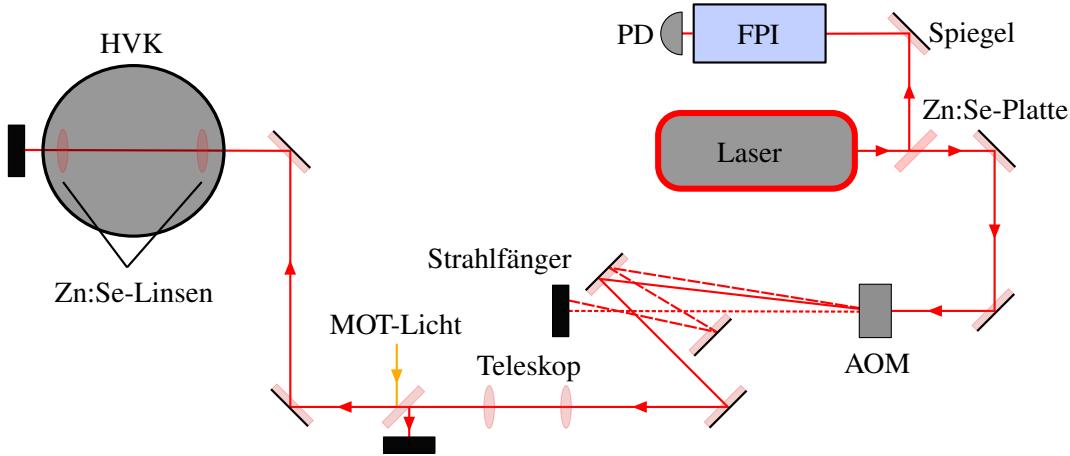


Abbildung 3.16: Details zum optischen Pfad des Lichts für die Erzeugung der quasi-elektrostatischen Dipolfalle. Der Laserstrahl wird nach Verlassen des Laserkopfs von einer antireflexbeschichteten Zinkselenidplatte in zwei Teilstrahlen aufgeteilt. Der Teilstrahl mit wenig Leistung wird in eine Fabry-Perot-Interferometer eingekoppelt. Der mit viel Leistung durchläuft einen AOM und die nulle Beugungsordnung (kurz gestrichelt) trifft einen Strahlfänger. Die zur Treiberfrequenz mit 40 MHz gehörende erste Beugungsordnung (lang gestrichelt) wird ebenfalls auf den Strahlfänger geleitet. Der Strahldurchmesser der zur Treiberfrequenz mit 30 MHz gehörende erste Beugungsordnung wird mit Hilfe eines Teleskops aufgeweitet und dann durch die Hauptvakuumkammer und die Zinkselenidlinsen geführt. Hinter der Kammer trifft auch dieser auf einen Strahlfänger. Zur einfacheren Justage kann hinter dem Teleskop durch eine Zinkselenidplatte ein Lichtstrahl mit 582,84 nm Wellenlänge überlagert werden.

wurde. Durch die Anpassung einer Gauß'schen Fehlerfunktion an die Messpunkte erhält man einen Strahlradius von $w = (12,7 \pm 0,5)$ mm. Mit Hilfe der Formel

$$\tilde{w}_0 = \frac{\lambda f}{\pi w} \quad (3.1)$$

und der Wellenlänge λ des CO₂-Lasers sowie der Brennweite der Linse $f = 63,5$ mm kann, unter Annahme einer perfekten Abbildung, der Radius im Fokus der Linse für den Beugungsbegrenzten Fall zu $\tilde{w}_0 = (16,9 \pm 0,7)$ µm abgeschätzt werden [121]. Berücksichtigt man nun noch die Beugungsmaßzahl $M^2 < 1,3$ des verwendeten Lasers gemäß Herstellerangaben [122], erhält man für den Radius im Fokus einen erwarteten Wert von $w_0 \leq M^2 \tilde{w}_0 = (22,0 \pm 0,9)$ µm, wobei hier kein Fehler für die Beugungsmaßzahl berücksichtigt wurde.

Um einen genaueren Wert für den Strahlradius zu erhalten erfolgt eine direkte Messung mit Hilfe einer äquivalenten Aufbau. Dazu wurde im gleichen Abstand zur letzten Linse des Teleskops die gleiche Zinkselenidlinse, wie in der Hauptvakuumkammer aufgebaut und in variablen Abständen um den erwarteten Fokus der Radius

des Laserstrahls gemessen. Die Messungen wurden bei niedrigen Laserleistungen durchgeführt, um die durch den Laserstrahl geführte Klinge nicht zu beschädigen. Die Ergebnisse der Einzelmessungen sind in Abbildung 3.17 zusammengefasst dargestellt. Passt man das für einen Gauß-Strahl erwartete longitudinale Profil

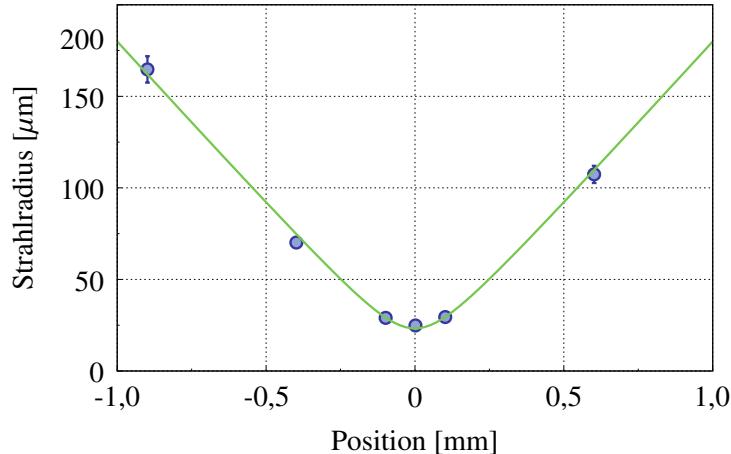


Abbildung 3.17: Messung der longitudinalen Variation des Radius des CO₂-Laserstrahls um den Fokus der Zinkselenidlinse innerhalb der Hauptvakuumkammer. Um diesen Radius zu bestimmen wurde eine äquivalente Linse außerhalb der Vakuumkammer aufgebaut und hinter ihr in einem variablen Abstand um die Lage des erwarteten Fokus der Strahlradius mit Hilfe einer durch den Strahl geführten Rasierklinge bestimmt. Gemessen wurde die Lichtleistung hinter der Klinge. Die so bestimmten Radien sind als Funktion der Position hinter der Linse aufgetragen und der für einen Gauß-Strahl erwartete Verlauf des longitudinalen Profils gemäß Gleichung (3.2) angepasst.

$$w(z) = \sqrt{w_0^2 + \left(\frac{z - z_0}{z_R}\right)^2} \quad \text{mit} \quad z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (3.2)$$

mit der longitudinalen Koordinate z und der Rayleigh-Länge z_R an die Messpunkte an, lässt sich der Radius für den Fokus zu $w_0 = (23,3 \pm 2,0) \mu\text{m}$ bestimmen [121].

Dieser Wert für den Radius stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit der oben dargestellten Abschätzung überein und ist vergleichbar mit Strahlradien, wie sie an anderen Experimenten zur Bose-Einstein-Kondensation in quasi-elektrostatischen optischen Dipolfallen benutzt werden [123].

Intensitätssteuerung

Generell ist die vom AOM gebeugte Lichtleistung eine Funktion der Radiofrequenzleistung des Trebersignals, welche elektronisch eingestellt werden kann. Die höchsten Beugungseffizienzen liegen bei hohen Radiofrequenzleistungen vor und sättigen ab einem spezifischen Wert. Wird der, im Rahmen der vorliegenden Arbeit, verwendete AOM mit hoher Radiofrequenzleistung getrieben erwärmt sich der Ger-

maniumkristall, was eine Brechungsindexänderung zur Folge hat. Daraus resultiert eine kleinen Änderung des Beugungswinkels. Auf eine Länge von etwa 2 m beträgt der Strahlversatz etwa 2,5 cm, was einer Winkeländerung von etwa $0,7^\circ$ entspricht. Auf Grund der nötigen exakten Justage des Strahlengangs durch die hinter dem AOM folgenden optischen Bauteile musste im Rahmen dieser Arbeit versucht werden diesen Strahlversatz auch für sich ändernde Radiofrequenzleistungen konstant zu halten. Dazu wird ein bewährter Ansatz gewählt, wie er erstmals um die Gruppe von T. Pfau realisiert wurde [124].

Um dies zu realisieren wird der AOM, wie bereits zu Beginn des Abschnitts erläutert, mit zwei Radiofrequenzen getrieben. Die durch die 30 MHz Treiberfrequenz hervorgerufene Beugungsordnung wird zur Erzeugung der quasi-elekrostatischen Dipolfalle verwendet. Wird ihre Radiofrequenzleistung verringert, soll sich der Strahlengang nicht verändern. Dazu wird eine weitere Treiberfrequenz bei 40 MHz auf den AOM gegeben. Anschließend wurde für eine Reihe von Radiofrequenzleistungen der 30 MHz Treiberfrequenz die Leistung der 40 MHz Treiberfrequenz so eingestellt, dass kein Strahlversatz auftritt. Im experimentellen Ablauf werden die so ermittelten Verhältnisse der Radiofrequenzleistungen entsprechend eingestellt und der Strahlversatz minimiert. Die Radiofrequenzleistung, welche auf den AOM gegeben wird konstant zu halten, in dem die gesamte Radiofrequenzleistung konstant gehalten wird hat sich als nicht praktikabel herausgestellt, da die Absorption im Kristall eine Funktion der Frequenz ist. Praktisch wird die Intensitätssteuerung realisiert, indem das Signale eines Funktionsgenerators (Modell *AFG3102*, Firma *Tektronix, Inc.*) durch einen spannungsgesteuerten Abschwächer (Eigenbau, Elektronikwerkstatt Physikalisches Institut Tübingen) geleitet und mit dem eines spannungsgesteuerten Oszillators (Modell *VCO ZOS-50*), das ebenfalls durch einen spannungsgesteuerten Abschwächer (Eigenbau, Elektronikwerkstatt Physikalisches Institut Tübingen) geleitet wurde mit Hilfe eines Kombinierers (Modell *ZSC-2-1*) kombiniert wird. Anschließend wird das Signal durch einen elektronischen Schalter (Modell *ZYSWA-2-50DR*) und eine Kombination aus Hoch- (Modell *BHP25*) und Tiefpassfilter (Modell *BLP50+*) geleitet, bevor es auf einen Radiofrequenzverstärker (Modell *LZY-1+*) und den AOM gegeben wird. Bei den Radiofrequenzkomponenten handelt es sich, falls nicht anders angegeben um Bauteile der Firma *Mini-Circuits, Inc.*. Die entsprechende Schaltung ist in Abbildung 3.18 schematisch dargestellt.

Um ein schnelles hin und her Schalten zwischen magnetooptischer Falle und quasi-elekrostatischer Dipolfalle zu realisieren wird ein Pulsgenerator (Modell 9520, Firma *Quantum Composer*) genutzt, dessen einer Ausgang (OUT1) an einen zweiten elektronischen Schalter angeschlossen ist. An den zweiten Eingang des Schalters ist ein Kanal des elektronischen Steuerungssystems angeschlossen. Der Pulsgenerator

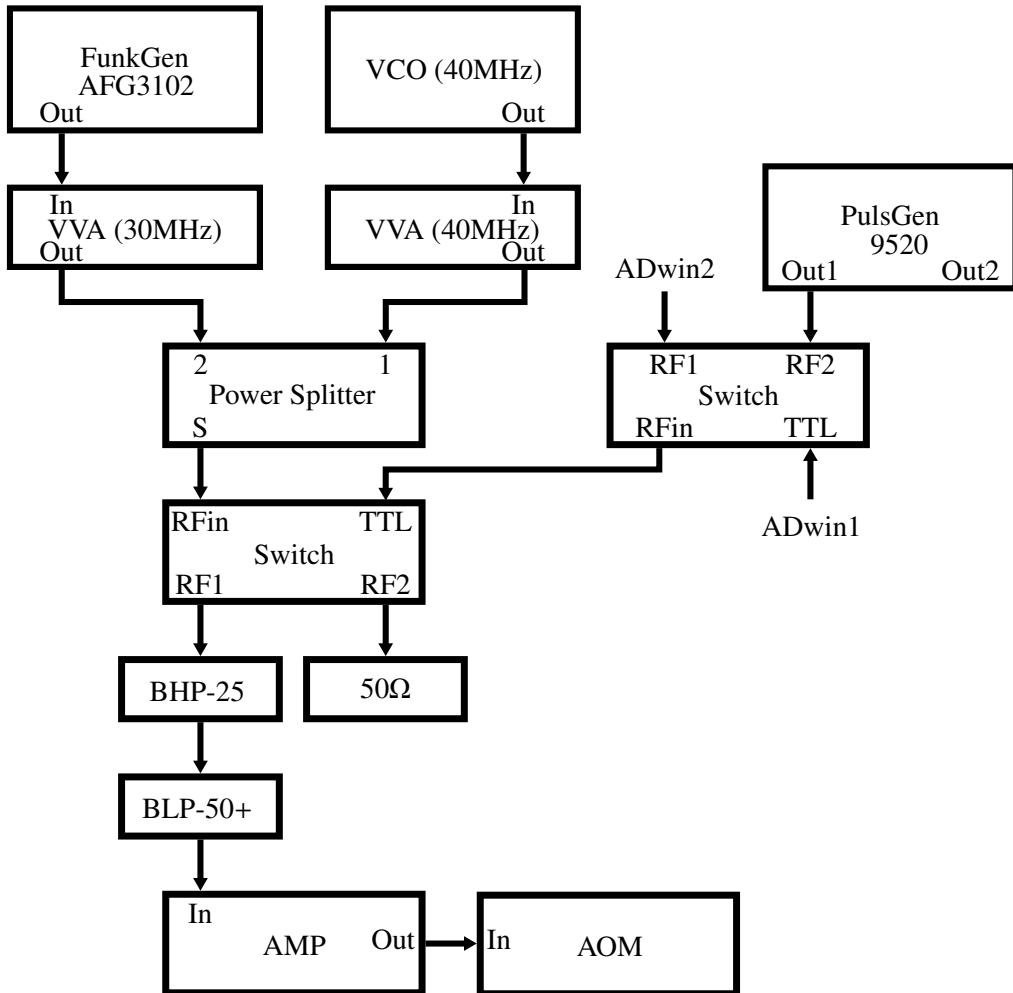


Abbildung 3.18: Details zur Intensitätssteuerung des CO_2 -Laserstrahls. Um den durch variable auf den AOM gegebene Radiofrequenzleistung hervorgerufenen Strahlversatz zu minimieren werden zwei Treiberfrequenzen mit unterschiedlicher Amplitude auf den AOM gegeben. Eine mit 30 MHz wird durch einen Funktionsgenerator (FunkGen AFG3102) erzeugt, durch einen spannungsgesteuerten Abschwächer (VVA (30 MHz)) abgeschwächt und in einem Kombinierer (Power Splitter) mit dem durch einen spannungsgesteuerten Abschwächer (VVA (4 MHz)) abgeschwächten Signal eines spannungsgesteuerten Oszillators (VCO (4 MHz)) kombiniert. Danach durchläuft das Radiofrequenzsignal einen elektronischen Schalter (Switch) und eine Kombination aus Hoch- (BHP25) und Tiefpassfilter (BLP50+) bevor es von einem Verstärker (AMP) verstärkt zum AOM gelangt. Der elektronische Schalter wird vom Signal eines zweiten elektronischen Schalters gesteuert. Dieser schaltet vom elektronischen Steuerungssystem gesteuert (ADwin1) zwischen dem Signal eines Pulsgenerators (PulsGen9530) oder einem zweiten Signal des elektronischen Steuerungssystems (ADwin2) hin und her. Ein Durchschalten des zweiten Signals des elektronischen Steuerungssystems (ADwin2) führt zu einem kontinuierlichen Betrieb der quasi-elektrostatischen Dipolfalle. Ein Durchschalten des Pulsgeneratorsignals resultiert in einem hin und her Schalten zwischen Dipol- und magnetooptischer Falle.

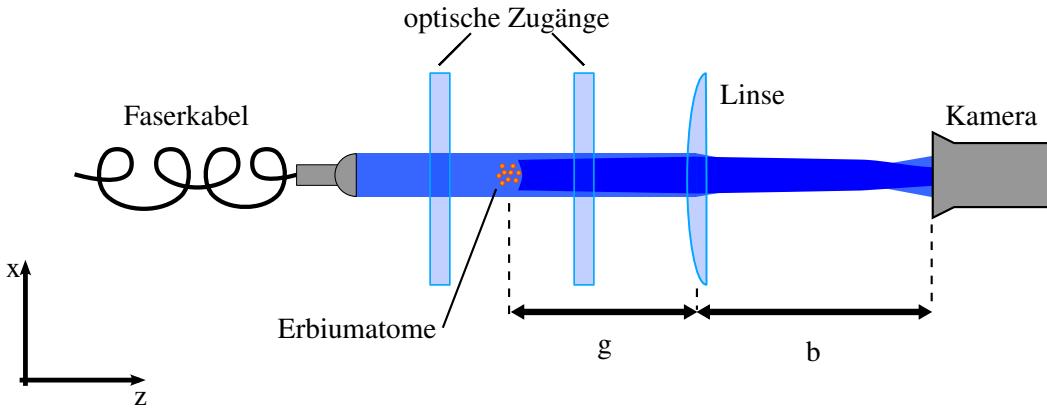


Abbildung 3.19: Details zur Absorptionsaufnahme. Der Schattenwurf von einem mit resonantem Licht beleuchteten atomaren Ensemble wird mit Hilfe einer Linse auf eine Kamera abgebildet und von dieser detektiert. Die Gegenstandsweite g beträgt etwa 270 mm und begrenzt das Auflösungsvermögen der Absorptionsaufnahme auf $(4 \pm 1) \mu\text{m}$.

wird im Burstmodus betrieben und von einem weiteren Kanal des elektronischen Steuerungssystems, welcher auch den Schalter steuert, angetriggert. Der zweite Ausgang des Pulsgenerators (OUT2) ist mit einem weiteren elektronischen Schalter in der Elektronik des MOT-AOMs verbunden, welcher wiederum einen Schalter steuert. Durch diesen Aufbau kann auf einen Triggerpuls hin schnell zwischen magnetooptischer und Dipolfalle hin und her geschaltet und so die Umladeeffizienz von der magnetooptischen in die Dipolfalle erhöht werden.

3.5 Eingesetzte Messmethoden

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Methoden zur Charakterisierung des atomaren Ensembles in der magnetooptischen Falle und der Dipolfalle werden in diesem Abschnitt erläutert. Begonnen wird mit Erläuterungen zur Absorptionsaufnahme, bei welcher der Schattenwurf von Atomen genutzt wird um Informationen über diese zu gewinnen. Diese wird beispielsweise genutzt um die Temperatur eines atomaren Ensembles zu bestimmen, welches in der magnetooptischen Falle oder quasi-elektrostatischen Dipolfalle gefangen war. Die Messung der Fallenfrequenzen in der Dipolfalle gefangener Atome, welche zur Charakterisierung der Dipolfalle dient, wird anschließend erläutert.

3.5.1 Absorptionsaufnahme

Diese Technik beruht auf der Absorption von resonanten Photonen sowie deren anschließender, inkohärenter Emission. Sie ist speziell für optisch dichte Atomwolken

geeignet und destruktiver Natur [125]. Zur Abbildung der Atomwolke wird diese kurz nach dem Ausschalten des entsprechenden Fallenpotentials mit einem räumlich gefilterten, kollimierten und resonanten Lichtstrahl beleuchtet, wie in Abbildung 3.19 schematisch dargestellt. Der durch die Absorption der Atome entstehende Schatten wird mit Hilfe einer Linse auf eine Kamera abgebildet. Um Informationen über das atomare Ensemble aus diesem Bild zu erhalten nutzt man das Lambert-Beer Gesetz, laut dem sich die Intensität des Detektionslichts nach dem Durchlaufen des Ensembles als

$$I(x,y) = I_0(x,y)e^{-D(x,y)} \quad (3.3)$$

schreiben lässt, wobei $I_0(x,y)$ die Intensitätsverteilung des eingestrahlten Lichts vor der Absorption und

$$D(x,y) = \sigma_\pi \int n(x,y,z) dz = \sigma_\pi n(x,y) \quad (3.4)$$

die optische Dichte ist [126]. Sie ist durch das Produkt aus Photoneneabsorptionsquerschnitt σ_π und dem Integral entlang der optischen Achse über die Dichteverteilung gegeben. Der Photoneneabsorptionsquerschnitt lässt sich über die Relation

$$\sigma_\pi = C^2 \frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{1 + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (3.5)$$

berechnen. Hierbei bezeichnet $C^2 = 0,385$ das gemittelte Quadrat der Clebsch-Gordan-Koeffizienten für die Übergangswahrscheinlichkeiten der verschiedenen m_J -Zustände von $m_J = -6$ bis $m_J = +6$. Damit kann die optische Dichte wie folgt ausgedrückt werden

$$D(x,y) = -\ln\left(\frac{I(x,y)}{I_0(x,y)}\right). \quad (3.6)$$

Wird das Intensitätsverhältnis $I(x,y)/I_0(x,y)$ gemessen, ist dies ausreichend, um die Dichteverteilung $n(x,y)$ aus dem Schattenbild zu extrahieren. Dazu werden drei Aufnahmen mit einer Vergrößerung um den Faktor 4 und einer Belichtungszeit von $\tau_b = 80\mu\text{s}$ in Folge gemacht. Das erste Bild, $I_{\text{abs}}(x,y)$, wird mit atomarem Ensemble aufgenommen. Es folgt eine Wartezeit, die sicherstellt, dass das Ensemble aus dem Sichtbereich gefallen ist. Danach wird ein zweites Bild, $I_{0,\text{abs}}(x,y)$, der ursprünglichen Intensitätsverteilung aufgenommen. Anschließend wird ein drittes Bild ohne atomares Ensemble und ohne eingestrahltes Licht aufgenommen. Aus diesem Bild können Informationen über den Hintergrund $I_{\text{hg}}(x,y)$ extrahiert werden. Das Intensitätsver-

hältnis $I(x,y)/I_0(x,y)$ aus Gleichung (3.6) ist dann durch folgendes Verhältnis gegeben

$$\frac{I(x,y)}{I_0(x,y)} = \frac{I_{\text{abs}}(x,y) - I_{\text{hg}}(x,y)}{I_{0,\text{abs}}(x,y) - I_{\text{hg}}(x,y)}. \quad (3.7)$$

Das Auflösungsvermögen der Absorptionsaufnahme beträgt $(4 \pm 1) \mu\text{m}$ und ist durch den vergleichsweise großen Abstand von 270 mm der Abbildungslinse ($f = 200 \text{ mm}$, 50,8 mm Durchmesser) vom atomaren Ensemble begrenzt.

3.5.2 Bestimmung der Fallenfrequenzen und Phasenraumdichte in der quasi-elekrostatischen Dipolfalle

Um die Phasenraumdichte berechnen zu können muss neben der Anzahl von Atomen und deren Temperatur auch deren Dichte bekannt sein. Diese kann unter zusätzlicher Kenntnis der Fallenfrequenzen berechnet werden [49]. Das thermische atomare Ensemble kann im Allgemeinen durch eine Gauß-förmige Dichteverteilung der Form

$$n(x,y,z) = n_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (3.8)$$

beschrieben werden, wobei σ_i der Ausdehnung in der entsprechenden Raumrichtung entspricht. Die zentrale Dichte

$$n_0 = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \quad (3.9)$$

folgt aus den räumlichen Ausdehnungen und der gesamten Atomanzahl, welche sich aus der Integration der Dichte über das gesamte Volumen wie folgt ergibt

$$N = \int_V n(x,y,z) dV. \quad (3.10)$$

Die Größenparameter können mittels des Virialsatzes, welcher einen Zusammenhang zwischen dem zeitlichen Mittel der kinetischen und potentiellen Energie herstellt, berechnet werden [127]. Die thermische Bewegung liefert die kinetische Energie bezüglich einer Raumrichtung. Für einem harmonischen Potential gilt dann

$$\frac{1}{2} m \omega_x^2 \langle x \rangle^2 = \overline{E_{\text{pot}}} = \overline{E_{\text{kin}}} = \frac{1}{2} k_B T \quad (3.11)$$

und es folgt

$$\langle x \rangle^2 = \frac{k_B T}{m \omega_x^2}. \quad (3.12)$$

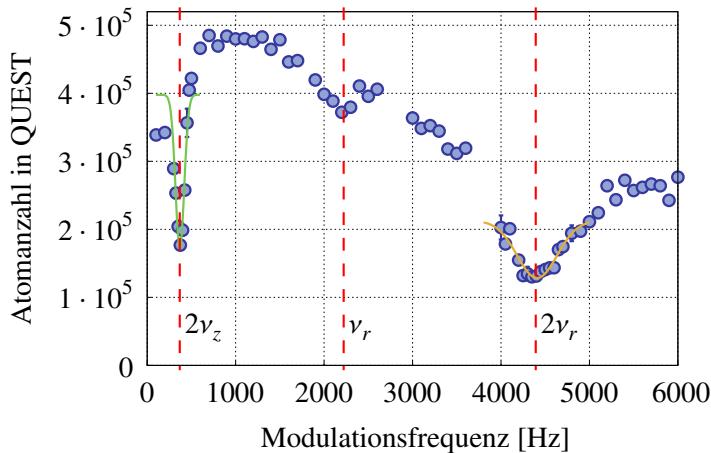


Abbildung 3.20: Beispieldmessung der Fallenenfrequenzen in der Dipolfalle nach Evaporation auf 75 % der Ausgangsfallentiefe mit Hilfe von Amplitudenmodulation des Fallenenpotentials. Die Amplitude des Fallenenpotentials wird mit einer Modulationsamplitude von 25 % um den Wert von 75 % moduliert. Für jede Frequenz wird genau 100 mal moduliert. Es tritt eine deutliche Resonanz bei $2\nu_z = (370 \pm 8)$ Hz auf, die sich der longitudinalen Richtung der Dipolfalle zuordnen lässt und eine bei $\nu_r = (4\,408 \pm 14)$ Hz, die sich der radialen Richtung der Dipolfalle zuordnen lässt. Die Fallenenfrequenzen entsprechen genau der Hälfte dieser Resonanzfrequenzen. Bei etwa $\nu_r = 2\,200$ Hz ist eine schwache Resonanz zu erkennen, die der einfachen radialen Fallenenfrequenz entspricht.

Für die Gauß-förmige Dichtevertteilung aus Gleichung (3.8) gilt $\langle x \rangle^2 = \sigma_x^2$, womit sich für die Größenparameter

$$\sigma_i = \sqrt{\frac{k_B T}{m \omega_x^2}} \quad (3.13)$$

ergibt. Mit dieser Relation und Gleichungen (2.13) sowie (3.9) kann die Phasenraum-dichte geschrieben werden als

$$\rho = \frac{\hbar^3 N}{k_B^3 T^3} \omega_r^2 \omega_z \quad (3.14)$$

und weist nur noch Abhängigkeiten von experimentell gut zugänglichen Größen auf. Experimentell lassen sich die Fallenenfrequenzen durch eine parametrische Anregung der Atome in der quasi-elekrostatischen Dipolfalle bestimmen. Diese Anregung kann durch verschiedene Mechanismen realisiert werden.

Amplitudenmodulation des Fallenenpotentials

Bei großen Fallentiefen im Vergleich zur Energie der gefangenen Atome liefert eine Amplitudenmodulation des Fallenenpotentials gute Ergebnisse bei der Messung der Fallenenfrequenzen. Dabei wird die Amplitude des Fallenenpotentials nach dem Umladeprozess aus der magnetooptischen Falle und einer kurzen Haltezeit sinusförmig

für eine feste Zeit und mit einer festen Anzahl an Modulationen variiert, wodurch es zu einem Aufheizen des atomaren Ensembles kommt. Entspricht die Modulationsfrequenz einer doppelten Fallfrequenz $\nu_{\text{mod}} = 2\nu_{\text{Falle}}$ oder einem harmonischen Vielfachen $\nu_{\text{mod}} = 2\nu_{\text{Falle}}/n$, mit $n \in \mathbb{N}$, kommt es bei passender Phasenlage durch parametrische Anregung zu einem Energietransfer und die Atome in der Dipolfalle erhalten so viel Energie, dass sie die Falle verlassen können. Abseits der Resonanz ist der Energietransfer geringer. Wird die Atomanzahl in der Dipolfalle nach der Modulation als Funktion der Modulationsfrequenz gemessen treten starke Einbrüche der Atomanzahl bei den Fallfrequenzen auf. Mit dieser Methode sind Resonanzen aller räumlichen Richtungen messbar, wie in Abbildung 3.20 beispielhaft dargestellt [49, 103]. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Modulation der Amplitude des Fallpotentials durch eine Modulation der Leistung des CO₂-Laserstrahls erreicht (vgl. Gleichung (2.53)). Dazu wird die Amplitude der Treiberfrequenz des AOMs variiert, welcher im CO₂-Laseraufbau integriert ist. Zu deren Erzeugung wird das elektronische Steuerungssystem eingesetzt, mit dessen Hilfe die Anzahl der Modulationen, ihre Tiefe und die Länge der Zeitspanne, in der moduliert wird, eingestellt werden kann.

Breathing-Mode Methode

Eine für kleinere Fallentiefen besser geeignete Methode zur Messung der Fallfrequenz bietet die Breathing-Mode Methode. Hierbei wird das Potential der quasielektrostatischen Dipolfalle für eine kurze Zeit ausgeschaltet und danach wieder ein. Während das Fallpotential ausgeschaltet ist, wirkt im Wesentlichen die Gravitationskraft auf die Atome und beschleunigt sie. Dadurch erhalten sie kinetische Energie. Daher bewegen sich die Atome nach dem Wiedereinschalten des Fallpotentials in der Falle mit der Eigenfrequenz der Falle hin und her. Um diese Bewegung sichtbar zu machen werden die Atome nach dem Wiedereinschalten eine variable Zeit in der Falle gehalten, anschließend wird das Fallpotential wieder ausgeschaltet, nach einer festen Zeit der freien Expansion eine Absorptionsaufnahme angefertigt und der Ort der Atome gemessen. Bei dieser Methode ist zu beachten, dass nur die radiale Fallfrequenz extrahiert werden kann [55, 128]. Eine Beispilmessung der Fallfrequenz für eine Evaporation auf 0,8 % der Ausgangsfallentiefe ist in Abbildung 3.21 dargestellt und ergibt eine radiale Fallfrequenz von (126 ± 3) Hz.

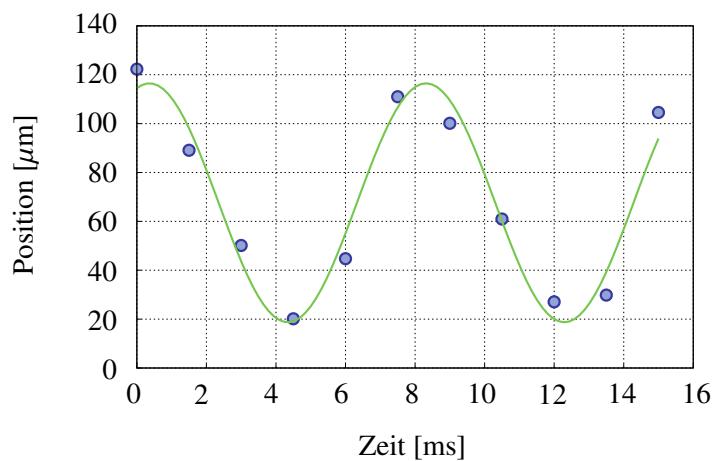


Abbildung 3.21: Beispieldmessung der Fallfrequenz in der Dipolfalle nach Evaporation auf 0,8 % der Ausgangsfallentiefe mit Hilfe der Breathing-Mode Methode. Nach einem kurzen Ab- und wieder Anschalten des Fallenelements gefolgt von einer variablen Haltezeit im Fallenelement und einer festen Zeit der freien Expansion wird die Position des atomaren Ensembles als Funktion der Haltezeit gemessen. Zur Ermittlung der Fallfrequenz wird eine kosinusförmige Funktion an die Daten angepasst und die Oszillationsfrequenz extrahiert. In der dargestellten Beispieldmessung beträgt die ermittelte Frequenz (126 ± 3) Hz.

KAPITEL 4

Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die im Rahmen der vorliegenden Arbeit erzielten experimentellen Ergebnisse präsentiert. Zu Beginn wird der Atomstrahl charakterisiert, welcher die Effusionszelle verlässt. Dazu wurden geschwindigkeitssensitive Fluoreszenzmessungen am Atomstrahl in der Hauptvakuumkammer durchgeführt. Außerdem wurde der Einfluss des Atomstrahls auf die Ladedymanik der magnetooptischen Falle untersucht. Anschließend werden die Eigenschaften der weit verstimmt geladenen magnetooptischen Falle dargestellt. Ein besonderes Augenmerk liegt auf der Anzahl in der magnetooptischen Falle gefangenen Atome und auf deren Temperatur. Es folgt eine kurze Darstellung der Eigenschaften des atomaren Ensembles in der zum Umladen in die quasi-elektrostatische Dipolfalle komprimierten magnetooptischen Falle. Anschließend wird das atomare Ensemble in der Dipolfalle charakterisiert. Begonnen wird mit einer Beschreibung der Umladesequenz aus der magnetooptischen in die Dipolfalle, gefolgt von Messungen zur Anzahl und Temperatur von in der Dipolfalle gefangenen Atomen. Weiterhin werden Messungen der Fallfrequenzen der Atome in der Dipolfalle diskutiert und die Phasenraumdichte in der Dipolfalle berechnet. Nach dem Umladen in die quasi-elektrostatische Dipolfalle und Evaporation auf etwa 50 nK kann die erwartete Spinpolarisation der Atome durch das Licht der magneto-optischen Falle mit Hilfe eines Stern-Gerlach-Experiments überprüft werden. Messungen dazu werden präsentiert, bevor die evaporative Kühlung der Atome in der quasi-elektrostatischen Dipolfalle im Detail beschrieben und dazu gemessenen Daten besprochen werden. Das Kapitel endet mit Messungen, in denen ein Bose-Einstein-Kondensat von Erbiumatomen beobachtet wurde.

4.1 Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl

Die mittlere Geschwindigkeit, mit der Atome die Effusionszelle verlassen beträgt bei typischen Temperaturen der Zelle etwa 526 m s^{-1} (vgl. Tabelle 2.5). Die maximale Einfanggeschwindigkeit der hier verwendeten, auf einem spektral scharfen Übergang

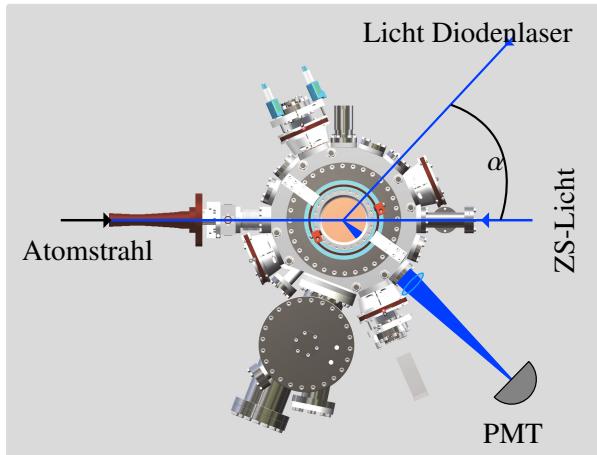


Abbildung 4.1: Details zur Fluoreszenzmessung. Dargestellt ist eine Modellansicht der Hauptvakuumkammer von oben und der Aufbau zur Messung unter 70° relativ zum Atomstrahl ihr. Durch einen optischen Zugang wird mit Hilfe einer Linse Fluoreszenz der Erbiumatome auf einen Sekundärelektronenvervielfacher abgebildet und dessen Signal auf einem Oszilloskop betrachtet.

des Erbiumatoms betriebenen magnetooptischen Falle bei typischen experimentellen Parametern jedoch nur $2,2 \text{ m s}^{-1}$ (vgl. Abschnitt 2.3.5). Das Abbremsen unterhalb dieser maximale Einfanggeschwindigkeit eines genügend großen Anteils der Atome im Atomstrahl soll im Folgenden illustriert werden.

Um Informationen über die Geschwindigkeitsverteilung der Atome im Atomstrahl zu gewinnen, wird das Licht eines Diogenlasers¹ linear in seiner Frequenz variiert und durch den Atomstrahl justiert. Ist die Lichtfrequenz des Diogenlasers resonant mit einem Erbiumisotop im Atomstrahl kommt es zur Absorption und Reemission und es kann ein Fluoreszenzsignal gemessen werden. Die gemessene Fluoreszenzleistung ist dabei proportional zur Atomanzahl [129].

Das Licht des Diogenlasers kann senkrecht oder unter einem Winkel von $\alpha = 70^\circ$ zum Atomstrahl im Zentrum der Hauptvakuumkammer durch diesen geleitet werden. Hinter dem optischen Zugang eines CF40-Flansches wird mit einer Linse (Modell LA1417-A, Firma Thorlabs Inc.) die Fluoreszenz auf einen Sekundärelektronenvervielfacher (Modell H5323, Firma Hamamatsu Photonics K.K.) abgebildet. Der entsprechende Aufbau ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Gemessen wird die Fluoreszenzleistung als Funktion der Diogenlaserfrequenz. Bei einer Messung orthogonal zum Atomstrahl treten drei Spitzen im Fluoreszenzsignal, verursacht durch die drei Erbiumisotope mit den höchsten relativen Häufigkeiten (^{166}Er , ^{168}Er , ^{167}Er), auf. Unter Vernachlässigung von deren transversaler Geschwindigkeit stellt die Position

¹ Details zum Aufbau des Diogenlasers finden sich in [53].

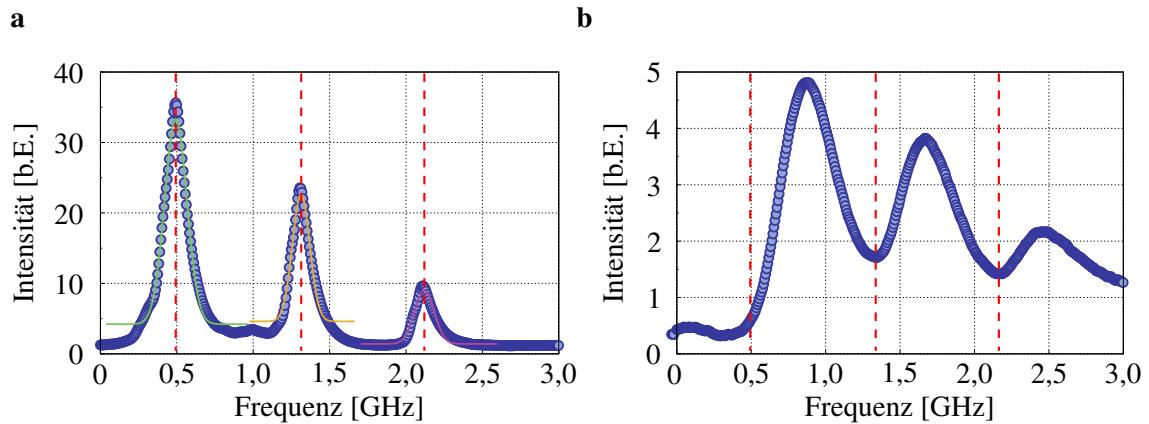


Abbildung 4.2: Teilabbildung (a) zeigt eine Messung des Fluoreszenzsignals, bei senkrechter Beleuchtung des Atomstrahls mit Licht eines Diodenlasers, dessen Frequenz linear um die Resonanzfrequenz vom Erbium bei 400,91 nm variiert wird. Es werden drei Spitzen auf dem Signal gemessen, die von den drei Erbiumisotopen mit den höchsten relativen Häufigkeiten hervorgerufen werden. Die Positionen der Spitzen entsprechen der Position von Atomen mit Geschwindigkeit $v = 0 \text{ m s}^{-1}$. Diese wurden durch Anpassungen von Gauß-Funktionen ermittelt und sind mit rot gestrichelten Linien angedeutet. Teilabbildung (b) zeigt die gleiche Messung des Fluoreszenzsignals, allerdings bei Beleuchtung des Atomstrahls mit dem Licht des Diodenlasers unter 70° . Es werden ebenfalls drei Spitzen auf dem Signal gemessen, die nun der Geschwindigkeitsverteilung der drei Erbiumisotopen mit den höchsten relativen Häufigkeiten entsprechen. Auf Grund des Doppler-Effekts sind die Spitzen nun verbreitert und verschoben. Ihre Positionen entsprechen den jeweils wahrscheinlichsten Geschwindigkeiten. Die mit rot gestrichelten Linien markierten Positionen von Atomen mit Geschwindigkeit $v = 0 \text{ m s}^{-1}$ sind aus der in Teilabbildung (a) dargestellten Messung übernommen. Die Signalhöhe ist im Vergleich zur Messung unter 90° zu Atomstrahl etwa um einen Faktor 10 kleiner, da nun nur Atome mit der entsprechenden Geschwindigkeit zu entsprechenden Signalen betragen. Messdaten sind jeweils mit blauen Kreisen und die Anpassungen mit einer grünen, einer gelben und einer pinken Linie dargestellt.

der jeweiligen Spitze die Position von Atomen mit Geschwindigkeit $v = 0 \text{ m s}^{-1}$ dar. Diese Position und der bekannte Isotopenabstand von 820 MHz (vgl. Abschnitt 2.2) kann dazu genutzt werden die Zeitachse in eine Frequenzachse zu transformieren. Eine typischen Messung, mit bereits transformierter x-Achse ist in Abbildung 4.2 (a) dargestellt. Um die Positionen der Spitzen auf dem Signal zu ermitteln wurden Gauß-Funktionen an sie angepasst. Eine geschwindigkeitssensitive Messung wird durchgeführt, indem der Lichtstrahl des Diodenlasers unter einem Winkel von $\alpha = 70^\circ$ durch den Atomstrahl geleitet und weiterhin das Fluoreszenzsignal gemessen wird. Auf Grund des Doppler-Effekts gibt die Form der drei Spitzen auf dem Signal nun die Geschwindigkeitsverteilung der Atome im Atomstrahl wieder und ist daher Doppler-verbreitert und verschoben. Die Position der Spitze entspricht nun der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit für das jeweilige Erbiumisotop. Das Ergebnis einer entsprechenden Messung ist in Abbildung 4.2 (b) dargestellt und die Positionen von Atomen mit Geschwindigkeit $v = 0 \text{ m s}^{-1}$ markiert.

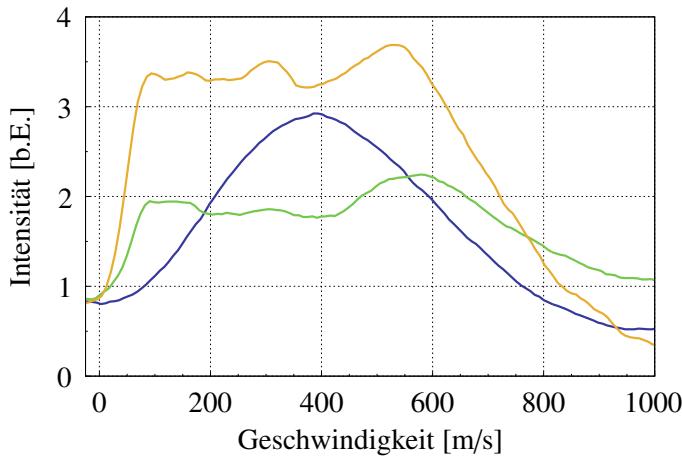


Abbildung 4.3: Messung des Fluoreszenzsignals, bei Beleuchtung des Atomstrahls mit Licht eines Diodenlasers unter 70° , dessen Frequenz linear um die Resonanzfrequenz des ^{168}Er Isotops variiert wird. In blau ist das Signal mit ausgeschaltetem Zeeman-Kühler und transversalem Kühlen, in grün mit eingeschaltetem Zeeman-Kühler und in gelb mit eingeschaltetem Zeeman-Kühler und transversalem Kühlen dargestellt. Mit eingeschaltetem Zeeman-Kühler, aber abgeschaltetem transversalem Kühlen wird eine Umverteilung ab etwa 600 m s^{-1} hin zu kleinen Geschwindigkeiten bis zu etwa 100 m s^{-1} beobachtet. Wird das transversale Kühlen dazu geschaltet zeigt die gleiche Messung des Fluoreszenzsignals eine Erhöhung des Fluoreszenzsignals um etwa 60 %.

Der Einfluss des Zeeman-Kühlers auf die Geschwindigkeitsverteilung wurde untersucht, indem bei der geschwindigkeitssensitiven Fluoreszenzmessung die Frequenzvariation des Diodenlasers auf einen kleinen Bereich um die Resonanz des ^{168}Er -Isotops eingeschränkt und der Zeeman-Kühler eingeschaltet wurde. Dessen Lichtstrahl hat typischerweise eine Intensität von 1 W cm^{-2} und seine Frequenz eine Verstimmung von -600 MHz (etwa 20 natürliche Linienbreiten) von der atomaren Resonanzfrequenz des Übergangs mit $400,91 \text{ nm}$ Übergangswellenlänge. In Abbildung 4.3 ist das Ergebnis einer typischen Messung dargestellt. Dort ist in grün das entsprechende Fluoreszenzsignal und zum Vergleich noch einmal das geschwindigkeitssensitive Fluoreszenzsignal ohne Zeeman-Kühler und transversales Kühlen in blau dargestellt. Insgesamt liegt das Signal mit eingeschaltetem Zeeman-Kühler etwas höher, da durch dessen Licht mehr Streulicht in der Hauptvakuumkammer verursacht wird, welches als Hintergrund vom Sekundärelektronenvervielfacher gemessen wird. Daher wurden die Signalhöhen in der Abbildung angepasst. Das Signal der Messung mit eingeschaltetem Zeeman-Kühler zeigt eine Umverteilung der Geschwindigkeiten von etwa 600 m s^{-1} ab hin zu kleinen Geschwindigkeiten bis zu etwa 100 m s^{-1} . Das Signal bei kleinen Geschwindigkeiten ist im Vergleich zur Messung ohne Zeeman-Kühler stark erhöht. Der Zeeman-Kühler bremst also effektiv Atome zu langsamen Geschwindigkeiten ab.

Um den Fluss von Atomen mit Geschwindigkeiten unterhalb der maximalen

Einfanggeschwindigkeit der magnetooptischen Falle zu erhöhen, wird zusätzlich das transversale Kühlen in der Ofenkammer eingeschaltet und wieder eine geschwindigkeitssensitive Messung durchgeführt. Das Licht des transversalen Kühlens besitzt typischerweise eine Leistung von 80 mW und eine Verstimmung von 20 MHz (0,7 natürliche Linienbreiten) von der Übergangsfrequenz des atomaren Übergangs mit 400,91 nm Übergangswellenlänge. Abbildung 4.3 zeigt neben den bereits besprochenen Signalen in gelb beispielhaft eine entsprechende Messung. Das Signal wird durch das transversale Kühlen noch einmal um etwa 60 % erhöht.

Bei allen geschwindigkeitssensitiven Messungen ist zu beachten, dass ihr Auflösungsvermögen durch die Linienbreite von 29,7 MHz des genutzten atomaren Übergangs mit 400,91 nm Wellenlänge begrenzt ist. Das resultierende Auflösungsvermögen beträgt etwa 35 m s^{-1} . Mit dem so eingestellten Zeeman-Kühler und transversalen Kühlen wird die im Folgenden charakterisierte magnetooptischen Falle geladen.

4.2 Magnetooptische Falle für Erbiumatome

Die vom Zeeman-Kühler unter die maximale Einfanggeschwindigkeit der magnetooptischen Falle abgebremsten Atome aus dem Atomstrahl werden in der Hauptvakuumkammer von der MOT gefangen. Die MOT-Phase des experimentellen Zyklus ist in zwei Unterphasen aufgeteilt. In der Ladephase ist die Verstimmung der Frequenz des Lichts der magnetooptischen Falle von der atomaren Erbiumresonanz mit 582,84 nm groß. In Kompressionsphase wird die Verstimmung verkleinert und auch die Intensität der Lichtstrahlen reduziert. Der Verlauf der entsprechenden Größen ist in Abbildung 4.4 skizziert, mit einer Kamera von Hand angefertigte Fotografien der Fluoreszenz in den beiden MOT-Phasen gefangener Atome sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Alle die magnetooptische Falle beeinflussenden Parameter wurden auf eine maximale Umladeeffizienz aus ihr in die Dipolfalle optimiert.

In diesem Abschnitt werden Messungen zur Charakterisierung der magnetooptischen Falle erläutert. Es wird auf die Lade-MOT (LMOT) mit großer Verstimmung der Frequenz von der atomaren Resonanz und die komprimierte MOT (CMOT) mit kleiner entsprechender Verstimmung eingegangen und jeweils Messungen der wesentlichen Eigenschaften besprochen.

4.2.1 Weit verstimmte Lade-MOT

Typischerweise wurden nach Ende der Ladephase bei einer Verstimmung der Frequenz des Lichts der LMOT von -34 natürlichen Linienbreiten und einem Magnetfeld-

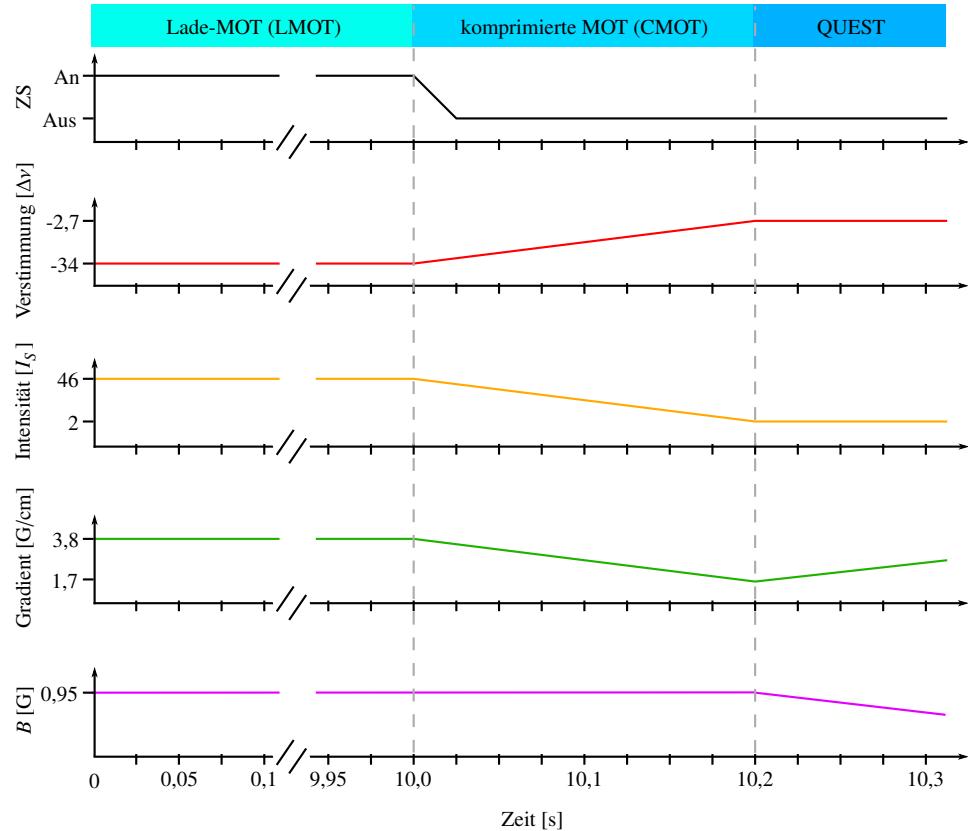


Abbildung 4.4: Zeitliche Sequenz der magnetooptischen Falle. Die MOT-Phase des Experimentzyklus lässt sich in zwei Unterphasen, die Lade-MOT (LMOT) und die komprimierte MOT (CMOT) aufteilen. Zu Beginn bremst der Zeeman-Kühler einen Teil der Erbiumatome im Atomstrahl unter die maximale Einfanggeschwindigkeit der LMOT ab. Die Frequenz des Lichts der LMOT ist um -34 natürliche Linienbreiten $\Delta\nu$ von der atomaren Resonanz verstimmt und seine Intensität pro Achse beträgt 46 Sättigungsintensitäten I_S . Der Magnetfeldgradient liegt bei $3,8 \text{ G cm}^{-1}$ und das konstante Offsetmagnetfeld B , um eine Vorzugsrichtung für die Spinpolarisation vorzugeben, bei $0,95 \text{ G}$. So wird die LMOT typischerweise 10 s geladen. Nach dieser Ladezeit wird das Licht des Zeeman-Kühlers abgeschaltet und der Atomstrahl unterbrochen. Innerhalb von 200 ms wird die Verstimmung der Frequenz des MOT-Lichts auf $-2,7$ natürliche Linienbreiten und seine Intensität pro Achse auf $2 I_S$, sowie der Magnetfeldgradient auf $1,7 \text{ G cm}^{-1}$ reduziert. Zum Erhalt der Spinpolarisation des atomaren Ensembles wird das konstante Magnetfeld weiter bei einem konstanten Wert von $0,95 \text{ G}$ gehalten. Die Änderungen geschehen alle linear mit der Zeit. Nach der Kompressionsphase wird im weiteren Verlauf des Experimentzyklus in die quasi-elekrostatische Dipolfalle umgeladen.

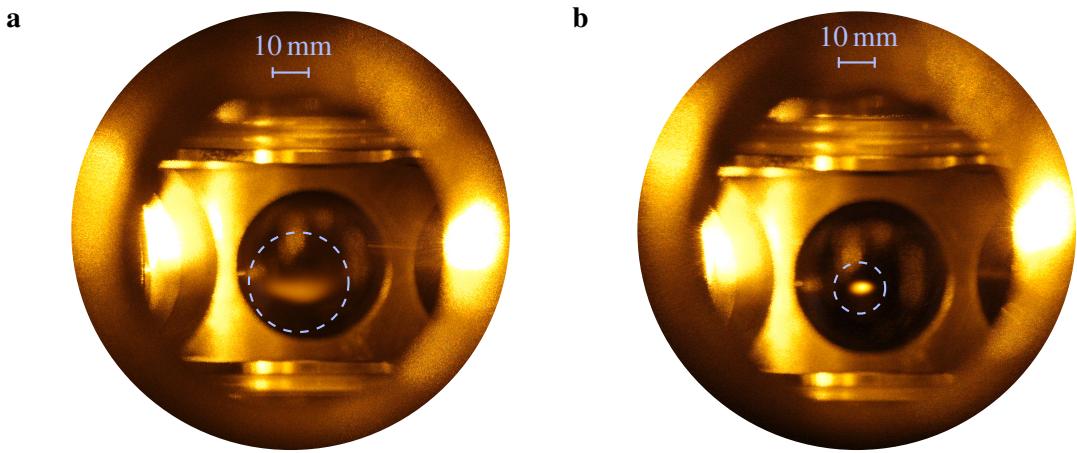


Abbildung 4.5: Mit einer Kamera aufgenommene Bilder von in der magnetooptischen Falle gefangenen Atome emittierter Fluoreszenz, während der beiden MOT-Phasen. Teilabbildung (a) zeigt die Fluoreszenz während der Ladephase. Hier beträgt die Verstimmung der Frequenz des MOT-Lichts -34 natürliche Linienbreiten und die Atome sammeln sich auf Grund der vergleichbar schwachen Lichtkraft in einer Art Schale unterhalb der Mitte der Hauptvakuumkammer (vgl. Abschnitt 2.3.5). Teilabbildung (b) zeigt die Fluoreszenz gegen Ende des Kompressionsvorgangs. Zu diesem Zeitpunkt ist die Verstimmung und die Intensität der MOT-Lichtstrahlen kleiner. Die Atome werden komprimiert und sammeln sich in einer Sphäre in der Mitte der Hauptvakuumkammer. Das beobachtete Fluoreszenzsignal von in den beiden MOT-Phasen gefangenen Atomen ist in beiden Bildern mit einer hellblauen gestrichelten Linie eingekreist.

gradient von $3,8 \text{ G cm}^{-1}$ etwa $2,5 \cdot 10^7$ Atome in der LMOT gefangen. Durch die große Verstimmung von der Resonanzfrequenz werden die Erbiumatome außerhalb der Einflusssphäre des Lichtstrahls des Zeeman-Kühlers und des Atomstrahls gefangen und von diesen nicht gestört. Die Lichteistung pro Achse beträgt dabei 6 mW cm^{-2} . Die folgenden Messungen wurden an der auf maximale Umladeeffizienz in die Dipolfalle justierte LMOT vorgenommen.

Ladekurve

Zur Ermittlung der Ladekurve der weit verstimmte LMOT wurde die Atomanzahl in der LMOT in Abhängigkeit von der Ladezeit aufgenommen und eine Funktion der Form

$$N(t) = N_{\text{gg}} \cdot (1 - e^{-gt}), \quad (4.1)$$

mit der Gleichgewichtsatomanzahl $N_{\text{gg}} = R/g$, der Laderate R , sowie der Verlustrate g , angepasst [130]. Eine typische Messung ist in Abbildung 4.6 (a) dargestellt. Die ermittelte Ladezeit bei eingeschaltetem transversalem Kühlen beträgt $t_{\text{TC an}} = 1/g = (7,2 \pm 1,0) \text{ s}$. Aus den Anpassungsparametern N_{gg} und g lässt sich die Laderate zu $R_{\text{TC an}} = (4,4 \pm 0,1) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ berechnen. Sie entspricht der zeitlichen Ableitung von Gleichung (4.1) bei $t = 0$, und damit der Steigung der Funktion an

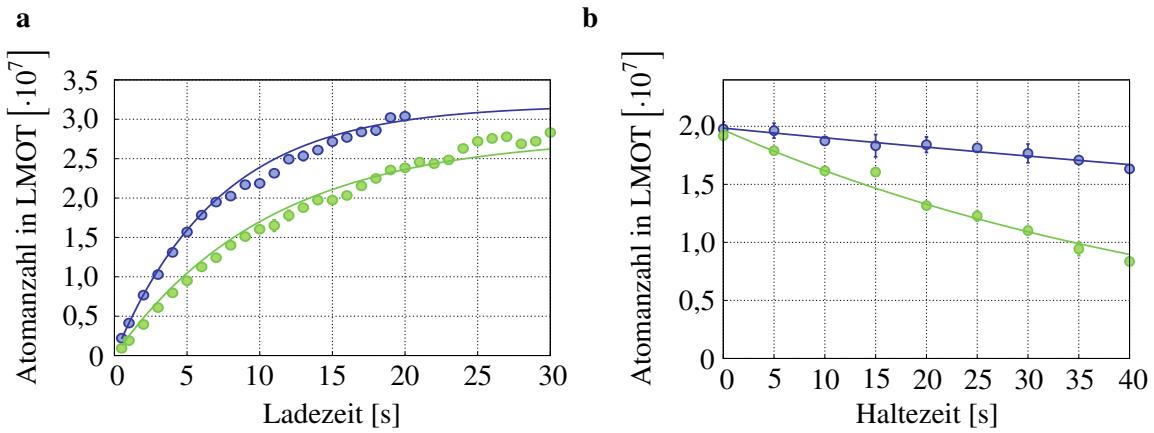


Abbildung 4.6: Teilabbildung (a) zeigt eine typische Messung der Ladekurve der auf maximale Umladeeffizienz in die Dipolfalle optimierten LMOT. Die Messdaten, bei denen das Licht des transversalen Kühlers angeschaltet ist sind mit blauen Kreisen, die angepasste Funktion mit einer blauen Linien dargestellt. Solche Messdaten, bei denen das Licht des transversalen Kühlers ausgeschaltet war sind mit grünen Kreisen, die angepasste Funktion mit einer grünen Linien dargestellt. Teilabbildung (b) zeigt eine typische Messung der Haltezeit mit aus- (blaue Kreise) und eingeschaltetem (grüne Kreise) Licht des Zeeman-Kühlers der auf maximale Umladeeffizienz in die Dipolfalle optimierten LMOT. Die angepassten Funktionen sind mit einer blauen beziehungsweise grünen Linien dargestellt.

diesem Punkt.

Um den positiven Einfluss des transversalen Kühlers auf die Laderate der LMOT zu verdeutlichen (vgl. Abschnitt 2.3.3) wurde die gleiche Messung durchgeführt und das Licht des transversalen Kühlers ausgeschaltet. Mit dieser Konfiguration erhält man eine etwa 40 % längere Ladezeit von $t_{\text{TC aus}} = (10,6 \pm 2,0)$ s und eine Laderate von $g_{\text{TC aus}} = (2,6 \pm 0,1) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Der Einsatz des transversalen Kühlers erhöht die Laderate der LMOT also etwa um einen Faktor 2.

Die Haltezeit der Atome in der LMOT wurde mit einer separaten Messung bestimmt. Dazu wurde nach dem Ladeprozess das Licht des Zeeman-Kühlers ausgeschaltet und der Atomstrahl mit Hilfe des mechanischen Verschlusses vor der Effusionszelle unterbrochen. Anschließend wurde die Atomanzahl in der LMOT als Funktion der Haltezeit gemessen und eine Funktion der Form

$$N(t) = N \cdot e^{-t/\tau} \quad (4.2)$$

an die Messdaten angepasst. Eine beispielhafte Messung ist in Abbildung 4.6 (b) dargestellt. Typischerweise beträgt die Haltezeit $t_{\text{ZS aus}} (230 \pm 25)$ s. Um den reduzierten Einfluss des Lichts des Zeeman-Kühlers auf die LMOT durch dessen weite Verstimming und die ebenfalls weite Verstimming der Frequenz des Lichts der LMOT (vgl. Abschnitt 2.3.5) zu verdeutlichen wurde die Haltezeit ebenfalls bestimmt und dabei

der Atomstrahl unterbrochen, das Licht des Zeeman-Kühlers aber nicht ausgeschaltet. Mit dieser Konfiguration erhält man eine um einen Faktor 4,5 kürzere Haltezeit von $t_{\text{ZS an}}(51 \pm 4)$ s. Die Ursache dieser Verkürzung der Haltezeit ist nicht resonante Anregung durch das Licht des Zeeman-Kühlers. Die Maßnahmen zur Verringerung des Einflusses des Licht des Zeeman-Kühlers sind also erfolgreich.

Temperatur

Ein mögliches Verfahren zur Temperaturbestimmung der Atome in der LMOT ist die erstmals von Chu et al. durchgeführte Release-Recapture Methode [44]. Dazu wird das Licht und das Magnetfeld der LMOT abgeschaltet, sodass die Atome ballistisch mit ihrer momentanen Geschwindigkeit expandieren. Nach variablen Zeiten Δt wird das Licht und das Magnetfeld der LMOT wieder eingeschaltet und die Atome erneut gefangen. Atome mit ausreichend großer Geschwindigkeit um während der Expansionszeit Δt das Einfangvolumen der LMOT zu verlassen werden nicht wieder eingefangen. Gemessen wird die Anzahl wieder eingefangener Atome als Funktion der Expansionszeit Δt . Nimmt man eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung

$$f(v) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{k_B T}\right)^{(3/2)} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) \quad (4.3)$$

als atomare Geschwindigkeitsverteilung an, lässt sich damit die Temperatur der Atome bestimmen, indem die Stammfunktion der Maxwell-Boltzmann-Verteilung

$$F(v) = \operatorname{erf}\left(\frac{v}{\sqrt{2}a}\right) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{v \exp(-v^2/(2a^2))}{a} \quad \text{mit } a = \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (4.4)$$

an das Verhältnis aus erneut eingefangenen zur ursprünglich vorhandenen Atomzahl N/N_0 angepasst wird. Dabei ergibt sich die Geschwindigkeit v der Atome als Quotient der Expansionszeit Δt und des Radius $r = 18$ mm des als sphärisch angenommenen Einfangvolumens zu $v = r/\Delta t$. Eine typische Messung ist in Abbildung 4.7 (a) dargestellt. Die Anpassung der Funktion (4.4) liefert eine Temperatur des in der LMOT gefangenen atomaren Ensembles von 2 mK. Die so ermittelte Temperatur liegt wesentlich höher, als der theoretisch erwartete Wert von 422 μK (vgl. Abschnitt 2.3.5). Allerdings muss zur Temperaturbestimmung mit Hilfe der Release-Recapture Methode angemerkt werden, dass die ermittelte Temperatur stark vom Radius des angenommenen Fallenvolumen abhängt. Dieses lässt sich kaum fest definieren und wurde im Rahmen dieser Arbeit als sich aus dem vollen Stahldurchmesser der MOT-Strahlen ergebendes Volumen angenommen. Auf Grund dieser systematischen Unsicherheit sollen im Rahmen dieser Arbeit mit der Release-Recapture Methode bestimmte Temperaturen lediglich als obere Abschätzung angesehen werden!

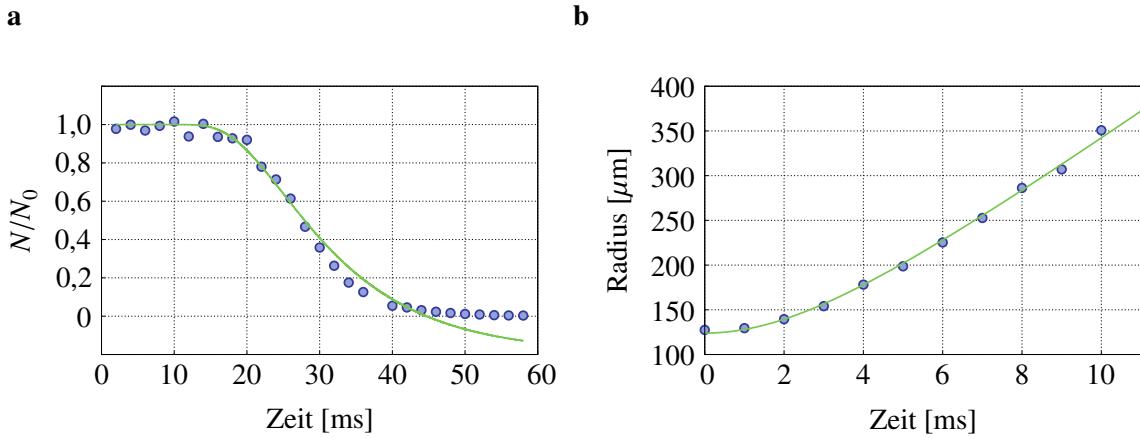


Abbildung 4.7: Teilabbildung (a) zeigt eine Messung der Temperatur des atomaren Ensembles, in der auf maximale Umladeeffizienz in die Dipolfalle optimierten LMOT, mit Hilfe der Release-Recapture Methode. Die so abgeschätzte Temperatur beträgt 2 mK. Teilabbildung (b) zeigt eine typische Flugzeitmessung des zuvor in der auf maximale Umladeeffizienz in die Dipolfalle optimierten CMOT gefangenen atomaren Ensembles. Die so ermittelte Temperatur beträgt $(20 \pm 1) \mu\text{K}$. Die Messdaten sind jeweils mit blauen Kreisen, die angepassten Funktion mit grünen Linien dargestellt.

Durch die weite Verstimmung von der Resonanz ist auch das Fallenvolumen und damit die Ausdehnung des atomaren Ensembles in der LMOT groß im Vergleich zum Fokus des CO₂-Laserstrahls, der die quasi-elektrostatische Dipolfalle erzeugt. Um die räumliche Ausdehnung zu reduzieren und damit den räumlichen Überlapp zu erhöhen wird im weiten experimentellen Verlauf die Verstimmung der Frequenz des Lichts der magnetooptischen Falle verkleinert und eine komprimierte MOT erzeugt.

4.2.2 Komprimierte magnetooptische Falle

Der Radius des atomaren Ensembles in der weit verstimmten LMOT liegt im Bereich von einigen Millimetern (vgl. Abbildung 4.5 (a)), was einen relativ kleinen räumlichen Überlapp mit dem Fokus des CO₂-Laserstrahls der quasi-elektrostatischen Dipolfalle zur Folge hat (vgl. Abschnitt 3.4). Zusätzlich liegt die Position des Ensembles unterhalb der Achse des CO₂-Laserstrahls. Um den räumlichen Überlapp zu vergrößern und die Position anzupassen wird die Verstimmung der Frequenz des Lichts der LMOT im zweiten Teil der MOT-Phase, kurz vor dem Umladevorgang in die Dipolfalle, auf -2,7 natürliche Linienbreiten verringert. Um die Temperatur des in der LMOT gefangenen atomaren Ensembles zu verringern und so das Umladen in die Dipolfalle effektiver zu machen wird außerdem die Lichtleistung pro Achse auf $130 \mu\text{W cm}^{-2}$ abgesenkt. Beides geschieht linear über einen Zeitraum von 200 ms, was größer als die Gleichgewichtszeit von 55 ms (vgl. Gleichung (2.37)) ist und somit die

Atome nicht aufheizen sollte. So wird eine CMOT mit typischerweise $2,5 \cdot 10^7$ Atomen und einem Radius von $130 \mu\text{m}$ erzeugt.

Das atomare Ensemble in der CMOT ist räumlich ausreichend gut lokalisiert, um das erstmals von Lett et al. angewendete Verfahren der Flugzeitaufnahme (engl. *time of flight*, TOF) zur Temperaturbestimmung anzuwenden, was eine höhere Genauigkeit als das oben diskutierte Verfahren erlaubt [131]. Dazu wird das die Atome räumlich haltende Fallenpotential ausgeschaltet und anschließend werden nach verschiedenen Flugzeiten Absorptionsaufnahmen gemacht. Mit diesen hält man die räumliche, thermische Expansion des atomaren Ensembles und damit die DichteVerteilung $n(x,y)$ in der Kameraebene fest. Für ein harmonisches Fallenpotential folgt die DichteVerteilung sowohl innerhalb der Falle, als auch außerhalb einem Gauß-Profil der Form

$$n(x,y) \propto \exp\left(\frac{-r^2}{2\sigma^2(t)}\right). \quad (4.5)$$

Mit Hilfe der Absorptionsaufnahmen kann diese gemessen und daraus ihr $1/e^2$ -Radius σ bestimmt werden. Für eine thermischen Expansion erwartet man eine zeitliche Entwicklung dieses Radius gemäß

$$\sigma(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{k_B T}{m} t^2}, \quad (4.6)$$

mit dem anfänglichen Radius $\sigma_0 = \sigma(t = 0)$ und der Temperatur des Ensembles T . Trägt man die aus den Absorptionsaufnahmen ermittelten Radien als Funktion der Flugzeit auf und passt Gleichung (4.6) daran an, kann die Temperatur des atomaren Ensembles als Anpassungsparameter ermittelt werden [125]. Mit diesem Verfahren lässt sich die Temperatur des atomaren Ensembles in der CMOT, wie in Abbildung 4.7 (b) dargestellt, zu typischerweise $20 \mu\text{K}$ bestimmen. Im Vergleich einer mit Licht der Wellenlänge $400,91 \text{ nm}$ betriebenen magnetooptischen Falle für Erbiumatomen ist diese Temperatur etwa einen Faktor 100 und um Vergleich zu einer magnetooptischen Falle mit Rubidiumatomen etwa um einen Faktor 2 kleiner [53, 132].

Aus der räumlichen Ausdehnung und der Atomanzahl kann die Phasenraumdichte in der CMOT zu $0,2 \cdot 10^{-4}$ (vgl. Gleichung (2.13)) berechnet werden. Diese liegt in der gleichen Größenordnung, wie an einem vergleichbaren Experiment. Für einen Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat muss die Phasenraumdichte um etwa 5 Größenordnungen erhöht werden [71].

4.3 Quasielektrostatische Dipolfalle für Erbiumatome

Um die Phasenraumdichte des atomaren Ensembles weiter zu erhöhen wird es von der CMOT in eine quasi-elektrostatische Dipolfalle umgeladen und mit deren Hilfe evaporativ gekühlt. In diesem Abschnitt wird der Umladeprozess eines Teils des atomaren Ensembles aus der CMOT in die Dipolfalle beschrieben und Messungen der charakteristischen Größen präsentiert. Zunächst wird auf den Umladeprozess selbst eingegangen und Techniken erläutert, die zur Steigerung der Umladeeffizienz geführt haben. Anschließend werden Messungen charakteristischer Größen des in der Dipolfalle gefangenen atomaren Ensembles präsentiert. Darauf folgend werden Messungen der Fallenfrequenzen erläutert und mit Hilfe dieser Messungen die Phasenraumdichte in der Dipolfalle berechnet. Abschließend wird der Ergebnis einer Messung der Spin-polarisation des atomaren Ensembles in der quasi-elektrostatischen Dipolfalle mit Hilfe eines Stern-Gerlach Experiments besprochen.

4.3.1 Umladeprozess

Aus der CMOT wird ein Teil des atomaren Ensembles in die Dipolfalle umgeladen. Zuerst wurde dazu versucht CMOT und Dipolfalle für eine kurze Zeit gleichzeitig einzuschalten. Mit diesem Vorgehen wurden allerdings keine Atome umgeladen. Diese Tatsache lässt sich mit Hilfe des AC-Stark-Effekts (vgl. Abschnitt 2.3.6) erklären. Das elektrische Feld des CO₂-Laserstrahls verschiebt die atomaren Zustände und damit ist die Resonanzbedingung für die Frequenz des Lichts der CMOT nicht mehr erfüllt. Die Atome werden nicht mehr von der CMOT gehalten, sondern im Gegenteil von ihr weg gestoßen und deshalb auch nicht in die Dipolfalle umgeladen. Daraufhin wurde das Licht der CMOT und die Dipolfalle gleichzeitig aus beziehungsweise eingeschaltet. So war es möglich Atome von der CMOT in die Dipolfalle umzuladen. Der räumliche Überlapp beider Fallen wurde auf maximale Umladeeffizienz optimiert.

Um die Umladeeffizienz zu erhöhen wird das Licht der CMOT und das der Dipolfalle für eine kurze Zeit abwechselnd an und ausgeschaltet, wie von Miller et al. erstmals demonstriert [133]. Durch das alternierende aktivieren der beiden Fallen kommt es zu keinem Einfluss durch den AC-Stark-Effekt auf den Kühlübergang durch den Dipolfallenlaser, während das Licht der CMOT angeschaltet ist. Die Zeiten, für welche die jeweiligen Fallen angeschaltet sind, die Länge der Pause dazwischen und die Gesamtanzahl an Zyklen wurde ebenfalls auf eine maximale Umladeeffizienz optimiert. Durch diese Technik konnte die Anzahl an umgeladenen Atomen um 20 % erhöht werden. Die finale Umladesequenz mit den entsprechenden Zeiten ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Mit diesem Verfahren konnten typischerweise etwa $1 \cdot 10^6$ Atome in die Dipolfalle geladen werden.

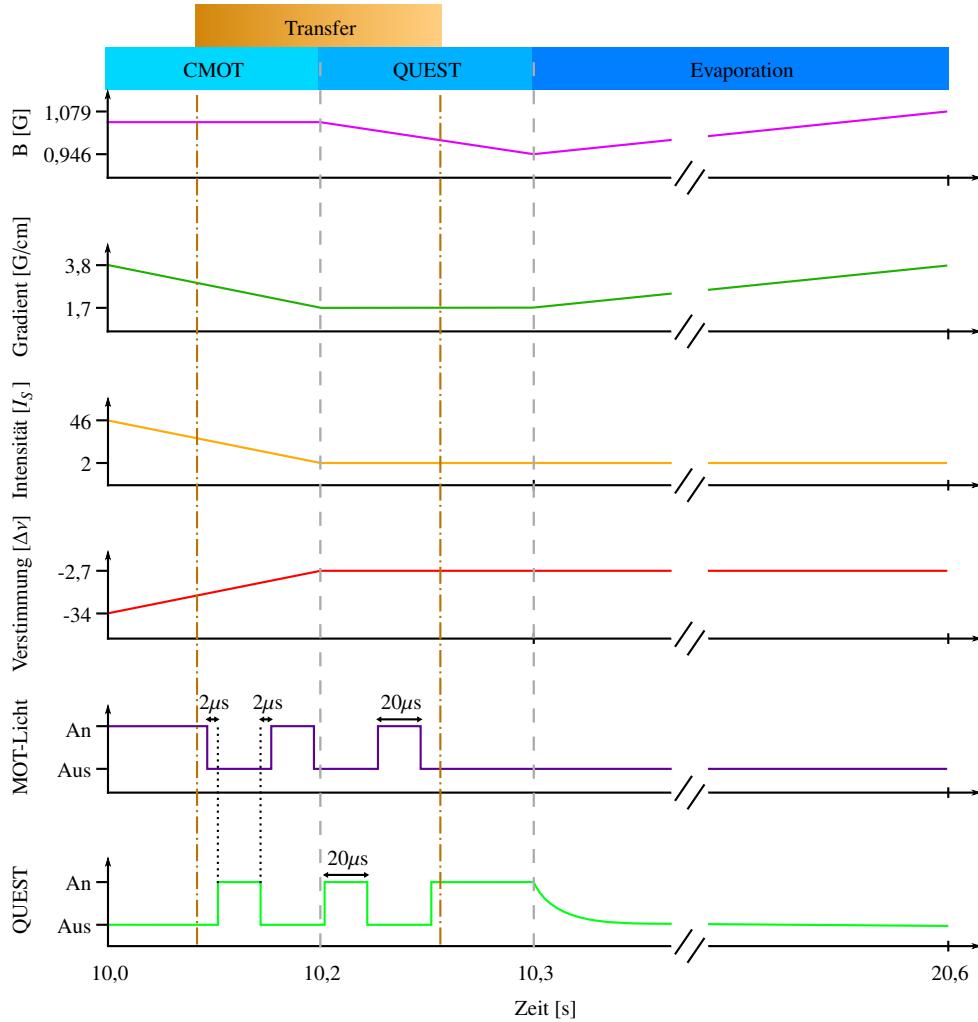


Abbildung 4.8: Umladesequenz von der CMOT in die quasi-elektrostatische Dipolfalle. Da zum Umladen CMOT und Dipolfalle nicht gleichzeitig eingeschaltet sein können wird während einer 11 ms lange Transferphase zwischen CMOT und Dipolfalle hin und her geschaltet. CMOT und Dipolfalle sind jeweils für 20 μ s eingeschaltet, zwischen den Anphasen liegen 2 μ s lange Pausen, in denen beide Fallen abgeschaltet sind, um sicher zu gehen, dass nie beide Fallen gleichzeitig eingeschaltet sind. Während der Transferphase wird so 250 mal zwischen den Fallen hin und her geschaltet. In dieser Zeit werden die übrigen Parameter der CMOT weiter linear geändert, wie bereits in Abschnitt 4.2 erwähnt. Am Ende der Transferphase wird die CMOT ausgeschaltet. Nach einer 100 ms langen Haltephase in der Dipolfalle startet die Evaporation, wozu die Leistung des CO₂-Laserstrahls abgesenkt wird. Gleichzeitig wird der Magnetfeldgradient wieder auf 3,8 G cm⁻¹ erhöht. Das konstante Magnetfeld wird während der Haltephase in der Dipolfalle von 0,949 G auf 0,946 G angesenkt, um während der Evaporation wieder auf 1,079 G erhöht zu werden. Alle Parameter wurden auf maximale Umladeeffizienz optimiert.

4.3.2 Haltezeit, Temperatur und Phasenraumdichte

Um das von der Dipolfalle gefangene atomare Ensemble zu analysieren wurde dessen Haltezeit in der Dipolfalle bestimmt. Dazu wurde nach dem Umladeprozess das Fallenpotential konstant gehalten, nach variabler Haltezeit abgeschaltet und anschließend eine Absorptionsaufnahme gemacht. Aus dieser wurde die Atomzahl extrahiert und als Funktion der Haltezeit aufgetragen, wie in Abbildung 4.9 (a) dargestellt. Es ist ein doppel exponentieller Verlauf zu beobachten. Der erste Abfall der Atomzahl

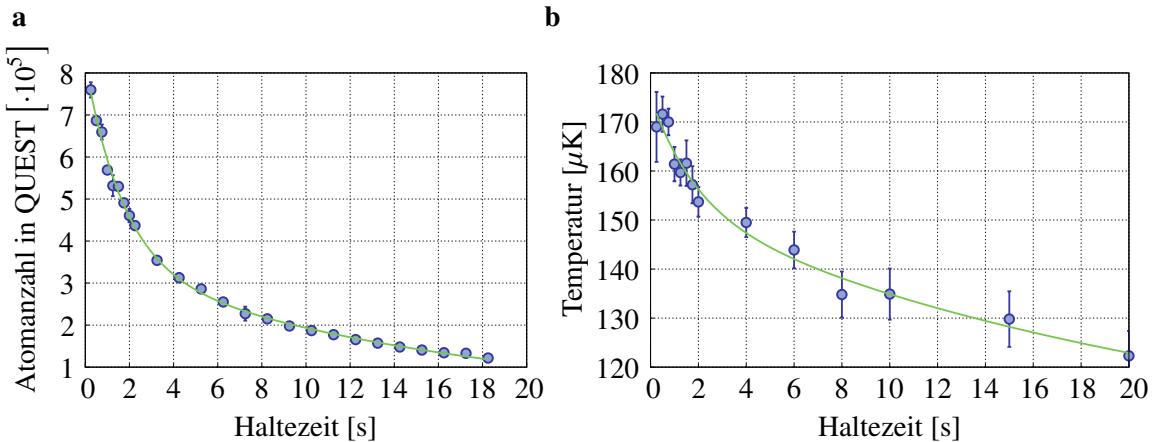


Abbildung 4.9: Teilabbildung (a) zeigt eine typische Haltezeitmessung der Atome in die quasi-elektrostatische Dipolfalle. Die Atomanzahl in der Dipolfalle wurde als Funktion der Haltezeit gemessen. Die Messdaten folgen einem doppel exponentiellen Verlauf. Der schnelle Abfall bei kleinen Zeit wird durch die natürliche Evaporation verursacht und hat eine Zeitkonstante von $(1,7 \pm 0,2)$ s, die dominierende Ursache für den Abfall bei größeren Zeiten ist unklar. Er hat eine Zeitkonstante von $(17,0 \pm 1,5)$ s. Teilabbildung (b) zeigt eine Messung der Temperatur des atomaren Ensembles in der Dipolfalle als Funktion der Haltezeit. Auch hier ist ein doppel exponentieller Verlauf der Messdaten zu beobachten. Die Zeitkonstanten stimmen etwa mit denen der Haltezeitmessung überein und betragen $(1,9 \pm 0,4)$ s und $(23,5 \pm 4,6)$ s.

bei kleinen Zeiten wird durch die natürliche Evaporation hervorgerufen und hat eine $1/e$ -Zeitkonstante von $(1,7 \pm 0,2)$ s. Es wurde erwartet, dass der zweite Abfall der Atomanzahl im Wesentlichen durch Stöße mit dem Hintergrundgas verursacht (vgl. Abschnitt 2.3.6) wird. Daraus sollte eine relativ lange Haltezeit in der Dipolfalle in der Größenordnung von Minuten resultieren [113]. Die entsprechende $1/e$ -Zeitkonstanten beträgt allerdings nur $(17,0 \pm 1,5)$ s. Um die Ursache der im Vergleich dazu relativ kurzen Haltezeit zu ergründen wurde der Verlauf der Temperatur des atomaren Ensembles während der Haltezeit bestimmt. Die entsprechende Messung ist in Abbildung 4.9 (b) dargestellt. Die gemessenen Temperaturen folgen ebenfalls einem doppel exponentiellen Verlauf mit Zeitkonstanten von $(1,9 \pm 0,4)$ s und $(23,5 \pm 4,6)$ s. Diese stimmen in etwa mit denen der Haltezeitmessung überein, was dafür spricht, dass die Verluste in der Atomzahl während der gesamten Zeitdauer durch einen natürlichen Evaporationsprozess hervorgerufen werden.

Die Temperatur des atomaren Ensembles in der Dipolfalle direkt nach dem Umladen aus der CMOT beträgt üblicherweise $(177 \pm 2) \mu\text{K}$ (vgl. Abbildung 4.9 (b)). Das atomare Ensemble wurde im Vergleich zur Temperatur in der CMOT durch den Umladevorgang aufgeheizt. Dennoch liegt seine Temperatur noch immer weit unterhalb der Fallentiefe U_0 der Dipolfalle, die zu diesem Zeitpunkt $U_0 = (2,35 \pm 0,41) \text{ mK}$ beträgt.

Unter Kenntnis der Atomzahl, sowie der Temperatur und den Fallenfrequenzen des Ensembles in der Dipolfalle kann die Phasenraumdichte in der Falle bestimmt werden (vgl. Gleichung (3.14)). Mit $N = 1 \cdot 10^6$ Atomen bei $T = 177 \mu\text{K}$ und einer radialen Fallenfrequenz von $\nu_r = 2558 \text{ kHz}$, sowie einer longitudinalen Fallenfrequenz von $\nu_z = 262 \text{ kHz}$ ergibt sie sich zu $\rho = 0,37 \cdot 10^{-4}$.

4.3.3 Grad der Spinpolarisation und absolutes Magnetfeld am Ort des atomaren Ensembles

Die Spinpolarisation des atomaren Ensembles durch das Licht der magnetooptischen Falle (vgl. Abschnitt 2.3.5) soll beim Umladen in die quasi-elektrostatische Dipolfalle erhalten und darüber hinaus aufrecht erhalten werden. Dazu wird zu Beginn der Kompressionsphase, vor dem Umladen in die Dipolfalle (vgl. Abbildung 4.8) ein schwaches homogenes Magnetfeld angelegt, an dem sich die atomaren Dipole ausrichten können. Vor einem Versuch den Übergang zum Bose-Einstein-Kondensat durch evaporatives Kühlen zu vollziehen, wird der Grad der Spinpolarisation mit Hilfe eines Stern-Gerlach-Experiments überprüft. Dazu wird das atomare Ensemble in die Dipolfalle umgeladen und evaporativ auf etwa 50 nK abgekühlt. So erhält man ein kompaktes atomares Ensemble von geringer räumlicher Ausdehnung mit einem Radius von etwa $11 \mu\text{m}$ in transversaler und $14 \mu\text{m}$ in longitudinaler Richtung der Dipolfalle. Anschließend wird ein Stern-Gerlach-Experiment durchgeführt, indem nach Abschalten des Fallenpotentials für 10 ms ein Magnetfeldgradient von 4 G cm^{-1} angelegt und das atomare Ensemble für diese Zeit frei expandieren gelassen wird, bevor eine Absorptionsaufnahme angefertigt wird [134]. Der Magnetfeldgradient führt zu einer spinabhängigen Kraft, welche Atome mit verschiedenen m_J -Zuständen räumlich voneinander trennt. Liegt eine Spinpolarisation des Ensembles vor, befinden sich alle Atome in einem m_J -Zustand und es findet eine Ablenkung des Ensembles, aber keine räumliche Aufspaltung statt.

Abbildung 4.10 (a) zeigt das Ergebnis eines Stern-Gerlach-Experiments. Es ist keine Aufspaltung zu beobachten und damit von einer, im Rahmen der Messgenauigkeit, völligen Spinpolarisation des atomaren Ensembles auszugehen. Um dieses

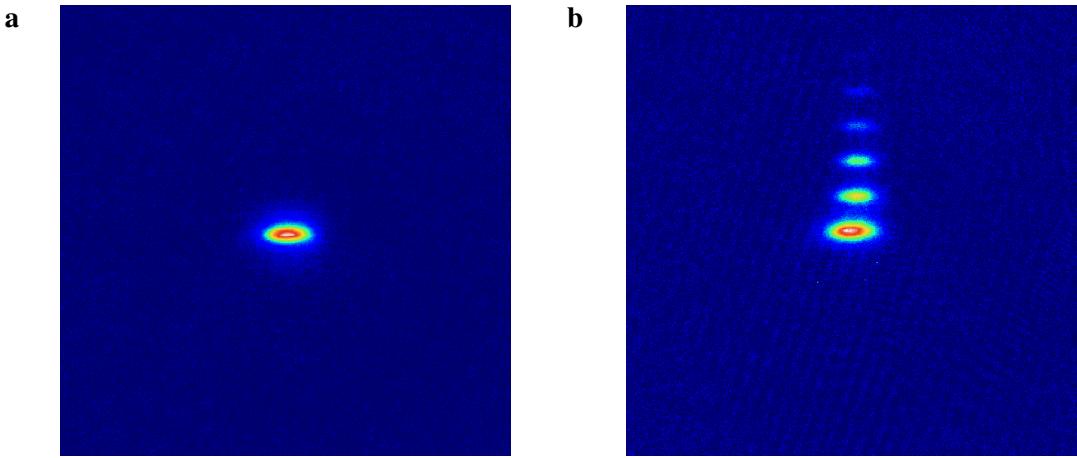


Abbildung 4.10: Teilabbildung (a) zeigt das Ergebnis eines Stern-Gerlach-Experiments, das mit einem atomaren Ensemble der Temperatur 50 nK, nach abschalten der quasi-elektrostatischen Dipolfalle durchgeführt wurde. Das Ensemble wurde 10 ms durch eine Magnetfeldgradienten von 4 G cm^{-1} frei expandieren gelassen und anschließend eine Absorptionsaufnahme angefertigt. Es ist kein räumliches Auftrennen des atomaren Ensembles zu beobachten, was auf eine völlige Spinpolarisation des Ensembles hindeutet. Um die Funktionsweise der Messmethode zu überprüfen wurden mit Hilfe eines nach abschalten der Dipolfalle für 2 ms eingestrahlten resonanten Radiofrequenzpulses Übergänge zu höherenergetischen Zeeman-Zuständen induziert und die Messung wiederholt. Teilabbildung (b) zeigt eine entsprechende Messung. Hier ist eine deutliche Population der Zustände mit $m_J = -5$, $m_J = -4$ und $m_J = -3$ detektierbar.

Ergebnis zu verifizieren wurden mit Hilfe einer Spule (5 Windungen, 97 mm Durchmesser) und damit für 2 ms eingestrahlter, resonanter Radiofrequenz bei 300 kHz und einer Amplitude von 25 dBm Übergänge zwischen den Zemann-Zuständen induziert. Abbildung 4.10 (b) zeigt das Ergebnis eines Stern-Gerlach-Experiments mit eingestrahlter Radiofrequenz. Dort ist eine deutliche zusätzliche Population der Zustände mit $m_J = -5$, $m_J = -4$ und $m_J = -3$ detektierbar, was das vorige Ergebnisse bestätigt.

Mit Hilfe des Stern-Gerlach-Experiments ist es zusätzlich möglich das absolute Magnetfeld am Ort des atomaren Ensembles zu bestimmen. Dessen Wert ist ein kritischer Parameter, da für Erbiumatome eine Vielzahl von Feshbach-Resonanzen bei kleinen Magnetfeldern bekannt sind und die erste bereits bei etwa 0,9 G auftritt [34, 36, 74]. Diese können das Halten in der Dipolfalle nachteilig beeinflussen, da sie zu einer Erhöhung der Stoßrate, sowie inelastischen Prozessen führen können, was in einer Verkürzung der Haltezeit in der Dipolfalle resultiert [35]. Mit Hilfe der Frequenz, bei der die in Abbildung 4.10 dargestellte Aufspaltung stattfindet und Gleichung (2.20) kann das absolute Magnetfeld zu $(0,184 \pm 0,003)$ G bestimmt werden. Dies ist ausreichend klein, sodass kein Effekt etwaiger Feshbach-Resonanzen auf den Evaporationsprozess zu erwarten ist.

4.4 Evaporationsprozess

Um den Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat herbeizuführen wurden das aus der CMOT in die quasi-elektrostatische Dipolfalle umgeladene, spinpolarisierte Erbiumatomensemble in der Dipolfalle evaporativ gekühlt. Dazu wird die Amplitude des Potentials der Dipolfalle gemäß Gleichung (2.63) abgesenkt. Im Folgenden wird die Wahl der Startparameter für die so definierte Evaporationsrampe motiviert. Anschließend werden das in der Dipolfalle gefangene atomare Ensemble charakterisierende Messungen an verschiedenen Punkten der Evaporationsrampe vorgestellt. Diese weisen Signaturen des Phasenübergangs zu einem Bose-Einstein-Kondensat auf.

4.4.1 Verlauf des Potentials der quasi-elektrostatischen Dipolfalle während der Evaporation

Die Form des Potentialverlaufs während der Evaporation ist durch Gleichung (2.63) vorgegeben. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden zu ihrer Definition der Abschneideparameter η , die Streureate γ und die Anfangs- sowie Endamplitude der Fallenpotentials gewählt. Der Abschneideparameter gibt das Verhältnis zwischen Potentialtiefe und Temperatur des atomaren Ensembles an. Dieses Verhältnis soll während des gesamten Evaporationsprozesses konstant bleiben. Daher wurde es nach dem Umladen des atomaren Ensembles von der CMOT in die Dipolfalle gemessen und zu $\eta = 13 \pm 4$ bestimmt. Die für eine effiziente Rethermalisierung essentielle Stoßrate der Atome untereinander wurde, ebenfalls aus den Startparametern, via $\gamma = 4\pi N m \sigma v_r^2 v_l / (k_B T)$ [135] zu $(5\,570 \pm 140) \text{ s}^{-1}$ bestimmt.

Die Anfangsamplitude des Potentials ist durch den Wert von $U_0 = (2,34 \pm 0,41) \text{ mK}/k_B$ beim Umladen von der CMOT in die Dipolfalle gegeben. Die erwartete kritische Temperatur für den Phasenübergang mit einer mittleren Fallenfrequenz von $\bar{\omega} = 2\pi \cdot 580 \text{ Hz}$ und einer Teilchenzahl von $25 \cdot 10^3$ Atomen liegt bei etwa 120 nK (vgl. Abschnitt 2.1.1) und stellt eine obere Grenze für die Endamplitude des Potentials der Dipolfalle dar. Für die Entwicklung des Potentials beziehungsweise der Temperatur ergibt sich mit Gleichungen (2.58) und (2.63) der folgende Zusammenhang

$$\frac{T(t)}{T_0} = \frac{U(t)}{U_0} = \left(1 + \frac{t}{\tau_{\text{evap}}}\right)^{-2(\eta' - 3)/\eta'}, \quad (4.7)$$

welcher durch die gewählten Parametern festgelegt wird.

4.4.2 Bestimmung des effektiven Potentials der quasi-elektrostatischen Dipolfalle

Die in Abschnitt 2.3.7 eingeführte Absenkung des rein durch das Lichtfeld des CO₂-Laserstrahls verursachten Potentials kommt vor allem bei kleinen Potentialtiefen, wie

sie am Ende des Evaporationsprozesses auftreten, zum tragen. Das effektive Potential der quasi-elektrostatischen Dipolfalle, unter Berücksichtigung der Gravitation und des angelegten Magnetfeldgradienten, kann experimentell bestimmt werden. Dies ist

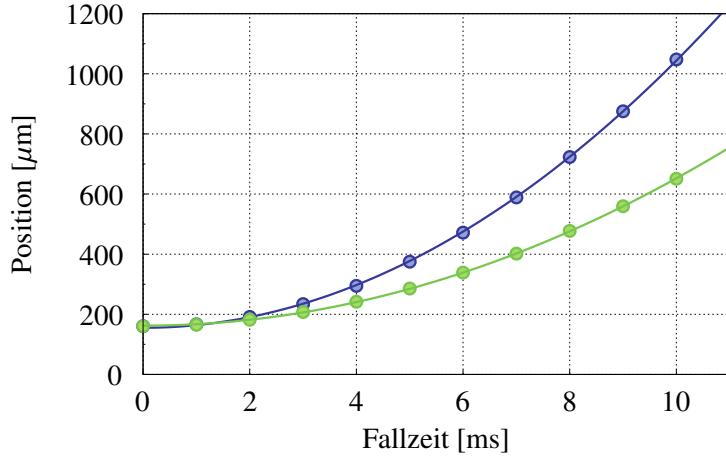


Abbildung 4.11: Messung der durch den angelegten Magnetfeldgradienten hervorgerufenen Stern-Gerlach-Beschleunigung. Um diese Beschleunigung zu bestimmen wurden das atomare Ensemble in der Dipolfalle auf etwa 100 nK abgekühlt und dann durch den wirkenden Magnetfeldgradienten frei Expandieren gelassen. An die Messpunkte wurde eine Funktion gemäß Gleichung (4.8) angepasst. Die Messung ist mit blauen Kreisen, die zugehörige Anpassung mit einer blauen Linie dargestellt. Die Erdbeschleunigung ist bekannt und so konnte aus der Anpassung die durch den Gradienten verursachte Beschleunigung zu $b = (8,93 \pm 1,80) \text{ m s}^{-2}$ bestimmt werden. Setzt man diesen Wert in Gleichung (2.67) ein, kann das effektiv auf das atomare Ensemble wirkende Potential berechnet werden. Zum Vergleich wurde die Fallkurve der Atome, ohne Magnetfeldgradienten aufgenommen. Diese Messung ist mit grünen Kreisen und die zugehörige Anpassung mit einer grünen Linie angedeutet.

möglich, in dem die durch die Gravitation und den Magnetfeldgradienten verursachte Beschleunigung a gemessen wird. Dazu wurde die Fallkurve des in der Dipolfalle auf etwa 100 nK abgekühlten atomaren Ensembles aufgenommen, während nur noch der Magnetfeldgradient und die Gravitationskraft auf es wirkt. Der Wert der durch die Gravitationskraft verursachten Erdbeschleunigung g ist bekannt und somit kann auf die durch den Magnetfeldgradienten verursachte Beschleunigung b und damit dessen Potential geschlossen werden. Eine entsprechende Messung, sowie eine Vergleichsmessung, ohne Magnetfeldgradienten sind in Abbildung 4.11 dargestellt. An die Messpunkte wurde eine Funktion der Form

$$x(t) = \frac{1}{2}(g + b) \cdot t^2 + x_0, \quad (4.8)$$

mit $g = 9,81 \text{ m s}^{-2}$ angepasst [56]. Daraus erhält man eine vom Magnetfeldgradienten verursachte Beschleunigung b von $(8,93 \pm 1,80) \text{ m s}^{-2}$. Setzt man diese in Gleichung (2.67) ein, lässt sich das effektive Potential der Dipolfalle berechnen. Das auf diese Weise ermittelte effektive Potential wurde den weiteren Berechnungen zu Grunde gelegt.

4.4.3 Charakterisierung des atomaren Ensembles in der quasi-elektrostatischen Dipolfalle während des Evaporationsprozesses

Das atomare Ensemble von Erbiumatomen wurde nach dem Umladen von der CMOT in die Dipolfalle und einer Haltezeit von 100 ms durch Absenken des Fallenelements mit Hilfe der im vorigen Abschnitt gewählten Parameter abgekühlt. Um diesen Prozess und das Fortschreiten der Abkühlung zu belegen wurden für verschiedenen Potentialtiefen die Atomanzahl, die Temperatur des atomaren Ensembles und die Fallenenfrequenzen gemessen. Die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle 4.1 zusam-

relative Fallentiefe	100 %	75 %	37,5 %	2 %	
t [s]	0	0,05	0,24	4,6	
U_{eff} [mK/k_{B}]	$2,34 \pm 0,41$	$1,75 \pm 0,35$	$0,87 \pm 0,02$	$0,034 \pm 0,009$	
$N \cdot 10^6$	$1,10 \pm 0,1$	$0,76 \pm 0,05$	$0,50 \pm 0,06$	$0,053 \pm 0,004$	
T [μK]	177 ± 11	82 ± 13	42 ± 5	$1,8 \pm 0,9$	
ν_r [Hz]	(2558 ± 43)	2204 ± 70	1620 ± 30	309 ± 10	
ν_z [Hz]	(262 ± 23)	226 ± 21	166 ± 15	$31 \pm 3,0$	
$\rho \cdot 10^{-4}$	$0,37 \pm 0,04$	$1,67 \pm 0,20$	$3,15 \pm 0,33$	$32,65 \pm 6,55$	
Parameter	1,50 %	1,0 %	0,9 %	0,85 %	0,8 %
t [s]	5,8	8,2	9,0	9,4	9,9
U_{eff} [$\mu\text{K}/k_{\text{B}}$]	$23,09 \pm 0,46$	$12,22 \pm 0,24$	$10,12 \pm 0,20$	$9,09 \pm 0,19$	$8,07 \pm 0,16$
$N \cdot 10^3$	$66,91 \pm 1,92$	$26,97 \pm 0,56$	$22,88 \pm 0,76$	$26,09 \pm 0,63$	$11,73 \pm 0,27$
T [nK]	826 ± 15	225 ± 100	133 ± 60	50 ± 25	20 ± 10
ν_r [Hz]	252 ± 8	183 ± 4	162 ± 4	145 ± 3	126 ± 3
ν_z [Hz]	$26 \pm 2,4$	$18 \pm 1,7$	$17 \pm 1,5$	$15 \pm 1,3$	$13 \pm 1,2$
ρ	$0,022 \pm 0,003$	$0,16 \pm 0,02$	$0,47 \pm 0,07$	$7,23 \pm 1,14$	$33,30 \pm 10,50$

Tabelle 4.1: Charakteristische Größen des in der quasi-elektrostatischen Dipolfalle gefangenen atomaren Ensembles bei Evaporation zu verschiedenen Fallentiefen. In der ersten Zeile ist die Endpotentialtiefe in Prozent der Ausgangspotentialtiefe angegeben. Bei t handelt es sich um die Dauer des Evaporationsprozesses, bei U_{eff} um die in dieser Zeit erreichte effektive Potentialtiefe, bei N um die dann noch in der Dipolfalle vorhandene Atomanzahl. Bei T handelt es sich um die Temperatur des entsprechenden atomaren Ensembles. ν_r bezeichnet die gemessene radiale Fallenenfrequenz und ν_z die zugehörige, mit Gleichung (2.56) berechnete, longitudinale Fallenenfrequenz. Bei ρ handelt es sich um die aus den zuvor aufgelisteten Parametern, sowie mit Hilfe von Gleichung (3.14) berechneten Phasenraumdichte. Bei den Fallenenfrequenzen für die volle Potentialtiefe ist zu beachten, dass diese mit den vorgestellten Methoden (vgl. 3.5.2 Abschnitt) nicht gemessen werden konnten und aus der Anpassung an die übrigen, experimentell ermittelten, Fallenenfrequenzen gewonnen wurden.

mengefasst und die Entwicklungen ausgewählter Parameter in Abbildung 4.12 und dargestellt.

In Abbildung 4.12 (a) ist die Entwicklung der radialen Fallenenfrequenz des atomaren Ensembles in der Dipolfalle als Funktion der effektiven Potentialtiefe der Falle während des Evaporationsprozesses dargestellt. Die Fallenenfrequenz bildet ein

Maß für die räumliche Ausdehnung des atomaren Ensembles in der Dipolfalle und

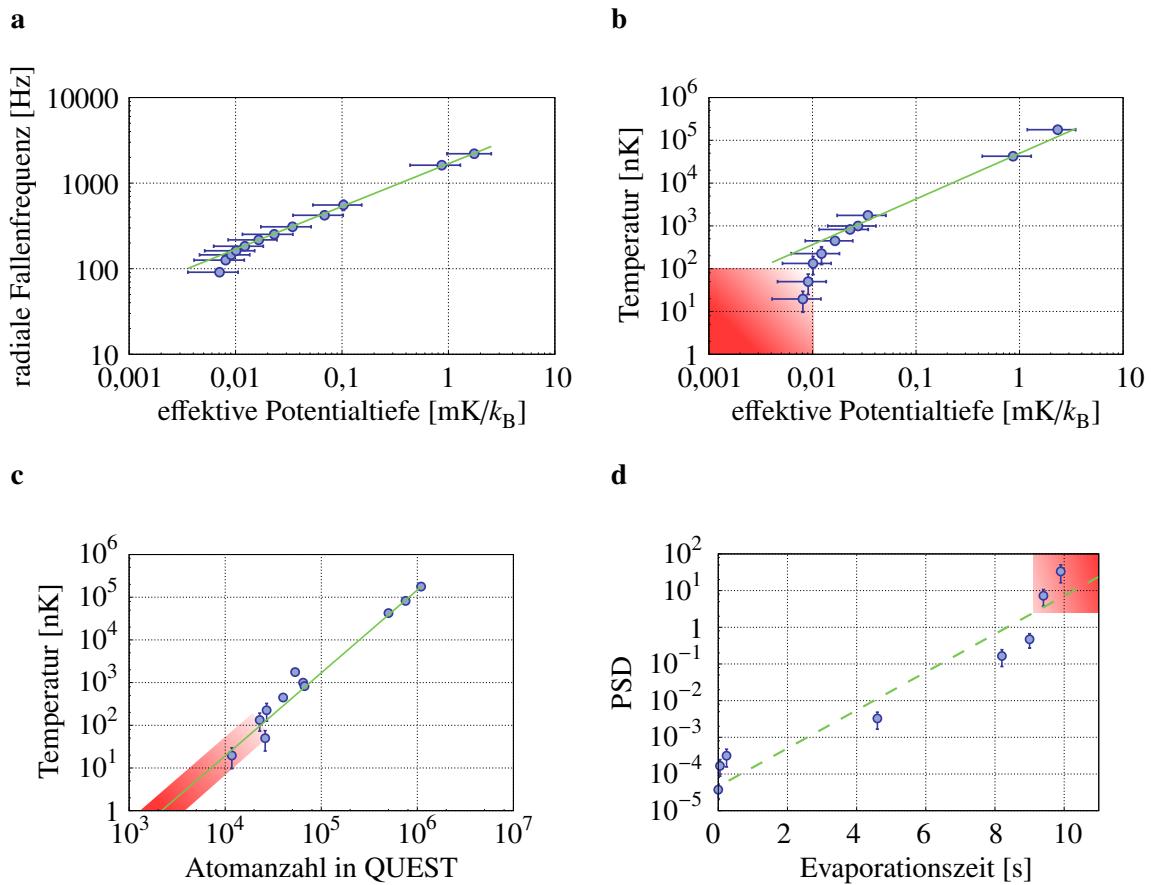


Abbildung 4.12: Entwicklung charakteristischer Größen der quasi-elektrostatischen Dipolfalle während des Evaporationsprozesses. Teilabbildung (a) zeigt das Ergebnis einer typischen Messreihe der radialen Fallfrequenz als Funktion der effektiven Fallentiefe der Dipolfalle. An die Messpunkte ist in grün der erwartete wurzelförmige Verlauf (vgl. Gleichung (2.56)) angepasst. Durch die gute Übereinstimmung mit den Messpunkten wird das Modell für die effektive Potentialtiefe der Dipolfalle (vgl. Gleichung (2.67)) bestätigt. Teilabbildung (b) zeigt das Ergebnis einer Messreihe der Temperatur des atomaren Ensembles als Funktion der effektiven Potentialtiefe. Auch hier folgen die Messpunkte einer Geraden, deren Steigung den inversen Abschneideparameter repräsentiert. Für kleine Potentialtiefen kommt es zu einer Abweichung, was allerdings an der Unsicherheit in der Berechnung der effektiven Potentialtiefe liegen kann. Teilabbildung (c) zeigt das Ergebnis einer Messreihe der Temperatur als Funktion der in der Dipolfalle gefangenen Atomanzahl. Die Messpunkte folgen ebenfalls einem linearen Zusammenhang. Teilabbildung (d) zeigt die zeitliche Entwicklung der Phasenraumdichte während des Evaporationsprozesses. Die Messpunkte liegen grob auf einer Geraden, die hier lediglich per Hand eingefügt wurde. Um einen Faktor 10⁴ in der Phasenraumdichte zu gewinnen werden etwa 10 s benötigt. Dies ist in etwa der Faktor, um den die Phasenraumdichte nach dem Umladen in die Dipolfalle erhöht werden muss um die Quantenentartung zu erreichen. Ab etwa 9,2 s wird der kritische Wert von 2,61 für den Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat überschritten. In den Teilabbildungen (b) bis (d) ist der Bereich, in dem sich das atomare Ensemble im quantenentarteten Zustand befindet farblich rot abgesetzt.

soll zur Berechnung der Phasenraumdichte herangezogen werden. In grün ist der erwartete wurzelförmige Zusammenhang mit der Potentialtiefe (vgl. Gleichung

(2.56)) an die Messpunkte angepasst. Die gute Übereinstimmung von Messpunkten und theoretischer Erwartung bestätigt, dass das Modell für das effektive Potential der Dipolfalle (vgl. Gleichung (2.67)) das reale Potential der Dipolfalle gut beschreibt und der ermittelte Wert der durch den angelegten Magnetfeldgradienten verursachten Beschleunigung korrekt bestimmt wurde. Die gemessenen Fallenfrequenzen können also zur Berechnung der Phasenraumdichte herangezogen werden.

In Abbildung 4.12 (b) ist die Temperatur des atomaren Ensembles als Funktion der effektiven Potentialtiefe der Dipolfalle während des Evaporationsprozesses dargestellt. Diese Kurve repräsentiert die Entwicklung des inversen Abschneideparameters η . Idealerweise soll er über den ganzen Evaporationsprozess konstant bleiben. Aus der linearen Anpassung in grün kann ein Abschneideparameter von 20 ± 5 extrahiert werden. Im Rahmen der experimentellen Unsicherheit stimmt dieser Wert mit dem für volle Potentialtiefe der Dipolfalle bestimmten Wert von 13 ± 4 überein. Die Abweichung der Messwerte von der Anpassung bei kleinen Potentialtiefen kann durch die Unsicherheit in der Berechnung der effektiven Fallentiefe begründet sein. Die vorliegende Abweichung entspricht einem besseren Evaporationsprozess, als erwartet. Daher wurde im Folgenden untersucht, ob der Evaporationsprozess tatsächlich effektiv abläuft.

In Abbildung 4.12 (c) ist eine Messreihe der Temperatur des in der Dipolfalle gefangenem atomaren Ensembles als Funktion der jeweiligen Atomanzahl aufgetragen. In der gewählten doppeltlogarithmischen Darstellung folgen die Messpunkte einer Geraden. Der Evaporationsprozess zeigt offenbar eine durchgängig hohe Effizienz. Um eine um einen Faktor 100 niedrigere Temperatur zu erhalten, geht etwa ein Faktor 10 in der Atomzahl verloren.

In Abbildung 4.12 (d) ist die zeitliche Entwicklung der Phasenraumdichte während des Evaporationsprozesses dargestellt. Ab etwa 9,2 s überschreitet die experimentell ermittelte Phasenraumdichte den kritischen Wert für den Phasenübergang von 2,61 und erreicht einen Wert von 33 ± 1 für eine Endpotentialtiefe von $(8,07 \pm 0,16) \text{ mK}/k_{\text{B}}$. Dieser Wert weist einen noch größeren Fehler als den angegebene statistische Fehler auf. So wurde die Berechnung der Phasenraumdichte unter der Annahme einer Gauß-förmigen Dichteverteilung durchgeführt (vgl. Abschnitt 3.5.2). Für ein Bose-Einstein-Kondensat mit repulsiver Wechselwirkung, wie das hier vorgestellte, wird dessen Dichteverteilung jedoch durch eine Thomas-Fermi Verteilung beschrieben [54]. In der gewählten halblogarithmischen Darstellung scheinen die Messpunkte einer Geraden zu folgen. Um einen Faktor 10^4 in der Phasenraumdichte zu gewinnen werden etwa 10 s benötigt. In den Teilabbildungen (b) bis (d) ist der Bereich, in dem sich das atomare Ensemble im quantenentarteten Zustand befindet farblich rot

abgesetzt dargestellt.

4.5 Bose-Einstein-Kondensat aus Erbiumatomen

Wie am Ende des vorigen Abschnitts bereits angedeutet, wurde mit Hilfe des dort beschriebenen Evaporationsprozesses die Grenze zur Quantenentartung überschritten und erstmals ein Bose-Einstein-Kondensat aus Erbiumatomen in einer aus einem CO₂-Laserstrahl erzeugten, quasi-elektrostatischen Dipolfalle erzeugt. Typischerweise bilden etwa $3 \cdot 10^4$ Atome das Kondensat. In diesem Abschnitt werden zwei experimentelle Nachweise und die Messungen der Lebensdauer des Bose-Einstein-Kondensats aus Erbiumatomen präsentiert.

4.5.1 Nachweis der Kondensation

Wie im vorangegangenen Kapitel dargestellt überschreitet die bestimmte Phasenraumdichte am Ende des Evaporationsprozesses den kritischen Wert von 2,61. Hier sollen nun experimentelle Nachweise einer Kondensation diskutiert werden. Erstens konnte eine Entwicklung von einer Maxwell-Boltzmann'schen-DichteVerteilung hin zu einer bimodalen Verteilung beobachtet werden, was ein Indiz für den Übergang zur Quantenentartung darstellt [54]. Eine entsprechende typische Messung ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Bei einer effektiven Fallentiefe von 10 µK ist die DichteVerteilung thermisch (blaue Kreise) und wird durch eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschrieben (blaue Kurve). Unterhalb 9,7 µK effektiver Fallentiefe lässt sich die DichteVerteilung (grüne Kreise) nicht mehr durch eine solche Verteilung beschreiben, da ein Teil des atomaren Ensembles bereits die Grenze zur Quantenentartung überschritten hat und der Grundzustand makroskopisch besetzt wird. Bei 7,5 µK effektiver Fallentiefe befinden sich, im Rahmen der Messgenauigkeit, alle Atome im quantenentarteten Zustand und die Form der DichteVerteilung (pinke Kreise) wird durch die Form des Potentials, in dem es sie sich befinden, bestimmt [54]. Im dieser Arbeit zu Grund liegenden Experiment hat das Potential die Form einer Parabel, wodurch die DichteVerteilung die Form einer umgedrehten Parabel aufweist (pinke Kurve).

Eine zweite experimentelle Bestätigung des Erreichens der Quantenentartung ist eine Radiusinversion des atomaren Ensembles nach einer freien Expansion auf Grund der repulsiven inneren Wechselwirkung [40, 55]. Bei ultrakalten Erbiumatomen sind hierbei van-der-Waals-Wechselwirkungen, deren Effekt durch die s-Wellen-Streulänge bestimmt wird und langreichweitige, nicht isotrope Dipol-Dipol-Wechselwirkungen von der selben Größenordnung [136]. In Abbildung 4.14 (a) ist eine typische Messung der freien Expansion dargestellt. Aufgetragen sind die

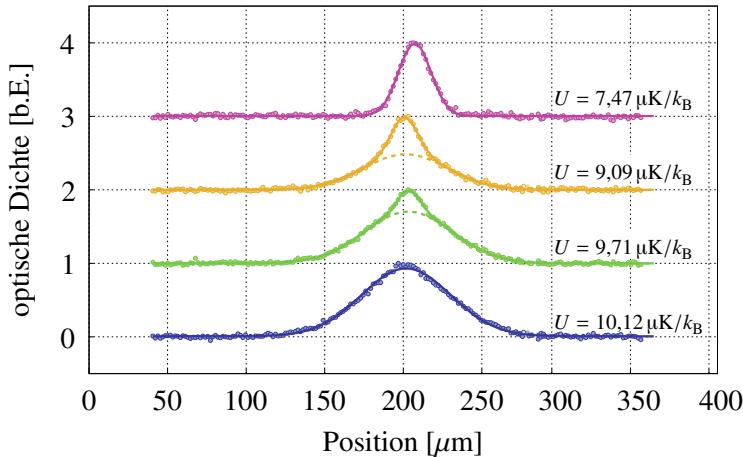


Abbildung 4.13: Entstehung einer bimodalen Dichteverteilung. Dargestellt sind Schnitte durch die radiale Dichteverteilung des in der quasi-elektrostatischen Dipolfalle gefangenen atomaren Ensembles für verschiedene Endpotentialtiefen. Die Signale wurden der Übersichtlichkeit halber in der Höhe verschoben. Das niedrigste Signal (blaue Kreise) stellt eine Messung bei $10\text{ }\mu\text{K}$ Endpotentialtiefen dar. Daran angepasst wurde als blaue Linie eine Maxwell-Boltzmann Verteilung. Das nächst höhere Signal (grüne Kreise) stellt eine Messung bei $9,7\text{ }\mu\text{K}$ Endpotentialtiefen dar. Hier wurde als grüne durchgezogene Linie eine bimodale Verteilung angepasst, als gestrichelte grüne Linie ist der thermische Anteil dargestellt. Die Entstehung einer solchen Dichteverteilung entspricht dem einsetzen der Kondensation. Das nächst höhere Signal (gelbe Kreise) stammt aus einer Messung mit $9,0\text{ }\mu\text{K}$ Endpotentialtiefen. Hier wurde ebenfalls eine bimodale Verteilung als gelbe durchgezogene Linie angepasst und der thermische Anteil ist als gelbe gestrichelte Linien angedeutet. Die oberste Messung (pinke Kreise) wurde bei $7,5\text{ }\mu\text{K}$ Endpotentialtiefen durchgeführt und es wurde als pinke Linie eine Parabel angepasst. Der thermische Anteil konnte nicht mehr ermittelt werden.

radiale und die longitudinale Ausdehnung des atomaren Ensembles als Funktionen der freien Expansionszeit. Nach etwa 16 ms sind die Ausdehnungen gleich und im Folgenden kommt es zur Inversion. In Abbildung 4.14 (b) sind die entsprechenden Bilder der Absorptionsaufnahme dargestellt. Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung ist je nachdem, wie die atomaren Dipole zueinander ausgerichtet sind, ob parallel oder senkrecht, stärker oder schwächer beziehungsweise sogar attraktiv oder repulsiv. Damit überhaupt eine Radiusinversion beobachtet wird muss die Wechselwirkung repulsiv sein. Für eine exakt parallele Ausrichtung der atomaren Dipole wäre die Wechselwirkung am stärksten und damit die Radiusinversion nach kürzester freier Expansion zu beobachten. Die Ausrichtung der atomaren Dipole zueinander wird durch das extern angelegte homogene Magnetfeld bestimmt und dessen Wert für die präsentierte Messung so eingestellt, dass die Radiusinversion nach möglichst kurzer Zeit auftritt. Eine detaillierte Analyse zum Einfluss der Dipol-Dipol-Wechselwirkung auf die Dynamik während der freien Expansion eines Bose-Einstein-Kondensats bieten [137] und [138].

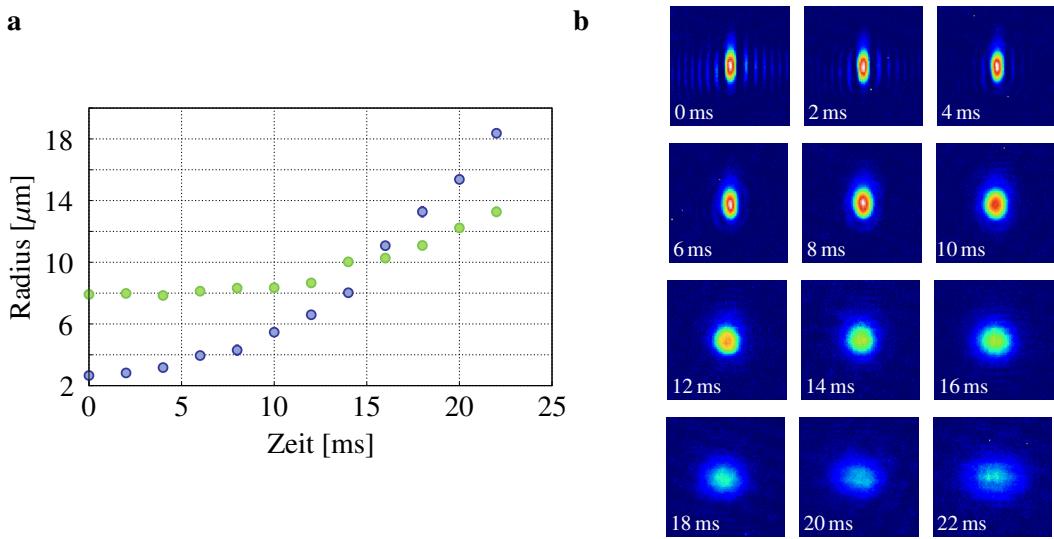


Abbildung 4.14: Radiusinversion des atomaren Ensembles mit fortschreitender freier Expansionszeit. Teilabbildung (a) zeigt das Ergebnis einer typischen Messung der radialen (blaue Kreise) und longitudinalen (grüne Kreise) Ausdehnung des atomaren Ensembles mit fortschreitender freier Expansionszeit. Nach etwa 16 ms sind die Ausdehnungen gleich. Im weiteren Verlauf vergrößert sich die radiale Ausdehnung schneller als die longitudinale und die Radien des Ausgangensembls sind invertiert. Teilabbildung (b) zeigt die Bilder der entsprechenden Absorptionsaufnahmen. Für jede Aufnahme wurde die Expansionszeit um 2 ms erhöht. Die Bilder der Absorptionsaufnahmen nach 0 ms bis 4 ms freier Expansionszeit weisen Beugungsartefakte auf, da dort die Ausdehnung des Kondensats nahe der Grenze des Auflösungsvermögens der Absorptionsabbildung von etwa $(4 \pm 1) \mu\text{m}$ liegt.

4.5.2 Kondensatlebensdauer

Eine wichtige Eigenschaft für weiterführende Experimente ist die Zeit, für die das Bose-Einstein-Kondensat aufrecht erhalten werden kann, welche auch Kondensatlebensdauer genannt wird. Sie kann bestimmt werden, indem die Lebensdauer des atomaren Ensembles für verschiedene tiefe Potentialtiefen am Ende der Evaporationsrampe gemessen und der Kondensatanteil bestimmt wird. In Abbildung 4.15 sind die Ergebnisse der beiden entsprechenden Messreihen zusammengefasst dargestellt. Aufgetragen ist die Lebensdauer als Funktion des Kondensatanteils. Die beobachtete Lebensdauer sinkt mit steigendem Kondensatanteil auf einen Wert von $(8,7 \pm 0,9)$ s bei 100 % Kondensatanteil. Dieser Wert kann als Kondensatlebensdauer angesehen werden.

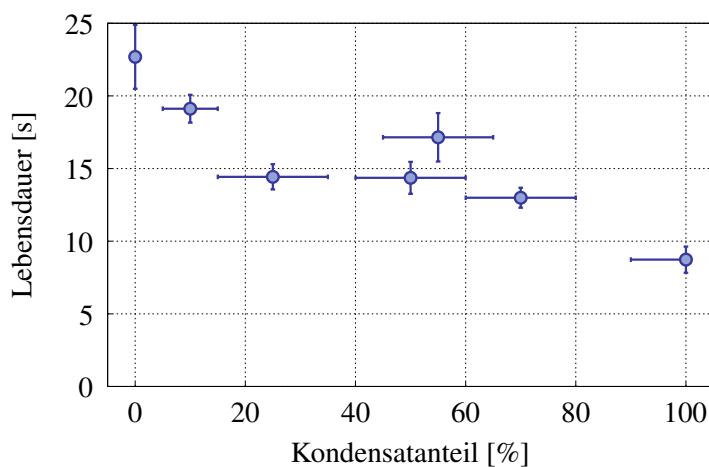


Abbildung 4.15: Lebensdauer des Bose-Einstein-Kondensats aus Erbiumatomen. Dargestellt ist die Kondensatlebensdauer als Funktion des Kondensatanteils. Die Lebensdauer sinkt mit zunehmendem Kondensatanteil und stagniert bei einem Wert von $(8,7 \pm 0,9)$ s bei 100 % Kondensatanteil.

KAPITEL 5

Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde erstmalig ein Bose-Einstein-Kondensat aus typischerweise $3 \cdot 10^4$ Erbiumatomen durch evaporative Kühlung in einer, durch das Licht eines CO₂-Lasers der Wellenlänge 10,6 µm gebildeten, quasi-elekrostatischen, optischen Dipolfalle, erzeugt.

Dazu wurde ein Ultrahochvakuumsystem aufgebaut, in welchem die entsprechenden Experimente stattfinden. Mit Hilfe einer Effusionszelle wurde ein Atomstrahl produziert, der nach Verlassen der Zelle mit Hilfe des Kühlübergangs bei 400,91 nm transversal gekühlt und kollimiert wird. Mit dem Atomstrahl wird eine magnetooptischen Falle geladen, die mit Licht der Wellenlänge 582,84 nm betrieben wird. Dazu wurden Atome im Atomstrahl mit Hilfe eines Zeeman-Kühlers, der den Kühlübergang bei 400,91 nm nutzt, unter deren maximale Einfanggeschwindigkeit abgebremst. Aus der magnetooptischen Falle werden Erbiumatome in das quasi-elekrostatische, optische Dipolfallenpotential umgeladen, welches von dem fokussierten Laserstrahl eines CO₂-Lasers der Wellenlänge 10,6 µm erzeugt wird. Mit Hilfe des darauf folgenden Evaporationsprozesses kann innerhalb von 10 s unter Zuhilfenahme eines Magnetfeldgradienten die Phasenraumdichte über den kritischen Wert für den Phasenübergang von 2,61 erhöht und die Herausbildung eines Bose-Einstein-Kondensats aus typischerweise $3 \cdot 10^4$ Erbiumatomen beobachtet werden. Das Kondensat hat eine Lebensdauer von etwa 9 s.

Zukünftig wäre es wünschenswert die Atomanzahl im Bose-Einstein-Kondensat zu erhöhen, um das Signal zu Rausch Verhältnis bei weiterführenden Experimenten verbessern zu können. Dazu kann beispielsweise die Funktionsweise des Zeeman-Kühlers optimiert werden, indem zusätzliches transversales Kühlens der den Zeeman-Kühler verlassenden Atome implementiert wird. So könnte es zu einer Erhöhung des Flusses von der magnetooptischen Falle fangbarer Atome und damit der Population in der Falle kommen. Um die Population in der magnetooptischen

Falle weiter zu erhöhen kann versucht werden die Linienbreite der Frequenz des Kühllichts während des Ladevorgangs künstlich zu verbreitern, um die Anzahl mit der Frequenz des Lichts resonanter Atome zu erhöhen. Die Forschungsgruppe um S. Nascimbene konnte dies jüngst mit einer ähnlichen magnetooptischen Falle für Dysprosiumatome erfolgreich demonstrieren [139]. Weiterhin kann der Radius des Fokus des CO₂-Laserstrahls, welcher zur Erzeugung des Potentials der quasi-elekrostatischen Dipolfalle genutzt wird, vergrößert werden, um so die Umladeeffizienz von der magnetooptische Falle in die quasi-elekrostatische Dipolfalle zu erhöhen. Die evaporative Kühlung des atomaren Ensembles sollte allerdings weiter in einer Dipolfalle mit einem kleinen Fokus stattfinden, um eine hinreichende Dichte für eine effiziente Rethermalisierung zu gewährleisten. Durch die erhöhte anfängliche Atomanzahl in der Dipolfalle müsste der Evaporationsprozesses noch effizienter ablaufen, was die Realisierung eines Kondensats aus bis zu 10⁵ Atomen ermöglichen sollte.

Mit dem im Rahmen dieser Arbeit präparierten Bose-Einstein-Kondensat aus Erbiumatomen sind auf Grund der besonderen elektronischen Struktur dieses Elements seltener Erden zukünftig neuartige Experimente zur Manipulation der Erbiumatome im Kondensat mit weit verstimmtem Laserlicht möglich. Als Beispiel seien an dieser Stelle Experimente zur Erzeugung variabler optischer Gitter, sowie die Synthese starker künstlicher Magnetfelder mit Raman-Übergängen genannt [41]. Letztere könnten eine Untersuchung des gebrochenzahligen Quanten-Hall-Effekts an einem atomaren System zulassen. Weiterhin sind Experimente, die den stark dipolaren Charakter von Erbium ausnutzen und auf die Untersuchung neuartiger Quantenmaterie abzielen denkbar [39, 140, 141].

Literatur

- [1] S. N. Bose, *Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese*, Zeitschrift für Physik **26**, 1 (1924).
- [2] A. Einstein, *Quantentheorie des einatomigen idealen Gases - Zweite Abhandlung*, Sitzungsbericht der Preußischen Akademie der Wissenschaften **1** 3–14 (1925).
- [3] M. H. Anderson *et al.*, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science **269**, 5221 (1995).
- [4] C. C. Bradley *et al.*, *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*, Physical Review Letters **75**, 9 (1995).
- [5] K. B. Davis *et al.*, *Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms*, Physical Review Letters **75**, 22 (1995).
- [6] M. R. Andrews *et al.*, *Observation of Interference Between Two Bose Condensates*, Science **275**, 5300 (1997).
- [7] G. Cennini *et al.*, *Interference of a variable number of coherent atomic sources*, Physical Review A **72**, 5 (2005).
- [8] M. R. Matthews *et al.*, *Vortices in a Bose-Einstein Condensate*, Physical Review Letters **83**, 13 (1999).
- [9] M. Greiner *et al.*, *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*, Nature **415** 39–44 (2002).
- [10] M. Ben Dahan *et al.*, *Bloch Oscillations of Atoms in an Optical Potential*, Physical Review Letters **76**, 24 (1996).
- [11] T. Salger *et al.*, *Klein Tunneling of a Quasirelativistic Bose-Einstein Condensate in an Optical Lattice*, Physical Review Letters **107**, 24 (2011).
- [12] C. Grossert *et al.*, *Experimental control of transport resonances in a coherent quantum rocking ratchet*, Nature Communications **7**, 10440 (2016).
- [13] T. Salger *et al.*, *Directed Transport of Atoms in a Hamiltonian Quantum Ratchet*, Science **326**, 5957 (2009).
- [14] R. Balili *et al.*, *Bose-Einstein Condensation of Microcavity Polaritons in a Trap*, Science **316**, 5827 (2007).
- [15] J. Klaers *et al.*, *Bose-Einstein condensation of photons in an optical microcavity*, Nature **468** 545–548 (2010).
- [16] J. Klaers, F. Vewinger und M. Weitz, *Thermalization of a two-dimensional photonic gas in a 'white wall' photon box*, Nature Physics Phys **6**, 7 (2010).
- [17] S. Christopoulos *et al.*, *Room-Temperature Polariton Lasing in Semiconductor Microcavities*, Physical Review Letters **98**, 12 (2007).

- [18] B. DeMarco und D. S. Jin, *Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas*, Science **285**, 5434 (1999).
- [19] E. Fermi, *Zur Quantelung des idealen einatomigen Gases*, Zeitschrift für Physik **36**, 11 (1926).
- [20] P. A. M. Dirac, *On the Theory of Quantum Mechanics*, Proceedings of the Royal Society of London. Series A **112**, 762 (1926).
- [21] W. Pauli, *Über den Zusammenhang des Abschlusses der Elektronengruppen im Atom mit der Komplexstruktur der Spektren*, Zeitschrift für Physik **31**, 765 (1925).
- [22] A. G. Truscott *et al.*, *Observation of Fermi Pressure in a Gas of Trapped Atoms*, Science **291**, 5513 (2001).
- [23] F. Schreck *et al.*, *Quasipure Bose-Einstein Condensate Immersed in a Fermi Sea*, Physical Review Letters **87**, 8 (2001).
- [24] U. Fano, *Sullo spettro di assorbimento dei gas nobili presso il limite dello spettro d'arco*, Il Nuovo Cimento **12**, 3 (1935).
- [25] H. Feshbach, *Unified theory of nuclear reactions*, Annals of Physics **5**, 4 (1958).
- [26] C. Chin *et al.*, *Feshbach resonances in ultracold gases*, Reviews of Modern Physics **82**, 2 (2010).
- [27] S. L. Cornish *et al.*, *Stable ^{85}Rb Bose-Einstein Condensates with Widely Tunable Interactions*, Physical Review Letters **85**, 9 (2000).
- [28] M. W. Zwierlein *et al.*, *Vortices and superfluidity in a strongly interacting Fermi gas*, Nature **435** 1047–1051 (2005).
- [29] A. Griesmaier *et al.*, *Bose-Einstein Condensation of Chromium*, Physical Review Letters **94**, 16 (2005).
- [30] T. Lahaye *et al.*, *Strong dipolar effects in a quantum ferrofluid*, Nature **448**, 7154 (2007).
- [31] T. Lahaye *et al.*, *d-Wave Collapse and Explosion of a Dipolar Bose-Einstein Condensate*, Physical Review Letters **101**, 8 (2008).
- [32] M. Lu *et al.*, *Strongly Dipolar Bose-Einstein Condensate of Dysprosium*, Physical Review Letters **107**, 19 (2011).
- [33] M. Lu, N. Q. Burdick und B. L. Lev, *Quantum Degenerate Dipolar Fermi Gas*, Physical Review Letters **108**, 21 (2012).
- [34] K. Aikawa *et al.*, *Bose-Einstein condensation of erbium*, Physical Review Letters **108**, 21 (2012).
- [35] K. Aikawa *et al.*, *Reaching Fermi Degeneracy via Universal Dipolar Scattering*, Physical Review Letters **112**, 1 (2014).
- [36] A. Frisch *et al.*, *Quantum chaos in ultracold collisions of gas-phase erbium atoms*, Nature **507**, 475 (2014).
- [37] K. Baumann *et al.*, *Observation of low-field Fano-Feshbach resonances in ultracold gases of dysprosium*, Physical Review A **89**, 2 (2014).
- [38] K. Aikawa *et al.*, *Observation of Fermi surface deformation in a dipolar quantum gas*, Science **345**, 6203 (2014).
- [39] A. Frisch *et al.*, *Ultracold Dipolar Molecules Composed of Strongly Magnetic Atoms*, Physical Review Letters **115**, 20 (2015).

-
- [40] S. Baier, *Extended Bose-Hubbard models with ultracold magnetic atoms*, Science **352**, 6282 (2016).
 - [41] Y.-J. Lin *et al.*, *Synthetic magnetic fields for ultracold neutral atoms*, Nature **462**, 7273 (2009).
 - [42] I. B. Spielman, *Raman processes and effective gauge potentials*, Physical Review A **79**, 6 (2009).
 - [43] X. Cui *et al.*, *Synthetic gauge field with highly magnetic lanthanide atoms*, Physical Review A **88**, 1 (2013).
 - [44] S. Chu *et al.*, *Three-Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by resonance Radiation Pressure*, Physical Review Letters **55**, 1 (1985).
 - [45] E. L. Raab *et al.*, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Physical Review Letters **59**, 23 (1987).
 - [46] M. A. Kasevich *et al.*, *rf Spectroscopy in an Atomic Fountain*, Physical Review Letters **63**, 6 (1989).
 - [47] A. L. Migdall *et al.*, *First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms*, Physical Review Letters **54**, 24 (1985).
 - [48] J. E. Bjorkholm *et al.*, *Observation of Focusing of Neutral Atoms by the Dipole Forces of Resonance-Radiation Pressure*, Physical Review Letters **41**, 20 (1978).
 - [49] R. Grimm, M. Weidemüller und Y. Ovchinnikov, „Optical dipole trap for neutral atoms“, *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, Bd. 42, 2000 95–170.
 - [50] W. Ketterle und N. J. V. Druten, „Evaporative Cooling of Trapped Atoms“, *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, Bd. 37, 1996 181–236.
 - [51] M. D. Barrett, J. A. Sauer und M. S. Chapman, *All-optical formation of an atomic Bose-Einstein condensate*, Physical Review Letters **87** (2001).
 - [52] J. J. McClelland und J. L. Hanssen, *Laser cooling without repumping: A magneto-optical trap for erbium atoms*, Physical Review Letters **96**, 14 (2006).
 - [53] H. Brammer, *Ultrakaltes Erbiumgas in einer CO₂-Laser Dipolfalle*, Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2016).
 - [54] F. Dalfovo *et al.*, *Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases*, Reviews of Modern Physics **71**, 3 (1999).
 - [55] C. J. Pethick und H. Smith, *Bose-Einstein Condensation of Dilute Gases in Traps*, 1. Aufl., Cambridge: Cambridge University Press, 2002.
 - [56] C. Patrignani *et al.*, *The Review of Particle Physics (2016)*, Chinese Physics C **40**, 100001 (2016).
 - [57] C. Mosander, *On the new metals, lanthanum and didynium, which are associated with cerium; and on erbium and terbium, new metals associated with yttria..*, Philosophical Magazine Series **23**, 3 (1843).
 - [58] A. F. Holleman und N. Wiberg, *Lehrbuch der Anorganischen Chemie*, 102. Aufl., Berlin: de Gruyter, 2007.
 - [59] J. Emsley, *Nature's building blocks - An A-Z Guide to the Elements*, 1. Aufl., Oxford: Oxford University Press, 2001.

- [60] J. Emsley, *The Elements*, 1. Aufl., Oxford: Oxford University Press, 1989.
- [61] J. Müller, B. Singh und N. A. Surplice, *The gettering action of evaporated films of titanium and erbium*, Journal of Physics D **5**, 6 (1972).
- [62] W. C. Martin, R. Zalubas und L. Hagan, *Atomic energy levels - The rare-Earth elements*, Washington: National Bureau of Standards, U.S. Department of Commerce, 1978.
- [63] J.-C. G. Bünzli und V. K. Pecharsky, *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths*, 46. Aufl., Amsterdam: North-Holland, 2015.
- [64] T. Daniyarov, *Metallische magnetische Kalorimeter zum hochauflösenden Nachweis von Röntgenquanten und hochenergetischen Molekülen*, Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2005).
- [65] G. Teikemeier und D. J. Goldberg, *Skin Resurfacing with the Erbium: YAG Laser*, Dermatologic Surgery **23**, 8 (1997).
- [66] E. Bornstein, *Proper use of Er:YAG lasers and contact sapphire tips when cutting teeth and bone: scientific principles and clinical application*, Dentistry Today **23**, 84 (2004).
- [67] C. Yin *et al.*, *Optical addressing of an individual erbium ion in silicon*, Nature **497**, 7447 (2013).
- [68] B. G. Wybourne und L. Smentek, *Optical Spectroscopy of Lanthanides: Magnetic and Hyperfine Interactions*, Boca Raton: CRC Press, 2007.
- [69] A. Kramida *et al.*, *NIST Atomic Spectra Database (version 5.3)*, Gaithersburg, MD, 2015, (besucht am 04.09.2015).
- [70] H. Ban *et al.*, *Laser cooling transitions in atomic erbium*, Optics Express **13**, 8 (2005).
- [71] A. Frisch *et al.*, *Narrow-line magneto-optical trap for erbium*, Physical Review A **85**, 5 (2012).
- [72] E. A. Den Hartog, J. P. Chisholm und J. E. Lawler, *Radiative lifetimes of neutral erbium*, Journal of Physics B **43**, 15 (2010).
- [73] J. E. Lawler, J.-F. Wyart und E. a. Den Hartog, *Atomic transition probabilities of Er I*, Journal of Physics B **43**, 23 (2010).
- [74] A. Frisch, *Dipolar Quantum Gases of Erbium*, Dissertation, Universität Innsbruck (2014).
- [75] J. S. Ross, *Isotope Shifts in the Spectra of Dy I and Er I*, Journal of the Optical Society of America **62**, 4 (1972).
- [76] W. G. Jin *et al.*, *Hyperfine Structure and Isotope Shift in Er I by the Atomic-Beam Laser Spectroscopy*, Journal of the Physical Society of Japan **59**, 9 (1990).
- [77] A. Frisch *et al.*, *Hyperfine structure of laser-cooling transitions in fermionic erbium-167*, Physical Review A **88**, 3 (2013).
- [78] J. J. Croat *et al.*, *High-energy product Nd-Fe-B permanent magnets*, Applied Physics Letters **44**, 1 (1984).
- [79] J. Jensen und A. Mackintosh, *Rare Earth Magnetism: Structures and Excitations*, Oxford: Clarendon Press, 1991.
- [80] P. Zeeman, *The Effect of Magnetisation on the Nature of Light Emitted by a Substance*, Nature **55**, 347 (1897).

-
- [81] B. R. Judd und I. Lindgren, *Theory of Zeeman Effect in the Ground Multiplets of Rare-Earth Atoms*, Physical Review **122**, 6 (1961).
 - [82] N. F. Ramsey, *Molecular Beams*, London: Oxford University Press, 1963.
 - [83] G. Scoles, *Atomic and Molecular Beam Methods Volume I*, Oxford: Oxford University Press, 1988.
 - [84] H. J. Metcalf und P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, New York: Springer, 1999.
 - [85] W. Demtröder, *Experimentalphysik 1*, Berlin: Springer, 2008.
 - [86] C. A. Doppler, *Ueber das farbige Licht der Doppelsterne und einiger anderer Gestirne des Himmels*, Abhandlung der Königlich Böhmischen Gesellschaft der Wissenschaften **5**, 3 (1842).
 - [87] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji, *Laser Cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, Journal of the Optical Society of America B **6**, 11 (1989).
 - [88] C. S. Adams und E. Riis, *Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms*, Progress in Quantum Electronics **21**, 1 (1997).
 - [89] F. M. Peixoto, *Enhanced Loading of a Lithium 7 Magneto Optical Trap using Transverse Cooling and Frequency Spread Light*, Dissertation, Yale University (2002).
 - [90] M. A. Joffe *et al.*, *Transverse cooling and deflection of an atomic beam inside a Zeeman slower*, Journal of the Optical Society of America B **10**, 12 (1993).
 - [91] N. Leefer *et al.*, *Transverse laser cooling of a thermal atomic beam of dysprosium*, Physical Review A **81**, 4 (2010).
 - [92] W. D. Phillips und H. Metcalf, *Laser Deceleration of an Atomic Beam*, Physical Review Letters **48**, 9 (1982).
 - [93] H. Katori *et al.*, *Magneto-Optical Trapping and Cooling of Strontium Atoms down to the Photon Recoil Temperature*, Physical Review Letters **82**, 6 (1999).
 - [94] T. H. Loftus *et al.*, *Narrow line cooling and momentum-space crystals*, Physical Review A **70**, 6 (2004).
 - [95] P. D. Lett *et al.*, *Optical molasses*, Journal of the Optical Society of America B **6**, 11 (1989).
 - [96] A. Mosk *et al.*, *Mixture of ultracold lithium and cesium atoms in an optical dipole trap*, Applied Physics B **73**, 8 (2001).
 - [97] A. N. Nikolov *et al.*, *Observation of Ultracold Ground-State Potassium Molecules*, Physical Review Letters **82**, 4 (1999).
 - [98] P. W. Landhoff, S. T. Epstein und M. Karplus, *Aspects of Time-Dependent Perturbation Theory*, Reviews of Modern Physics **44**, 3 (1972).
 - [99] J. Stark, *Beobachtungen über den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien. I. Quereffekt*, Annalen der Physik **348**, 7 (1914).
 - [100] J. Stark und G. Wendt, *Beobachtungen über den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien. II. Längseffekt*, Annalen der Physik **348**, 7 (1914).
 - [101] M. Lepers, J. F. Wyart und O. Dulieu, *Anisotropic optical trapping of ultracold erbium atoms*, Physical Review A **89**, 2 (2014).
 - [102] C. S. Adams *et al.*, *Evaporative Cooling in a Crossed Dipole Trap*, Physical Review Letters **74**, 18 (1995).

- [103] S. Friebel *et al.*, *CO₂-laser optical lattice with cold rubidium atoms*, Physical Review A **57**, 1 (1998).
- [104] T. Takekoshi und R. J. Knize, *CO₂ laser trap for cesium atoms*, Optics Letters **21**, 1 (1996).
- [105] E. Hecht, *Optics*, 4. Aufl., San Francisco: Addison Wesley, 2001.
- [106] H. Hess, *Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen*, Physical Review B **34**, 5 (1986).
- [107] K. O'Hara *et al.*, *Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps*, Physical Review A **64**, 5 (2001).
- [108] C.-l. Hung *et al.*, *Accelerating evaporative cooling of atoms into Bose-Einstein condensation in optical traps*, Physical Review A **78**, 1 (2008).
- [109] D. Meschede, *Gerthsen Physik*, 23. Aufl., Berlin Heidelberg New York: Springer, 2006.
- [110] M. Prentiss *et al.*, *Atomic-density-dependent losses in an optical trap*, Optics Letters **13**, 6 (1988).
- [111] A. Harder, *Setup and testing of an apparatus for cooling and trapping erbium atoms*, Masterarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2014).
- [112] M. Rehberger, *Ultracold Erbium Atoms in Far-Detuned Optical Traps - Construction of a Zeeman-Slower*, Masterarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2013).
- [113] C. Bolkart, *Erzeugung eines ultrakalten Gases fermionischer Kaliumatome im optischen Dipolfallenpotential*, Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2011).
- [114] A. Gatto, *Trapping fermionic potassium atoms in a quasi-electrostatic optical dipole potential*, Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2011).
- [115] T. W. Hänsch und B. Couillaud, *Laser Frequency Stabilization By Polarization Spectroscopy of a Reflecting Reference Cavity*, Optics Communications **35**, 3 (1980).
- [116] D. J. McCarron, S. A. King und S. L. Cornish, *Modulation transfer spectroscopy in atomic rubidium*, Measurement Science and Technology **19**, 10 (2008).
- [117] V. Negnevitsky und L. D. Turner, *Wideband laser locking to an atomic reference with modulation transfer spectroscopy*, Optics Express **21**, 3 (2013).
- [118] D. Maluski, *Magneto-optical trap for erbium atoms using the narrow 583 nm transition*, Masterarbeit in Physik, Masterarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2015).
- [119] R. W. P. Drever *et al.*, *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator*, Applied Physics B **31**, 2 (1983).
- [120] D. Babik, *Frequency stabilization of a dye laser for narrow-line laser cooling of erbium atoms*, Masterarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2014).
- [121] D. Meschede, *Optik Licht und Laser*, 2. Aufl., Wiesbaden: Vieweg+Teubner, 2005.
- [122] Coherent Inc., *GEM-100 Liquid Cooled Laser Operator's Manual* (2005).
- [123] G. Cennini, *Field-Insensitive Bose-Einstein Condensates and an All-Optical Atom Laser*, Dissertation, Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen (2004).
- [124] T. Lahaye *et al.*, *Two-frequency acousto-optic modulator driver to improve the beam pointing stability during intensity ramps*, Review of Scientific Instruments **78** (2007).

-
- [125] W. Ketterle und M. W. Zwierlein, „Making, probing and understanding ultracold Fermi gases“, *Proceedings of the International School of Physics “Enrico Fermi“, Course CLXIV*, 31, Amsterdam: IOS Press, 2008.
 - [126] L. Bergmann und C. Schaefer, *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3, Optik*, 10. Aufl., Berlin, New York: Walter de Gruyter, 2004.
 - [127] L. D. Landau und E. M. Lifschitz, *Lehrbuch der Theoretischen Physik, Band 1, Mechanik*, 14. Aufl., Frankfurt am Main: Harri Deutsch, 2004.
 - [128] F. Chevy *et al.*, *Transverse Breathing Mode of an Elongated Bose-Einstein Condensate*, Physical Review Letters **88**, 25 (2002).
 - [129] R. Scheunemann, *Lichtgebundene Atome: Manipulation kalter Atome in mesoskopischen optischen Gittern*, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (2000).
 - [130] J. Weiner *et al.*, *Experiments and theory in cold and ultracold collisions*, Reviews of Modern Physics **71**, 1 (1999).
 - [131] P. D. Lett *et al.*, *Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit*, Physical Review Letters **61**, 2 (1988).
 - [132] T. Salger, *Quantentransport ultrakalter Atome in Fourier-synthetisierten optischen Gitterpotentialen*, Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2010).
 - [133] J. D. Miller, R. A. Cline und D. J. Heinzen, *Far-off-resonance optical trapping of atoms*, Physical Review A **47**, 6 (1993).
 - [134] W. Gerlach und O. Stern, *Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld*, Zeitschrift für Physik **9**, 1 (1922).
 - [135] S. R. Granade *et al.*, *All-optical production of a degenerate Fermi gas*, Physical Review Letters **88**, 12 (2002).
 - [136] K. Aikawa *et al.*, *Anisotropic Relaxation Dynamics in a Dipolar Fermi Gas Driven Out of Equilibrium*, Physical Review Letters **113**, 26 (2014).
 - [137] S. Giovanazzi, A. Görlitz und T. Pfau, *Ballistic expansion of a dipolar condensate*, Journal of Optics B **5**, 2 (2003).
 - [138] J. Stuhler *et al.*, *Observation of Dipole-Dipole Interaction in a Degenerate Quantum Gas*, Physical Review Letters **95**, 15 (2005).
 - [139] D. Dreon *et al.*, *Optical cooling and trapping highly magnetic atoms: The benefits of a spontaneous spin polarization*, ArXiv: 1610.02284 (2016).
 - [140] T. Lahaye *et al.*, *A quantum ferrofluid*, Nature **448**, 672 (2007).
 - [141] N. Y. Yao *et al.*, *Bilayer fractional quantum Hall states with dipoles*, Physical Review A **92**, 3 (2015).