BOSE-EINSTEIN-KONDENSATION IN EINER OPTISCHEN DIPOLFALLE BEI EINER WELLENLÄNGE VON $2\mu\mathrm{m}$

Diplomarbeit von

Dennis Schlippert

angefertigt am Institut für Quantenoptik

unter Anleitung von Prof. Dr. Ernst M. Rasel 28. Juni 2010

Bose-Einstein-Kondensation in einer optischen Dipolfalle bei einer Wellenlänge von $2\mu m$

Diplomarbeit

vorgelegt der Fakultät für Mathematik und Physik der Leibniz Universität Hannover

Referent: Prof. Dr. Ernst M. Rasel Koreferent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer

28. Juni 2010

ZUSAMMENFASSUNG

Diese Arbeit beschreibt die Realisierung einer optischen Dipolfalle bei einer Wellenlänge von 2 μ m und die Erzeugung eins Bose-Einstein-Kondensats mit ⁸⁷Rb -Atomen. Die Atome für die optische Dipolfalle werden durch eine mit Sub-Doppler-Kühlung komprimierte, zeitlich dunkle dreidimensionale magnetooptische Falle (3D MOT) zur Verfügung gestellt, welche durch den kalten, transversal gekühlten Atomstrahl einer zweidimensionalen magnetooptischen Falle beladen wird. Zur Bestimmung wichtiger Parameter der gefangenen atomaren Ensembles wird resonante Absorptionsdetektion verwendet. So können nach entsprechender Bildverarbeitung und Datenanalyse Rückschlüsse auf die räumliche Ausdehnung, relative Position und Temperatur in der magnetooptischen Falle, der optischen Melasse und der Dipolfalle gezogen werden. Zur Kontrolle der Intensität des Dipolfallenlaserstrahls wird einerseits zur Kompensation von Langzeitdrifts eine direkte Stabilisierung der Ausgangsleistung der Laserquelle verwendet. Andererseits fungiert eine Pockelszelle in Kombination mit einem Polarisationsanalysator hoher Güte als ein dynamisches Stellglied für die Laserintensität.

In dieser Arbeit wurde im Rahmen umfangreicher Studien eine effiziente Beladung der optischen Dipolfalle von 2×10^6 Atomen innerhalb von 1 s demonstriert. Dabei wurden bei Temperaturen von $2 \,\mu \text{K}$ Anfangsphasenraumdichten von bis zu 10^{-2} nachgewiesen. So war es schließlich in einer schwachen Hybridfalle aus der Überlagerung einer Einzelstrahlfalle und dem magnetischen Quadrupolfeld der 3D MOT unter Verwendung eines einfachen Evaporationsschemas von 20 s Dauer ausgehend von einer Anfangsphasenraumdichte von 10^{-5} möglich, ⁸⁷Rb bis zur Quantenentartung zu kühlen und das erste Bose-Einstein-Kondensat mit 10^4 Atomen in einer optischen Dipolfalle der verwendeten Laserwellenlänge zu erzeugen.

Das hier entwickelte System soll zukünftig als Quelle für die hochpräzise Atominterferometrie dienen. Explizit soll in einem atomaren Gravimeter die Fallbeschleunigung der ⁸⁷Rb - Atome im Erdschwerefeld mit hoher Präzision vermessen werden. Durch Kombination mit einem zweiten Gravimeter mit der Spezies ³⁹K soll mittels einer differentiellen Beschleunigungsmessung ein Labortest des schwachen Äquivalenzprinzips mit Quantenobjekten durchgeführt werden. Heutige Atominterferometer sind unter anderem durch den erreichbaren Kontrast aufgrund der beschränkten Anregungseffizienz der Strahlteilerpulse in ihrer Sensitivität begrenzt. Da die Anregungseffizienz von der Temperatur des atomaren Ensembles abhängt, bieten ultrakalte, quantenentartete Materiewellenpakete hier großes Potential für Verbesserungen. Zusätzlich liefert die Speicherung der beiden Testkörper in der optischen Dipolfalle eine sehr gute Kontrolle über die relative Anfangsposition der Ensembles.

INHALTSVERZEICHNIS

1	Ein	leitung	1
2	The	eoretische Grundlagen	7
	2.1	Optische Dipolfallen	7
		2.1.1 Gaußsche Strahlenoptik des fokussierten Einzelstrahls	8
		2.1.2 Berechnung der Fallenfrequenzen	9
		2.1.3 AC-Stark-Verschiebungen für verschiedene Fallenwellenlängen	10
	2.2	Bose-Einstein-Kondensation verdünnter atomarer Gase	12
	2.3	Evaporative Kühlung	14
3	Exp	perimenteller Aufbau	17
	3.1	Dual-MOT-System	17
		3.1.1 Lasersystem	18
		3.1.2 Leistungsspektrum des Dual-MOT-Systems	21
	3.2	Optische Dipolfalle	21
		3.2.1 Aufbau	21
		3.2.2 Intensitätskontrolle und -stabilisierung	22
	3.3	Detektionssystem	26
4	Exp	perimentelle Methoden und Datenanalyse	29
	4.1	Detektionssequenz	29
	4.2	Digitale Bildverarbeitung und Datenanalyse	31
	4.3	Temperaturbestimmung durch Flugzeitmessungen	32
	4.4	Messung der Fallenfrequenzen einer optischen Dipolfalle	35
5	Cha	arakterisierung der optischen Dipolfalle	39
	5.1	Beladestudien	40
	5.2	Messung der Lebensdauer	47
	5.3	Messung der Fallenfrequenz	48

6	Bose-Einstein-Kondensation in der schwachen Hybridfalle	51
	6.1 Evaporative Kühlung in der Einzelstrahlfalle	52
	6.2 Evaporative Kühlung in der schwachen Hybridfalle	54
	6.2.1 Bose-Einstein-Kondensation	57
7	Ausblick	59
A	Mathematica-Programm zur Ermittlung der atomaren Spitzen- dichte	63
в	Addiererschaltung	65

Kapitel 1

EINLEITUNG

Betrachtet man ein in einer harmonischen Falle gefangenes Ensemble bosonischer Teilchen mit stetig sinkender Temperatur unter den Gesichtspunkten der im frühen 20. Jahrhundert entwickelten Quantenstatistik bosonischer Teilchen, so manifestiert sich bei einer kritischen Phasenraumdichte $\rho_{PSD} \geq 2,612$ ein Phasenübergang hin zu einer makroskopischen Besetzung des Grundzustands. Dieses als Bose-Einstein-Kondensation (*Bose-Einstein Condensate*, kurz: BEC) bekannte Phänomen wurde 1924 nach Vorüberlegungen von Bose [1] durch Einstein vorausgesagt [2]. Zwar wurde 1935 durch London der Effekt der Supraleitung mit der Bose-Einstein-Kondensation in Verbindung gebracht [3]. Lange Zeit wurde dieser Materiezustand in verdünnten atomaren Gasen jedoch als reines Gedankenexperiment betrachtet, da unter anderem die experimentelle Erzeugung eines atomaren Ensembles mit einer Temperatur von unter einem Mikrokelvin unerreichbar schien.

Mit der fortwährenden Entwicklung des Lasers in der zweiten Hälfte des 20. Jahrhunderts wendete sich das Blatt und mit der wachsenden Verfügbarkeit an schmalbandigen, intensiven Laserlichtquellen wurde in den 1980er Jahren damit begonnen, die Wechselwirkung zwischen Atomen und Laserlicht eingehend zu untersuchen. So gelang es 1986 erstmals neutrales ²³Na in optischen Fallen zu kühlen und zu fangen [4, 5]. Mit Hilfe von nahresonantem Laserlicht können durch den mechanischen Effekt des Rückstoßes bei der Absorption eines Photons aus dem Laserlicht bis zu einige 10^{10} Atome in sogenannten magnetooptischen Fallen (<u>magneto-optical</u> <u>trap</u>, kurz: MOT) gekühlt und gefangen werden. Die Grenze dieses Kühlverfahrens ist durch das sogenannte Doppler-Limit¹ gegeben. Mit Hilfe von sogenanntem Sub-Doppler-Kühlen konnte kurze Zeit nach der ersten Demonstration der Laserkühlung das Doppler-Limit sogar unterschritten werden [6, 7]. Allerdings unterliegt

¹Bei dieser Temperatur ist die Kühlrate durch absorbierte Photonen gleich der Heizrate durch spontan wieder emittierte Photonen.

auch dieses Kühlverfahren einer fundamentalen Grenze, dem Rückstoßlimit². Die mit den Mitteln der laserkühlung maximal erreichbaren Phasenraumdichten liegen mit von $\rho_{\rm PSD} \approx 5 \times 10^{-5}$ immer noch 4 - 5 Größenordnungen unterhalb der kritischen Phasenraumdichte zum Erreichen der Bose-Einstein-Kondensation. Aus diesem Grund wurde zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten in verdünnten atomaren Gasen die alternative Methode der Verdampfungskühlung verwendet, die zunächst für ein in einer Magnetfalle gefangenes Ensemble spinpolarisierten Wasserstoffs vorgeschlagen [8] und wenig später erfolgreich angewandt wurde [9]. Durch die Entfernung von Atomen mit höherer Energie als der durchschnittlichen Energie des Ensembles aus einer konservativen Falle stellt sich nach einer Rethermalisierungszeit³ eine niedrigere mittlere Energie und damit eine tiefere Temperatur ein. Diese Verdampfungs- oder Evaporationskühlung kann in Magnetfallen mittels stimulierter Anregung von Radiofrequenz- oder Mikrowellenübergängen in ungebundene Zustände, oder in optischen Dipolfallen durch Reduktion der Laserintensität und damit der Fallentiefe realisiert werden [8, 10]. Dabei ist in Magnetfallen das Fallenpotential durch die magnetfeldabhängige Zeeman-Energie der atomaren Zustände gegeben, wohingegen in optischen Dipolfallen die durch die dynamische Polarisierbarkeit der Atome verursachte AC-Stark-Verschiebung der Energiezustände im Atom ausgenutzt wird: Im Intensitätsgradienten eines zu atomaren Resonanzen des Atoms rotverstimmten Laserfelds erfährt das Atom eine attraktive Kraft in Richtung des Intensitätsmaximums und wird bei ausreichender Intensität dort gefangen⁴. Für evaporative Kühlung besteht prinzipiell keine Grenze für die minimal erreichbare Temperatur vor: Solange gewährleistet ist, dass das gefangene Ensemble rethermalisiert und nur die heißesten Atome entfernt werden, ist der Kühlprozess nur durch die endliche Atomzahl begrenzt. Unter Anwendung der hier angesprochenen Methoden gelang schließlich im Jahr 1995 die weltweit erste Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats in verdünnten Gasen von ⁸⁷Rb und ²³Na -Atomen in Magnetfallen [11, 12]. Im Jahr 2001 gelang zusätzlich die erste rein optische Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats in einer durch den fokussierten Strahl eines CO_2 -Lasers bei einer Wellenlänge von 10,6 μ m [13].

Seit der ersten Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats konnten viele andere atomare Spezies kondensiert werden und die Erzeugung dieser wurde unter anderem in Bezug auf die Anzahl an Atomen im Kondensat optimiert. Mittlerweile wurden BECs aus ¹H, ⁷Li, ²³Na , ³⁹K , ⁴¹K , ⁴⁰Ca, ⁵²Cr, ⁸⁴Sr, ⁸⁵Rb , ⁸⁷Rb , ¹³³Cs, ¹⁷⁴Yb, ¹⁷⁶Yb und metastabilem ⁴He* erzeugt [14, 15, 16, 17]. Schnell wurde das außerordentlich große Potential eines Bose-Einstein-Kondensats deutlich: Ganz

 $^{^2\}mathrm{Hierbei}$ ist die tiefste erreichbare Temperatur des atomaren Ensemble durch die Rückstoßenergie begrenzt, die ein Atom bei der Emission eines Photons erhält. Für $^{87}\mathrm{Rb}$ liegt dieses Rückstoßlimit beispielsweise bei 326 nK.

 $^{^{3}}$ Die charakteristische Rethermalisierungszeit ist durch die elastische Stoßrate im Ensemble bestimmt.

⁴Für eine blauverstimmte Falle wirkt eine repulsive Kraft.

analog zu de Broglies Postulat der Existenz von Materiewellen [18] kann das Kondensat durch eine makroskopische Wellenfunktion beschrieben werden. Somit ist es also möglich, auf Kohärenz beruhende wellenoptische Effekte auch Bose-Einstein-Kondensaten durchzuführen, wie zum Beispiel die Interferenz zwischen zwei Kondensaten [19]. Darüber hinaus konnte mit der kontinuierlichen kohärenten Auskopplung von Atomen aus dem Bose-Einstein-Kondensat ein Atomlaser realisiert werden [20, 21]. Außerdem konnten in Bose-Einstein-Kondensaten Effekte der Suprafluidität wie beispielsweise Vortizes und Solitonen erzeugt und studiert werden, die durch die Existenz einer makroskopischen Wellenfunktion hervorgerufen werden [22, 23]. Auch der Einsatz von BECs als Modellsystem für andere Teilgebiete der Physik, wie zum Beispiel der Festkörperphysik, konnte mit der experimentellen Realisierung eines Mott-Isolator-Zustands eindrucksvoll unter Beweis gestellt werden [24]. Dabei zeichnen sich diese Modellsysteme durch ihre hohe Reinheit und sehr gute und dynamische Kontrolle über die experimentellen Parameter aus.

Wie bereits angedeutet bestehen heutzutage im Wesentlichen zwei Ansätze zur Erzeugung von BECs mittels evaporativer Kühlung, entweder in harmonischen Magnetfallen mit Hilfe von Radiofrequenz- und Mikrowellenübergängen, oder in optischen Dipolfallen durch die Methode der dynamischen Reduktion der Fallentiefe. Grundsätzlich können durch die Verwendung von magnetischen Fallen BECs mit höheren Atomzahlen erzeugt werden. Der Grund hierfür liegt zum einen in der höheren Effizienz im Umladeprozess. Zum anderen geht die in Magnetfallen mit externen Feldern getriebene Evaporationskühlung nicht mit einer Senkung der Fallenfrequenzen und somit einer Senkung der elastischen Stoßrate und einer Erhöhung der Rethermalisierungszeit einher. Die Evaporation findet im sogenannten run-away evaporation-Regime statt. In jüngster Vergangenheit gab es auch für optische Fallen Ansätze zur Verdampfungskühlung im run-away evaporation-Regime [25, 26]. Optische Fallen zeichnen sich im Allgemeinen durch kürzere Zykluszeiten für die Erzeugung von BECs aus, da sie aufgrund der üblicherweise deutlich höheren Fallenfrequenzen in der Anfangsphase der Evaporation niedrigere Rethermalisierungszeiten realisiert werden können. Darüber hinaus ermöglichen optische Dipolfallen die Erzeugung von BECs gänzlich ohne externe Magnetfelder, was für die Verwendung von BECs für präzise Messungen sehr erwünscht ist. Im einfachsten Fall genügt eine dynamische Reduktion der Laserausgangsleistung zur Reduktion der Fallentiefe.

Optische Dipolfallen unterscheiden sich abhängig von der verwendeten Wellenlänge bezüglich der Eigenschaften ihrer Fallenpotentiale. Einerseits ist die AC-Stark-Verschiebung der atomaren Zustände unter anderem eine Funktion der verwendeten Wellenlänge. Andererseits ist die Rayleigh-Länge⁵ entscheidend für den Einschluss der kalten Atome entlang eines Fallenstrahls. Betrachtet man eine Falle, die aus einem einzelnen, auf eine feste Strahltaille fokussierten Laserstrahl geformt wird, so ist der radiale Einschluss allein durch den Intensitätsgradienten des Gauß-

⁵Nach dieser Länge ist vom Fokus ausgehend die Laserintensität I auf $I_0/\sqrt{2}$ abgefallen.

Profils des Strahls gegeben. Axial jedoch ist der Intensitätsgradient und somit der Einschluss der Falle abhängig von der Rayleigh-Länge. Da diese eine Funktion der Wellenlänge ist, ergeben sich unterschiedlich starke axiale Einschlüsse für verschiedene Fallenwellenlängen. Um eine effiziente Evaporation zu gewährleisten muss abhängig von der verwendeten Wellenlänge unter Umständen eine Geometrie mit zwei gekreuzten fokussierten Laserstrahlen verwendet werden, um in allen drei Raumrichtungen hinreichend hohe Fallenfrequenzen aufrechtzuerhalten [27, 25].

Da für die Umsetzung genügend tiefer Fallen hohe Laserleistungen von mehreren Watt bei gleichzeitig guter Strahlqualität notwendig sind, existieren im Bereich der stark rotverstimmten Dipolfallen (far-off-resonance trap, kurz: FORT) einige stark favorisierte Fallenwellenlängen. Zum einen wurden durch den fokussierten Strahl eines CO₂-Lasers geformte Einzelstrahlfallen zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten verwendet [13, 28]. Bei dieser Fallenwellenlänge ist es aufgrund der sehr kurzen Rayleigh-Länge möglich auch in der Einzelstrahlfalle einen ausreichend hohen axialen Einschluss für eine effiziente Evaporationskühlung zu gewährleisten. Da die vergleichsweise niedrige Frequenz des elektrischen Wechselfelds des CO_2 -Lasers außerdem auf zu fangende Atome quasistatisch wirkt, sind nur sehr schwache differentielle AC-Stark-Verschiebungen der atomaren Zustände zu beobachten. Dies ermöglicht die simultane Einstrahlung von Dipolfallen- und Kühllaserlicht. Allerdings ist bei der Verwendung dieser Laserwellenlänge zu beachten, dass die üblicherweise für den Bau von Sichtfenstern für Vakuumapparaturen und Optiken wie Linsen verwendeten optischen Substrate Licht dieser Wellenlänge nicht transmittieren. So werden spezielle optische Substrate⁶ benötigt, um optischen Zugang zu gewährleisten.

Auf der anderen Seite existieren günstig verfügbare Laserlichtquellen hoher Ausgangsleistung und guter Strahlqualität bei $1060 - 1080 \text{ nm}^7$ und bei 1560 nm^8 . Im Gegensatz zur ferninfraroten Strahlung des CO₂-Lasers liegen diese beiden Quellen nun jedoch deutlich näher an atomaren Resonanzen, sodass starke Kopplungen an die atomaren Niveaus nun teilweise massive differentielle AC-Stark-Verschiebungen erzeugen. Im Fall von 1064 nm ist beispielsweise der angeregte Zustand nicht gefangen⁹. Im Fall der Wellenlänge von 1560 nm wird ab einer gewissen Intensität des Dipolfallenlasers das Kühllaserlicht im Zentrum der Dipolfalle sogar blau verstimmt und treibt damit Atome aus der Falle heraus. Eine effiziente Beladung ist somit nur bei geringer Intensität des Dipolfallenlaserfelds möglich. Zusätzlich ist die Rayleigh-Länge der nahinfraroten Laserstrahlen im Vergleich zum ferninfraroten Lichtstrahl eines CO₂-Lasers deutlich kleiner. Um größtmöglichen

⁶Für CO₂-Laserstrahlung transparente Fenster sind typischerweise aus ZnSe gefertigt.

⁷Hierbei handelt es sich um Nd:YAG-Laser oder Yb-dotierte Faserlaser.

⁸Diese Wellenlänge wird in der optischen Telekommunikation verwendet. Quellen hierfür sind meist Er-dotierte Faserlaser.

⁹Durch das entgegengesetzte Vorzeichen der AC-Stark-Verschiebungen des Grundzustands und des angeregten Zustands wird außerdem Kühllaserlicht stark aus der Nahresonanz verschoben. Dies kann zur Realisierung einer *dark spot*-MOT genutzt werden [29].

Nutzen aus den Eigenschaften der optischen Fallen verschiedener Wellenlängen zu ziehen, ist eine Kombination der positiven Eigenschaften der Nah- und Ferninfrarotquellen wünschenswert. Dazu bietet sich beispielsweise ein Thulium-dotierter Faserlaser bei einer Wellenlänge von 2 μ m an [30]. Einerseits sind typischerweise verwendete Glassubstrate transparent für die Wellenlänge. Gleichzeitig liegt beispielsweise für ⁸⁷Rb die nächste atomare Resonanz etwa 500 nm weit entfernt, sodass die differentielle AC-Stark-Verschiebung im Vergleich zu den oben genannten Fallenwellenlängen im Nahinfrarotspektrum gering ist, da nur sehr schwache Kopplungen an atomare Niveaus vorliegen. Somit ist es beispielsweise möglich, Laserkühlung im Dipolfallenpotential zu betreiben, um die Falle effizient zu beladen. Dabei ist insbesondere hilfreich, dass sowohl der Grundzustand, als auch der angeregte Zustand gefangen sind.

Am Institut für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover wird im Rahmen des CAPRICE-Projekts (<u>Cold Atom Test of the Equivalence Principle</u>) ein atominterferometrischer Test des schwachen Äquivalenzprinzips¹⁰ realisiert. In diesem Experiment soll mit Hilfe atominterferometrischer Methoden eine differentielle Beschleunigungsmessung an (ultra)kalten, frei fallenden ⁸⁷Rb - und ³⁹K - Atomen durchgeführt werden [31, 32]. In dieser Arbeit wurde eine optische Dipolfalle der Wellenlänge 2 μ m realisiert die in Zukunft als Quelle ultrakalter, quantenentarteter Gase für dieses Experiment verwendet werden soll. Diese soll mit einer für hochpräzise atominterferometrische Messungen benötigten hohen Wiederholungsrate BECs mit etwa 10⁵ Atomen erzeugen.

Diese Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 werden notwendige theoretische Grundlagen zu optischen Dipolfallen, der Evaporationskühlung und der Bose-Einstein-Kondensation behandelt. Kapitel 3 beschreibt dann den experimentellen Aufbau. In Kapitel 4 werden die wichtigsten experimentellen Methoden erläutert, die zur Charakterisierung der optischen Dipolfalle in Kapitel 5 verwendet wurden. Dabei wurde die Falle in Hinblick auf das Beladeverhalten, die Atomzahl, die Spitzendichte, die Temperatur und die Anfangsphasenraumdichte untersucht. Die Ergebnisse zur Bose-Einstein-Kondensation in der schwachen Hybridfalle mit Hilfe von Evaporationskühlung werden in Kapitel 6 vorgestellt. Kapitel 7 schließt mit einem Ausblick.

¹⁰Dieses besagt, dass zwei Körper unabhängig von ihren Eigenschaften bei gleicher Anfangsposition und -geschwindigkeit die selbe Trajektorie in der Raumzeit durchlaufen. In einem Gravitationsfeld wird dies auch als *Universalität des freien Falls* (kurz: UFF) bezeichnet.

KAPITEL 2

THEORETISCHE GRUNDLAGEN

In diesem Kapitel sollen theoretische Grundlagen behandelt werden, auf denen Messungen, Auswertungen und Interpretationen der Ergebnisse in dieser Arbeit beruhen. In Abschnitt 2.1 wird die Atom-Licht-Wechselwirkung, die das Dipolpotential und die Dipolkraft erzeugt, näher beleuchtet. Daraufhin soll das Dipolfallenpotential eines fokussierten Einzelstrahls in Zusammenhang mit den Strahlparametern gebracht werden und eine Berechnung der Fallenfrequenzen durchgeführt werden. Es folgt eine Gegenüberstellung der gängigsten Fallenwellenlängen in Hinblick auf die AC-Stark-Verschiebungen des Grundzustands und des angeregten Zustands.

Abschnitt 2.2 behandelt die Bose-Einstein-Kondensation atomarer Gase in der Theorie. Dabei werden wichtige Charakteristika zum Nachweis von Bose-Einstein-Kondensation (<u>Bose-Einstein Condensation</u>, kurz: BEC) erläutert und es wird Abschnitt 2.3 auf die Technik der evaporativen Kühlung atomarer Ensembles eingegangen.

2.1 Optische Dipolfallen

Die Grundlage des Fallenpotentials optischer Dipolfallen liegt in der Atom-Licht-Wechselwirkung. Diese Wechselwirkung ist zum einen durch die sogenannte Spontankraft durch Absorption und Reemission (nah)resonanter Photonen gegeben. Zum anderen unterliegt jedes Atom im elektrischen Wechselfeld mit Intensität $I_D(\vec{r})$ der intensitätsabhängigen AC-Stark-Verschiebung, die durch ein im Atom induziertes Dipolmoment begründet ist. Aus dieser resultiert die Dipolkraft

$$\vec{F}_{\rm Dip}(\vec{r}) = -\nabla U_{\rm Dip}(\vec{r}). \tag{2.1}$$

Das Dipolpotential U_{Dip} ist durch [33, 31]

$$U_{\rm Dip} = \frac{1}{2\epsilon_0 c} \Re(\alpha) \nabla I_D(\vec{r})$$
(2.2)

gegeben. Dabei ist $\alpha = \alpha(|\psi_a\rangle, \omega_D)$ die komplexe Polarisierbarkeit des Zustands $|\psi_a\rangle$ für die Laserfrequenz ω_D , c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante. Die genaue Berechnung der komplexen Polarisierbarkeit für ⁸⁷Rb bei der verwendeten Wellenlänge 1,96 μ m wurde in [31] durchgeführt. Sie beträgt $\alpha_{5^2S_{1/2}} = 6.2 \times 10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$ für den Grundzustand und $\alpha_{5^2P_{3/2}} = 32.8 \times 10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$ für den angeregten Zustand.

An dieser Stelle sollen wichtige Fakten über das Dipolpotential zusammengetragen werden [33, 31]:

- Die Polarisierbarkeit in Abhängigkeit der Fallenwellenlänge besitzt Polstellen bei optischen Übergängen. Bei diesen Resonanzen geht die Polarisierbarkeit $\alpha \to \pm \infty$.
- Das Vorzeichen der Polarisierbarkeit bestimmt, ob das Fallenpotential attraktiv oder repulsiv ist. Rotverstimmte Dipolfallen erzeugen somit attraktive Potentiale, blauverstimmte Dipolfallen erzeugen repulsive Potentiale. Dies hat unter anderem zur Folge, dass beispielsweise in Fallen der Wellenlänge $\lambda_{\rm ODT} = 1064$ nm der angeregte Zustand von $^{87}{\rm Rb}$ nicht gefangen ist.
- Sowohl das Dipolpotential, als auch die Photonenstreurate skalieren linear mit der Intensität des Dipolfallenlasers I_D(r). Da jedoch die Photonenstreurate proportional zu 1/(ω_{eg}² - ω_D²) von der Verstimmung des Dipolfallenlasers von einem optischen Übergang |e⟩ → |g⟩ abhängt, werden typischerweise gegenüber optischen Übergängen stark verstimmte Dipolfallenlaserfelder hoher Intensität verwendet. So wird für eine hinreichend tiefe Falle der Heizeffekt durch Photonenstreuung gering gehalten.

2.1.1 Gaußsche Strahlenoptik des fokussierten Einzelstrahls

Für einen fokussierten Einzelstrahl wie in Abbildung 2.1 dargestellt ergibt sich in Zylinderkoordinaten mit $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ die Intensitätsverteilung [34]

$$I(r,z) = \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \left(\frac{\omega_0}{\omega(z)}\right)^2 e^{\frac{-2r^2}{\omega^2(z)}}$$
$$= I_0 \left(\frac{\omega_0}{\omega(z)}\right)^2 e^{\frac{-2r^2}{\omega^2(z)}}$$
(2.3)

Hier ist

$$\omega_0 = \frac{\lambda_{\text{ODT}} f}{\pi \omega} \tag{2.4}$$

der minimale Strahlradius für einen mit einer Linse der Brennweite f fokussierten Strahl der Wellenlänge λ_{ODT} mit einem Strahlradius ω und

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \tag{2.5}$$



Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines fokussierten Gauß-förmigen Strahls zur Veranschaulichung der einzelnen im Text beschriebenen charakteristischen Größen. Die durchgezogene Linie kennzeichnet den Abstand von der z-Achse, an dem die Intensität des Laserfelds auf $1/e^2$ des entsprechenden Maximalwerts auf der z-Achse abgefallen ist. Übernommen aus [31].

der axiale Verlauf des Strahlradius, bei dem die Intensität auf I_0/e abgefallen ist. Dieser ist eine Funktion der Rayleigh-Länge

$$z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda_{\text{ODT}}}.$$
(2.6)

Die Abhängigkeit der Rayleigh-Länge von der Wellenlänge der Dipolfalle λ_{ODT} führt zu verschieden starken axialen Einschlüssen für verschiedene Wellenlängen. So ist beispielsweise für identische Fokusgrößen $2\omega_0$ der axiale Einschluss unter Verwendung einer CO₂-Laserquelle mit $\lambda_{ODT} = 10,6 \ \mu m$ ungefähr fünf mal so stark wie bei einer Quelle bei $\lambda_{ODT} = 1,96 \ \mu m$ [31].

2.1.2 Berechnung der Fallenfrequenzen

Nach Gleichung 2.2 erzeugt ein fokussierter Einzelstrahl das Dipolpotential [31]

$$U_{\rm Dip}(r,z) = U_0 \left(\frac{\omega_0}{\omega(z)}\right)^2 e^{\frac{-2r^2}{\omega^2(z)}}$$
(2.7)

mit der Fallentiefe¹

$$U_0 = -\frac{\Re(\alpha)P}{\epsilon_0 c \pi \omega_0^2}.$$
(2.8)

¹Diese wird häufig als Temperatur in Einheiten von k_B angegeben.

Eine harmonische Näherung im Bereich des Fallenminimums ergibt

$$U_{\rm Dip}(r,z) \approx U_0 \left(1 - 2 \left(\frac{r}{\omega_0}\right)^2 - \left(\frac{z}{z_R}\right)^2 \right).$$
(2.9)

Im Modell des klassischen harmonischen Oszillators der Masse m
 mit $U_{\rm HO}=1/2m\omega^2 x^2$ ergeben sich die Fallenfrequenzen zu

$$\omega_r = \frac{\partial^2 U_{\rm Dip}}{\partial r^2} = \sqrt{-\frac{4U_0}{m\omega_0^2}} \tag{2.10}$$

radial und

$$\omega_z = \frac{\partial^2 U_{\text{Dip}}}{\partial z^2} = \sqrt{-\frac{2U_0}{mz_R^2}} \tag{2.11}$$

axial.

2.1.3 AC-Stark-Verschiebungen für verschiedene Fallenwellenlängen

Die prominentesten Wellenlängen λ_{ODT} , die zur Realisierung von FORTs verwendet werden, sind 1064 nm, 1560 nm und 10600 nm. Während bei all diesen Wellenlängen hinreichend günstige Laserquellen und optische Bauelemente zur Verfügung stehen, um optische Dipolfallen vergleichbarer Tiefe zu realisieren, zeichnen sich große Unterschiede in der AC-Stark-Verschiebung der Niveaus der gefangenen Atome ab. Das Verhalten der Atome in Potentialen verschiedener Wellenlängen muss in der Planung eines Experiments folglich unbedingt in Betracht gezogen werden.

Abbildung 2.2 (a), (b) und (d) zeigen die radiale AC-Stark-Verschiebung des Grundzustands und des angeregten Zustands im Fokus einer Einzelstrahlfalle der drei angesprochenen Wellenlängen². In dieser Darstellung ist der Abstand der zwei Niveaus außerhalb des Fokus gleich der Rotverstimmung zum Betrieb der 3D MOT. Schneiden sich also die Linien des Grundzustands und des angeregten Zustands, liegt effektive eine Blauverstimmung des Kühllaserlichts vor und Atome werden in der Falle nicht mehr gefangen. Es fällt auf, dass für $\lambda_{ODT} = 1064$ nm in Abbildung 2.2 (a) die AC-Stark-Verschiebung im Fokus der optischen Dipolfalle den Energieabstand der Niveaus erhöht. Damit einhergehend wird klar, dass in einer optischen Dipolfalle dieser Wellenlänge der angeregte Zustand nicht gefangen ist, was beispielsweise ein Beladen direkt aus einer MOT schwierig macht. Außerdem wird im Zentrum einer optischen Falle dieser Wellenlänge das Kühllaserlicht durch die hohe differentielle AC-Stark-Verschiebung aus der Resonanz geschoben. Dies

 $^{^2 \}text{Die}$ Fokusgröße beträgt $2\omega_0 = 40~\mu\text{m}$ und die Fallentiefe jeweils $U_0 = 250~\mu\text{K}$ für den Grundzustand.

kann beispielsweise zur Erhöhung der Spitzendichte mit einer räumlich dunklen MOT genutzt werden [29]. Für $\lambda_{ODT} = 1560$ nm (Abbildung 2.2 (b)) hingegen führt die starke Verschiebung des angeregten Zustands zu einer effektiven Blauverstimmung des Kühllaserlichts im Zentrum der Falle - Atome werden dort also nicht gehalten, sondern erfahren eine Kraft, die sie außerhalb des Fallenzentrums drückt. Auf diese Weise ist eine effiziente Beladung der Dipolfalle unter gleichzeitiger Einstrahlung von Kühllaserlicht und Dipolfallenlaserlicht bei dieser Wellenlänge nicht möglich. Für $\lambda_{ODT} = 10600$ nm in Abbildung 2.2 (d) wirkt das elektrische Wechselfeld aufgrund der vergleichsweise sehr niedrigen Frequenz quasi elektrostatisch und es zeigt sich eine fast verschwindende differentielle AC-Stark-Verschiebung bei niedriger absoluter Verschiebung.

Zusätzlich ist in Abbildung 2.2 (c) die Situation für $\lambda_{ODT} = 1960$ nm dargestellt. Für dieses Experiment wurde diese Fallenwellenlänge gewählt, da sie im Nahinfrarotbereich liegt und somit nicht die in Kapitel 1 angesprochenen Nachteile der CO₂-Laserstrahlung bei $\lambda_{ODT} = 10600$ nm bezüglich der üblicherweise verwendeten optischen Substrate aufweist. Gleichzeitig zeigt sie dabei ein zur Situation des ferninfraroten Laserlichts ähnliches Verhalten.



Abbildung 2.2: AC-Stark-Verschiebungen des Grundzustands (--) und des angeregten Zustands (---) für (a) $\lambda_{\text{ODT}} = 1064$ nm, (b) $\lambda_{\text{ODT}} = 1560$ nm, (c) $\lambda_{\text{ODT}} = 1960$ nm und (d) $\lambda_{\text{ODT}} = 10600$ nm. Die Fokusgröße beträgt $2\omega_0 = 40 \ \mu\text{m}$ und die Leistungen P_{ODT} sind so gewählt, dass immer eine Fallentiefe $U_0 = 250 \ \mu\text{K}$ für den Grundzustand vorliegt. Außerhalb des Fokus entspricht der Abstand der Niveaus der Rotverstimmung zum Betrieb der 3D MOT $-1\Gamma \approx 36$ MHz.

2.2 Bose-Einstein-Kondensation verdünnter atomarer Gase

Theoretische Behandlungen der Bose-Einstein-Kondensation wurde an anderer Stelle vielfach in voller Ausführlichkeit publiziert [35, 36]. Hier sollen in verkürzter Form grundlegende Berechnungen dargestellt werden, um die experimentelle Realisierung der Bose-Einstein-Kondensation in dieser Arbeit (siehe Kapitel 6) in theoretischen Zusammenhang zu bringen. Dabei wird insbesondere die Dichteverteilung eines BECs und die notwendige Bedingung für die Phasenraumdichte

$$\rho_{\rm PSD} = n \cdot \lambda_{\rm dB}^3 \le 2,612 \tag{2.12}$$

zur Bose-Einstein-Kondensation eines atomaren Gases hergeleitet. Dabei istn=N/V die klassische Dichte des Gases und

$$\lambda_{\rm dB} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_BT}} \tag{2.13}$$

die thermische de Broglie-Wellenlänge mit dem Planckschen Wirkungsquantum $\hbar = h/2\pi$, der atomaren Masse *m*, der Boltzmann-Konstante k_B und der Temperatur des Gases *T*.

Ist die energieabhängige Verteilungsfunktion

$$n(\epsilon_{\vec{p}}) = n_{\vec{p}} \tag{2.14}$$

bekannt, so kann die Teilchenzahl eines idealen Gases über

$$N = \sum_{\vec{p}} n_{\vec{p}} \tag{2.15}$$

bestimmt werden. Für die Energie des Gases gilt dann

$$E = \sum_{\vec{p}} \epsilon_{\vec{p}} \cdot n_{\vec{p}}.$$
 (2.16)

Unter Verwendung der Zustandsdichte

$$\rho_{\rm DS}(\epsilon) = \frac{V}{(2\pi\hbar)^3} \int d^3p \,\delta(\epsilon - \epsilon_{\vec{p}}) \tag{2.17}$$

liefert ein Übergang ins Kontinuum

$$N = \int_0^\infty \mathrm{d}\epsilon \,\rho_{\mathrm{DS}}(\epsilon) n(\epsilon) + N_0 \tag{2.18}$$

und

$$E = \int_0^\infty \mathrm{d}\epsilon \,\rho_{\mathrm{DS}}(\epsilon) n(\epsilon) \cdot \epsilon + E_0. \tag{2.19}$$

Dabei sind N_0 und E_0 Grundzustandsbeiträge für $\vec{p} = 0$. Setzt man nun die Bose-Verteilung

$$n(\epsilon) = \frac{1}{e^{\beta(\epsilon-\mu)} - 1} \tag{2.20}$$

und die dreidimensionale Zustandsdichte eines idealen Gases

$$\rho_{\rm DS}(\epsilon) = \frac{V m^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3 \sqrt{2}} \sqrt{\epsilon}$$
(2.21)

in Gleichung 2.18 ein, so ergibt sich mit der Fugazität $z = e^{\beta\mu}$ nach Umformung

$$N = \frac{1}{z^{-1} - 1} + \frac{V}{\lambda_{\rm dB}^3} g_{3/2}(z).$$
(2.22)

Hier ist

$$g_{3/2}(z) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{z^k}{k^{3/2}}$$
(2.23)

durch die Riemannsche Zeta-Funktion gegeben. In einem idealen Gas muss die Dichte $N/V = g_{3/2}(z)/\lambda_{\rm dB}^3$ konstant sein. Jedoch führt die Tatsache, dass $\lambda_{\rm dB}$ für fallende Temperaturen T steigt, $g_{3/2}(z)$ jedoch bei $g_{3/2}(z = 1) = 2,612$ ein Maximum hat ab einer kritischen Temperatur T_C zum Widerspruch. Eine Umformung liefert

$$T_C = \frac{2\pi\hbar^2}{m\left(2.612\frac{N}{V}\right)^{2/3}}$$
(2.24)

als kritische Temperatur für den Phasenübergang. Ein Einsetzen in Gleichung 2.22 erlaubt dann die Interpretation

$$N = \frac{1}{z^{-1} - 1} + N \left(\frac{T}{T_C}\right)^{3/2} \frac{g_{3/2}(z)}{g_{3/2}(1)} = N_0 + N'$$
(2.25)

$$\leftrightarrow N_0(T) = N\left(1 - \left(\frac{T}{T_C}\right)^{3/2}\right). \tag{2.26}$$

Mit der Annäherung der Temperatur T an die kritische Temperatur T_C sinkt folglich die Besetzung der angeregten Zustände N' im Gas und es zeichnet sich eine makroskopische Besetzung des Grundzustands N_0 ab.

Der oben für ein ideales Gas durchgeführte Formalismus zur theoretischen Herleitung der Bose-Einstein-Kondensation kann mit Verwendung der nichtlinearen Verallgemeinerung der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung, der Gross-Pitaevskii-Gleichung, für reale Gase unter Berücksichtigung von Wechselwirkungen mit der Kopplungskonstante g in einem Fallenpotential $U(\vec{r})$ erweitert werden. Das Dichteprofil $n_C(\vec{r})$ des BECs ergibt sich damit in der Thomas-Fermi-Näherung³

³In dieser Näherung wird die kinetische Energie vernachlässigt.

zu [31]

$$n_C(\vec{r}) = \max\left[\frac{\mu - U(\vec{r})}{g}, 0\right].$$
 (2.27)

In einer harmonischen Falle entspricht das zweidimensionale Dichteprofil eines BECs, wie es beispielsweise in Absorptionsaufnahmen detektiert werden kann (siehe Abschnitt 3.3), folglich einem invertierten Paraboloid, das sich deutlich vom Gauß-förmigen thermischen Hintergrund abhebt. Für die Phasenraumdichte in einer harmonischen Falle mit der mittleren Fallenfrequenz $\bar{\omega} = \sqrt[3]{\omega_x \cdot \omega_y \cdot \omega_z}$ ergibt sich außerdem [37]

$$\rho_{\rm PSD} = N \left(\frac{\hbar \bar{\omega}}{k_B T}\right)^3. \tag{2.28}$$

Außerdem kann die kritische Temperatur mit

$$T_C \approx 0.94 \frac{\hbar \bar{\omega} N^{1/3}}{k_B} \tag{2.29}$$

berechnet werden [38].

2.3 Evaporative Kühlung

Die Senkung der Temperatur eines Ensembles der Energie $\overline{E} = k_B T$ in einem Fallenpotential der Tiefe U mit Hilfe von evaporativer Kühlung beruht auf der Entfernung eines Teils des Ensembles mit Energien $E > U > \overline{E}$ durch Absenkung der Fallentiefe [9, 8, 31]. Das durch diesen Prozess im thermodynamischen Gleichgewicht gestörte Ensemble rethermalisiert im folgenden durch elastische Stöße zu einer tieferen Temperatur T' < T.

In einem thermischen Ensemble ist die mittlere Geschwindigkeit der Teilchen

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_BT}{\pi m}} \tag{2.30}$$

und die durchschnittliche relative Geschwindigkeit zweier Teilchen

$$\bar{v}_{\rm rel} = \sqrt{2}\bar{v}.\tag{2.31}$$

Die elastische Stoßrate für zwei Teilchen ist nun

$$\gamma_{\rm el} = \frac{1}{\tau_{\rm rt}} = n_0 \sigma_{\rm S} \bar{v}_{\rm rel} = N \left(8\sqrt{2} \frac{a^2 m}{\pi k_B} \right) \frac{\bar{\omega}^3}{T}.$$
(2.32)

Hierbei ist $\sigma_{\rm S} = 2\pi \cdot (2a)^2$ der Streuquerschnitt mit der Streulänge eines Teilchen a und n_0 die Spitzendichte des Ensembles. $\tau_{\rm rt}$ ist die Rethermalisierungszeit. Für eine relative Fallentiefe $\eta = U_0/k_B T$ ist die Rate für die Evaporationskühlung [9]

$$\gamma_{\rm ev} = \gamma_{\rm el} \eta e^{-\eta} \tag{2.33}$$

und für $\eta \ll 1$ und vernachlässigbare technische Heizeffekte die zeitliche Entwicklung der Temperatur des Ensembles [30]

$$\frac{\dot{T}}{T} = -\frac{\eta - 2}{3}\gamma_{\rm ev} + \frac{\bar{\omega}}{\dot{\bar{\omega}}}.$$
(2.34)

Dies gilt unter der Annahme, dass ein Atom mit E > U die Falle ohne zusätzliche Stöße verlassen kann.

Im sogenannten Regime der *run-away* Evaporation überwiegen elastische Stöße nichtevaporative Fallenverluste. Um diese Bedingung zu erfüllen ist es notwendig, die elastische Stoßrate konstant zu halten oder bei Zunahme von Verluste sogar monotones Wachstum zu gewährleisten. Durch die in optischen Dipolfallen mit einer Senkung der Fallentiefe einhergehenden Senkung der Fallenfrequenz ist es ohne besondere Techniken nicht möglich, im *run-away* Regime zu evaporieren. Stattdessen muss angepasst an die Reduktion der Fallenfrequenz und die dadurch erzeugte Erhöhung der Rethermalisierungszeit die Senkung der Fallentiefe im Laufe der Evaporationskühlung stetig verlangsamt werden. So ergibt sich beispielsweise für einen konstanten Parameter η und $\eta' = \eta + (\eta - 5)/(\eta - 4)$ eine optimale Form der Reduktion der Dipolfallenlaserleistung von [39, 27]

$$U(t) = U(t=0) \left(1 + \frac{1}{\tau}\right)^{\frac{2(\eta'-3)}{\eta'}}$$
(2.35)

mit der Zeitkonstanten

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2}{3}\eta'(\eta - 4)e^{-\eta}\gamma_{\rm el}(t=0).$$
(2.36)

Mit Hilfe des Zusammenhangs aus Gleichung 2.35 kann nun beispielsweise eine experimentell ermittelte Evaporationssequenz analysiert werden. Abhängig davon, welche experimentellen Parameter bekannt sind, kann so zum Beispiel die Temperatur des Ensembles oder η bestimmt werden.

KAPITEL 3

EXPERIMENTELLER AUFBAU

In diesem Kapitel soll der Fokus auf der Realisierung der optischen Dipolfalle liegen und das atomare Quellensystem samt Lasersystem nur angerissen werden. Detaillierte Ausführungen zum experimentellen Aufbau sind in einer Doktorarbeit sowie in diversen Diplomarbeiten zu finden [31, 40, 41, 42]. Wie in [31] umfangreich dargestellt ist, soll der verwendete Aufbau als Quelle quantenentarteter Gase für hochauflösende Atominterferometrie dienen. Zu diesem Zwecke muss das System einer Reihe von Anforderungen genügen, die hier näher beleuchtet werden sollen.

3.1 Dual-MOT-System

Stöße mit dem Hintergrundgas im Vakuumsystem beeinträchtigen maßgeblich die Lebensdauer gefangener Atome. Diese Stöße öffnen Verlustkanäle, da das "heiße" Restgas hohe kinetische Energie besitzt. So kann bei einem elastischen Stoß eines Restgasatoms mit einem gefangenen Atom die übertragene kinetische Energie ein gefangenes Atom dazu befähigen, in einen ungebundenen Zustand überzugehen, d.h. das Fallenpotential zu verlassen. Insbesondere bei der Erzeugung quantenentarteter Gase ist es also unumgänglich, sehr niedriger Drücke zu realisieren, um den Verlustkanal durch Stöße mit dem Restgas zu minimieren. Um weiterhin als Quelle für die hochauflösende Atominterferometrie geeignet zu sein, ist es aufgrund des Integrationsverhaltens einer solchen Apparatur und der Vibrationsempfindlichkeit von großer Bedeutung, eine hohe Gesamtrepetitionsrate zu erzielen. Zusammengefasst muss die Apparatur also eine sehr hohe Vakuumqualität in der Experimentierkammer ausweisen, gleichzeitig muss aber auch ein genügend hoher Partialdruck der zu fangenden Atomsorte zur Verfügung gestellt werden.

Um die Ultrahochvakuumumgebung, welche zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten notwendig ist, bei gleichzeitig hoher Gesamtrepetitionsrate des Experiments zu ermöglichen, wurde für dieses Experiment in einer Experimentier-



Abbildung 3.1: Graphische Darstellung der Vakuumkammer mit Aufteilung der Vakuumapparatur in 2D MOT-Kammer links, Experimentierkammer in der Mitte und Vakuumpumpen rechts. Zur besseren Übersicht sind einige Teleskope und eine der beiden Spulen zum Betrieb der 3D MOT im Bild nicht gezeigt. Zur Abschirmung der Atome vor unerwünschten Magnetfeldern sind die beiden Hauptteile der Vakuumkammer von allen Seiten von μ -Metallplatten umgeben. Die Gesamtlänge der Apparatur beträgt 1,3 m.

kammer eine dreidimensionale magnetooptische Falle (3D MOT) konstruiert, die durch eine differentielle Pumpstufe von zweidimensionalen magnetooptischen Falle (2D MOT) mit einem kalten Atomstrahl beladen wird [42]. Die Experimentierkammer liefert mit 20 Fenstern in der Größe 2,5-7 cm großzügigen optischen Zugang zum Experiment. Der typische Druck in der Experimentierkammer beträgt ungefähr 5×10^{-11} mbar. Gleichzeitig kann durch die Verwendung der differentiellen Pumpstufe auf der Seite der 2D MOT vergleichsweise hoher ⁸⁷Rb -Partialdruck vorliegen, um einen hohen Atomfluss der 2D MOT zu gewährleisten. Das System hat eine Gesamtlänge von 1,3 m und ist in Abbildung 3.1 graphisch dargestellt.

Besonders hervorzuheben sind an dieser Stelle die zwei Spulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration, die das magnetische Quadrupolfeld für den Betrieb der 3D MOT erzeugen. Diese Spulen werden ebenfalls zum Betrieb der schwachen Hybridfalle (Kapitel 5) verwendet.

3.1.1 Lasersystem

Die Funktionsweise einer magnetooptischen Falle und erweiterte Kühlmethoden, wie Polarisationsgradientenkühlung, wurden an anderer Stelle hinreichend beschrieben und sollen hier nicht näher erläutert werden [7, 43]. Im Gegensatz dazu stellt das Beladen einer optischen Dipolfalle (siehe Abschnitt 5.1) eine komplexe Aufgabe dar und benötigt insbesondere sehr gute Kontrolle über die verwendeten Kühl- und Rückpumplaserfelder. Eine hohe Flexibilität im Sinne von Sprüngen im Frequenzraum und der Absenkung der Intensität muss gewährleistet sein, um kalte Ensembles hoher Dichte, beispielsweise mit Hilfe einer Kompressions-MOT (siehe Abschnitt 5.1), zu erzeugen. Dazu wird in dieser Arbeit wurde ein früher entwickeltes Lasersystem zum Fangen und Kühlen von ⁸⁷Rb benutzt [40].

Das Lasersystem, das in Abbildung 3.2 dargestellt ist, besteht aus drei distributed feedback Dioden¹ (DFB-Dioden), die auf die entsprechenden Wellenlängen zum Betrieb der 2D- und 3D MOT-Kühllaserfelder sowie der Rückpumplaserfelder stabilisiert werden. Dazu werden die Frequenzen der 2D MOT- und Rückpumplaserdiode mit Hilfe von Schwebungssignalen² relativ zueinander stabilisiert und sind auf einen hochstabilen Laser mit externem Resonator [44] referenziert, der seinerseits unter Verwendung von Frequenzmodulationsspektroskopie (FMS) auf den $|F=2\rangle \rightarrow |F'=2/3\rangle$ cross-over-Übergang D₂-Linie von ⁸⁷Rb stabilisiert ist. Außerdem wird ein geringer Teil des Referenzlaserlichts über einen akkustooptischen Modulator (AOM) auf die Resonanz $|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$ in der Frequenz verschoben, um resonante Absorptionsabbildungen zu ermöglichen (siehe Abschnitt 3.3). Die Frequenz des 3D MOT-Kühllasers wird dann relativ zum Rückpumplaserlicht stabilisiert. Die Tatsache, dass DFB-Dioden in Verbindung mit schwebungsmessungsbasierter Stabilisierung verwendet werden, erlaubt hohe Flexibilität und Geschwindigkeit beim Durchstimmen insbesondere des 3D-Kühllaserlichts. Frequenzsprünge von bis zu 200 MHz im 3D-Kühllaserlicht können innerhalb von $200 \ \mu s$ realisiert werden, indem mit der Referenzspannung, die den Regelpunkt für das Spannungssignal am Frequenz-zu-Spannungswandler festlegt, gesprungen wird. Diese Tatsache stellt neben der präzisen Intensitätskontrolle des Rückpumplaserlichts einen kritischen Aspekt für die Erzeugung kalter Ensembles hoher Dichte und somit das Beladen der optischen Dipolfalle dar (siehe Abschnitt 5.1). Während die Ausgangsleistung der DFB-Dioden bei ungefähr 30 mW liegt, werden für die sechs Achsen je 3D MOT-Kühllaserfeld jedoch mindestens 7 mW benötigt³. Ähnliches gilt für die vier Achsen des 2D-Kühllaserfelds. Um die Leistung, die zum Betrieb eines Dual-MOT-Systems benötigt wird, bereitzustellen, werden 2D- und 3D MOT-Kühllaserlicht in zwei Trapezverstärkern (*tapered amplifier*, TA) auf je 1 W verstärkt. Rückpump- und 3D-Kühllaserlicht passieren weiterhin zwei bzw. einen AOM, der zeitlich sehr präzises An- und Abschalten der Laserfelder bei gleichzeitig unabhängig einstellbarer Intensität ermöglicht. Schlussendlich erlauben schnelle Blenden das vollständige Ausschalten der Laserfelder. Diese Tatsache ist von Bedeutung, um Photonenstreuung an in der optischen Dipolfalle gefan-

¹Diese Dioden besitzen einen in die Halbleiterstruktur integrierte Gitterstruktur und damit eine für Laserdioden untypisch schmale Linienbreite von etwa 5 MHz. Außerdem zeichnen sie sich durch einen sehr großen modensprungfreien Bereich von etwa 200 GHz aus.

²Die Schwebungssignale werden mit Hilfe einer Frequenzkette um drei Größenordnungen reduziert und mit Hilfe von Frequenz-zu-Spannungswandlern in Spannungssignale umgewandelt. Diese werden dann als Regelsignal verwendet.

³Zusätzlich müssen Verluste an verwendeten Optiken berücksichtigt werden.

genen Atomen, die zu Heiz- und Verlustprozessen führt, zu vermeiden. Es bleibt schlussendlich anzumerken, dass hinter den DFB-Dioden und den Trapezverstärkern optische Isolatoren mit Abschwächungen von -60 dB bzw. -45 dB installiert sind, um Schädigungen bzw. Instabilitäten durch Rückreflexe zu unterdrücken.

Das Lasersystem zeichnet sich besonders durch seine hohe Robustheit und Stabilität aus, da es über polarisationserhaltende Einmodenfasern zum Experiment geführt wird. So profitiert man von der hohen Strahllagestabilität am Experiment bei einem gleichzeitig sehr reinen Strahlprofil und linearer Polarisation hoher Qualität. Gleichzeitig ist es kompakt und modular aufgebaut, so dass es leicht erweiterbar und portabel ist.

Das präsentierte Lasersystem ist also in der Lage, die hohen Anforderungen an die Dynamik und Flexibilität, die für das Umladen eines kalten Ensembles hoher Dichte in eine optische Dipolfalle notwendig sind, zu erfüllen.



Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des Lasersystems zum Fangen und Kühlen von ⁸⁷Rb (DFB - <u>Distributed Feedback Diode</u>, FVC - Frequenz-Spannungswandler (<u>Frequency to Voltage Converter</u>), TA - Trapezverstärker (<u>Tapered Amplifier</u>), AOM - <u>akkustooptischer Modulator</u>, Ref, Rb - Referenzlaser für ⁸⁷Rb, FMS - <u>Frequenzmodulationsspektroskopie</u>).

3.1.2 Leistungsspektrum des Dual-MOT-Systems

Im Rahmen von [31] und vorangegangener Arbeiten wurden am ATLAS-Experiment typische maximale Atomzahlen in der 3D MOT von $5-9 \times 10^9$ Atome bei 180 μ K demonstriert. Diese können aufgrund des Dual-MOT-Konzepts anfänglich mit 1.5×10^9 Atome/s geladen werden. Mit Hilfe von optischer Melassekühlung konnten Temperaturen <15 μ K erreicht werden. Bei einem typischen Operationsdruck von 5×10^{-11} mbar beträgt die Lebensdauer in der 3D MOT $\tau = 25$ s (Abbildung 3.3).



Abbildung 3.3: Typische Ladekurve der 3D MOT mit anschließender Lebensdauermessung. Differenzieren der exponentiellen Sättigungsfunktion ergibt eine Laderate im linearen Bereich von $dN_{3D \text{ MOT}}/dt = 1,5 \times$ 10^9 at/s. Die Konstante des exponentiellen Zerfalls ergibt eine Lebensdauer $\tau_{3D \text{ MOT}} = 25$ s.

3.2 Optische Dipolfalle

Die optische Dipolfalle stellt das Herzstück für die in dieser Arbeit präsentierten Experimente und Resultate dar. Als Quelle für die intensive Nahinfrarotstrahlung wird ein diodengepumpter, Thulium-dotierter Faserlaser [TLR-50-1960-LP, IPG Photonics] verwendet [41]. Dieser liefert 50 W Leistung bei einer Wellenlänge von 1960 nm mit etwa 1 nm Linienbreite. Neben der Möglichkeit, den Laser über eine serielle Schnittstelle zu steuern, existiert ebenso ein analoger Modulationseingang, welcher im Rahmen dieser Arbeit zur Stabilisierung und Kontrolle der Laserintensität verwendet wurde (siehe Abschnitt 3.2.2).

3.2.1 Aufbau

Aufgrund des Pioniercharakters der gewählten Wellenlänge 1960 nm, mit der bisher erst in einer anderen Arbeitsgruppe im Bereich der Atomphysik gearbeitet [30] wurde, wurde bei der Konzeption der optischen Dipolfalle auf Flexibilität geachtet. Somit ist es möglich, Fallengeometrien mit einem, zwei oder gar mehr Strahlen zu realisieren, ohne grundsätzliche Änderungen am Experiment vorzunehmen.

In Abbildung 3.4 ist der in dieser Arbeit verwendete Aufbau dargestellt. Hinter dem Faserausgang wird am zweiten Spiegel die sehr kleine transmittierte Leistung mit einer Photodiode [PDA30G-EC PbS Detector, Thorlabs] detektiert und als Regelsignal für einen PID-Regler verwendet. Dessen Ausgang wird dann auf der Modulationseingang des Faserlasers geführt. Darauffolgend wird, über ein $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen einstellbar, das Laserlicht in zwei Pfade aufgeteilt⁴. Als Hauptstellelement für die Kontrolle der Laserleistung ist nun eine über einen Hochspannungsverstärker [609B-3-H-CE, BFi OPTiLAS] versorgte Pockelszelle [LM 7 IR, LINOS Photonics] in den Aufbau integriert. Diese wird in Kombination mit einem $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen vorher, einem $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen nachher und einem Glan-Laser-Polarisator⁵ [PGL-100-B3, GWU Lasertechnik] verwendet (siehe Abschnitt 3.2.2). Schließlich wird das Laserlicht zur Experimentierkammer geleitet, dort in die horizontale Ebene in Höhe des Vakuumkammermittelpunkts gebracht und durch ein Fenster mit einer finalen Linse f = 150 mm am Ort der Atome fokussiert. Zur Kontrolle der Fokusposition ist die Linse auf einer linearen Translationsstufe aufgebaut. Zusätzlich ist der letzte Spiegel vor der Linse in einem mit Piezoschrittmotoren ausgestatteten Spiegelhalter [AG-M100N Agilis Mount, Newport] montiert. Dies ermöglicht ferngesteuerte Fokuspostitionierung. Hinter der Experimentierkammer wird das Laserlicht mit einem Strahlblocker aufgefangen. Um zusätzlich die Laserintensität hinter der Experimentierkammer zu detektieren, z.B. um Nachkorrektur von Daten vorzunehmen oder einen weiteren Regelkreis mit Hilfe des Hochspannungsverstärkers der Pockelszelle zu schließen, werden vor dem Strahlblocker 4% des Laserlichts mit Hilfe eines sehr schwach reflektierenden, polarisationsunabhängigen Strahlprüfers [BSF10-C, Thorlabs] aus dem Strahlengang auf eine weitere Photodiode herausreflektiert.

3.2.2 Intensitätskontrolle und -stabilisierung

Um die in Abschnitt 2.3 beschriebene Evaporationskühlung betreiben zu können, ist eine zeitlich präzise, gut reproduzierbare und dynamische Ansteuerung der Laserintensität und somit des Fallenpotentials notwendig. Bei der Verwendung mehr als eines Strahls ist es insbesondere wichtig, die Intensitäten der Strahlen relativ zueinander zeitlich gut abgestimmt und korrekt im Sinne von absoluter Leistung zu kontrollieren.

Der analoge Modulationseingang des Dipolfallenlasers liefert in weiten Bereichen eine zur Eingangsspannung proportionale Ausgangsleistung. Abbildung 3.5 zeigt die Laserausgangsleistung P_{Dip} als Funktion der angelegten Steuerspannung U_c . Im Rahmen von Untersuchung in dieser Arbeit wurde festgestellt, dass der frei laufende Faserlaser Intensitätsschwankungen im Bereich von 10% der Ausgangsleis-

⁴Der zweite Pfad wird in der Einzelstrahlkonfiguration nicht verwendet.

⁵Dieser wird als Polarisationsanalysator hoher Güte verwendet. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Auslöschungsverhältnisse von bis zu 10^3 demonstriert.



Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau der optischen Dipolfalle in Einzelstrahlkonfiguration (PID - PID-Regler, HV - Hochspannungsverstärker, TS - lineare Translationsstufe, PZ - Piezoschrittmotor-Spiegelhalter, GLP - Glan-Laser-Polarisator, PBS - Polarisationsstrahlteiler, PD - Photodiode).



Abbildung 3.5: Laserausgangsleistung $P_{\rm Dip}$ als Funktion der angelegten Steuerspannung U_c . Ein diodenkennlinienförmiger Verlauf der Ausgangsleistung ist deutlich zu sehen. Im Bereich von Steuerspannungen $U_c>1$ V verhält sich die Ausgangsleistung linear.

tung mit Perioden im Bereich von einigen Sekunden aufweist. Deshalb muss die Laserausgangsintensität stabilisiert werden, um die Reproduzierbarkeit durchgeführter Experimente zu gewährleisten. Beispielsweise können diese Schwankungen starke Auswirkungen auf gefangene kalte Ensembles in der Endphase einer Evaporationskühlung haben: Selbst kleinste Leistungsschwankungen im Bereich von 10 mW verändern das Fallenpotential stark genug, um von Zyklus zu Zyklus um die Grenze des Phasenübergangs zu springen. Zum Zwecke der Stabilisierung des Laserintensität wird die in Abschnitt 3.2.1 erwähnte Photodiode hinter dem zweiten Spiegel eingesetzt: Sie detektiert die sehr niedrige Leistung, die am Spiegel transimittiert wird, die proportional zur Gesamtintensität ist. Ihre Ausgangsspannung wird dann als Regelsignal auf einen PID-Regler geführt, der den Modulationseingang des Lasers ansteuert.

Da in allen in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten die maximale Laserausgangsleistung etwa 10 W beträgt, der Laser also weit unter seiner maximalen Ausgangsleistung betrieben wird, können somit selbst starke mittel- und langfristige Drifts effizient aufgefangen werden. Die Reproduzierbarkeit der verwendeten Ausgangsleistung über Wochen oder Monate ist somit nur noch durch die Strahllagestabilität begrenzt, da diese die detektierte Leistung an der Photodiode und somit den Regelpunkt verändern kann. Da das Regelsignal aber bereits hinter dem zweiten Spiegel abgegriffen wird, sind Drifts hier aufgrund der hohen Stabilität der Spiegelhalter minimal und zu vernachlässigen.

Nachdem nun eine stabile Lasergesamtleistung sichergestellt ist, wird ein Stellglied für die Laserintensität benötigt.

Pockelszellen

Verändern Kristalle ihr Brechungsverhalten linear mit einer angelegten Spannung, so spricht man vom elektrooptischen Effekt. Dieser Effekt wird in Pockelszellen genutzt. In Verbindung mit einem Polarisationsanalysator kann eine solche Pockelszelle als spannungsgesteuerter Schalter verwendet werden. Das Schaltverhalten in Abhängigkeit von der Spannung an der Pockelszelle ist im Bild der Stokesvektoren leicht zu erklären [34].

Sei

$$E = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \cong \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$$
(3.1)

das im Winkel von 45° zu den Hauptachsen der Pockelszelle einfallende, linear polarisierte Laserlicht. Die Pockelszelle erzeugt nun eine relative Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ zwischen der x- und y-Polarisation entsprechend der Jones-Matrix

$$P = \begin{pmatrix} e^{i\Delta\Phi} & 0\\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \tag{3.2}$$

der Glan-Laser-Polarisator, der entlang der Polarisationsachse des einfallenden Laserlichts ausgerichtet ist und als Analysator fungiert, ist

$$A_{45^{\circ}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}.$$
(3.3)

Somit ergibt sich das transmittierte Laserlicht t zu

$$T = A_{45^{\circ}} \cdot P \cdot e$$

$$= \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} e^{i\Delta\Phi} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$= \frac{1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 + e^{i\Delta\Phi} \\ 1 + e^{i\Delta\Phi} \end{pmatrix}$$

$$= \frac{1}{2\sqrt{2}} (1 + e^{i\Delta\Phi}) \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix},$$

und mit einer kristallabhängigen Konstanten c und $\Delta \Phi = c \cdot U$

$$T = \frac{1}{2\sqrt{2}} (1 + e^{ic \cdot U}) \begin{pmatrix} 1\\1 \end{pmatrix}.$$
(3.4)

Für die normierte transmittierte Intensität ergibt sich

$$I = |T|^{2} = \frac{1}{2\sqrt{2}}\sqrt{2}(1 + e^{ic \cdot U}) \cdot \frac{1}{2\sqrt{2}}\sqrt{2}(1 + e^{-ic \cdot U})$$

$$= \frac{1}{4}(2 + e^{ic \cdot U} + e^{-ic \cdot U})$$

$$= \frac{1}{4}(2 + \cos(c \cdot U) + i\sin(c \cdot U) + \cos(c \cdot U) - i\sin(c \cdot U))$$

$$= \frac{1 + \cos(c \cdot U)}{2}.$$
 (3.5)

Die Abhängigkeit der transmittierten Intensität I ist in Abbildung 3.6(a) graphisch dargestellt.

Abbildung 3.6(b) zeigt eine am Experiment aufgenommene Eichkurve einer Pockelszelle. Die Photodiodenspannung ist linear zur durch den in Kombination mit der Pockelszelle verwendeten Glan-Laser-Polarisator transmittierten Leistung. Dargestellt sind 100% und 20% Leistung sowie für 0%. Die Auslöschung ist im Fall für 100% Leistung einerseits begrenzt⁶ durch die nicht perfekte lineare Polarisation vor der Pockelszelle, andererseits vermutlich durch thermische Effekte im Innern der Pockelszelle. Durch diese kann sich das Brechungsverhalten des Kristalls grundsätzlich ändern, sodass die Bedingung, dass feldfrei keine Doppelbrechung vorliegt, nicht länger erfüllt werden. Weiterhin muss angemerkt werden, dass üblicherweise das Ziel einer Pockelszellenjustage ist, das Transmissionsmaximum (Transmissionsminimum) bei 0 kV zu erreichen, um dann mit einer entsprechenden positiven oder negativen Spannung die Transmission (Auslöschung) auf einen Minimalwert zu fahren. Dass in Abbildung 3.6(b) weder das Minimum, noch das Maximum bei

 $^{^{6}}$ Die minimal transmittierte Leistung liegt im Bereich von ungefähr 10 mW.



Abbildung 3.6: Theoretisches und experimentelles Verhalten der an einer Pockelszelle in Kombination mit Polarisationsanalysator verwendeten transmittierten Intensität.

0 kV liegen, ist auf suboptimale Ausrichtung der Hauptachsen der Pockelszelle relativ zur eingehenden Laserstrahlung zurückzuführen.

Wie in Abbildung 3.4 angedeutet, besteht die Absicht, die Pockelszelle nicht nur als kontrollierendes, sondern insbesondere auch als auf die Leistung hinter der Experimentierkammer regelndes Element zu verwenden. Erste Studien hierzu wurden in [45] durchgeführt. Hierbei stellte sich jedoch die nichtlineare Transferfunktion der an der Pockelszelle und Glan-Laser-Polarisator transmittierten Leistung als äußerst problematisch heraus. Es war nicht möglich, den Laser im gesamten Spektrum von voller Auslöschung bis hin zu voller Transmission zu stabilisieren. Aus diesen Gründen wurde im ersten Ansatz die Pockelszelle nur als kontrollierendes Stellglied verwendet. Um den Umgang bei der Realisierung von Evaporationsrampen (siehe Kapitel 6) zu erleichtern wurde jedoch mit Hilfe der softwaregestützen Experimentsteuerung *LabView* eine Linearisierung der Transferfunktion durchgeführt.

In Kombination liefern die Pockelszelle und der Glan-Laser-Polarisator also ein geeignetes Stellglied für die verwendete Laserintensität und eröffnen so den Weg, optimale Evaporationskühlung mittels dynamischer Reduktion der Fallentiefe durchzuführen.

3.3 Detektionssystem

Ziel des Detektionssystems ist die hochauflösende Bildgebung der atomaren Dichteverteilung. Hierzu stehen grundsätzlich diverse Methoden, wie die Fluoreszenzdetektion, resonante Absorptionsdetektion, Phasenkontrastabbildung oder Dunkelfeldabbildung zur Verfügung [35]. In diesem Experiment wurde der Ansatz der resonanten Absorptionsdetektion verfolgt (siehe auch Abschnitt 4.2). Dabei wird der Schatten im mit dem Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ resonanten Laserlicht, den die abzubildenden Atome werfen, auf eine Kamera abgebildet. Während die Absorptionsbildgebung zwar im Gegensatz zur Phasenkontrast- oder Dunkelfeldabbildung zerstörend ist, ist sie mit geringem Aufwand zu realisieren und zu optimieren.



Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau des Detektionssystems (TS - Translationsstufe). Zur besseren Übersicht sind einige Spiegel im Strahlengang ausgelassen worden.

In Abbildung 3.7 ist der prinzipielle Aufbau des hier verwendeten Detektionssystems dargestellt. Das aus dem Referenzlasermodul ausgekoppelte Detektionslicht (siehe Abbildung 3.2) wird über eine optische Faser zum Experiment geführt. Der Faserausgang mündet dann direkt in ein strahlaufweitendes Teleskop, welches einen kollimierten Strahl mit 3 cm Durchmesser erzeugt. Über einen 45°-Spiegel wird das Laserlicht dann senkrecht⁷ durch ein Fenster auf die Atome geleitet. Unmittelbar unter der Kammer befindet sich nun das aus zwei Linsen, $f_1 = 150$ mm und $f_2 = 300$ mm, im Abstand $L = 2(f_1 + f_2)$ relativ zueinander aufgestellte, bestehende Abbildungssystem. Die erste Linse des Systems f_1 steht dabei im Abstand 150 mm vom Zentrum der Vakuumkammer und damit den abzubildenden Atomen. Während das kollimierte Detektionslaserlicht von der ersten Linse fokussiert und von der zweiten Linse rekollimiert wird, wird der divergente Schattenwurf der Atome von der ersten Linse kollimiert und von der zweiten Linse nach

$$m = \frac{f_2}{f_1}$$
(3.6)

mit der Vergrößerung m = 2 auf eine CCD-Kamera [C8484-15G, Hamamatsu] abgebildet. Die verwendete Kamera hat eine Pixelgröße von 6,45x6,45 μ m² bei 1344x1024

⁷Unter Verwendung eines zweiten Abbildungspfades ist es möglich, die Abbildung in horizontaler Richtung durchzuführen.

Pixeln. Um den unter der Kamera schwierig messbaren Abstand zwischen den Atomen und der ersten Linse präzise einstellen zu können, ist die Linse auf einer linearen Translationsstufe montiert. Neben der Möglichkeit, das Abbildungssystem wie hier im Experiment mit zwei oder mehr Linsen zu realisieren, besteht weiterhin die Option, ein einfaches Einlinsensystem zu wählen. Ein solches System bietet sowohl vor als auch Nachteile, die hier kurz erläutert werden sollen. Ein grundsätzliches Problem beim Absorptionsbildgebungsverfahren sind auf den Bilder auftretende Interferenzeffekte, die durch Beugung an Schmutzpartikeln oder unebenen Oberflächen der verwendeten Optiken entstehen können. Selbst die Differenzbildung zweier Bilder (siehe Abschnitt 4.2) kann diese störenden Effekte nicht vollständig unterdrücken, da kleinste Vibrationen der störenden Oberflächen zu Verschiebungen der Störzentren führen können, wodurch selbst die Differenzbildung zweier Bilder Störeffekte nicht vollständig entfernt oder sie gar nur verschiebt. Die Reduktion verwendeter Abbildungsoptik auf ein Minimum, einer einzelnen Linse, kann also zur Verringerung solcher Störeffekte führen. Im Gegensatz zu diesem Vorteil bietet ein Mehrlinsensystem größere Flexibilität: Der Abstand des Linsensystems zum Ort der Atome kann einfacher variiert werden, zusätzliche Teleskope liefern eine einfache Methode schnell die Gesamtvergrößerung des Systems zu verändern und die Gesamtgröße des Abbildungssystems kann kompakter gehalten werden.
KAPITEL 4

EXPERIMENTELLE METHODEN UND DATENANALYSE

In diesem Kapitel sollen die Methoden, die verwendet wurden, um die Ergebnisse dieser Arbeit zu erzielen, näher erläutert werden. Sämtliche Daten über durchgeführte Experimente wurden mit Hilfe von resonanter Absorptionsdetektion (siehe Abschnitt 3.3) gewonnen. Um Daten aus den so gewonnenen Bildern zu extrahieren wird ein digitaler Bildverarbeitungsprozess angewandt, mit dessen Hilfe beispielsweise Rückschlüsse auf die Atomzahl des betrachteten Ensembles, seine Größe, seine Temperatur und seine Spitzendichte gezogen werden können.

4.1 Detektionssequenz

Im Bildgebungsprozess wird zunächst ein Bild des Schattenwurfs der Atome aufgenommen. Dazu wird für 1 ms Rückpumplaserlicht eingestrahlt, um alle Atome von $|F = 1\rangle$ nach $|F' = 2\rangle$ umzupumpen¹. Daraufhin wird das mit dem Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ resonante, linear polarisierte Detektionslaserlicht während einer CCD-Kamerabelichtungszeit von 700 μ s für 80 μ s eingestrahlt. Da in diesem Experiment jedoch keine Quantisierungsachse vorgegeben ist, ist das Detektionslaserlicht effektiv unpolarisiert². Während dieser Belichtungszeit wird nun das Detektionslaserlicht durch die Atome absorbiert und darauffolgend gleichverteilt in den gesamten Raumwinkel 4π reemittiert. Als Resultat wird die Intensität des Detektionslaserlichts abhängig von der ortsabhängigen Verteilung der Atome abgeschwächt. Um

¹Wie in Kapitel 2 erwähnt, wird im Experiment in der optischen Dipolfalle normalerweise im Zustand $|F = 1\rangle$ gearbeitet, um hyperfeinändernde Stöße zu unterdrücken und gleichzeitig die Anzahl energetisch entarteter Zustände zu verringern.

²Dies wird in der Datenanalyse berücksichtigt.

das stärkste Signal zu detektieren, muss σ_+ -polarisiertes (σ_- -polarisiertes) Licht verwendet werden. Dabei wird durch den geschlossenen Übergang $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F = 3\rangle$ ($|F = 2, m_F = -2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F = -3\rangle$) der höchstmögliche Wirkungsquerschnitt erzielt. In Regimen sehr hoher Dichten hingegen können bei unzureichender Leistung resonanten Detektionslaserlichts Sättigungen in der Absorption auftreten, die das Signal verfälschen³. In diesem Fall kann das Detektionslaserlicht mit Hilfe des ebenfalls als Schalter verwendeten AOMs (siehe Abschnitt 3.1) um bis zu 20 MHz verstimmt werden, um den effektiven Wirkungsquerschnitt herabzusetzen (siehe Gleichung 4.3). Abbildung 4.1 zeigt den zeitlichen Verlauf der Detektionssequenz.



Abbildung 4.1: Zeitlicher Verlauf der Detektionssequenz. Die Pulsdauer der mit **Det** gekennzeichneten Detektionslaserlicht beträgt je 80 μ s. Die Belichtungszeit der mit **CCD-Blende** gekennzeichneten CCD-Kamera beträgt jeweils 700 μ s. Blendetest 1 erzeugt das Bild des atomaren Ensembles nach gewählter Flugzeit und einem mit **RP** gekennzeichneten Rückpumplaserpuls von 1 ms, Blendenzeit **2** erzeugt das Bild des Detektionslaserlichts und Blendenzeit **3** das dunkle Hintergrundbild.

 $^{^{3}}$ Tritt Sättigung auf, so kann unter Umständen keine korrekte Ausgleichsfunktion mehr angepasst werden. Gleichzeitig kann beispielsweise bei der Bestimmung der Spitzendichte (siehe Gleichung 4.7) im Fall von Sättigung nur eine Untergrenze angegeben werden.

4.2 Digitale Bildverarbeitung und Datenanalyse

Ziel der digitalen Bildverarbeitung ist, die mit dem in Abschnitt 3.3 vorgestellten Detektionssystem und der Detektionssequenz aus Abschnitt 4.1 gewonnenen Bilder, zu verarbeiten und zu analysieren.

Die durch das atomare Ensemble transmittierte Intensität $I_{\text{Atome}}(x,y)$ ist nach dem Lambert-Beerschen Gesetz

$$I_{\text{Atome}}(x,y) = I_{\text{Laser}}(x,y) \cdot e^{-\text{OD}(x,y)}, \qquad (4.1)$$

wobei I_{Laser} die Intensität des Detektionslaserlichts und

$$OD(x,y) = \sigma \cdot \int n(x,y) dz$$
 (4.2)

die zweidimensionale, ortsabhängige optische Dichte⁴ des atomaren Ensembles mit der Dichteverteilung n(x,y) und dem Wirkungsquerschnitt

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}} + 4\left(\frac{2\pi\delta}{\Gamma}\right)^2} \tag{4.3}$$

mit dem resonanten Wirkungsquerschnitt [46]

$$\sigma_{0} = \frac{\hbar\omega_{0}\Gamma}{2I_{\text{sat}}} = \begin{cases} 1,356456704270 \times 10^{-9} \,\text{cm}^{2} & \text{unpolarisiert} \\ 1,937795291814 \times 10^{-9} \,\text{cm}^{2} & \pi\text{-polarisiert} \\ 2,906692937721 \times 10^{-9} \,\text{cm}^{2} & \sigma\text{-polarisiert} \end{cases}$$
(4.4)

der atomaren Resonanzfrequenz ω_0 , der Sättigungsintensität $I_{\text{sat}} = 1,669 \text{ mW/cm}^2$, der Verstimmung δ von der ⁸⁷Rb -D₂-Linie $|F = 2\rangle \rightarrow |F = 3\rangle$ und der Linienbreite desselben Übergangs $\Gamma = 2\pi \cdot 6,07$ MHz ist [47, 37, 43, 46]. Das Schattenwurfbild ist folglich exponentiell in der Dichte. Um nun ein Bild zu erhalten, das nur die ortsabhängige Dichteverteilung der Atome und zeigt und linear in derselben ist, wird ein zweites Bild nur von der Detektionsintensitätsverteilung $I_{\text{Licht}}(x,y)$ und ein drittes Bild mit ausgeblendetem Detektionslaserlicht als Hintergrundmessung $I_{\text{Dunkel}}(x,y)$ aufgenommen. Somit erhält man für die optische Dichte des atomaren Ensembles

$$OD(x,y) = \ln\left(\frac{I_{\text{Laser}}(x,y) - I_{\text{Dunkel}}(x,y)}{I_{\text{Atome}}(x,y) - I_{\text{Dunkel}}(x,y)}\right).$$
(4.5)

Dieser Zusammenhang kann nun mit Hilfe von Software auf jeden Pixel der so gewonnenen Bilder angewandt werden, so dass als Ergebnis ein Bild vorliegt, das

⁴Integration über eine Säule in Richtung z des Detektionslaserlichts.

linear in der optischen Dichte ist und die ortsabhängige Dichteverteilung des atomaren Ensembles zeigt. Mit Kenntnis der Fläche eines Pixels auf der CCD-Kamera $A_{\text{Pixel}} = dx \, dy$ ergibt sich nun die Atomzahl des Ensembles zu

$$N = \int n(x,y) \, \mathrm{d}x \, \mathrm{d}y = \frac{A_{\text{Pixel}}}{\sigma} \sum_{\text{Pixel}} \text{OD}_{\text{Pixel}}.$$
 (4.6)

Die Spitzendichte n_0 des Ensembles ergibt sich zu

$$n_{0} = \frac{N_{\max, \text{Pixel}}}{V_{\text{Pixel}}}$$

$$= \frac{A_{\text{Pixel}} \cdot \text{OD}_{\max, \text{Pixel}}}{\sigma} \cdot \frac{1}{A_{\text{Pixel}} \cdot l_{z}}$$

$$= \frac{\text{OD}_{\max}}{\sigma \cdot l_{z}}.$$
(4.7)

Dabei ist OD_{max} die maximale detektierte optische Dichte und l_z die Ausdehnung des Ensembles in Richtung des Detektionslaserlichts. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein *Mathematica*-Programm zur Bestimmung der Spitzendichte in einer Absorptionsaufnahmen mit Hilfe von Gleichung 4.7 geschrieben (siehe Anhang A).

Sind die Temperatur T und die mittlere Fallenfrequenz $\bar{\omega} = \sqrt[3]{\omega_x \omega_y \omega_z}$ bekannt, so gilt für thermische Ensembles auch [37]

$$n_0 = N \left(\frac{m\bar{\omega}^2}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}}.$$
(4.8)

Hier ist m die atomare Masse.

Aus dem gewonnen Dichteprofil können außerdem Temperaturen des gefangenen Ensembles, z.B. mit Hilfe von Flugzeitmessungen (siehe Abschnitt 4.3) und so die Phasenraumdichte bestimmt werden (siehe Kapitel 5 und Kapitel 6).

Die hier vorgestellte digitale Bildverarbeitung und Datenanalyse wird mit einem im Institut entwickelten *MatLab*-Programm durchgeführt. Abbildung 4.2 zeigt ein exemplarisches Bild einer 3D MOT in Falschfarben, das mit der Software erstellt wurde.

4.3 Temperaturbestimmung durch Flugzeitmessungen

Eine der wichtigsten Messungen, die an einem kalten Ensemble vorgenommen werden kann, ist die Temperaturbestimmung. Erst mir ihr sind Rückschlüsse auf Größen wie die Stoßraten im Ensemble oder die Phasenraumdichte möglich. Mit Hilfe von Flugzeitmessungen (<u>Time Of Flight</u>, kurz: TOF) ist eine indirekte Messung der Temperatur eines Ensembles möglich.



Abbildung 4.2: Exemplarische Bildausgabe der MatLab-Software.

Es ist bekannt, dass ein gefangenes Ensemble der Temperatur T nach dem Abschalten der Falle eine räumliche Verteilung $n(\vec{p}(T))$ abhängig von seiner Gaußförmigen Impulsverteilung einnimmt⁵. Die kinetische Energie in einer Dimension ist nach dem Gleichverteilungssatz

$$\frac{1}{2}k_BT = \frac{\bar{p}^2}{2m} \tag{4.9}$$

wobei \bar{p} der mittlere Impuls des Ensembles ist [48]. Da der mittlere Impuls im Ortsraum genau der 1/e-Breite σ_i der Gauß-Verteilung⁶ über

$$\frac{\bar{p}^2}{m} = m \left(\frac{\sigma_i^2 - \sigma_{i,0}^2}{t^2}\right) \tag{4.10}$$

mit der Zeit der freien Entwicklung nach Abschalten der Falle oder auch Flugzeit t und der Anfangsbreite $\sigma_i(t = 0) = \sigma_{i,0}$ entspricht, gilt für die Temperatur T folglich

$$T = \frac{m}{k_B} \left(\frac{\sigma_i - \sigma_{i,0}}{t}\right)^2. \tag{4.11}$$

Nach dem Abschalten der Falle expandiert die Wolke also mit einer konstanten Geschwindigkeit, die proportional zur Wurzel der Temperatur ist. Abbildung 4.3 zeigt drei Absorptionsaufnahmen der 3D MOT und macht Zunahme der Breite der räumlichen Gauß-Verteilung während der Flugzeit deutlich.

 $^{^5 \}rm Die$ folgenden Ausführungen beziehen sich immer auf eine feste Raumdimension. In einem thermodynamischen Gleichgewichtszustand ist jedoch die Temperatur in allen Raumrichtungen gleich.

 $^{^6}i \in \{x,\!y,\!z\}$



Abbildung 4.3: Exemplarische Absorptionsaufnahmen der 3D MOT bei $T \approx 200 \ \mu \text{K}$ für verschiedene Flugzeiten ((a) t = 5 ms, (b) t = 10 ms, (c) t = 15 ms). Zur besseren Übersicht wurde die optische Dichte normiert.

Der Vergleich zweier Bilder verschiedener Flugzeiten t_1 und t_2 liefert über

$$T = \frac{m}{k_B} \left(\frac{\sigma_{i,2}^2 - \sigma_{i,1}^2}{t_2^2 - t_1^2} \right)$$
(4.12)

ebenso die Temperatur. Es wird weiterhin klar, dass mit Hilfe des Zusammenhangs zwischen der Breite des Ensembles σ_a und der Flugzeit t

$$\sigma_i(t) = \sigma_{i,0}^2 + \underbrace{\frac{k_B T}{m}}_{=c} \cdot t^2$$
(4.13)

eine lineare Ausgleichsfunktion angepasst werden kann, wenn man quadrierten Breiten und Flugzeiten mehrerer Bilder gegeneinander auftragen werden. Aus der Steigung c der Ausgleichsgeraden ergibt sich die Temperatur dann zu

$$T = \frac{m}{k_B} \cdot c. \tag{4.14}$$

Außerdem kann so die ursprüngliche Breite $\sigma_{i,0}$ extrapoliert werden. Abbildung 4.4 zeigt eine Flugzeitmessung der Temperatur der 3D MOT. Zur Analyse von Bose-Einstein-Kondensaten kann der thermische Untergrund der in Kapitel 6 beschriebenen bimodalen Verteilung teilweise kondensierter Ensembles zur Messung der Temperatur verwendet werden.



Aus einer harmonischen Näherung des Fallenpotentials kann außerdem

$$T = m \cdot \left(\frac{\sigma_i(t)}{k_B(t^2 + \omega_i^{-2})}\right) \tag{4.15}$$

gefunden werden [35]. Dabei ist Kenntnis der Fallenfrequenz ω_i^7 vorausgesetzt.

4.4 Messung der Fallenfrequenzen einer optischen Dipolfalle

Wie in den vorangegangenen Abschnitten deutlich wurde, ist eine gute Kenntnis der in Abschnitt 2.1.2 bereits berechneten Fallenfrequenzen im Experiment unabdingbar. Sie ist entscheidend für die Rethermalisierungszeit und die kritische Temperatur der Kondensation und ebenso entscheidend für die Datenanalyse (siehe Kapitel 6 und Abschnitt 4.3). So vielfältig wie der Nutzen der Kenntnis der Fallenfrequenzen sind auch die Möglichkeiten, sie zu messen. Eine Möglichkeit stellt die Observation von Schwerpunktoszillationen in der Falle dar, bei der mit einer kurzzeitigen Störung des Fallenpotentials eine Auslenkung der gefangenen Teilchen erzeugt wird [14, 30]. Weiterhin können mit der sogenannten *Release and Recapture*-Methode, bei der das Fallenpotential mit variierender Frequenz periodisch anund abgeschaltet wird, Verlustresonanzen in der Atomzahl detektiert werden, die mit den Fallenfrequenzen in Zusammenhang gebracht werden können [49].

Eine dritte Methode, die Fallenfrequenzen im Experiment zu messen, basiert auf parametrischer Anregung der Atome im Fallenpotential und soll hier näher betrachtet werden [50].

Betrachtet man einen mit der Frequenz ω_{mod} und der Amplitude ϵ parametrisch getriebenen Oszillator

$$\ddot{x} = \omega_i (1 + \epsilon \sin(\omega_{\text{mod}} t)) x \tag{4.16}$$

 $^7i \in \{x,y,z\}$

mit der Resonanzfrequen
z ${\omega_i}^8,$ so kann gezeigt werden, dass die Oszillatoren
ergie für

$$\omega_{\text{mod}} = \frac{2\omega_i}{k}, \quad k \in \mathbb{N}$$
(4.17)

exponentiell wächst [37, 51]. Dieses Resonanzverhalten wird paramterische Anregung genannt. Im Experiment zeigt sich diese Anregung durch ein Aufheizen des Ensembles und durch Atomzahlverluste (siehe Abschnitt 5.3), wenn zu heiße Teilchen das Fallenpotential verlassen. Schafft man also die Möglichkeit, das Fallenpotential mit der Frequenz ω_{mod} für eine gewisse Dauer T_{mod} zu modulieren, so ist ein direkter Zugang zu den im Experiment vorliegenden Fallenfrequenzen geschaffen. Hierbei ist anzumerken, dass das parametrische Heizen mit großem kabnimmt, also eine Dämpfung vorliegt. Deshalb sind im Experiment häufig nur die zu k = 1 bzw. k = 2 gehörigen Resonanzen messbar. Abbildung 4.5 zeigt die



Abbildung 4.5: Zeitlicher Verlauf der Modulationssequenz zur Fallenfrequenzmessung. Nach dem Beladen der Dipolfalle wird die Dipolfallenlaserintensität kurz konstant gehalten. Nach einer weiteren kurzen Haltezeit folgt für die Dauer $T_{\rm mod}$ die Modulationsphase mit der Amplitude $I(U_0)$. Zum Schluss findet die Detektion statt.

Sequenz, mit der im Experiment eine Fallenfrequenzmessung durchgeführt wird. Nach dem Beladen der Dipolfalle wird die Dipolfallenlaserintensität kurz konstant gehalten. Darauf folgt für die Dauer $T_{\rm mod}$ die Modulationsphase mit der Amplitude U_0 . Nach einer weiteren kurzen Haltezeit findet zum Schluss die Detektion statt.

Um die Modulation der Laserintensität zu realisieren, wird der Referenzsignaleingang des PID-Reglers, der über den analogen Modulationseingang den Dipolfallenlaser steuert (siehe Abschnitt 3.2) verwendet. An dem Referenzsignaleingang liegt zunächst nur eine konstante Steuerspannung U_c an. Mit Hilfe einer Addiererschaltung (siehe Anhang B) wird dann eine mit einem Funktionsgenerator [33210A,

 $^{8}i\in \left\{ x,y,z\right\}$

Agilent] erzeugte Modulation der Form

$$U_{\rm mod} = U_0 \cdot \sin(\omega_{\rm mod} t) \tag{4.18}$$

addiert. Die optimale Amplitude U_0 der Modulation muss abhängig von den experimentellen Gegebenheiten empirisch bestimmt werden (siehe Abschnitt 5.3). Die Modulation kann mit einem digitalen Steuersignal am Funktionsgenerator in der entsprechenden Modulationsphase im Experiment an- bzw. ausgeschaltet werden. Aus der Summe der beiden Spannungen⁹ resultiert die Dipolfallenlaserintensität

$$I(U(t)) = I(U_c) + I(U_{\text{mod}})$$

= $I(U_c) + I(U_0) \cdot \sin(\omega_{\text{mod}}t)$ (4.19)

für die Modulationsphase. Die Dipolfallenlaserintensität I(U(t)) entspricht damit in der Modulationsphase exakt dem zeitlichen Verlauf, der für eine Messung der Fallenfrequenzen mit Hilfe von parametrischer Anregung notwendig ist. Unter Verwendung des Funktionsgenerators kann nun auf einfache Weise die Modulationsfrequenz ω_{mod} variiert werden. Das Auflösungsvermögen der Modulationsfrequenz ω_{mod} ist nun nur begrenzt durch die Auflösung des Funktionsgenerators, in diesem Experiment liegt die höchste Auflösung bei $\Delta \omega_{mod} = 2\pi \cdot 1$ mHz, welche jedoch weit über der üblicherweise benötigten Auflösung liegt¹⁰. Damit sind sämtliche Voraussetzungen für eine Messung der Fallenfrequenz getroffen.

⁹Im Experiment wurden gleiche Gewichtungen und eine Gesamtverstärkung 1 gewählt.

 $^{^{10}{\}rm Typischerweise}$ liegen Fallenfrequenzen in atomoptischen Experimenten zwischen 100 Hz und 1 kHz.

KAPITEL 5

CHARAKTERISIERUNG DER OPTISCHEN DIPOLFALLE

In diesem Kapitel sollen die zwei verwendeten Fallengeometrien, die Einzelstrahlfalle und die schwache Hybridfalle, bei der das Quadrupolfeld der 3D MOT für zusätzlichen Einschluss verwendet wird, charakterisiert werden. Zunächst wird das komplexe Problem der effizienten Beladung einer optischen Dipolfalle analysiert. Dann werden am Experiment durchgeführte Beladestudien gezeigt (Abschnitt 5.1). Abschließend werden Messungen der Fallenfrequenzen (Abschnitt 5.3) und Lebensdauer (Abschnitt 5.2) vorgestellt. Es konnte in Bezug auf die Lebensdauer, die Fallenfrequenzen und das Beladen ein sehr ähnliches Verhalten von schwacher Hybridfalle und Einzelstrahlfalle beobachtet werden. Aus diesem Grund und in Hinblick auf die Tatsache, dass Bose-Einstein-Kondensation nur in der schwachen Hybridfalle möglich war, werden im Folgenden nur Messungen an der schwachen Hybridfalle vorgestellt.

Die Einzelstrahlfalle ist wie in Abbildung 3.4 gezeigt aufgebaut. Die Falle wird durch einen einzelnen Strahl mit anfänglich $P_{\text{ODT},0} = 10$ W Ausgangsleistung geformt, der mit einer Linse der Brennweite 150 mm nach Gleichung 2.4 auf $2\omega_0 = 40 \ \mu\text{m}$ fokussiert ist. Das so erzeugte optische Dipolfallenpotential hat eine berechnete Tiefe von etwa $U_0 = 500 \ \mu\text{K}$. Um die schwache Hybridfalle zu formen, wird zusätzlich das magnetische Quadrupolfeld der 3D MOT mit einem Gradienten von 10 G/cm verwendet.

Ziel ist es, ein möglichst großes atomares Ensemble hoher Anfangsphasenraumdichte in die optische Dipolfalle umzuladen, um anschließend eine effiziente Evaporationskühlung betreiben zu können. Kalte Atome in eine optische Dipolfalle umzuladen, stellt ein komplexes Problem dar. Detaillierte Studien hierzu wurden in [52] durchgeführt. Um die Kernaussagen dieser Studien zu vermitteln und Parallelen zu dieser Arbeit zu ziehen, werden hier die Grundideen der Analyse dargestellt. In [52] wurde eine nahresonante Einzelstrahldipolfalle der Wellenlänge $\lambda_{ODT} < 800 \text{ nm mit } {}^{85}\text{Rb}$ beladen. Die Parameter der Falle sind $\omega_0 = 26 \ \mu\text{m}, P = 200 \ \text{mW}$ und eine resultierende Fallentiefe von $U_0 = 1 \ \text{mK}$. In einer Reihe von Messungen wurde festgestellt, dass die Atomzahl in einer optischen Dipolfalle kritisch von

- der Fallentiefe,
- der Kühllaserverstimmung,
- dem geometrischen Überlapp der Dipolfalle mit der 3D MOT und
- der Streurate des Rückpumplaserlichts

abhängt. Eine hohe Fallentiefe erhöht die effektive Oberfläche der Dipolfalle und damit, bei gegebenem räumlichem Uberlapp mit der 3D MOT den Fluss der Atome in die Falle. Zusätzlich sinkt die Wahrscheinlichkeit für lichtinduzierte Stöße und damit die Verlustrate aus der Falle. Wird die Verstimmung des MOT-Laserlichts der AC-Stark-Verschiebung der atomaren Niveaus und der Fallentiefe angepasst, so kann zudem der Verlustkanal durch radiative escape¹ minimiert werden [53]. Berechnungen der Äquipotentialflächen einer Dipolfalle ergeben, dass eine Fokuspositionierung der Dipolfalle außerhalb des Zentrums der MOT ein optimales Beladen erlaubt [31]. Wird die Rückpumplaserintensität während der Beladephase reduziert, so können gleichzeitig Verluste durch Strahlungsdruck, photoassoziative Kollisionen und hyperfeinändernde Stöße² stark unterdrückt werden, da die Gesamtphotonenstreurate am Ensemble abnimmt [10]. In Abbildung 5.1 wird deutlich, dass für jede Rückpumplaserintensität eine optimale Verstimmung existiert³, bei der die Verlustrate minimiert und damit die Atomzahl in der Falle maximiert wird. Obwohl sich die Wellenlängen der in [52] untersuchten Falle und im hier vorgestellten Experiment stark unterscheiden, konnten grundsätzliche Aussagen reproduziert werden.

5.1 Beladestudien

Abbildung 5.2 zeigt die bezüglich der Atomzahl und der Anfangsphasenraumdichte optimale Sequenz zur Beladung der Dipolfalle. Abgesehen von der Detektionsphase am Ende der experimentellen Sequenz, wird der Dipolfallenlaser die gesamte

¹Betrachtet man zwei Atome im Grundzustand S+S, von denen eines durch ein nahresonantes Photon $\hbar\omega$ angeregt wird, so können die Atome im neuen Molekülpotential $S+P_{3/2}$ ihren Abstand unter Energiegewinn verringern. Emittiert das Molekül nun ein Photon $\hbar\omega'$ mit $\omega' > \omega$, so wird die Energiedifferenz $\hbar(\omega - \omega')$ als kinetische Energie frei.

²Stoßen zwei Atome im Zustand $|F = 2, m_F \neq \pm 2\rangle$, so kann dabei für einen der Stoßpartner eine Umkehrung des Spins stattfinden. Bei diesem Prozess wird die Hyperfeinenergie 6,8 GHz gleichmäßig auf die Stoßpartner aufgeteilt.

³So wird beispielsweise das Maximum für eine Intensität von 280 μ W/cm² rotverschoben, womit effektiv die selbe Photonenstreurate wie für die resonante Intensität 5 μ W/cm² vorliegt.



Abbildung 5.1: Atomzahl in einer nahresonanten Dipolfalle in Abhängigkeit von der Verstimmung und der Rückpumplaserintensität. Die Parameter der Falle sind $\omega_0 = 26 \ \mu m$, $P = 200 \ mW$, $\lambda = 798,1 \ nm$ und eine resultierende Fallentiefe von $U_0 = 1 \ mK$. Dargestellt sind die Intensitäten 1,4 $\mu W/cm^2$ (•), 4 $\mu W/cm^2$ (□) und 280 $\mu W/cm^2$ (*). Für bessere Lesbarkeit sind den Datenpunkten Lorentz-Funktionen angepasst. Modifiziert übernommen aus [52].

Zeit eingestrahlt. Zunächst werden in einer 3D MOT-Phase, die eine Verstimmung des Kühllichts von 1 Γ aufweist, die zu fangenden ⁸⁷Rb -Atome zur Verfügung gestellt⁴. Dann wird die Verstimmung zur Realisierung einer Kompressions-MOT (<u>Compression-MOT</u>, kurz: C-MOT) mit Hilfe des in Abschnitt 3.1.1 beschriebenen Referenzsignals für die Schwebungsstabilisierung innerhalb von 200 μ s auf 4 Γ verschoben [31]. Gleichzeitig wird die Kühllaserleistung auf etwa 85%, die Rückpumplaserleistung sogar auf nur etwa 15%, ungefähr 5 μ W/cm², reduziert, um eine zeitlich dunkle MOT⁵ zu realisieren. Schlussendlich wird das Rückpumplaserlicht 600 μ s vor dem Kühllaserlicht abgeschaltet, um die Atome in der Falle optisch in den $|F = 1\rangle$ -Zustand zu transferieren⁶. Damit wird der Verlustkanal durch hyperfeinändernde Stöße unterdrückt. Am Ende der Beladephase wird je nach Konfiguration für die Einzelstrahl- oder schwache Hybridfalle das magneti-

⁴Je nach Optimierungsgrad der 2D MOT variiert die 3D MOT-Beladezeit zwischen einigen Hundert Millisekunden und wenigen Sekunden.

⁵Durch die Senkung der Kühllaser- und Rückpumplaserleistung wird die Photonenstreurate stark herabgesetzt. Der Begriff *zeitlich dunkel* leitet sich von der räumlich dunklen MOT ab [29, 31].

⁶Der Zustand $|F = 1\rangle$ wird damit zum Dunkelzustand, aus dem Atome nicht mehr rückgepumpt werden.



Abbildung 5.2: Schematische Darstellung der Beladesequenz. Je nach Konfiguration für die Einzelstrahl- oder schwache Hybridfalle ist wird das magnetische Quadrupolfeld B abgeschaltet bzw. konstant gehalten. Abgesehen von der Detektionsphase wird der Dipolfallenlaser über den gesamten Experimentzyklus eingestrahlt.

sche Quadrupolfeld B abgeschaltet bzw. konstant gehalten.

Um die optimalen Parameter für die in Abbildung 5.2 dargestellte Sequenz zum Beladen der Dipolfalle zu ermitteln, wurden die Atomzahl und die Phasenraumdichte in der Dipolfalle für verschiedene Rückpumplaserintensitäten und verschiedene Verstimmungen des Kühllaserlichts vermessen. Um eine Dipolfalle mit hoher Anfangsphasenraumdichte zu realisieren, ist es notwendig, die atomare Dichte bereits im Ensemble das umgeladen werden soll zu maximieren. Hierfür stehen verschiedene Wege zur Verfügung. An dieser Stelle soll die Technik der Kompressions-MOT, bei der die Rotverstimmung von der atomaren Resonanz erhöht und die Laserintensität verringert werden, kurz erläutert werden. Eine umfangreiche Ausführung zu diesem Thema ist in [31] zu finden.

Im Allgemeinen unterliegt die atomare Dichte in einer magnetooptischen Falle einem Dichtelimit. Dieses ist durch die Mehrfachstreuung von Photonen dominiert. Dabei werden bereits reemittierte Photonen reabsorbiert und heizen so das Ensemble auf⁷. Für die durch Mehrfachstreuung bestimmte Temperatur $T_{\rm MS}$ gilt [31]

$$T_{\rm MS} \propto \frac{\sqrt{I}}{\delta}.$$
 (5.1)

Dabei ist I die eingestrahlte Kühllaserintensität und δ die Verstimmung von der atomaren Resonanz. Für große Verstimmungen und niedrige Intensitäten sinkt also die minimal in der MOT erreichbare Temperatur.

Die oben beschriebene C-MOT wurde im Experiment verwendet, um die Spitzendichte in der MOT und damit die Anfangsphasenraumdichte in der Dipolfalle zu erhöhen. Tatsächlich ist es möglich, die Spitzendichte der C-MOT in die Dipolfalle zu übertragen. Abbildung 5.3 (a) zeigt die Atomzahl in der schwachen Hybridfalle, Abbildung 5.3 (b) die Anfangsphasenraumdichte⁸ in Abhängigkeit von der Verstimmung des Kühllaserlichts. Die Atomzahl in der Dipolfalle zeigt offensichtlich



Abbildung 5.3: Atomzahl (a) und Phasenraumdichte (b) in der schwachen Hybridfalle in Abhängigkeit von der Verstimmung des Kühllaserlichts in der C-MOT.

ein Plateau im Bereich von Verstimmungen des Kühllichts in der C-MOT-Phase von 3 Γ bis 5 Γ . Gleichzeitig ist die Anfangsphasenraumdichte in Abbildung 5.3 (b) für eine Verstimmung von 4 Γ maximiert, womit sich damit auch die optimale Verstimmung für die C-MOT-Phase ergibt.

Außerdem konnte die kritische Abhängigkeit der Atomzahl in der Dipolfalle, die in [52] demonstriert wurde, nachgewiesen werden. Dazu wurde die Atomzahl in Abhängigkeit von der eingestrahlten resonanten Rückpumplaserintensität gemessen. Abbildung 5.4 zeigt die starke Abhängigkeit von der Streurate der Rückpumpphotonen. Es ist ein deutliches Maximum für eine Intensität von 5 μ W/cm² zu erkennen. Damit ergibt sich eine sehr gute Deckung mit den Ergebnissen aus

⁷Diese Begrenzung hängt eng mit der Temperaturbegrenzung in der MOT zusammen.

 $^{^{8}\}rm{Um}$ die Phasenraumdichte zu bestimmen wurde die axiale Fallenfrequenz, die nicht wie in Abschnitt 5.3 gemessen werden konnte, abgeschätzt.

[52] (siehe Abbildung 5.1). Es ist hier zu beachten, dass die Messung in Abbildung 5.4 im Gegensatz zu Abbildung 5.1 für resonantes Rückpumplaserlicht, also für eine feste Verstimmung durchgeführt wurde. Bei Variation der Dauer der Be-



Abbildung 5.4: Atomzahl in der schwachen Hybridfalle als Funktion der eingestrahlten Rückpumpintensität. Der Einschub zeigt den vergrößerten Ausschnitt um das Maximum herum.

ladesequenz konnte zudem eine optimale Beladezeit von 55 ms festgestellt werden, wie in Abbildung 5.5 zu sehen ist. Nach dieser Zeit endet der Bereich linearer Beladung der Dipolfalle und dichteabhängige Verlustprozesse setzen ein. Abbildung 5.6



Abbildung 5.5: Atomzahl in der schwachen Hybridfalle als Funktion der Beladezeit. Die Spitzen in der Atomzahl bei 150 ms und 200 ms sind experimentellen Schwankungen zuzuschreiben.

zeigt das Beladeverhalten der schwachen Hybridfalle als Funktion der Beladezeit der 3D MOT und der Atomzahl der C-MOT. Es stellt sich heraus, dass die Atomzahl in der schwachen Hybridfalle der Abhängigkeit $N_{\rm ODT} \propto \sqrt{N_{\rm C-MOT}}$ folgt. In Abbildung 5.7 (a) ist die Temperatur⁹ in der schwachen Hybridfalle in Abhängigkeit der Verstimmung des Kühllaserlichts aufgetragen. In einer Kontrollmessung

 $^{^{9}}$ Aufgrund der Geometrie der Falle konnte nur die radiale Temperatur in *y*-Richtung zuverlässig gemessen werden, da die Ausdehnung in axialer *x*-Richtung relativ zur Anfangsgröße nicht genügend groß war. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, dass die Temperatur im Ensemble isotrop ist und somit auch für die x- und z-Richtung gilt.



Abbildung 5.6: Atomzahl in der schwachen Hybridfalle als Funktion der Beladezeit der 3D MOT. Der Einschub zeigt die Atomzahl in der schwachen Hybridfalle in Abhängigkeit der Atomzahl in der C-MOT. Es äußert sich eine Abhängigkeit $N_{\rm ODT} \propto \sqrt{N_{\rm C-MOT}}$.

wurde die Hochspannungsversorgung der Pockelszelle abgeschaltet in die Messreihe Abbildung 5.7 (b) aufgenommen. Die tiefste Temperatur ist mit 2 μ K um eine Größenordnung tiefer als in Abbildung 5.7 (a). So konnte die Hochspannungsversorgung der Pockelszelle als eine Heizquelle identifiziert werden. Abbildung 5.8 zeigt außerdem die Phasenraumdichte der schwachen Hybridfalle in Abhängigkeit der Verstimmung des Kühllaserlichts in der C-MOT. Ohne Hochspannungsversorgung der Pockelszelle wurde die sehr hohe Anfangsphasenraumdichte $\rho_{PSD} = 10^{-2}$ nachgewiesen.



Abbildung 5.7: Temperatur der schwachen Hybridfalle in Abhängigkeit der Verstimmung des Kühllaserlichts in der C-MOT. In (a) war die Pockelszelle mit Hochspannung versorgt, in (b) war die Hochspannungsversorgung abgeschaltet. Die minimale Temperatur in (b) ist mit 2 μ K um eine Größenordnung kälter als in (a). So konnte die Pockelszelle als Heizquelle identifiziert werden.

Die Tatsache, dass die Temperatur des Ensembles in der Dipolfalle deutlich kälter ist, als in vergleichbaren Experimenten, legt die Vermutung nahe, dass optisches Kühlen im Dipolfallenpotential der verwendeten Fallenwellenlänge besonders effizient betrieben werden kann. Die differentielle AC-Stark-Verschiebung (siehe Abschnitt 2.1) der Fallenwellenlänge $\lambda_{\rm ODT} = 2 \ \mu$ m erlauben es also, das 3D MOTbzw. C-MOT-Kühllaserlicht simultan zum Dipolfallenlaser einzustrahlen. Um den zeitlichen Verlauf der optischen Kühlung im Dipolfallenpotential näher zu analysieren, wurde zunächst die Einzelstrahlfalle beladen. Nach einer kurzen Haltezeit von 100 ms wurde dann das Ensemble wie in Abschnitt 4.4 (vgl. Abschnitt 5.3) bei einer Frequenz $\omega_{\rm mod} = 1,75$ kHz für eine Modulationstauer $T_{\rm mod} = 100$ ms parametrisch auf 24 μ K geheizt. Die relative Modulationstiefe des Potentials betrug dabei 25%. Anschließend wurde für verschiedene Dauern das bereits in der Beladephase verwendete Kühllaserlicht erneut eingestrahlt.



Abbildung 5.8: Phasenraumdichte in der schwachen Hybridfalle in Abhängigkeit der Verstimmung des Kühllaserlichts in der C-MOT. Die maximale Anfangsphasenraumdichte konnte durch Abschalten der Hochspannungsversorgung der Pockelszelle auf $\rho_{\rm PSD} = 10^{-2}$ erhöht werden.

Abbildung 5.9 zeigt die radiale Temperatur in der Einzelstrahlfalle in Abhängigkeit der Dauer der Kühlphase. Anpassung eines exponentiellen Zerfalls ergibt einen exponentiellen Zerfallskoeffizienten von nur 12,5 ms. Diese kurze Dauer deutet eindeutig auf einen optischen Kühleffekt hin. Zusätzlich konnten Beiträge beispielsweise durch freie Evaporation durch eine Kontrollmessung mit einer Haltephase äquivalent zur Dauer der Kühlphase definitiv ausgeschlossen werden, da keine Senkung der Temperatur beobachtet werden konnte. In der vorliegenden Messung ist die mit Hilfe der optischen Kühlung erreichbare Temperatur auf 9 μ K begrenzt. Eine mögliche Erklärung für die Abweichung von der tiefsten nach dem Beladen der Dipolfalle im Experiment erreichten Temperatur 2 μ K (siehe Abbildung 5.7 (b)) könnte auf die Tatsache zurückgeführt werden, dass in dieser Messung am Ende der analysierten Kühlphase das Rückpumplaserlicht nicht wie in Abschnitt 5.1 dargestellt 600 μ s vor dem Kühllaserlicht abgeschaltet wurde.



Abbildung 5.9: Temperatur in der Dipolfalle nach optischer Kühlung in Abhängigkeit der Dauer der Kühlphase. Als Ausgleichsfunktion wurde ein exponentieller Zerfall mit der Zerfallszeit $\tau_{\rm K} = 12,5$ ms angepasst.

5.2 Messung der Lebensdauer

Hält man Atome in der Dipolfalle, so wird die Atomzahl $N_{\text{ODT}}(t)$ durch

$$\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{ODT}}(t)}{\mathrm{d}t} = -\Gamma N_{\mathrm{ODT}}(t) - \beta N_{\mathrm{ODT}}(t)^{2}$$
$$N_{\mathrm{ODT}}(t) = \frac{\Gamma \cdot N_{\mathrm{ODT},0}}{e^{\Gamma \cdot t}(\Gamma - \beta N_{\mathrm{ODT},0}) - \beta N_{\mathrm{ODT},0}}$$
(5.2)

beschrieben [52]. Dabei ist $N_{\text{ODT},0}$ die Atomzahl zum Zeitpunkt t = 0. Γ beschreibt die exponentielle Zerfallskonstante, β ist ein dichteabhängiger Kollisionsverlustfaktor. Abbildung 5.10 zeigt eine Lebensdauermessung der schwachen Hybridfalle mit einer nach Gleichung 5.2 angepassten Ausgleichsfunktion. Danach ergibt sich die Lebensdauer der Dipolfalle zu 35 s und ist nur durch Stöße mit dem Hintergrundgas limitiert. Dichteabhängige Verluste können hier mit $\beta < 10^{-8}$ vernachlässigt werden. Die Lebensdauer ist damit ausreichend lang im Hinblick auf die Gesamtdauer des experimentellen Zyklus zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats.

Zusätzlich konnte die wichtige Feststellung gemacht werden, dass keine Lebensdauerverringerung durch Majorana-spin flips beobachtet werden konnte, der Nullpunkt des Magnetfelds nicht mit dem der optischen Dipolfalle übereinstimmt [31].



Abbildung 5.10: Lebensdauermessung der schwachen Hybridfalle. Eine Ausgleichsfunktion nach Gleichung 5.2 ergibt eine Lebensdauer von $\tau_{\rm ODT} = 1/\Gamma_{\rm ODT} = 35$ s. Dichteabhängige Verluste sind mit $\beta < 10^{-8}$ vernachlässigbar.

5.3 Messung der Fallenfrequenz

Mit Hilfe der in Abschnitt 4.4 erläuterten Methode können die Fallenfrequenzen der schwachen Hybridfalle experimentell ermittelt werden. Dazu wurde eine Modulationsdauer $T_{\rm mod} = 200$ ms gewählt. Die Modulationstiefe liegt bei 16% der Fallentiefe und wurde so gewählt, dass bei geringen Atomzahlverlusten hinreichend stark parametrisch geheizt wurde.

In Abbildung 5.11 sind die Atomzahl (a) und die Temperatur (b) in y-Richtung in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz ω_{mod} abgebildet. Betrachtet man



Abbildung 5.11: Messung der Fallenfrequenz der schwachen Hybridfalle. Abbildung (a) zeigt die Atomzahl, (b) zeigt die Temperatur in y-Richtung T_y in der schwachen Hybridfalle in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz ω_{mod} . Aus dem maximalen Temperaturanstieg in (b) kann die radiale Fallenfrequenz zu $\omega_y = 1600/2 = 800$ Hz bestimmt werden

die Atomzahl (a) und die Temperatur¹⁰ (b) in Abbildung 5.11, so liegt nahe, dass die Modulationsfrequenz ω_{mod} bei maximalem Atomzahlverlust genau $2\omega_i$ (siehe Gleichung 4.17) entspricht. Im Hinblick auf die Temperatur in Abbildung 5.11 (b) wird jedoch deutlich, dass zusätzliche Effekte eine Rolle spielen. Der Temperaturverlauf in Abhängigkeit der Modulationsfrequenz zeigt zwei Resonanzen. In Bereichen der Modulationsfrequenz mit maximalem Atomzahlverlust, ist gleichzeitig ein Abfall der Temperatur des Ensembles zu sehen. Dieser Effekt kann mit evaporativer Kühlung durch parametrische Anregung erklärt werden [54, 55, 56]. Dabei werden heißere Atome des Ensembles, die Fallenniveaus außerhalb des Bereichs guter harmonischer Näherung für das Fallenzentrum¹¹ besetzen, aufgeheizt

¹⁰Aufgrund der Geometrie der Falle konnte nur die radiale Temperatur in y-Richtung zuverlässig gemessen werden, da die Ausdehnung in axialer x-Richtung relativ zur Anfangsgröße nicht genügend groß war. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, dass die Temperatur im Ensemble isotrop ist und somit auch für die x- und z-Richtung gilt.

¹¹Für diese Atome ergibt sich eine niedrigere Fallenfrequenz.



Abbildung 5.12: Messung der Fallenfrequenz der schwachen Hybridfalle nach Evaporationskühlung. Abbildung (a) zeigt die Atomzahl, (b) zeigt die Temperatur in y-Richtung T_y in der schwachen Hybridfalle in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz ω_{mod} . Für bessere Lesbarkeit sind in (b) die Datenpunkte verbunden.

und damit evaporiert. Die zweite Resonanz zeigt eine Temperaturerhöhung im Ensemble. Für diese Modulationsfrequenz ist die Bedingung $\omega_{\text{mod}} = 2\omega_i$ erfüllt. Die Fallenfrequenz in radialer Richtung kann folglich zu $\omega_y = 1600/2 = 800$ Hz bestimmt werden.

Um sicherzustellen, dass die oben genannte Interpretation der Messung der Fallenfrequenz in Abbildung 5.11 korrekt ist, wurde eine Kontrollmessung durchgeführt. Mit Hilfe von Evporationskühlung wurde die Anfangstemperatur des Ensembles im Vergleich zur vorangegangenen Messung stark abgesenkt. Darauffolgend wurde eine identische Messung durchgeführt. Abbildung 5.12 zeigt die Ergebnisse dieser Messung. Da die Anfangstemperatur des Ensembles gesenkt wurde, ist im Frequenzbereich der Kühlung durch parametrische Anregung kein Abfall der Temperatur mehr zu beobachten, da Fallenniveaus außerhalb des Bereichs der harmonischen Näherung des Potentials im Fallenzentrum nicht mehr besetzt sind. Folglich ist auch die Atomzahl in (a) konstant. Zusätzlich wird ein zweites lokales Maximum im Bereich $\omega_{\rm mod} = 2\omega_y$ sichtbar. Diese zweite Resonanz deutet auf eine zweite radiale Fallenfrequenz hin, welche beispielsweise durch Abbildungsfehler der fokussierenden Linse des Dipolfallenstrahls begründet sein könnte [31]. Mit den in diesem Abschnitt experimentell ermittelten Fallenfrequenzen, kann die Fokusgröße des Dipolfallenstrahls auf $2\omega_0 = 65 \ \mu m$ und damit die Fallentiefe auf $U_0 = 250 \ \mu K$ korrigiert werden. Der Unterschied zwischen den theoretisch berechneten Werten und den experimentell ermittelten Werten für die Fallentiefe und die Fokusgröße kann vermutlich auf Abbildungsfehler im Dipolfallenstrahlengang zurückgeführt werden.

KAPITEL 6

BOSE-EINSTEIN-KONDENSATION IN DER SCHWACHEN HYBRIDFALLE

Nachdem in Kapitel 5 die Einzelstrahlfalle und die schwache Hybridfalle zur Ermittlung einer optimalen Sequenz zur Beladung charakterisiert wurden, sollen in diesem Kapitel die Sequenzen zur Evaporationskühlung in der Einzelstrahlfalle und in der schwachen Hybridfalle analysiert werden.

Um Evaporationskühlung in den Fallen zu betreiben, wurde wie in Abschnitt 2.3 erläutert die Dipolfallenlaserintensität und damit die Fallentiefe dynamisch gesenkt, um Atome mit Energien $E > \overline{E}$ aus dem Fallenpotential zu entfernen.

Die in Abschnitt 6.1 und Abschnitt 6.2 vorgestellten Rampen zur Absenkung der Fallenlaserintensität wurden mit Hilfe der Pockelszelle realisiert. Um die in den folgenden Abschnitten vorgestellten Daten zu erfassen, wurden die in Kapitel 4 vorgestellten Methoden verwendet. Nach jeder Evaporationsrampe wurden abhängig von der Temperatur des Ensembles Absorptionsaufnahmen nach Flugzeiten von maximal $t_{\text{max}} = 21$ ms in Schritten von $\Delta t = 1$ ms aufgenommen¹. So konnten dann die Temperatur², die räumliche Ausdehnung, die Atomzahl des Ensembles und somit und die Spitzendichte, die elastische Stoßrate (Gleichung 2.32) und die Phasenraumdichte (Gleichung 2.28) ermittelt werden.

¹Nach der ersten Rampe wurde die maximale Flugzeit $t_{max} = 13$ ms gewählt, am Ende der Evaporationssequenz war $t_{max} = 21$ ms.

²Abermals wurde nur die radiale Temperatur T_y gemessen, da in axialer Richtung aufgrund schwacher Ausdehnung relativ zur Ausgangsgröße keine zuverlässige Temperatur ermittelt werden konnte.

6.1 Evaporative Kühlung in der Einzelstrahlfalle

In Abbildung 6.1 ist die zeitliche Reduktion der Dipolfallenlaserintensität dargestellt, mit deren Hilfe erzwungene Evaporation in der Einzelstrahlfalle durchgeführt wurde. Der Verlauf der Laserleistung am Ort der Atome kann durch die Form

$$P_{\rm ODT}(t) = P_{\rm ODT,0} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{\rm evap}}}$$
(6.1)

mit $\tau_{\text{evap}} = 7.6$ s beschrieben werden. Der zeitliche Verlauf wurde im Experiment mittels linearer Rampen realisiert. Die Dauern und Amplituden dieser wurden empirisch so gewählt, dass die Phasenraumdichte während der Evaporationsphase maximiert wird. Mit Hilfe von Flugzeitmessungen am Ende jeder Teilrampe wurde



Abbildung 6.1: Zeitliche Reduktion der Dipolfallenlaserintensität zur Evaporationskühlung in der Einzelstrahlfalle. Der Verlauf kann mit einem exponentiellen Zerfall (Gleichung 6.1) mit der Zerfallszeit $\tau_{\rm evap} =$ 7,6 s beschrieben werden.

im folgenden die Evaporationssequenz charakterisiert. In der folgenden Auswertung zeigt sich eine der in Abschnitt 2.1 behandelten Schwierigkeiten im Zusammenhang mit optischen Dipolfallen im Nahinfrarotbereich. Aufgrund der großen Rayleigh-Länge kann insbesondere bei sehr flachen Fallen der axiale Einschluss nicht hinreichend stark aufrechterhalten werden. Dadurch kann im allgemeinen keine ausreichend hohe Spitzendichte gewährleistet werden und die Rethermalisierungszeiten erhöhen sich entsprechend.

Abbildung 6.2 (a) zeigt den Verlauf der Spitzendichte des Ensembles sowie der daran gekoppelten elastischen Stoßrate. Nachdem nach der ersten Evaporationsrampe zunächst eine deutliche Steigerung der Spitzendichte erkennbar ist und sich kurzzeitig eine maximale Spitzendichte³ von $n_0 \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ einstellt, fällt diese im weiteren Verlauf monoton ab. Obwohl die Temperatur wie in Abbildung 6.2 (b) dargestellt exponentiell sinkt, wird eine Sättigung im zeitlichen Verlauf der Phasenraumdichte deutlich. Die Anfangsphasenraumdichte von 10^{-5} wird während der Evaporationskühlung auf 10^{-2} erhöht, sättigt allerdings dort. Aufgrund des Abfalls der Spitzendichte kann die kritische Temperatur zur Bose-Einstein-Kondensation (Gleichung 2.29) zu keiner Zeit erreicht werden. Auch in der dop-

 $^{^{3}\}mathrm{Die}$ Spitzendichte wurde hier mittels Gleichung 4.8 berechnet und ist vermutlich zu hoch abgeschätzt.



Abbildung 6.2: Zeitlicher Verlauf der Spitzendichte und der elastischen Stoßrate in der Einzelstrahlfalle.

peltlogarithmischen Gegenüberstellung der Phasenraumdichte und der Atomzahl in Abbildung 6.3 äußert sich das Sättigungsverhalten der Phasenraumdichte. Eine effiziente Evaporationskühlung sollte in dieser Darstellung eine nahezu konstante Steigung von ungefähr drei Größenordnungen in der Phasenraumdichte pro verlorener Größenordnung in der Atomzahl aufweisen. Mit dem Einbruch der Spitzendichte und damit einhergehender Reduktion der elastischen Stoßrate ist jedoch bereits nach dem ersten Drittel der gesamten Evaporationsphase keine effiziente Kühlung möglich. Es konnte in diesem Abschnitt gezeigt werden, dass in der vor-





liegenden Einzelstrahlfalle keine Bose-Einstein-Kondensation möglich ist, da die Phasenraumdichte im Verlauf der Evaporationskühlung sättigt. Dies gilt obwohl die Spitzendichte zu hoch abgeschätzt ist. Dieses Problem kann nur umgangen werden, indem die anfängliche atomare Dichte in der Falle erhöht wird. Auf diese Weise könnte der Gewinn in der Phasenraumdichte in der Anfangsphase weiter erhöht werden, um die Sättigungsphasenraumdichte bis in den kritischen Bereich der Bose-Einstein-Kondensation zu erhöhen.

Für den Einbruch der Spitzendichte kann eindeutig der sehr schwache axiale

Einschluss in der Einzelstrahlfalle mit einer finalen Fallenfrequenz von nur 5 Hz verantwortlich gemacht werden [31]. Anstatt eine gekreuzte Dipolfalle zu formen, wurde im folgenden das Quadrupolmagnetfeld der magnetooptischen Falle überlagert, um die axiale Fallenfrequenz zu erhöhen.

6.2 Evaporative Kühlung in der schwachen Hybridfalle

Die in Abbildung 6.4 dargestellte Reduktion der Dipolfallenlaserintensität für die Evaporationskühlung in der schwachen Hybridfalle wurde wie in Abschnitt 6.1 empirisch mit dem Ziel der Maximierung des Gewinns in der Phasenraumdichte des Ensembles ermittelt. Der exponentielle Zerfallskoeffizient aus Gleichung 6.1 beträgt in diesem Fall $\tau_{\rm evap} = 2,78$ s. In Abbildung 6.6 sind Absorptionsauf-



Abbildung 6.4: Zeitliche Reduktion der Dipolfallenlaserintensität zur Evaporationskühlung in der schwachen Hybridfalle. Der Verlauf kann mit einem exponentiellen Zerfall (Gleichung 6.1) mit der Zerfallszeit $\tau_{\rm evap} = 2,78$ s beschrieben werden.

nahmen und die zugehörigen Querschnittprofile der optischen Dichte der Einzelstrahlfalle (a) und der schwachen Hybridfalle (b) nach einer Haltezeit in der Falle von 180 ms und einer Flugzeit von 1 ms gegenübergestellt. Vergleicht man die axialen Profile der optischen Dichte, so äußert sich der deutlich stärkere axiale Einschluss in der schwachen Hybridfalle in einer erhöhten Spitzendichte⁴ $n_0 =$ $2,6 \times 10^{11}$ cm⁻³. Die bimodale Form des Ensembles in der schwachen Hybridfalle in Abbildung 6.6 (b) kommt durch die Zusammensetzung des Ensembles aus den drei $|m_F\rangle$ -Unterzuständen $|m_F = \pm 1\rangle$ und $|m_F = 0\rangle$ zustande. Das magnetische Quadrupolfeld erzeugt ein attraktives (repulsives) Potential für die Atome im $|m_F = -1\rangle$ -Zustand ($|m_F = +1\rangle$) während der $|m_F = 0\rangle$ -Zustand insensitiv auf das zusätzliche Potential ist. Die breite Gauß-Verteilung im Hintergrund setzt sich also aus Atomen im $|m_F = 0\rangle$ -Zustand zusammen⁵, die schmale Gauß-Verteilung

⁴Die Spitzendichte wurde hier mit Hilfe von Gleichung 4.7 bestimmt.

⁵Da der Hintergrund von $|m_F = 0\rangle$ gleichzeitig kälter ist als in der Einzelstrahlfalle, ist der Radius der Gauß-Verteilung schmaler.

besteht aus vom Magnetfeld eingeschlossenen Atomen im Zustand $|m_F = -1\rangle$ und Atome im Zustand $|m_F = +1\rangle$ erfahren eine Kraft, die aus dem Fallenzentrum gerichtet ist. Abbildung 6.5 zeigt berechnete axiale Potentiale⁶ der verschiedenen $|m_F\rangle$ -Unterzustände in der schwachen Hybridfalle für einen angenommenen Abstand der Quadrupolfeldnullpunkts vom Zentrum der Dipolfalle von 100 μ m. Die anfängliche Erhöhung der Spitzendichte und der anhaltende axiale Einschluss



Abbildung 6.5: Darstellung der axialen Potentiale für die $|m_F\rangle$ -Unterzustände in der schwachen Hybridfalle. (a) zeigt die Situation für eine Dipolfallenlaserausgangsleistung von 10 W, in (b) hingegen beträgt die Ausgangsleistung nur 1 W. Es wird deutlich, dass Zustände mit $|m_F = 1\rangle$ zu keinem Zeitpunkt gefangen sind. Zum Ende der Evaporationssequenz bricht das Fallenpotential axial auch für Zustände $|m_F = 0\rangle$ zusammen, wird jedoch nicht repulsiv.

während der Evaporationsphase erlauben nun eine effiziente Evaporationskühlung. Abbildung 6.7 (a) zeigt den zeitlichen Verlauf der Spitzendichte und der elastischen Stoßrate in der schwachen Hybridfalle. Im Gegensatz zur Einzelstrahlfalle können über lange Zeit die Spitzendichte⁷ und die elastische Stoßrate stetig erhöht werden. In Abbildung 6.7 (b) ist kein Sättigungsverhalten der Phasenraumdichte mehr zu erkennen. Sie steigt exponentiell und erreicht am Ende der letzten Rampe $\rho_{\rm PSD} = 10^{-1}$. Dementsprechend ist auch in der doppeltlogarithmischen Darstellung der Phasenraumdichte gegen die Atomzahl (siehe Abbildung 6.8) ein nahezu linearer Anstieg der Phasenraumdichte über der Atomzahl in der doppeltlogarithmischen Darstellung zu erkennen. Während der Evaporation kann für den Verlust einer Größenordnung in der Atomzahl ein Anstieg der Phasenraumdichte um zwei Größenordnungen demonstriert werden.

 $^{^{6}}$ Es wurde für die Berechnung eine leichte Verkippung um $1,5^{\circ}$ in z-Richtung angenommen.

⁷Für die schwache Hybridfalle wurde die Spitzendichte mittels Gleichung 4.7 experimentell ermittelt. Sie ist hier vermutlich zu niedrig abgeschätzt, da für sehr dichte Ensembles die Bestimmung nach Gleichung 4.7 nur eine untere Grenze angibt.



Abbildung 6.6: Absorptionsaufnahmen der Einzelstrahlfalle (a) und der schwachen Hybridfalle (b) mit Querschnittprofilen der optischen Dichte nach Haltezeiten von 180 ms und Flugzeiten von 1 ms. Im Gegensatz zur Einzelstrahlfalle ($n_0 = 1,14 \times 10^{11}$ cm⁻³) kann in der schwachen Hybridfalle durch den axialen Einschluss eine deutlich höhere Spitzendichte erreicht werden ($n_0 = 2,6 \times 10^{11}$ cm⁻³). Übernommen aus [31].



Abbildung 6.7: Zeitlicher Verlauf der Spitzendichte und der elastischen Stoßrate in der schwachen Hybridfalle.



Abbildung 6.8: Doppeltlogarithmische Darstellung der Phasenraumdichte in Abhängigkeit der Atomzahl in der schwachen Hybridfalle.



Abbildung 6.9: Phasenübergang des atomaren Ensembles nach Flugzeiten von je 1 ms. Neben der Temperatur des Gauß-förmigen thermischen Hintergrunds ist der prozentuale Anteil der Atome im kondensierten Teil des Ensembles angegeben. Übernommen aus [31].

6.2.1 Bose-Einstein-Kondensation

In der in Abbildung 6.8 dargestellten Charakterisierung werden Mängel in der Reproduzierbarkeit der letzten Evaporationsrampe deutlich. Gleichzeitig liegt die maximale Phasenraumdichte am Ende der letzten Rampe bei $\rho_{\rm PSD} = 10^{-1}$ und liegt damit noch etwa eine Größenordnung unter der kritischen Phasenraumdichte für die Bose-Einstein-Kondensation, obwohl die Spitzendichte vermutlich zu niedrig abgeschätzt wurde. Die mangelnde Stabilität der Pockelszelle verhinderte dementsprechend die Erzeugung eines BECs. Um die Mängel in der Reproduzierbarkeit der letzten Evaporationsrampe unter Verwendung der Pockelszelle zu umgehen, wurde der letzte Schritt im folgenden durch eine Absenkung der Dipolfallenlaserausgangsleistung umgesetzt⁸.

Obwohl eine präzise Vermessung des Phasenübergangs immer noch durch Leistungsschwankungen des Dipolfallenlasers erschwert wurde, konnte mit Hilfe der Evaporationskühlung in der schwachen Hybridfalle im Rahmen dieser Arbeit schließlich erstmals ein Bose-Einstein-Kondensat in einer Dipolfalle bei einer Fallenwellenlänge von 2 μ m erzeugt werden. Abbildung 6.9 (a) - (d) zeigt den Phasenübergang vom rein thermischen Ensemble knapp oberhalb der kritischen Temperatur T_C (a) über die typische bimodale Verteilung (siehe Gleichung 2.27) (b), (c) zum reinen Bose-Einstein-Kondensat (d). Neben der Temperatur des Gauß-förmigen thermischen Hintergrunds ist der prozentuale Anteil der Atome im kondensierten Teil des Ensembles angegeben. Die kritische Temperatur liegt bei $T_C = 70$ nK. Eine Drehung des Aspektverhältnisses des Kondensats, die ein typisches Merkmal bei der Detektion von Bose-Einstein-Kondensaten ist [31], konnte im Experiment nicht beobachtet werden. Gründe hierfür könnte zum einen das Aspektverhältnis der Falle sein, das gegen Ende der Evporationssequenz bei etwa 1 liegt. Ebenso könnten jedoch die maximalen Flugzeiten $t_{max} = 21$ ms nicht ausreichend sein, um

⁸Dazu wurde die Referenzspannung im Regelkreis für die Laserausgangsleistung abgesenkt.

bei den sehr niedrigen finalen Fallenfrequenzen eine Drehung des Apsektverhältnisses zu beobachten.

Kapitel 7

AUSBLICK

s Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Bose-Einstein-Kondensat mit 10⁴ Atomen in einer optischen Dipolfalle der Wellenlänge 2 μ m erzeugt. Dazu wurden etwa 2×10^6 Atome bei einer Anfangsphasenraumdichte von 10^{-5} in einen auf $2\omega_0 =$ $65 \ \mu$ m fokussierten Einzelstrahl der Wellenlänge 2 μ m umgeladen. Um während der anschließenden Verdampfungskühlung durch Reduktion der Laserintensität der Dipolfalle einen in axialer Richtung ausreichenden Einschluss zu gewährleisten, wurde zusätzlich das magnetische Quadrupolfeld der 3D MOT überlagert. Dadurch wird das Gesamtfallenpotential vom magnetischen Unterzustand abhängig. Der Potentialanteil des Quadrupolfelds ist für Zustände mit $|m_F = +1\rangle$ repulsiv¹ und für Zustände mit $|m_F = -1\rangle$ attraktiv. Der in erster Ordnung magnetisch insensitive Unterzustand $|m_F = 0\rangle$ erfährt keine durch das Quadrupolfeld keine Veränderung des Fallenpotentials. Die Verdampfungskühlung bis zur Bose-Einstein-Kondensation betrug in dieser schwachen Hybridfalle ungefähr 20 s. Diese Zeit sollte aber beispielsweise durch Verbesserung der anfänglichen Atomzahl in der Falle noch deutlich reduziert werden können.

Neben einem in der Leistung kontrollierbaren fokussierten Einzelstrahl zur Formung des optischen Dipolfallenpotentials wird für diesen experimentellen Ansatz zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats also lediglich zusätzlich ein schwaches magnetisches Quadrupolfeld benötigt, welches bei der Realisierung des optischen Dipolfalle am Ort der magnetooptischen Falle bereits vorhanden ist. Die Komplexität für eine Apparatur zur Erzeugung quantenentarteter Gase und der damit verbundene experimentelle Aufwand können somit im Vergleich zu vorangegangen Arbeiten erheblich reduziert werden.

Wie in den vorangegangenen Kapiteln gezeigt wurde, stehen zahlreiche Optionen zur Optimierung des bestehenden Experiments zur Verfügung. So konnte

¹Auch in Kombination mit dem optischen Fallenpotential können $|m_F = +1\rangle$ -Zustände nicht gehalten werden.

gezeigt werden, dass die bislang zur dynamischen Kontrolle der Laserintensität der Dipolfalle verwendete Pockelszelle eine signifikante Heizquelle für die kalten Atome in der Dipolfalle darstellt, die die Temperatur des atomaren Ensembles nach dem Beladen der Dipolfalle begrenzt. Nach der versuchsweisen Entfernung der Pockelszelle, konnte die Temperatur der Atomwolke um über eine Größenordnung von $35 \ \mu K$ auf 2 μK gesenkt werden. Damit wurde die Anfangsphasenraumdichte auf 10^{-2} erhöht. In Kombination mit einer höheren Atomzahl von etwa 10^7 Atomen in der Dipolfalle, wie sie beispielsweise durch Modenanpassung der Dipolfalle an die Atomwolke in der 3D MOT erreichbar sein sollte, könnte in Zukunft Die Erzeugung eines BECs mit 10⁵ Atomen im Kondensat innerhalb weniger Sekunden möglich sein [31]. Zusätzliche Verbesserungen können erzielt werden, indem die Atome optisch in den $|F = 2, m_F = 2\rangle$ -Zustand gepumpt würden. Ebenso könnte dann mit der Verwendung eines höheren Magnetfeldgradienten während der Evaporation effizienter gekühlt werden. Angelehnt an [26] kann dann mit einem großen Dipolfallenvolumen eine hohe Atomzahl in der Falle erreicht werden. Da die Fallenfrequenzen konstant gehalten werden, kann im run-away Regime evaporativ gekühlt werden.

Die Optimierung der Evaporationsrampe zur schnellen Erzeugung von BECs mit hohen Atomzahlen konnte bislang aufgrund mangelnder Reproduzierbarkeit nicht durchgeführt werden. Erste Schritte zur Verbesserung der Reproduzierbarkeit wurden im Rahmen dieser Arbeit bereits unternommen. Durch die Verwendung eines hochreflektierenden Spiegels statt der Polarisationsstrahlteilers im Strahlengang der optischen Dipolfalle konnten Strahllageinstabilitäten der Dipolfalle bereits deutlich reduziert werden. In Zukunft kann durch eine zusätzliche Stabilisierung der auf die Atome eingestrahlten Laserintensität die Stabilität und Reproduzierbarkeit der Erzeugung von BECs noch weiter gesteigert werden. Mit verbesserten Justage der Pockelszelle kann zudem der oben aufgeführte Heizeffekt unterdrückt und somit die Pockelszelle als Regelelement verwendet werden.

Neben der weltweit ersten Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats in einer optischen Dipolfalle der Wellenlänge 2 μ m konnte im Rahmen dieser Arbeit eine sehr effiziente Laserkühlung des atomaren Ensembles im Dipolfallenpotential auf eine Temperatur von 2 μ K nach Beladung der Dipolfalle nachgewiesen werden. Eine derart tiefe Temperatur konnte bislang ohne den Einsatz umfangreicherer Techniken wie dem Raman-Seitenbandkühlen oder Evaporationskühlung noch nie beobachtet werden. Während die Ursache für die tiefen Temperaturen noch ungeklärt ist, konnten in dieser Arbeit erste Messungen zum zeitlichen Verlauf der Kühlung unternommen werden. In Zukunft sollten umfangreiche Charakterisierungen hinsichtlich der Abhängigkeit von der Verstimmung und Intensität des Kühlund Rückpumplaserlichts sowie der atomaren Dichte und dem Magnetfeldgradienten durchgeführt werden. Anhand der so gewonnenen Daten gilt es dann ein theoretisches Modell zur Erklärung aufzustellen.

Mit Hilfe der tiefen Temperaturen, die erzielt wurden, ist es beispielsweise denk-

bar, optisches sympathetisches Kühlen zu betreiben. 39 K, für das wegen der kleinen Hyperfeinaufspaltung des angeregten Zustands nicht ohne weiteres Temperaturen im Bereich einiger Mikrokelvin erreicht werden können, könnte in eine mit 87 Rb beladene Dipolfalle geladen werden. Ein Zuschalten des Kühllaserlichts für 87 Rb könnte dann zu einer optischen sympathetischen Kühlung des 39 K führen, wobei die Temperatur des Gemischs von 87 Rb und 39 K im thermischen Gleichgewicht nur durch die Eigenschaften der Stoßpartner und die Temperatur des Ensembles von 87 Rb -Atomen begrenzt wäre. Dabei müssen jedoch unter Umständen Photoassoziationsprozesse zwischen den beiden atomaren Spezies während der Laserkühlung als Verlustkanal oder Heizquelle berücksichtigt werden. Zusätzlich ist zu untersuchen, ob die Laserkühlung im Dipolfallenpotential nicht auch direkt auf andere atomare Spezies wie 39 K übertragbar ist.

Nach der Optimierung der Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten stellt die in Zukunft vorgesehene Anwendung der hier entwickelten Dipolfalle als Quelle quantenentarteter Gase für die hochpräzise Atominterferometrie die größte Herausforderung dar [31]. Die Frage, inwieweit quantenentartete Gase Vorteile gegenüber thermischer Ensembles bieten, ist bislang ungeklärt. Zur Überprüfung des schwachen Äquivalenzprinzips mittels einer differentiellen Beschleunigungsmessung an frei fallenden ³⁹K - und ⁸⁷Rb - Atomen ist eine sehr genaue und reproduzierbare Übereinstimmung der Anfangspositionen der unterschiedlichen Testkörper vonnöten und kann durch die Verwendung derselben Dipolfalle für beide Spezies gewährleistet werden. Durch diese Vorgehensweise kann die Unsicherheit in der Positionsübereinstimmung im Vergleich zu nahresonanten Fallen, wie zum Beispiel zweier simultaner optischer Melassen, deutlich reduziert werden. Lediglich der leichte Unterschied im Dipolfallenpotential aufgrund der deutlich geringeren Masse der ³⁹K -Atome trägt noch zu einem leichten Unterschied in der vertikalen Anfangsposition der beiden Testkörper bei. Darüberhinaus kann der Kontrast eines Atominterferometers mit sinkender Temperatur des Ensembles gesteigert werden [57]. Somit kann durch die Verwendung ultrakalter, bzw. quantenentarteter Gase eine Erhöhung der Sensitivität einer Atominterferometers erzielt werden. Für die Verwendung als Quelle für die Atominterferometrie muss allerdings zum einen das BEC im $|m_F = -1\rangle$ -Unterzustand zum Beispiel mittels einer schnellen adiabatischen Passage [58] in den in erster Ordnung magnetisch insensitiven $|m_F = 0\rangle$ -Zustand überführt werden. Zum anderen muss eine hohe Gesamtrepetitionsrate gewährleistet sein. Nur so kann der Gewinn in der Sensitivität durch Kontrasterhöhung auch bei längerer Integration einer Messung Vorteile bringen.

Das im Rahmen von [40] entwickelte Lasersystem bietet zusätzlich die Möglichkeit mit fermionischem ⁴⁰K zu arbeiten. Dies ermöglicht eine ganze Reihe grundlegender Studien zur Atominterferometrie mit Fermionen. Während in fermionischen Ensembles zwar einerseits aufgrund des Pauli-Verbots nahe der Quantenentartung sehr viel Energie gespeichert ist, könnte man aber andererseits auch von diesem Pauli-Verbot profitieren, da sie untereinander nicht wechselwirken²³. In jedem Fall ist in fermionischen Spezies keine magnetischer Unterzustand mit $|m_F = 0\rangle$ vorhanden. Dies führt zur Notwendigkeit einer differentiellen Messung mit Zuständen $|m_F = \pm 1/2\rangle$, um Phasenbeiträge durch magnetische Streufelder zu sondieren.

Ist ein Atominterferometer in seiner Sensitivität begrenzt nur noch durch das Atomzahlschrotrauschen, so kann durch die Verwendung nichtklassischer Zustände noch eine weitere Verbesserung erreicht werden. Diese sogenannten gequetschten Zustände konnten bereits in verschiedenen Formen in BECs hergestellt werden [60, 61] und stellen ein interessantes Gebiet für weiterführende Studien dar.

Abschließend lässt sich festhalten, dass in dieser Arbeit mit der Charakterisierung der optischen Dipolfalle bei einer Wellenlänge von 2 μ m und der ersten Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats darin die Grundlage für den Einsatz des Systems als positionsstabile Quelle ultrakalter atomarer Ensembles für die Atominterferometrie geschaffen werden konnte. Neben der Realisierung eines wichtigen Teils für einen atominterferometrischen Test des schwachen Äquivalenzprinzips wurde damit außerdem die Möglichkeit erschlossen, in Zukunft grundlegende Studien zur Atominterferometrie einer oder mehreren bosonischen oder fermionischen Spezies durchzuführen. Dabei konnte gezeigt werden, dass die Wellenlänge der optischen Dipolfalle von 2 μ m insbesondere aufgrund der Möglichkeit der effizienten Laserkühlung im Dipolfallenpotential eine sehr interessante Alternative für die Wahl einer Fallenwellenlänge darstellt und es konnten entscheidende Fortschritte auf dem Weg zur schnellen Erzeugung eines BECs mit hoher Teilchenzahl erzielt werden.

²Im BEC könnten sogenannte *clock shifts* durch die *mean field*-Energie parasitäre Phasenbeiträge verursachen.

³Das Wechselwirkungsverbot für Fermionen gilt für identische Fermionen. Ist jedoch beispielsweise ein Ensemble in einem nicht perfekten Superpositionszustand aus Grundzustand und angeregtem Zustand präpariert, so können auch in fermionischen Systemen Stoßwechselwirkungen auftreten [59].

Anhang A

MATHEMATICA-PROGRAMM ZUR ERMITTLUNG DER ATOMAREN SPITZENDICHTE

```
Remove["Global'*"]
\sigma_0 = 2.9049*0.46*10^{-9}*10^{-4}; (*from PerfectFit*)
\sigma_0=1.356456704270*10^{-9}*10^{-4}; (*unpolarized*)*)
\sigma_0=1.937795291814*10^{-9}*10^{-4};
(*\pi-polarized*)*)
\sigma_0=2.906692937721*10^{-9}*10^{-4};
(*\sigma - polarized*)*)
Int_s= 0.314; (*I/I_sat*)
\sigma = \sigma_0 / (1 + 2 \text{ Int}_s);
1 z =
  10*10^{-6};
atomlist = FileNames["F_atome00335.tif", "C:Daten/rampdensities"];
beamlist = FileNames["F_beam00335.tif", "C:Daten/rampdensities"];
backglist = FileNames["F_backg00335.tif", "C:Daten/rampdensities"];
n = Dimensions[atomlist][[1]]; (*number of pics*)
(*n=65;*)
nlist = ;
```

```
For[i = 1, i < (n + 1), i++,
   atoms = Import[atomlist[[i]]];
   atomsdata = ImageData[atoms];
   beam = Import[beamlist[[i]]];
   beamdata = ImageData[beam];
   backg = Import[backglist[[i]]];
   backgdata = ImageData[backg];
   blist = (beamdata - backgdata)*65535;
   alist = (atomsdata - backgdata)*65535;
   b = Min[blist];
   a = Min[alist];
   If [b \le 0, blist = blist + Abs[b] + 1];
   If [a \le 0, alist = alist + Abs[a] + 1];
   ODlist = Log[blist/alist];
   OD_max = Max[ODlist];
   n_0 =
    OD_max/(\sigma*l_z*1.*10^{-6};
   AppendTo[nlist, n_0];
   ];
nlist
```

```
Export["C:Daten/2010-04-09CMOT20 msdichten.dat", nlist];
```
Anhang B

Addiererschaltung

Mit Hilfe einer Addiererschaltung (siehe Abbildung B.1) kann aus zwei Eingangsspannungen $U_{\rm e1}$ und $U_{\rm e2}$ die Summe

$$U_a = -R_2 \left(\frac{U_{e1}}{R_{11}} + \frac{U_{e2}}{R_{12}}\right)$$
(B.1)

gebildet werden. Mit den Widerständen R_{e1} , R_{e2} und R_2 können also Gewichtungen der Summanden und eine Gesamtverstärkung gewählt werden.



Abbildung B.1: Invertierende Addiererschaltung für zwei Spannungen U_{e1} und U_{e2} . Die Ausgangsspannung U_a ist in autorefeq:addierer gegeben.hfill

LITERATURVERZEICHNIS

- S. N. Bose: Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese. Z. Phys. A, 26, 1924.
- [2] A. Einstein: Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. Sitzungsbericht Kgl. Preuss. Akad. Wiss., 1924.
- F. W. London, K. Mendelssohn und J. C. McLennan: Discussion on supraconductivity and other low temperature phenomena. Harrison and Sons, 1935.
- S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin und A. Cable: Experimental Observation of Optically Trapped Atoms.
 Phys. Rev. Lett., 57(3):314-317, Jul 1986.
- [5] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu und D. E. Pritchard: Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure.
 Phys. Rev. Lett., 59(23):2631-2634, Dec 1987.
- [6] C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clairon und S. Guellati: Laser Cooling of Cesium Atoms Below 3 μK.
 Eur. Phys. Lett., 12(8):683, 1990.
- [7] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji: Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models.
 J. Opt. Soc. Am. B, 6(11):2023-2045, 1989.
- [8] H. F. Hess: Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spinpolarized hydrogen.
 Phys. Rev. B, 34(5):3476-3479, Sep 1986.
- [9] W. Ketterle und N.J. van Druten: Evaporative cooling of trapped atoms. Adv. At. Mol. Opt. Phys., 37:181-236, 1996.
- C. S. Adams, H. J. Lee, N. Davidson, M. Kasevich und S. Chu: Evaporative Cooling in a Crossed Dipole Trap.
 Phys. Rev. Lett., 74(18):3577–3580, May 1995.

[11] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman und E. A. Cornell: Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor.

Science, 269(5221):198–201, 1995.

- K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn und W. Ketterle: Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms.
 Phys. Rev. Lett., 75(22):3969-3973, Nov 1995.
- M. D. Barrett, J. A. Sauer und M. S. Chapman: All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate.
 Phys. Rev. Lett., 87(1):010404, Jun 2001.
- [14] C. Klempt: Wechselwirkung in Bose-Fermi-Quantengasen. Dissertation, Leibniz Universität Hannover, 2007.
- S. Kraft, F. Vogt, O. Appel, F. Riehle und U. Sterr: Bose-Einstein Condensation of Alkaline Earth Atoms: Ca40.
 Phys. Rev. Lett., 103(13):130401, Sep 2009.
- [16] Y. N. Martinez de Escobar, P. G. Mickelson, M. Yan, B. J. DeSalvo, S. B. Nagel und T. C. Killian: Bose-Einstein Condensation of ⁸⁴Sr. Phys. Rev. Lett., 103(20):200402, Nov 2009.
- S. Stellmer, M. K. Tey, B. Huang, R. Grimm und F. Schreck: Bose-Einstein Condensation of Strontium.
 Phys. Rev. Lett., 103(20):200401, Nov 2009.
- [18] L. de Broglie: Recherches sur la théorie des Quantas. Dissertation, Sorbonne Paris, 1924.
- [19] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H. J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn und W. Ketterle: Observation of Interference Between Two Bose Condensates. Science, 275(5300):637–641, 1997.
- [20] M. O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend und W. Ketterle: *Output Coupler for Bose-Einstein Condensed Atoms*. Phys. Rev. Lett., 78(4):582–585, Jan 1997.
- [21] E. W. Hagley, L. Deng, M. Kozuma, J. Wen, K. Helmerson, S. L. Rolston und W. D. Phillips: A Well-Collimated Quasi-Continuous Atom Laser. Science, 283(5408):1706-1709, 1999.
- [22] S. Burger, K. Bongs, S. Dettmer, W. Ertmer, K. Sengstock, A. Sanpera, G. V. Shlyapnikov und M. Lewenstein: Dark Solitons in Bose-Einstein Condensates.
 - Phys. Rev. Lett., 83(25):5198–5201, Dec 1999.

- M. R. Matthews, B. P. Anderson, P. C. Haljan, D. S. Hall, C. E. Wieman und E. A. Cornell: Vortices in a Bose-Einstein Condensate. Phys. Rev. Lett., 83(13):2498-2501, Sep 1999.
- M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch und I. Bloch: Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms.
 Nature, (6867), Januar 2002, ISSN 0028-0836.
- [25] J. F. Clément, J. P. Brantut, M. Robert-de Saint-Vincent, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel und P. Bouyer: All-optical runaway evaporation to Bose-Einstein condensation.
 Phys. Rev. A, 79(6):061406, Jun 2009.
- [26] C. L. Hung, X. Zhang, N. Gemelke und C. Chin: Accelerating evaporative cooling of atoms into Bose-Einstein condensation in optical traps.
 Phys. Rev. A, 78(1):011604, Jul 2008.
- [27] J. Nes: Cold Atoms and Bose-Einstein Condensates in Optical Dipole Potentials.
 Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2008.
- [28] T. Gericke, P. Würtz, D. Reitz, C. Utfeld und H. Ott: All-optical formation of a Bose-Einstein condensate for applications in scanning electron microscopy.
 Appl. Phys. B, 89(4):447-451, Dezember 2007.
- [29] W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin und D. E. Pritchard: *High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap.* Phys. Rev. Lett., 70(15):2253-2256, Apr 1993.
- [30] V. Ivanov: Cold atoms: modified radiative properties and evaporative cooling from optical traps.
 Dissertation, Universiteit van Amsterdam, 2007.
- [31] M. Zaiser: Eine Quelle quantementarteter Gase für die Atominterferometrie. Dissertation, Leibniz Universität Hannover, 2010.
- [32] G. Varoquaux, R.A. Nyman, R. Geiger, P. Cheinet, P. Landragin und P. Bouyer: How to estimate the differential acceleration in a two-species atom interferometer to test the equivalence principle. New J. Phys., 11(11):113010 (14pp), 2009.
- [33] M. Weidemüller R. Grimm und Y. B. Ovchinnikov: Optical dipole traps for neutral atoms.
 Adv. At. Mol. Opt. Phys., 42:95–170, 2000.
- [34] D. Meschede: Optik, Licht und Laser. Teubner, 1999.

- [35] W. Ketterle, D. S. Durfee und D. M. Stamper-Kurn: Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates.
 - In: S. Stringari M. Inguscio und C.E. Wieman (Herausgeber): Bose-Einstein condensation in atomic gases, Proceedings of the International School of Physics 'Enrico Fermi', Course CXL. IOS Press, Amsterdam, 1999. Varenna lecture notes.
- [36] Y. Castin: Course 1: Bose-Einstein Condensates in Atomic Gases: Simple Theoretical Results.
 Springer, 2001.
- [37] M. S. Chang: Coherent Spin Dynamics of a Spin-1 Bose-Einstein Condensate. Dissertation, Georgia Institute of Technology, 2006.
- [38] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii und S. Stringari: Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases.
 Rev. Mod. Phys., 71(3):463-512, Apr 1999.
- [39] K. M. O'Hara, M. E. Gehm, S. R. Granade und J. E. Thomas: Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps. Phys. Rev. A, 64(5):051403, Oct 2001.
- [40] W. Herr: Realisierung eines schmalbandigen Diodenlasersystems hoher Ausgangsleistung zur rauscharmen Detektion und Manipulation von Rb-87-Atomen mit Hilfe der Atom-Licht-Wechselwirkung.
 Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2007.
- [41] T. Wübbena: Eine optische Dipolfalle bei einer Wellenlänge von 2 μm. Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2008.
- [42] S. Jöllenbeck: Realisierung einer kalten Atomquelle zum Beladen einer optischen Dipolfalle.
 Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2008.
- [43] H. J. Metcalf und P. van der Straten: Laser Cooling and Trapping. Springer, 2002.
- [44] M. Gilowski, Ch. Schubert, M. Zaiser, W. Herr, T. Wübbena, T. Wendrich, T. Müller, E.M. Rasel und W. Ertmer: Narrow bandwidth interference filterstabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms. Opt. Comm., 280(2):443 - 447, 2007, ISSN 0030-4018.
- [45] M. Wielitzka: Voruntersuchungen zur effizienten Speicherung von Atomen in einer Dipolfalle.
 Bachelorarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2009.
- [46] D. A. Steck: Rubidium 87 D Line Data.
 Technischer Bericht, Oregon Center for Optics and Department of Physics, University of Oregon, 2009.

- [47] J.R. Ensher: The First Experiments with Bose-Einstein Condensation of ⁸⁷Rb. Dissertation, University of Colorado, 1998.
- [48] W. Demtröder: Experimentalphysik 1: Mechanik und Wärme. Springer, 2006.
- [49] H. Engler, T. Weber, M. Mudrich, R. Grimm und M. Weidemüller: Very long storage times and evaporative cooling of cesium atoms in a quasielectrostatic dipole trap.
 Phys. Rev. A, 62(2):021402, Aug 2000
 - Phys. Rev. A, 62(3):031402, Aug 2000.
- [50] S. Friebel, C. D'Andrea, J. Walz, M. Weitz und T. W. Hänsch: CO2-laser optical lattice with cold rubidium atoms.
 Phys. Rev. A, 57(1):R20-R23, Jan 1998.
- [51] R. Jáuregui, N. Poli, G. Roati und G. Modugno: Anharmonic parametric excitation in optical lattices.
 Phys. Rev. A, 64(3):033403, Aug 2001.
- [52] S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp und C. E. Wieman: Loading an optical dipole trap. Phys. Rev. A, 62(1):013406, Jun 2000.
- [53] J. Weiner, V. S. Bagnato, S. Zilio und P. S. Julienne: Experiments and theory in cold and ultracold collisions. Rev. Mod. Phys., 71(1):1-85, Jan 1999.
- [54] N. Poli, R. J. Brecha, G. Roati und G. Modugno: Cooling atoms in an optical trap by selective parametric excitation.
 Phys. Rev. A, 65(2):021401, Jan 2002.
- [55] M. Kumakura, Y. Shirahata, Y. Takasu, Y. Takahashi und T. Yabuzaki: Shaking-induced cooling of cold atoms in a magnetic trap. Phys. Rev. A, 68(2):021401, Aug 2003.
- Y. Bo, L. Xiao-Lin, K. Min und W. Yu-Zhu: Parametric resonance and cooling on an atom chip.
 Chinese Physics B, 17(3):921, 2008.
- [57] D. Döring, G. McDonald, J.E. Debs, C. Figl, P.A. Altin, H. A. Bachor, N.P. Robins und J.D. Close: Quantum projection noise limited interferometry with coherent atoms in a Ramsey type setup. arXiv:1002.3624v2.
- [58] J. C. Camparo und R. P. Frueholz: Parameters of adiabatic rapid passage in the 0-0 hyperfine transition of ⁸⁷Rb.
 Phys. Rev. A, 30(2):803-811, 1984.
- [59] K. Gibble: Decoherence and Collisional Frequency Shifts of Trapped Bosons and Fermions.
 - Phys. Rev. Lett., 103(11):113202, Sep 2009.

- [60] J. Esteve, C. Gross, A. Weller, S. Giovanazzi und M. K. Oberthaler: Squeezing and entanglement in a Bose-Einstein condensate. Nature, 455(7217):1216-1219, Oktober 2008, ISSN 0028-0836.
- [61] M. F. Riedel, P. Böhi, Y. Li, T. W. Hänsch, A. Sinatra und P. Treutlein: Atom-chip-based generation of entanglement for quantum metrology. Nature, 464(7292):1170–1173, April 2010, ISSN 0028-0836.

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

2.1	Schematische Darstellung eines Gauß-Strahls	9
2.2	$\operatorname{AC-Stark-Verschiebungen}$ für verschiedene Dipolfallenwellenlängen .	11
3.1	Graphische Darstellung der Vakuumkammer	18
3.2	Schematischer Aufbau des Lasersystems zum Fangen und Kühlen von ⁸⁷ Rb	20
3.3	Typische Ladekurve der 3D MOT	21
3.4	Schematischer Aufbau der optischen Dipolfalle in Einzelstrahlkonfi-	0.0
۰ <i>۲</i>	guration	23
3.5	Laserausgangsleistung P_{Dip} als Funktion der angelegten Steuerspan- nung U_c	23
3.6	Theoretisches und experimentelles Verhalten der an einer Po- ckelszelle in Kombination mit Polarisationsanalysator verwendeten	
	transmittierten Intensität	26
3.7	Schematischer Aufbau des Detektionssystems	27
4.1	Zeitlicher Verlauf der Detektionssequenz	30
4.2	Exemplarische Bildausgabe der <i>MatLab</i> -Software	33
4.3	Exemplarische Absorptionsaufnahmen der 3D MOT	34
4.4	Flugzeitmessung der Temperatur der 3D MOT	35
4.5	Zeitlicher Verlauf der Modulationssequenz zur Fallenfrequenzmessung	36
5.1	Atomzahl in einer nahresonanten Dipolfalle in Abhängigkeit von der	
	Verstimmung und der Rückpumplaserintensität	41
5.2	Schematische Darstellung der Beladesequenz	42
5.3	Atomzahl (a) und Phasenraumdichte (b) in der schwachen Hybrid- falle in Abhängigkeit von der Verstimmung des Kühllaserlichts in	
	der C-MOT.	43
5.4	Atomzahl in der schwachen Hybridfalle als Funktion der eingestrahl-	10
	ten Rückpumpintensität	44
5.5	Atomzahl in der schwachen Hybridfalle als Funktion der Beladezeit	44

5.6	Atomzahl in der schwachen Hybridfalle als Funktion der Beladezeit	
	der 3D MOT und der Atomzahl der C-MOT	45
5.7	Temperatur der schwachen Hybridfalle in Abhängigkeit der Verstim-	
	mung des Kühllaserlichts in der C-MOT	45
5.8	Phasenraumdichte in der schwachen Hybridfalle in Abhängigkeit der	
	Verstimmung des Kühllaserlichts in der C-MOT	46
5.9	Temperatur in der Dipolfalle nach optischer Kühlung in Abhängig-	
	keit der Dauer der Kühlphase	47
5.10	Lebensdauermessung der schwachen Hybridfalle	47
5.11	Messung der Fallenfrequenz der schwachen Hybridfalle	48
5.12	Messung der Fallenfrequenz der schwachen Hybridfalle nach Evapo-	
	rationskühlung	49
	0	
6.1	Zeitliche Reduktion der Dipolfallenlaserintensität zur Evaporations-	
	kühlung in der Einzelstrahlfalle	52
6.2	Zeitlicher Verlauf der Spitzendichte und der elastischen Stoßrate in	
	der Einzelstrahlfalle	53
6.3	Doppeltlogarithmische Darstellung der Phasenraumdichte in Ab-	
	hängigkeit der Atomzahl in der Einzelstrahlfalle	53
6.4	Zeitliche Reduktion der Dipolfallenlaserintensität zur Evaporations-	
	kühlung in der schwachen Hybridfalle	54
6.5	Darstellung der axialen Potentiale für die $ m_F\rangle$ -Unterzustände in	
	der schwachen Hybridfalle	55
6.6	Absorptionsaufnahmen der Einzelstrahlfalle und der schwachen Hy-	
	bridfalle mit Querschnittprofilen der optischen Dichte	56
6.7	Zeitlicher Verlauf der Spitzendichte und der elastischen Stoßrate in	
	der schwachen Hybridfalle	56
6.8	Doppeltlogarithmische Darstellung der Phasenraumdichte in Ab-	
	hängigkeit der Atomzahl in der schwachen Hybridfalle	56
6.9	Phasenübergang des atomaren Ensembles	57
B.1	Invertierende Addiererschaltung für zwei Spannungen U_{e1} und U_{e2} .	65

Selbständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbst verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

(Dennis Schlippert)

DANKSAGUNG

An erster Stelle möchte ich meiner Mutter Sonja, Klaus, meiner lieben Schwester Daniela und meinen Großeltern Lucie, Ruth und Friedrich danken. Ohne eure Unterstützung bei der Bewältigung von Aufgaben und Problemen außerhalb der Universität wäre mein Studium in dieser Form nicht möglich gewesen. Euch gilt mein größter Dank. Ebenso danke ich meinem Freundeskreis, auf den immer Verlass ist und das ganze Studium über war. Benni, Jörn, Martin, Tobi, Taubert und alle, die ich hier nicht aufgezählt habe: Ihr seid und wart mir bei der Freizeitgestaltung stets eine große Bereicherung - Arbeit und Studium können noch so interessant sein, ohne Spaß und Ausgleich in freien Minuten ist jedoch jegliche Mühe wertlos.

Ich danke den Mitarbeitern des Instituts für Quantenoptik, insbesondere Maic, Jonas, Nils, Ulli, Mark, Daniel und Slava. Ihr alle seid großartige Kollegen und macht jeden Tag hier (auf verschiedene Weisen ¨) zum Erlebnis und sorgt dafür, dass das Arbeitsklima nicht besser sein könnte. Danke Temmo, für die Vorarbeit an der Dipolfalle ¨. Auf administrativer Seite möchte ich Frau Faber, Frau Hünitzsch, Frau Ohlendorf, Frau Pfenning, Nicole Reinke, Frau Thiele-Bode und Stefan Pfalz danken. Ebenso bedanke ich mich bei meinen Studienbegleitern Jan, Manu, Dennis, Steffen, Marcus und Stephanie.

Ich möchte Professor Ernst M. Rasel für die Betreuung meiner Diplomarbeit und das große Vertrauen, dass er in mich investiert hat danken. Ohne deine Hilfe wäre mein Aufenthalt am JPL vor dem Beginn der Diplomarbeit niemals möglich gewesen. Zusätzlich danke ich Professor Wolfgang Ertmer für die Schaffung des Arbeitsumfeldes am Institut für Quantenoptik und für die Übernahme des Koreferats. Schlussendlich möchte ich HALOSTAR und meinem Vater für die finanzielle Unterstützung danken, ohne die dieses Studium nicht möglich gewesen wäre.

Ich möchte diese Arbeit meinem Großvater Siegfried widmen - ich hätte sie dir gern gezeigt...

We cannot change the cards we are dealt, just how we play the hand.

-Randy Pausch